**С. Э. ФРИШ ҳәм А. В. ТИМОРЕВА**

**УЛЫЎМА ФИЗИКА КУРСЫ**

**ТОМ II**

**ЭЛЕКТРЛИК ХӘМ ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ҚУБЫЛЫСЛАР**

**Дүзетилген ҳәм толықтырылған тоғызыншы басылыўынан**

**қарақалпақ тилине аўдарылды.**

**РСФСР Жоқары ҳәм орта арнаўлы билим министрлиги тәрепинен мәмлекетлик университетлер ушын оқыўлық сыпатында қабыл етилген.**

**МАЗМУНЫ**

**ТӨРТИНШИ БӨЛИМ**

**ЭЛЕКТРОСТАТИКА**

XV бап. Тийкарғы электростатикалық қубылыслар

§ 120. Кирисиў.

§ 121. Электр зарядлары.

§ 122. Өткизгишлер ҳәм изоляторлар.

§ 123. Электростатикалық майдан. Кулон нызамы.

§ 124. Электростатикалық майданның кернеўлиги

§125. Кернеўлик сызықлары.

§ 126. Кернеўлик ағысы. Остроградский-Гаусс теоремасы.

§ 127. Остроградский-Гаусс теоремасын қатаңырақ келтирип шығарыў.

§ 128. Остроградский-Гаусс теоремасының қолланылыўы.

§ 129. Электростатикалық майданның күшлериниң жумысы. Потенциал

§ 130. Потенциалдың қәддиниң бети.

§ 131. Электр майданының кернеўлиги менен потенциал арасындағы байланыс.

§ 132. Кернеўлилик, потенциал ҳәм көлемлик зарядлардың тығызлығы арасындағы байланыс.

§ 133. Электр майданындағы өткизгишлер.

§ 134. Өткизгиштиң бетиниң қасындағы майданның кернеўлиги.

§ 135. Сыртқы электр майданындағы диполь.

§ 136. Өткизгишлердиң электр сыйымлығы.

§ 137. Зарядлардың системасының энергиясы.

§ 138. Электростатикалық майданның энергиясы.

XV бап. Диэлектриклердеги электростатикалық қубылыслар.

§ 139. Диэлектриклер. Диэлектрлик турақлы.

§ 140. Диэлектрик бар болған жағдайдағы конденсатордың энергиясы. Диэлектриктеги майданның энергиясы.

§ 141. Диэлектриклердиң поляризациясы.

§ 142. Диэлектриктеги майданның кернеўлиги.

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

§ 144. Электростатикалық индукция векторы.

§ 145. Зарядқа тәсир ететуғын күшлер бойынша ҳәм векторларын анықлаў.

§ 146. Диполлик диэлектриклер. Молекулалардың диполлик моментлерин анықлаў.

§ 147. Кристаллардың диэлектриклик қәсийетлери. Пьезоэлектрлик.

§ 148. Конденсаторлар.

§ 149. Конденсаторлардың ҳәр қыйлы типлери.

§ 150. Потенциаллар айырмасын өлшеў.

§ 151. Жүдә киши зарядларды өлшеў. Электронның заряды.

§ 152. Электростатикалық майданның тәбияты.

**БЕСИНШИ БӨЛИМ**

**Турақлы тоқ**

XV бап. Турақлы тоқтың тийкарғы нызамлары.

§ 153. Турақлы тоқ. Ом нызамы.

§ 154. Өткизгишлердиң қарсылығы.

§ 155. Тоқтың тығызлығының векторы.

§ 156. Зарядлардың сақланыўы. Стационар тоқлардың туйықлығы.

§ 157. Джоуль-Ленц нызамы.

§ 158. Тоқ күши менен потенциаллар айырмасын өлшеў.

§ 159. Қарсылықлар ҳәм оларды өлшеў.

§ 160. Өткизгишлердеги еркин электронлар. Классикалық көз-қараслар.

§ 161. Классикалық электронлық теория көз-қарасы бойынша Ом ҳәм Джоуль-Ленц нызамлары.

§ 162. Металлардың электр өткизгишлиги менен жыллылық өткизгишлиги арасындағы байланыс.

§ 163. Металлардың электр өткизгишлигиниң квантлық теориясы.

§ 164. Турақлы тоқтың туйық шынжыры.

§ 165. Турақлы тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын энергия.

§ 166. Бир текли емес шынжыр ушын Ом нызамы. Кирхгоф нызамы.

§ 167. Кирхгоф теңлемелерин айырым мәселелерди шешиў ушын қолланыў.

§ 168. Контактлық потенциаллар айырмасы.

§ 169. Гальваникалық элементлер.

§ 170. Термоэлектрлик қубылыслар.

§ 171. Ярым өткизгишлер.

§ 172. Қыздырылған өткизгишлер тәрепинен электронлардың шығарылыўы.

§ 173. Термоэлектронлық эмиссия теориясы.

XVI бап. Электролитлер менен газлердеги тоқлар.

§ 174. Электролитлик өткизгишлик.

§ 175. Фарадей нызамлары.

§ 176. Электролитлик диссоциация.

§ 177. Еритпедеги ионлардың энергиясы.

§ 178. Электролитлик өткизгишлик теориясы.

§ 179. Электродлардың поляризациясы.

§ 180. Электролиздиң техникадағы қолланылыўы.

§ 181. Қатты денелердиң электролитлик өткизгишлиги.

§ 182. Газлердеги электр тоғы.

§ 183. Газлердиң өз бетинше емес өткизгишлигиниң теориясы.

§ 184. Газ ионларының молизация ҳәм жылжығышлық коэффициентлерин эксперименталлық анықлаў.

§ 185. Электр тоғының вакуум арқалы өтиўи.

§ 186. Богословский-Ленгмюр формуласын келтирип шығарыў; тоқ күшиниң флуктуациялары.

§ 187. Электронның газдеги еркин жолының узынлығы.

§ 188. Электронлардың атомлар ҳәм молекулалар менен соқлығысыўы.

§ 189. Төменги басымлардағы электронлардың газлердеги жылжығышлығы.

§ 190. Газлердиң өз бетинше өткизгишлиги.

**АЛТЫНШЫ БӨЛИМ**

**ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ҚУБЫЛЫСЛАР**

XVII бап. Тоқлардың магнит майданы.

§ 191. Магнит майданы ҳәм оның характеристикалары.

§ 192. Магнит майданының кернеўлигин графикалық сүўретлеў.

§ 193. Тоқлардың магнит майданын анықлаў усылы.

§ 194. Дөңгелек тоқ пенен соленоидтың магнит майданы.

§ 195. Магнит майданының кернеўлигиниң өлшем бирликлери. Бирликлердиң абсолют электромагнитлик системасы.

§ 196. Магнит майданындағы тоққа тәсир ететуғын күшлер. Электрлик бирликлердиң халық аралық системасы.

§ 197. Магнит майданындағы тоғы бар туйық контур.

§ 198. Магнит кернеўлиги векторының циркуляциясы.

§ 199. Магнит кернеўлиги векторының циркуляциясы ушын аңлатпаны пайдаланыў.

§ 200. Магнетиклер.

§ 201. Молекулалардың, атомлардың ҳәм электронлардың магнит моментлери.

§ 202. Магнитлениў векторы.

§ 203. Ферромагнетизм.

§ 204. Ферромагнетизмниң тәбияты.

§ 205. Турақлы магнитлер.

§ 206. Магнит индукциясы векторының сызықлары. 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 ҳәм 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 теңлемелери.

§ 213. Өлшеў қураллары.

XIX бап. Зарядланған бөлекшелердиң электр ҳәм магнит майданларындағы қозғалысы.

§ 214. Магнит майданында қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын күш.

§ 215. Қозғалатуғын зарядтың магнит майданы.

§ 216. Қозғалатуғын зарядлардың магнит майданын эксперименталлық үйрениў.

§ 217. Холл эффекти.

§ 218. Электронлардың салыстырмалы зарядын анықлаў.

§ 219. Оң зарядланған ионлардың салыстырмалы зарядын анықлаў.

§ 220. Электронлық нурдың техникадағы қолланылыўы.

XX бап. Электромагнитлик индукция.

§ 221. Электромагнитлик индукция қубылысы.

§ 222. Индукцияның электр қозғаўшы күшин анықлаў.

§ 223. Индукциялық тоқ тәрепинен алып жүрилетуғын электр зарядының муғдары. Магнитлик шамалардың халық аралық системадағы бирликлери.

§ 224. Индукцияның дара жағдайлардағы электр қозғаўшы күшин анықлаў.

§ 225. Өзлик индукция қубылысы.

§ 226. Ажыралыў ҳәм тутасыў экстратоқлары.

§ 227. Өз-ара индукция.

§ 228. Тоқлардың магнит майданының энергиясы.

§ 229. Қайтадан магнитлениў жумысы.

§ 230. Кабелдиң өзлик индукция коэффициенти.

§ 231. Фуко тоқлары. Бетлик эффект.

§ 232. Өзгермели тоқ.

§ 233. Өзгермели тоқ шынжырындағы ажыралып шығатуғын қуўат.

§ 234. Өзгермели тоқтың өзлик индукцияға ҳәм сыймлылыққа ийе шынжыры.

§ 235 Динамомашиналар ҳәм электромоторлар.

§ 236. Трансформаторлар.

§ 237. Өзгермели тоқларды туўрылаў ҳәм өлшеў.

§ 238. Үш фазалы тоқ.

XXI бап. Электромагнит тербелислер ҳәм толқынлар.

§ 239. Конденсатордың тербелмели разряды.

§ 240. Мәжбүрий электр тербелислери.

§ 241. Катодлық лампаның жәрдеминде сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыў.

§ 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 қоздырыўдың ҳәм регистрациялаўдың ҳәзирги заман усыллары.

Қосымша. Электрлик ҳәм магнитлик шамалардың бирликлериниң системалары

**ТӨРТИНШИ БӨЛИМ**

**ЭЛЕКТРОСТАТИКА**

**XIV БАП**

**ТИЙКАРҒЫ ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫҚ ҚУБЫЛЫСЛАР**

**§ 120. Кирисиў**. Бизиң эрамызға шекемги VI әсирде грек философы 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 ўақыт өткеннен кейин, 1600-жылы инглиз шыпакери Джильберт тәрепинен кеңейтилди. Ол жипекке сүйкелген шийше ҳәм басқа да бир қатар затлардың тап сондай қәсийетке ийе болатуғынлығын тапты. Усындай ҳалға өткерилген денелерди электрленген ямаса сөзбе-сөз "янтарланған" деген атамаға ийе болды. Себеби "электрон" сөзи грекше янтарды аңғартады.

Дерлик еки әсирдиң даўамында - XVII әсирдиң ақырына шекем денелердиң электрлениўин үйрениў әстелик пенен раўажланды ҳәм тийкарынан тәбияттың басқа қубылысларын үйрениўден байланыссыз ҳалда өткерилди. Тийкарынан сүйкелистиң салдарынан электрленген ҳалға өтиў менен олардың арасындағы тәсирлесиў күшлерин үйрениў менен шекленди Электр ҳаққындағы тәлиматтың бул бөлими кейинирек электростатика атамасына ийе болды.

1789-жылы Гальвани тоқтың физиологиялық тәсирин ашты. Мыс илгектиң жәрдеминде ҳәзир ғана препаратланған қурбақаның арқа нервлерин илдирип алып оны балкондағы темир перилаға илдиргенде ол ҳәр сапары қурбақаның мускулалары перилаға тийгенде қысқаратуғынлығын аңғарған. Сол ўақытлары мускулалардың олар арқалы электрленген денелердиң разряды өткенде қысқаратуғынлығы белгили болған болса да көп ўақытлардың даўамында электрлик қубылыслардың бирден-бир екенлиги анықланған жоқ ҳәм "гальваникалық электр" менен сүйкелистиң салдарынан алынатуғын электрди өз алдына қараў қабыл етилди. Тек XIX әсирдиң басында ғана электрлик қубылыслардың түрлериниң оғада көп екенлиги ашылды: электр тоғының пайда болыў шәртлери үйренилди, тоқтың жыллылық ҳәм магнитлик тәсирлери табылды, диэлектриклердиң тутқан орны анықланды ҳ.т.б. XIX әсирдиң екинши ярымы электр ҳаққындағы тәлиматтың пәтли раўажланыўы орын алды. Фарадей менен Максвелл тәрепинен электромагнит қубылысларының бирлиги анықланды, электромагнит толқынлар ашылды ҳәм жақтылықтың электромагнит теориясы дөретилди.

Электр ҳаққындағы тәлиматтың раўажланыўының принципиаллық әҳмийети жүдә жоқары: бир тәрептен электрлик қубылысларды механикалық қубылысларға алып келиўдиң мүмкин емес екенлиги айқын болды, екиншиден, электрлик қубылыслардың басқа барлық физикалық процесслердиң арасындағы терең байланыстың бар екенлигин көрсетти. Усындай жоллар менен электр ҳаққындағы тәлимат механикалық материализмниң диалектикалық материализмге өтиўине мүмкиншилик берди. Ақырында, электрлик қубылыслардың әмелий қолланылыўының әҳмийетиниң жүдә уллы екенлиги айқын болды.

Электр ҳаққындағы тәлиматтың раўажланыўында рус алымларының тутқан орны уллы. XVII әсирдиң ортасында Г.В.Рихман менен биргеликте гүлдирмама қубылысын үйрениўдиң барысында ҳаўаның электрлениўиниң жоқары көтерилетуғын ағыслардың сүйкелисиниң салдарынан пайда болады деген жуўмаққа келди. Ломоносовтың өзи болса 1753-жылы сол ўақытлар ушын алдыңғы қатардағы пикирлерден болған электрди эфирдиң бөлекшелериниң үлкен тезликтеги айланбалы қозғалысы деп болжады. Сол 1753-жылы Петербург Илимлер Академиясы "Электр күшлериниң тәбияты ҳаққында" пүткил дүньялық конкурс дағазалады. Сыйлық 1755-жылы Л.Эйлерге берилди. Ол электрленген денелердиң бир бири менен тәсирлесиўин эфирдиң кериўи сыпатында түсиндирди. Петербург академиги Эпинус сол ўақытлары кең түрде пайдаланылған "электр суйықлығы" түсинигин киргизди және биринши рет электр ҳәм магнит қубылысларының математикалық теориясын раўажландырды. 1803-жылы академик В.В.Петров электр доғасын ашты ҳәм оны әмелде қолланыўдың мүмкиншилигин болжады. Ол бириншилерден болып суйықлықлар арқалы тоқ өткенде олардың ажыралатуғынлығын үйренди. XIX әсирдиң отызыншы ҳәм қырқыншы жыллары Петербург Илимлер Академиясының ҳақыйқый ағзасы ҳәм Петербург университетиниң профессоры Э.X.Ленц индукциялық тоқтың бағыты менен тоқтың жыллылық тәсирин анықлайтуғын жүдә әҳмийетли болған нызамларды ашты. XIX әсирдиң екинши ярымында А.Г.Столетов темирдиң магнитлик қәсийетлерин үйрениўдиң усылын берди ҳәм фотоэлектрлик қубылысты ашты. 1895-жылы А.С.Попов радиотелеграфты ойлап тапты, ал бир неше жыл өткеннен кейин П.Н.Лебедев миллиметрли электромагнит толқынларын алды. XX әсирдиң басында Москва мәмлекетлик университетиниң профессоры А.А.Эйхенвальд экспериментлерде қозғалатуғын зарядлардың тоқ сыяқлы магнит майданын пайда ететуғынын дәлилледи. Совет алымлары электр ҳаққындағы тәлиматтың ҳәр қыйлы тараўларында ири табысларға еристи.

Рус алымлары электротехниканың раўажланыўында үлкен орынларды ийеледи. Б.С.Якоби биринши болып электроматорды конструкциялады ҳәм оны қайық пенен вагонды қозғалысқа келтириў ушын пайдаланды; ол электролиздиң әмелий жақтан пайдаланылыўын (гальванопластинканы) ашты. П.Н.Яблочков жақтыландырыў ушын әмелде қолланыўға 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.

Электротехниканың ҳәзирги заман өндирисиндеги әҳмийетли орны бизиң елимиздеги электротехниканың тутқан үлкен орнын анықлады...

**§ 251 Электр зарядлары**. Электр ҳаққындағы тәлиматтың тарийхый раўажланыў барысына сәйкес биз баянлаўды электрлестириў ҳалының характеристикасы менен электрленген денелердиң өз-ара тәсирлесиў нызамларынан баслаймыз. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, электр ҳаққындағы тәлиматтың бул бөлими электростатика деп аталады. XVIII әсирдиң басында өткерилген тәжирийбелер электрлеўдиң тек еки түриниң 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 дене зарядқа ийе деп есапланады ҳәм ол денениң электрленгенлигиниң өлшеми болып табылады. Зарядтың анықламасы төменде бериледи.

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

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 1-сүўрет. Электрленген шариклердиң бир бири менен тәсирлесиўи. | 2-сүўрет. Кишкене қағазлары бар электроскоп. |

Электрленгенлик дәрежесин электрленген денелердиң арасындағы күштиң шамасы бойынша анықлаўға болады. Электрленгенликти сапалық жақтан анықлаў ушын, мысалы, узын сабақларға илдирилген еки жеңил шариклерди пайдаланыўға болады (1-сүўрет). Бирдей электрленгенлик орын алғанда шариклердиң 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. Әмелде ***электроскоплар*** деп аталатуғын арнаўлы әсбапларды пайдаланады. Олардың бири 2-сүўретте көрсетилген.

2-сүўретте көрсетилген электроскоп мынадай дүзилиске ийе: металл сымның төменги тәрепинен жеңил ҳәм алюминий жапырақлары илдирилген. Сол жапырақлар менен сым усы қағазларды бақлаў ушын шийше айнаға ийе металл қутының ишине эбонит пробкасының жәрдеминде бекитилген[[1]](#footnote-1). Егер сымына оған электрленген денени тийгизиў арқалы электр заряды берилетуғын болса, онда алюминий жапырақлар электрленеди ҳәм бир бири менен ийтерисип бир биринен ажырасады. Олардың ажырасыўы бойынша оларға берилген электрлесиўдиң шамасын анықлаўға болады.

Қаншама электрлескенлигин санлық жақтан дәл анықлаў ушын электроскоптың шкаласы болыўы керек. "Электр көрсеткиши" ямаса электрометр деп аталатуғын усындай әсбапты биринши рет М.В.Ломоносов пенен биргеликте гүлдирмамадағы разрядларды изертлеген Г.В.Рихман 1745-жылы соқты. Г.В.Рихманның "электр көрсеткишиниң" сүўрети 3-сүўретте келтирилген. Бул сүўретте арқалы вертикаль бағытта илдирилген металл сызғыш көрсетилген. Сызғышқа бир ушы менен жипек сабақ бекитилген. Электрлестириўде сабақ сызғыштан ийтериледи ҳәм оның аўысыў дәрежеси ағаштан соғылған квадратына қойылған белгилердиң жәрдеминде анықланады.

Рихманның схемасы бойынша соғылған ҳәзирги заман электрометри 4-сүўретте келтирилген. стерженин электрлегенде жапырағы қозғалмайтуғын стерженинен ийтериледи, ал электрлениўдиң дәрежесинен ғәрезли болған аўысыўдың шамасы шкала бойынша анықланады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 3-сүўрет. Г.В.Рихманның электр көрсеткиши. | 4-сүўрет. Электрометр. |

Электрлениў процессин түсиниўге жәрдем беретуғын жүдә әҳмийетли болған қубылыстың мәниси мынадан ибарат: мысалы, егер оң электрленген денени терис электрлей басласа, онда оның электрлениў дәрежеси киширейеди ҳәм кейнинен толық жоғалады ҳәм тек усыннан кейин ғана дене терис электрлене баслайды. Буннан ҳәр *қыйлы белгиге ийе болған зарядлардың бир бирин компенсациялайтуғыны* келип шығады. Бул факт мынадай гипотезаның пайда болыўына алып келди: зарядланбаған денелерде барлық ўақытта қарама-қарсы белгилерге ийе зарядлар бар ҳәм олардың тәсирлери бир бирин толық компенсациялайтуғындай болады. Артықмаш оң зарядларға ийе денелер оң зарядланған. Артықмаш терис зарядларға ийе дене терис зарядланған. Денелерди бир бирине сүйкегенде олардың екеўи де электрленеди, олардың бири оң зарядқа, ал екиншиси терис зарядқа ийе болады. Буннан биз *зарядлар пайда болмайды ҳәм жоқ болмайды, олардың тек бир денеден екинши денеге берилиўи ямаса берилген денениң ишинде орын алмастырыўы мүмкин* деген жуўмаққа келемиз. Бул жағдай *электр зарядларының сақланыў нызамы* атамасы менен белгили ҳәм ол электр ҳаққындағы тәлиматтың тийкарғы нызамы болып табылады ҳәм көп санлы эксперименталлық фактлердиң тийкарында тастыйықланады. Бундай эксперименталлық фактлердиң бири сыпатында Эпинус тәрепинен ашылған алып келиў менен электрлеўди (рус тилинде "электризация наведением") ямаса индукцияланған электрлениўди көрсетиўге болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 5-сүўрет. Алып келиў менен электрлеў. |

Алып келиў менен электрлеў қубылысының мәниси мынадан ибарат: егер изоляцияланған өткизгишине зарядланған денесин алып келсе (5-а сүўрет), онда өткизгишинде зарядлар пайда болады. Соның менен бирге денесине жақын бөлиминде қарама-қарсы белгидеги заряд, ал оған ең узақласқан бөлиминде белгиси денесиниң зарядының белгисиндей болған зарядлар пайда болады екен. Зарядланған денесин алып кеткенде денесиндеги зарядлар жоқ болады. Бирақ, денесин алып кетпестен бурын өткизгишин екиге бөлсек (5-b сүўрет), онда зарядлар денесин алып кеткеннен кейин де сақланады. Егер денесинде усы дене арқалы еркин қозғала алатуғын оң ҳәм терис зарядлар (ямаса бир белгиге ийе болған зарядлар еркин қозғала алатуғын) барлық ўақытта бар еди деп болжаса, онда Эпинус тәжирийбесин түсиндириў аңсат. Бундай жағдайда өткизгишке оң зарядланған денесине оң зарядланған денесин алып келгенде денесинде бар болған терис зарядлар оған тартылады, ал оң зарядлар оннан ийтериледи. Нәтийжеде денесиниң еки ушында ҳәр қыйлы белгиге ийе электрлеў пайда болады. Зарядланған денесин алып кеткенде денедеги зарядларға сыртқы күшлердиң тәсири тоқтайды, зарядлар "араласады" ҳәм денесиниң барлық бөлимлери қайтадан нейтраль болады. Егер денеси жақынлатылған ўақытта денесин екиге бөлген жағдайда усы денесиндеги зарядлардың араласыўы болмаған ҳәм бул денени екиге бөлгенде оның еки бөлими электрленген ҳалда қалған болар еди.

денесиниң бир биринен ажыратылған еки бөлимин бир бирине тийгизгенде сақланған зарядлардың муғдарларының шамалары бойынша бирдей екенлигин ҳәм тийискеннен кейин денесиниң нейтраль болып қалатуғынлығын аңсат көриўге болады.

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

XIII әсирдиң орталарында пайда болған электрлик қубылыслардың биринши теориясы айрықша электр суйықлығының бар деп болжады. Буннан кейин еки электр суйықлығы - оң ҳәм терис суйықлық бар деп болжады. Петербург Академиясының академиги Эпинус бир электрлик суйықлық теориясын раўажландырды ҳәм оны оң суйықлық деп болжады. Эпинустың теориясы бойынша бул суйықлықтың артықмаш болыўы оң электрлениў ҳалын, ал жетиспеўи терис электрлениў ҳалын пайда етеди. XIX әсирдиң ақырында элементар электр зарядының бар екенлиги табылды; атомлар ямаса молекулалар усы элементар зарядтан пүтин есе үлкен болған зарядқа ғана ийе бола алады. Буннан кейин усындай жағдайдың орын алыў себебиниң белгили болған терис зарядқа ийе элементар бөлекшелердиң бар болыўының нәтийжеси екенлиги белгили болды; бул бөлекшелер *электронлар* атамасына ийе болды. Төменде электронның тек белгили болған зарядқа ийе болып ғана қоймай, белгили болған массасына да, және бир қатар физикалық шамаларға да (айланбалы момент, магнит моменти) ийе болатуғынлығы белгили болды...

Электронның массасы ең жеңил болған водород атомының массасының шама менен бөлегин қурайды.

Ҳәзирги заман көз-қараслары бойынша (III томға қараңыз), электроны қурамлық бөлек сыпатында барлық атомларға киреди; ядро деп аталатуғын атомның орайлық бөлими атомлық ядро деп аталады; атомның массасының дерлик барлығы оның ядросында топланған. Ҳәзирги ўақытлары оң зарядланған электронлардың бар екенлиги де белгили (оларды позитронлар деп атайды). Бирақ олар айрықша шараятларда пайда болады ҳәм оларды биз қарамаймыз.

**§ 122 Өткизгишлер ҳәм изоляторлар.** Жоқарыда айтылып өтилгениндей, тәжирийбелер барлық денелердиң еки классқа бөлинетуғынлығын көрсетеди: 1) электрлениўди алып бере алатуғын денелер; оларды өткизгишлер деп атайды ҳәм 2) электрлениўди алып бермейтуғын денелер; бундай денелерди өткизбейтуғын (соның менен бирге изоляторлар ямаса диэлектриклер) денелер деп атайды. Өткизгишлер биринши ҳәм екинши әўлад өткизгишлер болып екиге бөлинеди. Биринши әўладқа киретуғын өткизгишлерде зарядлардың алып өтилиўи (тасылыўы) олардың химиялық тәбиятының өзгерислери ҳәм затлардың сезилерликтей тасылыўы менен байланыслы емес; екинши әўлад өткизгишлердеги зарядлардың тасылыўы химиялық өзгерислер менен, атап айтқанда басқа өткизгишлер менен тутасқан орынларда заттың химиялық қураўшыларының бөлинип шығыўы менен жүреди. Биринши әўлад өткизгишлерине барлық металлар киреди; екинши әўлад өткизгишлериниң қатарына балқытылған дузлар, дузлардың, кислоталардың ҳәм силтилердиң еритпелери киреди.

Ҳәзирги ўақытлары ярым өткизгишлерди де айырып көрсетеди. Бул денелер жүдә киши болса да, бирақ толық сезилерликтей электр өткизгишликке және оларды айрықша топарға киргизгендей бир қатар қәсийетлерге ийе. Ҳәзирги ўақытлары өткизгишлер менен диэлектриклердиң тәбияты жөнинде белгили болған көз-қараслар қәлиплескен.

Металларда (биринши әўлад өткизгишлерде) электронлардың бир бөлими атомлардың арасында еркин қозғала алады. Зарядланбаған металда еркин қозғалатуғын электронлардың зарядлары металдың кристаллық пәнжересиндеги атомлардың тулғалары менен байланыслы болған оң зарядлар менен компенсацияланады. Өткизгишти электрлеў оған киретуғын электронлардың санларының өзгерислерине алып келинеди: терис электрленгенде өткизгишке сырттан артық электронлар қосылады, ал оң зарядланғанда оннан электронлардың бир бөлими сыртқа алынады. Буның нәтийжесинде атом ядроларының толық компенсацияланбаған оң заряды билине баслайды.

Алып келиў менен зарядлағанда (индукцияда) сыртқы заряд тәрепинен тартыў ҳәм ийтериў күшлериниң тәсиринде электронлар өткизгиштиң бир ушына қарай жылысады; бул ушта электронлардың артықмашлығы пайда болып, терис электрлениўди жүзеге келтиреди; өткизгиштиң қарама-қарсы ушында электронлардың жетиспеўиниң себебинен компенсацияланбаған оң заряд пайда болады.

Металлардағы барлық электронлар бирдей, сонлықтан олардың орын алмастырыўы биринши әўлад өткизгишлериниң химиялық қурамының өзгериўи менен байланыслы емес. Электронлардың массалары жүдә киши болғанлықтан, ис жүзинде мүмкин болған электрлеўдеги өткизгиштеги электронлардың санының өзгериўине байланыслы болған массаның өзгерисин сезиўдиң мүмкиншилиги болмайды[[2]](#footnote-2).

Екинши әўлад өткизгишлерде еркин электронлар жоқ, бирақ оларда электронлардың жетиспеўшилиги ямаса артықмашлығы бар атомлар ямаса молекулалар болады. Усындай зарядланған атомларды ямаса молекулаларды ионлар деп атайды. Екинши әўлад өткизгишлериндеги зарядтың алып жүрилиўи ионлардың орын алмастырыўы менен байланыслы. Бул екинши әўлад өткизгишлериндеги химиялық өзгерислердиң болатуғынлығын түсиндиреди.

Диэлектриклер, яғный электрди өткизбейтуғын затлар тең сандағы терис ҳәм оң зарядлар бар атомлардан ҳәм молекулалардан турады, олар диэлектриклердиң ишинде еркин қозғала алмайды. Электрлик күшлердиң тәсиринде диэлектриклердеги зарядлар тек азмаз аўысады ямаса өзлериниң бағытларын өзгертеди. Мысалы белгилери ҳәр қыйлы болған зарядлар (поляр молекулалар) жуп-жуптан байланысқан және олар бир бирине салыстырғанда тәртипсиз түрде тарқалған зат диэлектриктиң модели болып хызмет ете алады (6-а сүўрет). Сонлықтан тутасы менен алынған диэлектрик те, оның айырым бөлимлеринде де электрлик жақтан нейтраль. Егер диэлектрикке зарядланған денени алып келсе, онда зарядлар орынларын алмастырмайды, бирақ тек бирдей болып ориентацияланады (6-б сүўрет)[[3]](#footnote-3). Усының нәтийжесинде диэлектриктиң алып келинген дене тәрепиндеги ушында сол денениң зарядына қарама-қарсы белгидеги, ал қарама-қарсы ушында алып келинген денениң зарядындай заряд пайда болады. Диэлектриктиң усындай ҳалын *поляризация* деп атайды. Бул поляризация өткизгиштеги индукцияның ўақытында пайда болатуғын электрлениўден басқа болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 6-сүўрет. Диэлектриктиң поляризациясы. | 7-сүўрет. Кулонның айланыўшы тәрезиси. |

Егер поляризацияланған диэлектрикти бөлеклерге бөлсе, мысалы, сызықлар бойынша бөлсе (6-*б* сүўрет), онда бөлеклердиң ҳәр қайсысы тутасы менен нейтраль болып, тек олардың бетлеринде анаў ямаса мана белгиге ийе зарядлар болады.

Жүдә үлкен электрлик күшлерде диэлектриктиң молекулаларының қыйраўы мүмкин; бундай жағдайда диэлектрик өткизгишке айланады. Бул қубылыс диэлектриктиң *тесилиўи* деп аталады.

**§ 123. Электростатикалық майдан. Кулон нызамы**. Зарядлардың өз-ара тәсирлесиў нызамы электростатиканың тийкарғы нызамы болып табылады. Зарядлардың өз-ара тәсирлесиўин дәслеп пүткил дүньялық тартасыў нызамына формаль түрдеги аналогия тийкарында түсиндирилди. Бундай жағдайда электрлик күшлер де, пүткил дүньялық тартысыў күшлери де аралықлық кеңисликтиң орнының ҳеш қандай әҳмийети жоқ "аралықтан тәсир етиў" күшлери болып табылады деп болжанған. Ал ҳақыйқатында зарядлар қоршаған орталықта қандай да бир өзгерислерди пайда етеди (тап тартысыўшы массалар сыяқлы). Бундай өзгеристиң болыўы биз қарап атырған зарядтан базы бир қашықлықта жайласқан зарядқа күшлердиң тәсир етиўинен көринеди. Ҳәзирше бундай өзгерислердиң тәбиятын қарамай, биз тынышлықта турған зарядлар бар болған жағдайда оларды қоршаған кеңисликте электр майданы пайда болады деп айтамыз.

Еки зарядтың бир бири менен тәсирлесиўи мынадан ибарат: зарядлардың ҳәр қайсысы өзин қоршаған орталықта майдан пайда етеди ҳәм бул майдан басқа зарядқа белгили күш пенен тәсир етеди.

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

Зарядланған денелердиң өз-ара тәсирлесиўи олардың формаларынан да, өлшемлеринен де ғәрезсиз болғанлықтан, өз-ара тәсирлесиў нызамын табыў ушын ноқатлық зарядларды қарайды. Ноқатлық зарядлар деп айтқанда олардың өлшемлери олардың арасындағы қашықлықтан киши болған жағдайды түсинеди. Әлбетте, қәлеген зарядланған денени ноқатлық зарядлардың жыйнағы деп қараўға болады.

Еки ноқатлық зарядтың арасындағы өз-ара тәсирлесиў нызамын экспериментте Кулон 1785-жылы тапты. Усының менен бирге Кулон заряды өзиниң ишине зарядтың шамасының анықламасын да алады.

Өзиниң барлық өлшеўлерин Кулон ҳаўада өткерди. Бирақ, қатаң түрде айтқанда, бул параграфта қаралатуғын Кулон нызамының аңлатпасы бослыққа, яғный атомлардың, молекулалардың ямаса басқа да бөлекшелердиң сезилерликтей саны болмаған кеңисликке тийисли.

Ноқатлық зарядлардың өз-ара тәсирлесиў нызамын Кулон айланатуғын тәрезиниң жәрдеминде орынланған өлшеўлердиң жәрдеминде ашты (7-сүўрет). Бундай тәрезиниң дүзилиси мынадай: үлкен шийше ыдыстың ишине жиңишке сымға (сабаққа) шийшеден исленген тәрезиниң оғы илдирилген. Оның бир ушына метал шарик , ал екинши ушына теңлестириўши жүк бекитилген. Екинши металл шариги шийше таяққа қозғалмайтуғын етип бекитилген. Еки шарикке де сырттан электр зарядларын бериўге болады. Шариклер бир биринен ҳәм қоршаған орталықтан изоляцияланған болғанлықтан, берилген зарядлар базы бир ўақыттың ишинде сақланады. ҳәм шариклериниң арасындағы қашықлықты тәрезиниң шариги бар оғын услап турған сабақ бекитилген головканы бурыў арқалы өзгертиўге болады. ҳәм шариклерине зарядлағанда олар бир бири менен тартысады ямаса ийтериседи (зарядлардың белгилерине ғәрезли). Нәтийжеде шариги бекитилген тәрезиниң оғы базы бир мүйешке бурылады. Тәрезиниң головкасын бурыў арқалы шаригин өзиниң бурынғы орнына алып келиўге болады; бундай жағдайда сабақтың буралыў моменти шаригине түскен электр күшиниң моментине тең болады. Егер сабақ алдын ала градировкаланған болса, онда головканың бурылыў мүйешиниң шамасы бойынша күш моментиниң шамасын тиккелей анықлаўға болады. Бундай жағдайда тәрезиниң оғының узынлығын билип шариклердиң арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшиниң шамасын анықлаў мүмкин.

Кулон нызамына алып келетуғын пикирлеўдиң барысы мынадай. Ең бириншиден, бақлаўлар зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлериниң бағыты сол зарядларды тутастыратуғын туўры менен бағытлас. Егер зарядлар бирдей белгиге ийе болса, онда 121-параграфта көрсетилгендей, күшлер ийтерелис күшлери, ал ҳәр қыйлы белгиге ийе болған жағдайда тартылыс күшлери болып табылады. Базы бир турақлы зарядлар берилген ҳәм шариклериниң арасындағы қашықлығын өзгерте отырып, тәжирийбеден өз-ара тәсирлесиў күшлериниң қашықлығының квадратына кери пропорционал екенлигине исениўге болады (8-а сүўрет).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 8-сүўрет. Кулон нызамын тийкарлаў ушын. | 9-сүўрет. Радиус-вектордың бағыты. |

ҳәм зарядларының шамаларын салыстырыў ушын бул зарядлардың белгили болған базы бир үшинши заряды менен ҳәм өз-ара тәсирлесиў күшлерин өлшеймиз (егер оларды үшинши заряд ге бирдей қашықлығында жайласқан болса) (8-*б* ҳәм 8-cсүўретлер). Оның ушын шаригине ҳәм зарядларын беремиз, ал шаригиниң зарядын өзгериссиз ҳәм шамасына тең етип қалдырамыз.

Тәжирийбелер күшлердиң қатнасының үшинши зарядтың шамасы ден де, усы зарядтан ҳәм зарядлары жайласқан қашықлықлардан да ғәрезсиз екенлигин көрсетеди. Демек, күшлердиң қатнасы болған шамасы ҳәм зарядларының өзлери бойынша анықланады екен. Буннан зарядлардың қатнасы болған шамасының күшлердиң қатнасы ге тең екенлиги келип шығады. Солай етип, биз *еки зарядтың шамаларының қатнасын өлшеў усылына* ийе боламыз.

Зарядларды *өлшеўдиң бирликлерин* анықлағаннан зарядлардың абсолют шамаларын анықлаўға болады. Биз оны кейинирек қараймыз.

Зарядлардың муғдарларын салыстырыў усылына ийе болып, биз ҳәр қыйлы болған , , , ... *зарядларын жуп-жуптан бирдей қашықлықта жайластыра аламыз*. Тәжирийбе бундай жағдайда жуп зарядтың арасындағы өз-ара тәсир етиў күши тиң олардың шамаларының көбеймеси ге тең болатуғынлығын көрсетеди.

Солай етип, Кулон нызамы ушын мынадай анықламаны бере аламыз: *еки ноқатлық зарядтың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күши тиң шамасы ҳәм зарядларының көбеймесине туўры пропорционал ҳәм олардың арасындағы қашықлық диң квадратына кери пропорционал*:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул теңликте арқалы пропорционаллық коэффициенти белгиленген.

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

(1)-Кулон нызамын векторлық түрде де жазыўға болады. ноқатлық зарядынан (9-сүўрет) ноқатлық зарядына радиус-векторын жүргиземиз. зарядына тәсир ететуғын күши (1)-формулаға сәйкес сан мәниси бойынша шамасына тең ҳәм радиус-векторы менен бағытлас. Солай етип, Кулон нызамын векторлық түрде былайынша жазады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1a) |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

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

Электр ҳаққындағы тәлиматта системасының тийкарында белгиленген бирликлер ҳәм электростатиканың нызамлары *абсолют электростатикалық бирликлер* деп аталады символы менен белгиленеди.

Ҳәзирги ўақытлардағы халық аралық бирликлер системасындағы электростатикалық бирликтиң киши екенлигине байланыслы (I томға қараңыз) зарядтың бирлиги сыпатында зарядтың -бирлигинен есе үлкен болған зарядтың бирлиги қабыл етилген. Бул жерде арқалы электродинамикалық бирлик деп аталатуғын бирлик белгиленген (196-параграфты қараңыз). Бул бирлик кулон деп аталады. Электрдинамикалық турақлы болған шамасы жоқары дәлликте 3·1010 см/сек ке тең болғанлықтан

1 кулон = 3⋅109 зарядтың СГСE-бирлиги.

теңлигине ийе боламыз.

CGSE системасындағы өлшемлер (1)-формуланың тийкарында алынған:

Буннан

теңликлерине ийе боламыз.

Зарядланған денелердиң арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшин анықлаўға мысал келтиремиз.

Мысал. Салмақ майданында турған еки кишкене шарик (ҳәр қайсысының массасы 0,1 граммнан) узынлығы см болған сабаққа илдирип қойылған (10-сүўрет). Буннан кейин шариклерге бирдей заряд берилген. Нәтийжеде олар бир биринен см ге қашықласқан. Оларға берилген зарядларды *CGSE*-системасында ҳәм кулонларда анықлаңыз.

Шешими. Шариклердиң арасындағы ийтерилис күши

формуласының жәрдеминде анықланады. арқалы ҳәр бир шарикке берилген заряд белгиленген. ийтерисиў күшиниң тең тәсир етиўшиси пенен салмақ күши сабақтың бойы менен бағытланған жағдайда тең салмақлық орнайды. 10-сүўреттен биз мынаған ийе боламыз:

α мүйешиниң киши мәнислеринде tg α ны жуўық түрде *sin α* ге тең деп есаплаўға болады. Бирақ

теңлигине ийе боламыз. тиң усы мәнисин *q2/r2* шамасына теңлестирип

қатнасына ийе боламыз ҳәм ол биз излеген жуўапты береди:

*CGSE*

Бул зарядты кулонларға өткерип

теңлигине ийе боламыз.

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | 10-сүўрет. Электрленген шарларға тәсир ететуғын күшлер. |

**§ 124. Электростатикалық майданның кернеўлиги**. Биз 123-параграфта ҳәр бир зарядтың қоршаған орталықта электростатикалық майданды пайда ететуғынлығын айтқан едик. Майданның қәсийетин оған ноқатлық зарядларды қойып ҳәм оларға тәсир ететуғын күшлерди бақлаў арқалы үйрениўге 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 майданның базы бир ноқатына жайластырылған *q* оң зарядына усы зарядтың шамасына пропорционал күши тәсир етеди. Бул күштиң шамасы менен бағыты майданды пайда ететуғын барлық зарядлардың шамасы ҳәм жайласыўлары бойынша анықланады. Зарядқа тәсир ететуғын **f** күшиниң усы зарядтың шамасы *q* ға қатнасы, Кулон нызамында көринип турғанындай, *q* зарядының шамасынан ғәрезли емес ҳәм майданның берилген ноқатын тәрийиплейди. Солай етип, майданның барлық ноқатлары ушын табылған **f/***q* қатнасы майданның белгили болған объектив қәсийетлериниң физикалық характеристикасын береди. Бул қатнас электростатикалық майданның кернеўлиги деп аталатуғын физикалық шаманы анықлайды. Оны биз **E** арқалы белгилеймиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Егер бул формулада деп болжасақ, онда шамасы бойынша да, бағыты бойынша да шамасына сәйкес келеди. Демек, *базы бир ноқаттағы электростатикалық майданның кернеўлиги сан мәниси ҳәм бағыты бойынша усы ноқатқа жайластырылған бир бирлик оң зарядқа тәсир ететуғын күшке тең.* Бул анықламадан кернеўликтиң векторлық шама екенлиги келип шығады.

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Мысаллар сыпатында, базы бир әҳмийетли дара жағдайлар ушын электростатикалық майданның кернеўлигин есаплаймыз.

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

Кулон нызамы бойынша *q* зарядынан *r* қашықлығында жайласқан оң зарядына тәсир ететуғын күш мынаған тең:

Буннан ноқатындағы кернеўлик

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

шамасына тең болады. (3)-аңлатпа ноқатындағы кернеўликтиң шамасын анықлайды. Кернеўликтиң бағыты күшиниң бағытына сәйкес келеди. Демек, векторы зарядын ноқаты менен тутастыратуғын сызықтың бойында жатады ҳәм оның бағыты былайынша анықланады: егер зарядының шамасы оң болса, онда усы зарядынан сыртқа қарай, ал егер заряды терис болса, онда усы зарядқа қарай бағытланған (11-сүўрет).

Векторлық түрде кернеўлик былайынша жазылады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3*a*) |

Бул формулада арқалы ноқатлық заряды турған орыннан кернеўлиги есапланып атырған ноқатқа түсирилген радиус-вектор белгиленген.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 11-сүўрет. Электростатикалық майданның кернеўлиги ниң бағыты. | 12-сүўрет. Диполдиң көшериндеги майданның кернеўлигин анықлаўға. |

Егер кернеўлик бир неше , ,..., зарядлары тәрепинен пайда етилетуғын болса, онда базы бир ноқаттағы *қосынды майдан ҳәр бир заряд пайда еткен майданның кернеўликлериниң геометриялық қосындысынан турады*.Бул мынадай факттен келип шығады: берилген ноқатта турған зарядына тәсир ететуғын күши ҳәр бир заряд өз алдына пайда еткен , ,..., күшлердиң геометриялық қосындысына тең:

Бул теңликтен күшиниң зарядына қатнасы болған кернеўликтиң

шамасына тең болатуғынлығы көремиз. Теңликтиң оң тәрепинде турған ағзалар зарядлары пайда еткен кернеўликлери болып табылады. Демек,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

2. Диполдиң майданының кернеўлиги. Диполь деп бир биринен қашықлығында турған белгилери ҳәр қыйлы болған еки зарядтың жыйнағына айтады. диң шамасы диполь пайда еткен майданының кернеўлиги анықланатуғын ноқаттан диполге шекемги қашықлықтан әдеўир киши болыўы керек. Зарядлар арқалы өтетуғын сызықты диполдиң көшери деп атайды. Диполдиң көшериниң бойында турған ноқатындағы электростатикалық майданның кернеўлигин анықлаймыз (12-сүўрет). ноқатынан ҳәм зарядларына шекемги қашықлықты сәйкес ҳәм арқалы белгилеймиз. ноқатынан диполдиң ортасына шекемги қашықлық болсын. Бундай жағдайда:

кернеўлиги ҳәр бир заряд өз алдына пайда еткен ҳәм кернеўликлериниң геометриялық суммасына тең. ҳәм векторлары диполдиң көшери бойлап бағытланған болғанлықтан, геометриялық сумма алгебралық суммаға алып келинеди:

ямаса

Буннан кейин мынаған ийе боламыз:

шәрт бойынша Сонлықтан жуўық түрде

аңлатпасына ийе боламыз ҳәм в ушын жазылған аңлатпа мынаған тең болады:

зарядының зарядлардың арасындағы қашықлыққа көбеймеси

диполдиң моменти деп аталады. ушын жазылған формулаға диполдиң моментин киргизип, ең ақырында мынадай формулаға ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

A ноқатындағы майданның кернеўлиги диполдиң көшеринен оңға қарай бағытланған.

|  |  |
| --- | --- |
| 13-сүўрет.  Диполдиң майданының B ноқатындағы кернеўлигин анықлаўға. |  |

Диполдиң көшерине перпендикуляр болған туўрысының бойында орналасқан ноқатындағы кернеўликти қараймыз (13-сүўрет). ноқатындағы кернеўлик ҳәм зарядлары пайда еткен кернеўликлердиң геометриялық қосындысына тең. Еки зарядтан ноқатына шекемги қашықлықлар ҳәм лер өз ара тең. Сонлықтан сан мәниси бойынша:

кернеўликлери векторларының бағытлары 13-сүўретте келтирилген.

13-сүўретте көринип турғанындай, қосынды кернеўлик векторы болған векторының шамасы мынаған:

ямаса

шамасына тең.

Диполдиң ортасынан ноқатына шекемги қашықлықты арқалы белгилейик. Бундай жағдайда теңсизлиги жуўық түрде орынланатуғын болғанлықтан, соңғы формуланы былайынша жаза аламыз:

Ақырында диполдиң моменти болған шамасын киргизип

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

формуласына ийе боламыз. (5)- ҳәм (6)- формулаларды салыстырып еки жағдайда да диполдиң майданының кернеўлигиниң диполь моменти ге пропорционал диполден қашықлық диң кубына кери пропорционал екен.

Жоқарыда келтирилген мысаллар қосынды кернеўликтиң электрлик системаны пайда ететуғын ноқатлық зарядлар пайда еткен кернеўликлердиң геометриялық суммасына тең екенлигин көрсетеди. Бирақ, көпшилик жағдайларда ноқатлық зарядлардан туратуғын система көз-қарасының жәрдеминде исленетуғын есаплаўлар жүдә қурамалы, ҳәтте орынлаў мүмкин еместей дәрежеде болады; сонлықтан, көп санлы мәселелердеги кернеўликти анықлаў айырым қосымша усыллардың жәрдеминде орынланады. Олар ҳаққында биз төменге гәп етемиз.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 14-сүўрет.  Еки диполдиң арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшин анықлаўға. |

Диполдиң кернеўлиги ушын жазылған (5)-формуладан келип шыққан ҳалда диполдиң өзиниң өлшемлеринен әдеўир үлкен болған қашықлығында бир туўрының бойында жайласқан еки қатты диполдиң өз-ара тәсирлесиў күшин аңсат табыўға болады.

Қатты диполь деп сыртқы күшлердиң тәсиринде зарядлардың арасындағы қашықлығы өзгермейтуғын диполге айтады; бундай диполдиң еки заряды да бир бири менен қатты (беккем) байланысқан.

Биринши жағдайды қараймыз. Бул жағдайда еки диполдиң де ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлары бир бирине қарап тур (14-сүўрет). Мейли, биринши диполдиң ортасы менен екинши диполдиң— зарядының арасындағы қашықлық болсын.

(5)-формула бойынша, биринши диполдиң майданының — турған орындағы кернеўлиги шамасына тең

Бул аңлатпада биринши диполдиң моменти болып табылады. Усы кернеўликтиң бар болыўының себебинен екинши диполдиң — зарядына

күши тәсир етеди. Сол диполдиң зарядына

күши тәсир етеди. Екинши диполдиң өзине тәсир ететуғын қосынды күш

шамасына тең. Қойылған шәрт бойынша теңсизлиги орынлы болғанлықтан, онда жуўық түрде

теңлигин, ал буннан

теңлигине ийе боламыз. Соның менен бирге теңлиги орынлы болғанлықтан ( – екинши диполдиң моменти)

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

формуласына ийе боламыз. Минус белгиси қосынды күштиң тартысыў күши екенлигин билдиреди.

Еки диполь бир бирине бирдей зарядланған ушлары менен қарап турған болса, онда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшиниң оң мәниске ийе болатуғынлығын, яғный ийтерилис күши болатуғынлығын аңсат көриўге болады.

(7)-формула диполлер арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшиниң олардың моментлериниң көбеймесине туўры пропорционал ҳәм олардың арасындағы қашықлықтың төртинши дәрежесине кери пропорционал екенлигин көрсетеди. Бизлер өткерген есаплаўларда еки диполь де бир туўрының бойында жатыр еди. Диполлер бир бирине салыстырғанда басқаша жайласқанда да, олардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшиниң қашықлықтың төртинши дәрежесине кери пропорционал екенлигин көрсетиўге болады.

**§ 125. Кернеўлик сызықлары**. Өткен параграфта электростатикалық майданның ҳәр бир ноқатына кернеўлик векторын сәйкес келтириўге болатуғынлығы анықланған еди.

Енди *кернеўлик сызықлары* ямаса *күш сызықлары* ҳаққындағы түсиникти киргиземиз. Кернеўлик сызығы ҳаққында гәп еткенде ҳәр бир ноқатында кернеўлик векторы урынба бағытта бағытланған сызықты түсинемиз (15-сүўрет). Кернеўлик сызығына сызықтың ҳәр бир ноқатында кернеўдиң бағыты менен сәйкес келетуғын бағытты беремиз.

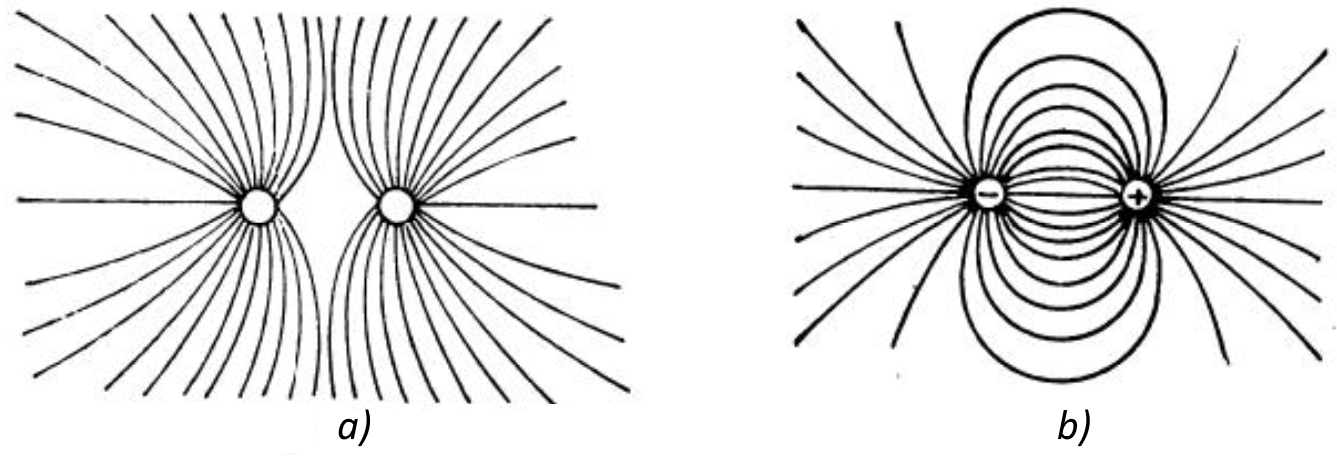
Солай етип, кернеўлик сызығы усы сызықтың бойындағы ҳәр бир ноқаттағы майданның кернеўлиги ниң бағытын ҳәм усыған сәйкес майданның усы ноқатына жайластырылған оң зарядына тәсир ететуғын күштиң бағытын анықлайды екен. күшиниң бағытын усы заряды жайласқан денениң алатуғын тезлениўи ғана анықлайтуғын болғанлықтан (ал оның орын алмастырыўының бағыты емес), демек, зарядланған дене майдан тәрепинен тәсир ететуғын күштиң тәсиринде, улыўма айтқанда, кернеўлик сызығының бойы менен қозғалмайды. Электрлик күшлерден басқа күшлер тәсир етпейтуғын оң зарядланған дене кернеўлик сызығы бойлап тек усы сызық туўры ҳәм басланғыш тезлик кернеўлик сызығына параллель болған жағдайда ғана қозғалады.

Кернеўлик сызықларына мысалларды қараймыз.

1. Ноқатлық зарядтың кернеўлик сызықлары. Ноқатлық зарядлардың кернеўлик сызықларының туўры сызықлар екенлигин аңсат көриўге болады - егер заряд оң болса, онда кернеўлик сызықлары оннан шығады, ал заряд терис болса, онда кернеўлик сызықлары оған киреди (16-*а* ҳәм б сүўретлер). Солай етип, оң зарядты кернеўлик сызықлары басланатуғын орын, ал терис зарядты кернеўлик сызықлары тамам болатуғын орын деп қараўға болады. Еки жағдайда да кернеўлик сызықларына түсирилген урынбалар сызықлардың өзлерине сәйкес келеди ҳәм кернеўликтиң бағыты менен бағытлас.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 15-сүўрет. Кернеўлик сызығы. | 15-сүўрет. Ноқатлық зарядтың кернеўлик сызықлары. a) - оң зарядтың, b) терис зарядтың. |

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



17-сүўрет. Еки ноқатлық зарядтың кернеўлик сызықлары. a) - зарядлар бирдей белгиге ҳәм b) - ҳәр қыйлы белгиге ийе.

3. Бир текли майданның кернеўлик сызықлары. Барлық ноқатларында кернеўлик геометриялық жақтан тең, яғный шамасы бойынша да, бағыты бойынша да бирдей болған майданды бир текли майдан деп атайды. Әлбетте, бир текли майданның кернеўлик сызықлары кернеўлик векторына параллель болған туўрылар болып табылады.

Кернеўлик сызықларының қалайынша жайласқанлығын диэлектриктиң созылған бөлеклериниң поляризацияланыўдың салдарынан кернеўлик сызықларының бойы менен жайласатуғынлығын пайдаланып экспериментлерде анықлаўға болады. Демонстрация ушын гипстиң ийне тәризли майда кристалларын пайдаланады. Оларды станиолдың бөлеклери жабыстырылған шийше пластинкаға себелейди, ал сол станиолдың бөлеклерине заряд бериледи. 18-сүўретте ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған еки станиол тәризли дөңгелектиң арасындағы гипстың майда кристалларының қалайынша жайласатуғынлығы көрсетилген.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 18-сүўрет.  Ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған станиол дөңгелеклериниң арасындағы гипстиң майда кристалларының жайласыўы. |

Кеңисликтиң ҳәр бир ноқатында майданның кернеўлиги тек бир бағытқа ийе болғанлықтан, кернеўлик сызықлары ҳеш қашан кесилисе алмайды. Кернеўлик сызықлары оң зарядларда басланады ҳәм терис зарядларда тамам болады.

**§ 126. Кернеўлик ағысы. Остроградский-Гаусс теоремасы.** Өткен параграфтан кернеўлик сызығын кеңисликтиң қәлеген ноқаты арқалы өткериўге болатуғынлығын көрдик. Сонлықтан кеңисликте өткерилетуғын сызықлардың саны қандай да бир себеплер менен шекленбеген.

Кернеўлик сызығы кернеўликтиң бағытын тәрийиплеп, ол өзинен-өзи кернеўликтиң шамасын тәрийиплей алмайды. Бирақ, кернеўликтиң шамасы менен өткерилетуғын *кернеўлик сызықларының санын* байланыстыратуғын шәртти киргизиўге болады. Кернеўлик үлкен болған орынларда сызықларды қойыў етип, ал кернеўлик киши болған орынларда сызықларды сийрек етип өткеремиз.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 19-сүўрет. Кернеўлик сызықларына перпендикуляр болған бети. | 20-сүўрет. Кернеўлик сызықларына қыя жайласқан бети. |

Ықтыярлы майданды ойымызда кишкене болған областларға бөле аламыз ҳәм усы киши областтың шеклеринде кернеўликти бир текли деп есаплай аламыз. Ойымызда усындай областта кернеўлик сызықларына перпендикуляр бетин өткеремиз (19-сүўрет).

Енди усы бет арқалы кернеўликтиң сызығы өтеди деп ҳәм беттиң майдан бирлиги арқалы өтетуғын сызықлардың саны бет областындағы кернеўликтиң мәнисине тең деп шәрт қояйық. Демек

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

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

Базы бир бет арқалы өткен кернеўлик сызықларының улыўмалық санын *кернеўлиликтиң ағысы* деп атаймыз арқалы белгилеймиз. элементар бети арқалы өтетуғын сызықлардың саны усы бет арқалы өтетуғын элементар ағысты пайда етеди.

Кишкене майданы арқалы өтетуғын сызықлардың саны ди қараймыз. Бул жағдайда усы бетке түсирилген нормалдың бағыты менен кернеўлик сызықларының бағытының арасындағы мүйеш α болсын. Мейли арқалы кернеўлик сызықларының бағытына түсирилген тиң проекциясы болсын. бети арқалы өтетуғын сызықлардың бети арқалы да өтетуғыны өз-өзинен түсиникли. Демек, (1)-теңликтен биз мынаған ийе боламыз:

Бирақ, шамасы кернеўлик векторының бетине түсирилген нормалдың бағытына түсирилген проекциясы болып табылады:

Демек,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул қатнас ықтыярлы түрде бағытланған беттиң элементи арқалы өтетуғын кернеўлиликтиң элементар ағысын береди. Демек, беттиң ықтыярлы жайласқан элементи арқалы өтетуғын кернеўлиликтиң ағысы кернеўлигиниң усы элементке нормаль болған қураўшысы менен элементтиң майданына көбейткенге тең.

Егер бети кернеўлик сызықларына параллель болса, онда усы бет арқалы өтип атырған ағыс нолге тең. Себеби бул жағдайда ҳәм

|  |  |
| --- | --- |
|  | 21-сүўрет.  Остроградский-Гаусс теоремасын келтирип шығарыўға. |

Ағыстың белгиси кернеўлик векторы сызықлары менен оң бағыт деп қабыл етилген нормалдың бағыты арасындағы мүйештен ғәрезли.

20-сүўреттеги ағыс оң; егер биз нормалының оң бағыты сыпатында 20-сүўретте көрсетилген бағытқа қарама-қарсы бағытта алсақ, онда ағыстың белгиси қарама қарсы белгиге өзгерген болар еди.

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

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

Беттиң элементлерин шексиз киши етип алыў керек Сонлықтан бет элементин арқалы белгилеп, кернеўлиликтиң элементар ағысы ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

бети арқалы өтетуғын кернеўликтиң ағысы шексиз көп болған элементар ағыслардың қосындысы, яғный интеграл сыпатында аңлатылады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3*a*) |

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

Майданының кернеўлиги қашықлықтың квадратына кери пропорционал өзгеретуғын ноқатлық зарядынан неше кернеўлик сызығын өткериўге болатуғынлығын қараймыз (124-параграф). ноқатлық заряды сфералық симметрияға ийе болған майданды пайда ететуғын болғанлықтан, 125-параграфта атап өтилгениндей, кернеўлик сызықлары симметриялы жайласқан радиаллық сызықлардан ибарат болады (21-сүўрет). Олардың улыўмалық санын арқалы белгилеймиз. Ойымызда орайы зарядында жайласқан ықтыярлы радиусына ийе болған сфераны жүргиземиз. Қабыл етилген шәртке сәйкес, беттиң бир бирлигин кесип өтетуғын кернеўлик сызықларының саны беттиң ноқатларындағы кернеўликтиң мәнисине тең. Өткерилген сфералық бет радиаллық кернеўлик сызықларына перпендикуляр. Болжаўымыз бойынша, олардың улыўмалық саны ге тең, демек, беттиң бир бирлиги арқалы дана сызық өтеди. (1)-шәрт бойынша, сан мәниси бойынша бул шама зарядтан қашықлығындағы кернеўликке тең болыўы керек, яғный

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

теңлигине ийе боламыз. Демек, *ҳәр бир ноқатлық зарядынан симмериялы жайласқан дана кернеўлик сызығын өткериўге болады екен*.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 22-сүўрет. Жабық бетке түсирилген нормаллардың оң бағыты. | 23-сүўрет. Ықтыярлы жабық бетти кернеўлик сызықларының кесиўи. |

Бул жағдайды улыўмаластырыў арқалы туйық бет арқалы өтетуғын кернеўлик сызықларының санын усы беттиң ишинде жайласқан зарядлардың муғдары менен байланыстыратуғын Остроградский-Гаусс теоремасы деп аталатуғын теореманы келтирип шығарады. Бул теорема көп санлы дара жағдайлар ушын шекли өлшемлерге ямаса ҳәтте шексиз үлкен өлшемлерге ийе болған денелердеги зарядлар тәрепинен пайда етилген майданның кернеўлик векторын анықлаўды жеңиллестиреди.

Остроградский-Гаусс теоремасын былайынша айтыўға болады: зарядларды өзиниң ишине алатуғын қәлеген туйық (жабық) бет арқалы өтетуғын кернеўлик ағысы сол зарядлардың алгебралық қосындысын 4π ге көбейткенге тең.

Бул жағдайды түсиндириў ушын жабық бет ушын оң бағыт сыпатында беттиң элементине усы бет қоршап турған көлемнен сыртқа қарай түсирилген нормалдың бағытын алыўды шәрт етип алайық (22-сүўрет). Бундай жағдайда берилген бет пенен қоршалған көлемнен шығатуғын кернеўлик сызықлары оң белгиге ийе ағысты пайда етеди; ал көлемге киретуғын сызықлар терис белгиге ийе ағысты пайда етеди.

Нормалдың бағыты сыпатында биз қабыл еткен шәртти қабыл етип бир ноқатлық заряд ушын Остроградский-Гаусс теоремасының дурыс екенлигин көрсетемиз. Оң белгиге ийе ноқатлық зарядын ықтыярлы бети менен қоршаймыз (23-сүўрет). Жоқарыда дәлилленген жағдай бойынша зарядтан дана кернеўлик сызығын шығарамыз. Бул сызықлардың ҳәр қайсысы бетин тек бир рет кесип өтеди ( ҳәм сызықлары сыяқлы) ямаса тақ сан рет кесип өтеди (мысалы, сызығы бетти үш рет кесип өткен). Бирақ, сызығы бетинен еки рет сыртқа шығады ҳәм тек бир ишке киреди; ағыстың белгиси сыпатында қойылған шәрт бойынша беттен шығыў орнында ол оң ағысты, ал кириў орнында терис ағысты пайда етеди. Сонлықтан, жабық бети арқалы өтетуғын кернеўлик ағысын есаплағанда кернеўлик сызығының тек бир рет ғана есапқа алыныўы керек. Басқа кернеўлик сызықлары ушын да аўҳал тап усындай болады. Нәтийжеде зарядын қоршап турған қәлеген формаға ийе болған туйық бет арқалы ағып өтетуғын кернеўлик сызықларының саны ноқатлық зарядынан шыққан кернеўлик сызықларының санына, яғный ға тең болады екен. Анықламасы бойынша, кернеўлик сызықларының толық саны болған шамасы туйық бети арқалы өтетуғын ағысты анықлайды.

Солай етип, бир ноқатлық заряд ушын Остроградский-Гаусс теоремасының дурыс екенлиги дәлилленди.

Туйық беттиң ишинде дана зарядлары бар болған жағдай ушын олардың бириниң (оны арқалы белгилеймиз) пайда еткен кернеўлик ағысын қараймыз. Жоқарыда айтылғанларға сәйкес бул заряд пайда ететуғын ағыс шамасына тең ҳәм бул ағыстың белгиси зарядтың белгисиндей.

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бул нәтийже жоқарыда айтылған Остроградский-Гаусс теоремасының мазмунын қурайды.

Остроградский-Гаусс теоремасынан бир қатар әҳмийетли нәтийжелер келип шығады.

Бириншиден, теоремадан кернеўлик сызықларының тек оң зарядлардан басланатуғынлығы ҳәм тек терис зарядларда тамам болатуғынлығы келип шығады.

Екиншиден, егер биз абсолют суммасы нолге тең болған зарядларды өзиниң ишине алатуғын туйық бетти алатуғын болсақ, онда усы бет арқалы өтетуғын кернеўлик ағысы да нолге тең болады; бул туйық бет пенен қоршалған көлемге киретуғын кернеўлик сызықларының санының усы көлемнен шығатуғын кернеўлик сызықларының санына тең болатуғынлығын аңғартады.

Үшиншиден, егер майданда туйық бет ишинде зарядлар жоқ етип өткерилген болса, онда кернеўлик сызықлары оның ишинде пайда болмай ямаса тамам болмай усы бет арқалы. Демек, усы көлемге киретуғын кернеўлик сызықларының саны оннан шығатуғын кернеўлик сызықларының саны да ҳәм бундай бет арқалы өтетуғын кернеўлиликтиң ағысы да нолге тең болады.

**§ 127. Остроградский-Гаусс теоремасын қатаңырақ келтирип шығарыў.** 126-параграфта қаралған мәселелердиң әҳмийетли екенлигин нәзерде тутып, Остроградский-Гаусс теоремасы кернеўлик сызықлары түсинигине сүйенип емес, ал тиккелей Кулон нызамынан келтирип шығарамыз. Буннан бурыңғы жағдайдағыдай, областлардың шеклеринде майданды бир текли деп қараў ушын майданды жүдә киши болған областларға бөлемиз.

Егер усындай областта шексиз киши болған бетин алсақ (рис. 24), онда оның шеклеринде кернеўлигин шамасы бойынша да, бағыты бойынша да турақлы деп есаплаўға болады. Майданға түсирилген нормалдың оң бағытын сайлап аламыз ҳәм оны арқалы белгилеймиз. бети арқалы өтетуғын кернеўлиликтиң элементар ағысы

қатнасының жәрдеминде анықланады. Бул қатнаста арқалы векторының нормалының бағытына түсирилген проекциясы белгиленген. Енди усы элементи денелик мүйешинде көринетуғын ноқаттағы ноқатлық заряды тәрепинен пайда етилген майданы арқалы өтетуғын элементар ағысты есаплаймыз (24-сүўрет). Кулон нызамы бойынша кернеўлиги заряд турған орында басланатуғын радиус-векторының бойы менен бағытланған. Сонлықтан, нормалы менен кернеўлиги арасындағы α мүйеши ҳәм бет элементлери арасындағы мүйешке тең болады ( арқалы бетиниң радиус-векторына перпендикуляр бағытқа түсирилген проекциясы белгиленген). Буннан

теңлиги келип шығады. Ал Кулон нызамы бойынша

теңлиги орынлы болғанлықтан, ушын жазылған аңлатпаны

түринде жаза аламыз.

Анықламасы бойынша шамасы заряд турған орыннан элементи көринетуғын денелик мүйешине тең. Бундай жағдайда ең ақырында

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

аңлатпасына ийе боламыз, яғный ноқатлық заряд тәрепинен элементар бети арқалы пайда етилетуғын кернеўлиликтиң элементар ағысы болған шамасы зарядтың шамасы менен заряд турған орыннан бети көринетуғын денелик мүйеш ның көбеймесине тең.

Туйық бет арқалы ағып өтетуғын толық ағыс беттиң элементлери арқалы өтетуғын элементар ағыслардың қосындысынан турады. Егер биз элементар ағыслардың шексиз киши екенлигин нәзерде тутатуғын болсақ, онда суммалаўды интеграллаў менен алмастырыў керек болады:

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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

Егер заряд беттиң ишинде жайласқан болса, онда (2)-формуладағы интеграл усы беттиң ишинде турып қарағанда туйық бет көринетуғын барлық денелик мүйеш бойынша алынады. Оның ге тең екенлиги белгили. Буннан

теңлигине ийе боламыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 24-сүўрет. Остроградский-Гаусс теоремасын дәлирек келтирип шығарыўға. | 25-сүўрет. Туйық беттен сыртта жайласқан зарядтан шығатуғын ағысты анықлаўға. |

Егер заряд туйық беттен сыртта жайласқан болса (25-сүўрет), онда ҳәр бир денелик мүйеши интегралдың астына плюс белгиси менен (заряд турған ноқаттан беттиң элементи ишки тәрепинен көринетуғын жағдайда) ҳәм заряд турған ноқаттан беттиң элементи ишки тәрепинен көринетуғын жағдайда минус белгиси менен киреди; демек, бул жағдайда интеграллаўдың нәтийжесинде нолди аламыз. Буннан теңлигиниң орынланатуғынлығы келип шығады.

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

**§ 128. Остроградский-Гаусс теоремасының қолланылыўы**. 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 дурыс деп есаплаўға болады. Оны қолланыўдың жемисли екенлиги усы жағдайға тийкарланған.

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

Көп санлы мәселелерди қарағанда зарядлар базы бир көлемде тарқалған болып шығады. Бундай мәселелерде зарядлардың көлемлик тарқалыўын киргизиў әҳмийетли. Мейли, базы бир көлеминде заряды бар болсын. Бундай жағдайда орташа көлемлик тығызлық ҳаққында гәп еткенде

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

қатнасының жәрдеминде анықланатуғын физикалық шаманы түсинемиз. Берилген ноқаттағы ρ тығызлығын табыў ушын көлемин нолге умтылдырғандағы усы қатнас умтылатуғын шекти есаплаўымыз керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1a) |

Базы бир жағдайларда зарядлар денелердиң бетинде жайласады. Соның менен бирге зарядлардың қатламының қалыңлығы есапқа алмаўға болатуғындай дәрежеде киши болады. Бундай жағдайларда биз зарядлардың бетлик тығызлығы түсинигин киргиземиз. Мейли, базы бир бетиндеги заряд бар болсын. Сонлықтан, зарядтың орташа бетлик тығызлығы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2a) |

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

1. Бетиниң майданы шексиз үлкен тең өлшемли зарядланған тегисликтиң майданы. Бетиниң майданы шексиз үлкен болған зарядының бетлик тығызлығы барлық ноқатларында +σ ға тең зарядланған бет пайда еткен электростатикалық майданды қараймыз Симметрия көз-қараслары тийкарында кернеўлик сызықларын бетке перпендикуляр ҳәм оннан сыртқы қарай бағытланған деп есаплаў керек. Усы болжаўдың дурыс екенлигине исениў ушын қарама-қарсы пикирде болайық ҳәм кернеўлик сызықлары бетке түсирилген перпендикулярға салыстырғанда базы бир мүйешке бурылған деп болжайық. Егер кернеўлик сызықлары 26-сүўретте пунктир сызықлардай болып бағытланған болса, онда бул жағдайдың өзи оң заряд жоқарғы ярым тегисликтен төменги ярым тегисликке салыстырғанда күшлирек ийтерилген болар еди. Бул жағдай бизиң тегисликтиң шексиз екенлиги ҳәм оның бетиндеги зарядтың тығызлығының турақлы екенлиги ҳаққындағы бизиң болжаўымызға қайшы келген болар еди. Тап усындай таллаўлардың тийкарында кернеўлик сызықларының бетке нормаль бағытта ғана бағытланатуғынлығын, ал басқа бағытлар бойынша бағытлана алмайтуғынлығын көрсетиўге болады. Беттиң оң тәрепинде жайласқан ноқатын қараймыз. Бул ноқаттағы кернеўлик оңға қарай бағытланған; бул бир бирлик оң зарядқа зарядланған тегислик тәрепинен тәсир ететуғынлығынан келип шығады. Егер биз тегисликтиң шеп тәрепинде жайласқан ноқатын алсақ, онда таллаўымызды қайталап, сол ноқаттағы кернеўлигиниң оған симметриялы жайласқан ноқатындағы кернеўликке қарама-қасы бағытланғанына көз жеткериўге болады. Демек, кернеўлик сызықлары тегисликтен шығатуғын ҳәм сол тегисликке перпендикуляр болған туўрылар болып табылады екен.

Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланып, ноқатындағы кернеўликти анықлаймыз. Туйық бет сыпатында былайынша сайлап алынған цилиндрлик бетти сайлап аламыз (27-сүўрет): цилиндрдиң орташа кесими сыпатында зарядланған бетте ықтыярлы түрде участкасын аламыз; цилиндрдиң қаптал бетлерин кернеўлик сызықларына параллель етип аламыз. Цилиндрдиң еки ултаны болған ҳәм бетлерин сәйкес ҳәм ноқатлары арқалы өтетуғын ҳәм тегисликке параллель етип аламыз. Бундай жағдайда симметрия көз-қарасларынан ҳәм бетлериниң ҳәр бир ноқатындағы кернеўликлерди сан мәнислери бойынша бир бирине тең ҳәм ноқатындағы биз излеп атырған кернеўлигине тең деп есаплай аламыз. Биз қарап атырған цилиндрлик бет арқалы өтип атырған кернеўлик ағысын есаплаймыз. Қаптал бетлер арқалы өтип атырған ағыс нолге тең, себеби ағыс қаптал бетлерге параллель. Демек, толық ағыс ҳәм бетлери арқалы өтетуғын ағыслардан қосылады. Бул еки ағыс та оң белгиге ийе. ҳәм бетлери кернеўлик сызықларына перпендикуляр болғанлықтан, олар арқалы өтетуғын ағыслар кернеўлиликтиң шамасын менен беттиң майданының көбеймесине тең болады. Солай етип, мынаған ийе боламыз:

Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша, толық ағыс беттиң ишинде жайласқан зарядтың муғдары менен 4π диң көбеймесине тең. Бул зарядтың шамасы ке тең. Демек,

Буннан, биз излеп атырған кернеўлиги мынаған тең болып шығады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

ниң мәниси ноқаты менен тегисликке шекемги қашықлықтан ғәрезсиз екен. Тап усындай жуўмақ ноқатына да тийисли. Солай етип, биз тегисликтиң оң тәрепинде де, шеп тәрепинде де бир текли майданларды алады екенбиз. Егер тегислик терис зарядланған болса, онда кернеўликтиң бағыты бир таллаған жағдайдағыға қарама-қарсы: сызықлар тегисликке киреди. Алынған нәтийже тек бетиниң майданы шексиз үлкен болған тегислик ушын дурыс. Себеби тек усындай жағдайда ғана жоқарыда пайдаланылған симметрия көз-қарасын пайдаланыўға болады; бирақ өткерилген таллаўларды жуўық түрде шекли тегисликтиң шетлеринен қашық болған орта бөлими ушын пайдаланыўға болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 26-сүўрет. Бети шексиз үлкен болған тегисликтиң майданының кернеўлик сызықлары. | 27-сүўрет. Бети шексиз үлкен болған тегисликтиң майданының кернеўлигин есаплаўға. |

2. Тығызлықлары ҳәм шамаларына тең ҳәр қыйлы белгилерге ийе 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 алыўға болады. 28-сүўреттен еки тегисликтиң арасындағы еки майданның да бир тәрепке қарай бағытланғанлығы ҳәм усыған сәйкес олардың геометриялық қосындысының арифметикалық қосынды болып табылатуғынлығын көринип тур. Ҳәр бир беттиң кернеўлигиниң шамасына тең екенлигин көрдик. Демек, тегисликлердиң арасындағы толық кернеўлик мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Еки тегислик тәрепинен оң тәрептеги тегисликтиң оң тәрепиндеги ҳәм шеп тәрептеги тегисликтиң шеп тәрепиндеги пайда етилген кернеўликлердиң бағытлары қарама-қарсы. Демек, олардың геометриялық қосындысы олардың сан мәнислериниң айырмасына тең; ҳәр бир тегисликтиң пайда еткен кернеўликлериниң сан шамасы ге тең болғанлықтан, тегисликлерден сыртта жайласқан ноқатлардағы қосынды кернеўлик нолге тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4a) |

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 28-сүўрет. Бир бирине параллель болған еки тегисликтиң кернеўлик сызықлары. | 29-сүўрет. Зарядланған сфераның майданының кернеўлигин табыўға. |

3. Бир текли зарядланған сфералық бет пайда еткен майданның кернеўлиги. Радиусы болған сфералық бет оң белгиге ийе заряд пенен зарядланған ҳәм беттиң барлық ноқатларында зарядтың бетлик тығызлығы +σ турықлы деп болжайық. Сфералық беттиң улыўмалық зарядын арқалы белгилеймиз. Мәселени еки бөлимге бөлемиз: а) *сфералық беттен сырттағы электростатикалық майданның* кернеўлигин анықлаў, б) *сфералық майданның ишиндеги* кернеўликти анықлаў.

Зарядланған беттиң орайынан қашықлығында жайласқан ноқатты аламыз (29-сүўрет). Усы ноқат арқалы орайы зарядланған сфераның орайында жайласқан радиусы ге тең сфералық бетин өткеремиз. Симметрия көз-қарасынан бул беттиң барлық ноқатларындағы кернеўликтиң сан мәнислери бирдей болыўы керек. Соның менен бирге, симметрия көз-қарасынан беттиң ҳәр бир ноқатындағы кернеўлик радиус-вектордың даўамы түринде бағытланған.

Радиусы болған сфералық бетине Остроградский-Гаусс теоремасын қолланамыз. Бул бет кернеўлик сызықларына перпендикуляр болғанлықтан, толық ағысты кернеўлигин беттиң майданының шамасына көбейтиў жолы менен аламыз. Буннан толық ағыстың шамасына тең екенлиги келип шығады.

Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша

Буннан теңсизлиги орынланатуғын жағдай ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлигине ийе боламыз, *яғный бир текли зарядланған сфералық бет өзиниң сыртындағы ноқатларда усы беттеги барлық заряд усы беттиң орайында жайласқан жағдайдағыдай кернеўликти пайда етеди екен.*

Енди сфералық беттиң ишинде жайласқан ноқатларға келемиз. Сфераның орайынан қашықлығында жайласқан ноқатын аламыз (рис. 29) ҳәм усы ноқат арқалы орайы зарядланған сфераның орайы болған сфералық бетти өткеремиз. Бул беттиң барлық ноқатларындағы кернеўликтиң сан мәниси бойынша бирдей болатуғынлығы айқын. Тап сол сыяқлы, жоқарыда көрсетилген жағдайдағыдай, симметрия көз-қарасы бойынша кернеўлик (егер кернеўлик нолге тең болмаса) тек радиаллық бағытқа ийе, яғный сфералық бетине перпендикуляр.

Остроградский-Гаусс теоремасын сфералық бетине қолланып, мынаны аламыз:

Себеби бетиниң ишиндеги заряд нолге тең, яғный теңсизлиги орынланатуғын жағдайларда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

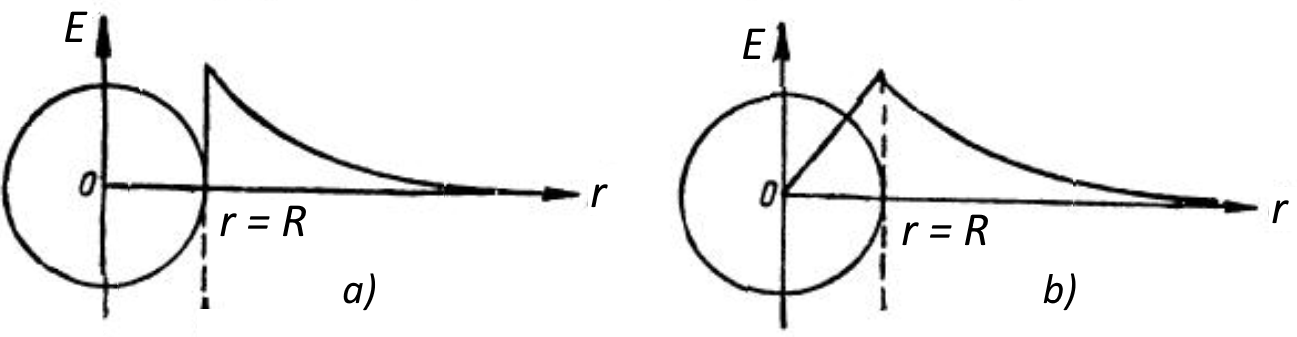
*Демек, бир текли зарядланған сфералық беттиң ишиндеги электростатикалық майданның кернеўлиги нолге тең.*

(5)- ҳәм (6)-формулалардың заряды болған өткизгиш шар ушын да орынланатуғынлығын көрсетиўге болады (132-параграф пенен салыстырыңыз).

4. Тең өлшеўли зарядланған сфера пайда ететуғын майданның кернеўлиги. Радиусы болған сфераны аламыз. Усы сфераның бетинде заряды бир текли тарқалған деп болжайық. Бундай жағдайда зарядтың көлемлик тығызлығы

формуласының жәрдеминде есапланады. Зарядланған сферадан сыртта қашықлығында жайласқан ықтыярлы түрде алынған ноқаттағы (29-сүўрет) майданның кернеўлиги зарядланған сфералық бет ушын алынған формула бойынша табылады:

Бул кернеў радиус-вектордың даўамы түринде бағытланған, себеби симметрия көз-қарасы бойынша есаплаўлар сфералық бет ушын жүргизилген есаплаўлардай болады. Солай етип, *тең өлшеўли зарядланған сфера өзинен сырттағы ноқатларда оның заряды усы сфераның орайында жайласқан жағдайдағыдай кернеўликти пайда етеди.*



30-сүўрет. Майданның кернеўлиги: - бети зарядланған сфераға, - көлемлик зарядланған сфераға тийисли.

Зарядланған сфераның ишинде ҳәм оның орайынан қашықлықта жайласқан ноқатындағы кернеўликти анықлаймыз. Бул жағдайда да симметрия тәрепинен қойылатуғын шәрт жоқарыдағыдай ҳәм усыған байланыслы радиусы болған сфералық беттиң барлық ноқатларындағы кернеўликлер сан мәнислери бойынша бирдей ҳәм усы сфераның ишиндеги зарядтың усы сфераның дәл орайында турған жағдайға сәйкес келеди. Соның менен бирге беттиң ҳәр бир ноқатында кернеўликлер радиаллық бағытқа ийе. Радиусы болған беттиң ишиндеги заряды мынаған тең:

ямаса

теңлиги орынлы болғанлықтан,

Остроградский-Гаусс теоремасын радиусы болған сфералық бетке қоллансақ, онда

ҳәм буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

теңлигин аламыз. (7)-формуладан *тең өлшеўли зарядланған сфераның кернеўлигиниң оның орайынан қашықлыққа пропорционал* өсетуғынлығын көремиз. Бул жағдай кернеўликтиң сфераның орайынан кернеўлиги есапланып атырған ноқатқа шекемги қашықлықларда жайласқан зарядлар тәрепинен пайда етилетуғынлығы менен байланыслы. Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша ойымызда өткерилген радиусы болған сфераның сыртында жайласқан зарядлар усы сфераның бетинде ҳеш қандай кернеўликти пайда етпейди.

30-а сүўретте зарядланған сфералық бет, ал 30-б сүўретте көлеми бойынша зарядланған сфера ушын кернеўликтиң графиклери берилген.

5. Тең өлшеўли зарядланған шексиз цилиндр тәризли бет тәрепинен пайда етилетуғын майданның кернеўлиги. Радиусы , зарядтың тығызлығы +σ турақлы болған цилиндрлик бетти аламыз. Цилиндрдиң көшеринен қашықлығында турған ноқаттағы кернеўликти табамыз (31-сүўрет). Мәселениң симметриясы ноқатындағы кернеўликтиң радиус-векторының даўамы бойынша бағытланған екенлигин айтыўға мүмкиншилик береди. Остроградский-Гаусс теоремасын ноқаты арқалы өткерилген көшери зарядланған цилиндрдиң көшери менен сәйкес келетуғын цилиндр ушын қолланамыз. Цилиндрдиң жоқарғы ҳәм төменги ултанлары цилиндрдиң көшерине перпендикуляр ҳәм бир биринен қашықлығында жайласқан болсын. Бул бет арқалы өтетуғын толық ағыс тек қаптал бетлер арқалы өтетуғын ағыслар менен аңлатылады, себеби ағыс цилиндрдиң ултанларына параллель ҳәм олар арқалы өтип атырған ағыс нолге тең. Кернеўлик сызықлары цилиндрдиң қаптал бетлерине перпендикуляр болғанлықтан, биз толық ағысты кернеўлигин қаптал беттиң майданы ге көбейтиў арқалы аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

Остроградский-Гаусс теоремасына сәйкес, ағысы сан мәниси бойынша усы ағыс өтетуғын беттиң ишинде жайласқан зарядтың 4π ге көбеймесине тең; бул заряды цилиндрдиң узынлығына сәйкес келетуғын зарядқа тең:

Демек, Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша:

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

формуласына ийе боламыз. көбеймеси сан мәниси бойынша цилиндрдиң қаптал бетиниң майданына тең болғанлықтан, заряды цилиндрдиң узынлығының бир бирлигине сәйкес келетуғын зарядтың муғдары болып табылады. Буннан (9)-формулаға мынадай түрди бериўге болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9a) |

*Майданның кернеўлиги цилиндрдиң көшерине шекемги қашықлыққа кери пропорционал өзгереди.* Тап усындай усыл менен тең өлшеўли зарядланған цилиндрдиң *ишиндеги майданның кернеўлигиниң нолге тең болатуғынлығын* аңсат көрсетиўге болады.

Жоқарыда келтирилген мысаллар Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланып симметриялы болған электростатикалық майданларды есаплаўдың мүмкин екенлигин көрсетеди. Бундай жағдайда симметрия көз-қараслары тийкарында кернеўлик сызықларының бағытларын алдын-ала көрсетиўдиң мүмкиншилиги туўылады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 31-сүўрет. Зарядланған цилиндрдиң майданының кернеўлигин анықлаўға. | 32-сүўрет. зарядын жолы бойынша қозғағанда исленген жумысты анықлаўға. |

**§ 129. Электростатикалық майдан күшлериниң жумысы. Потенциал**. Зарядларды электростатикалық майданда қозғағанда зарядқа тәсир ететуғын күшлер жумыс ислейди. Төменде мынадай жағдай электростатикалық майданның күшлериниң мынадай қәсийетке ийе екенлиги көрсетиледи: усы күшлер тәрепинен исленген жумыстың шамасы зарядтың қандай жол менен орын алмастыратуғынлығынан ғәрезли емес, ал тек дәслепки ҳәм ақырғы орынлардан ғана ғәрезли. Майданның бул қәсийети оның қәлеген ноқатын майданның ноқатының потенциалы деп аталатуғын айрықша функцияның жәрдеминде тәрийиплеўге мүмкиншилик береди. Зарядты бир ноқаттан екинши ноқатқа көширгенде исленген жумыстың шамасы усы ноқатлардың потенциалларының айырмасы арқалы аңлатылады.

Дәслеп электрлик күшлердиң ноқатлық зарядлардың майданында ислеген жумысын қараймыз.

зарядының майданында ноқатынан оған жүдә жақын жайласқан ноқатына қозғалатуғын оң зарядын аламыз (32-сүўрет). Мейли, заряды базы бир ноқатында тынышлықта турған болсын. зарядының ҳәм ноқатларының арасындағы шексиз киши болған орын алмастырыўын туўры сызықлы ҳәм усы орын алмасыўдың барысында зарядына тәсир ететуғын күшин шамасы бойынша да, бағыты бойынша да турақлы деп есаплаўға болады. Жумыстың анықламасына сәйкес күшиниң аралығына көширгенде ислеген жумысы мынаған тең:

Бул аңлатпада α арқалы күши менен (бул күштиң бағыты кернеўиниң бағыты менен бирдей) орын алмасыўы арасындағы мүйеш белгиленген. ноқатынан туўрысының даўамы түринде перпендикуляр түсиремиз, бундай жағдайда теңликлериниң орынлы екенлигин көремиз. Бирақ, шексиз киши орын алмасыўында кесиндисин кесиндисине тең болады деп есаплаў мүмкин. Буннан теңликлерине ийе боламыз ( арқалы зарядын ноқатын ноқатына көширгенде менен зарядларының арасындағы қашықлықтың өзгериси белгиленген). Буннан элементар жумысы ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

күши заряды менен зарядының арасындағы кулонлық өз-ара тәсирлесиў күши болып табылады; орын алмасыўының киши болыўына байланыслы усы аралықтың ишинде усы күшин турақлы деп есаплаўға болатуғынлығын атап өттик. Демек, оның сан шамасы

формуласының жәрдеминде анықланады (бул формулада ). тиң усы мәнисин жумыстың аңлатпасы болған (1)-аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Мейли, енди заряды зарядынан қашықлығында жайласқан ноқатынан зарядынан қашықлығында жайласқан ноқатына орын алмастыратуғын (33-сүўрет) ҳәм менен ноқатлары бир бирине жақын емес болсын. шекли орын алмастырыўындағы жумысты анықлаў ушын оны шексиз киши болған орын алмастырыўларына бөлемиз. Усындай шексиз киши болған ҳәр бир орын алмастырыўында исленген жумысы (2)-формула менен аңлатылады, ал шекли орын алмастырыўында исленген толық жумыс барлық элементар жумыслардың қосындысынан, яғный ден ге шекемги шеклерде алынған интегралға тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

көбеймесин турақлы шама сыпатында интеграл белгисиниң алдына шығарып,

аңлатпасына ийе боламыз. жумысы ушын жазылған бул аңлатпаны биз

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

түринде жаза аламыз. Буннан зарядын ноқатлық зарядының майданында орын алмастырғанда исленген жумыстың қозғалатуғын зарядтың муғдары менен орын алмастырыўдың басланғыш ҳәм ақырғы ноқатлары ушын жазылған шамаларының айырмасына көбеймесине тең болатуғынлығын көремиз.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 33-сүўрет. зарядын жолында қозғағанда исленген жумысты анықлаўға. | 34-сүўрет. зарядының зарядлар системасының майданында орын алмастырыўы. |

Енди

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлигиниң жәрдеминде анықланатуғын шамасын киргиземиз ( арқалы ықтыярлы турақлы белгиленген). ноқаты ушын функциясы мынадай

ал ноқаты ушын мынадай

мәнислерге ийе болады.

айырмасы айырмасына тең болады, ал аддитивлик шамалары жыйысады. (5)-теңликтиң жәрдеминде анықланатуғын функциясы *ноқатлық зарядының потенциалы* деп аталады. Потенциалдың мәнисин (4)-формулаға киргизип

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

формуласын аламыз. Бул формулада ҳәм арқалы функциясының ҳәм ноқатларындағы мәнислери белгиленген. Солай етип, *зарядты көширгенде майданның күшлериниң ислеген жумысы усы зарядтың муғдары менен жолдың басланғыш ҳәм ақырғы ноқатларының потенциаллардың айырмасының көбеймесине тең* ҳәм усыған сәйкес, исленген жумыстың шамасы жолдың формасынан ғәрезсиз болып, басланғыш ҳәм ақырғы ноқатлардың турған орынларынан ғәрезли. Егер жол туйық болса, онда басланғыш ҳәм ақырғы ноқатлар бир ноқат болып табылады, буннан ҳәм (6)-формула бойынша . Демек *зарядты туйық жол менен қозғағанда электрлик күшлердиң ислеген жумысы нолге* тең.

Енди зарядты ноқатлық зарядлардың системасының майданында қозғағанда исленген жумысты қараймыз. ноқатлық зарядлардың системасын аламыз (34-сүўрет) ҳәм заряды усы системаның майданында 1 ноқатынан 2 ноқатына орын алмастыратуғын болсын. зарядына тәсир ететуғын күши сол ноқатлық зарядларының ҳәр бири тәрепинен тәсир ететуғын күшлериниң қосындысы тәрепинен исленген жумысқа тең. Сол тең тәсир ететуғын күштиң ислеген жумысы ноқатлық зарядының ҳәр қайсысының пайда еткен майданындағы исленген жумыслардың алгебралық қосындысы болған шамасына тең. Бул аңлатпада лер арқалы күшлериниң ҳәр бири тәрепинен исленген жумыслар белгиленген. (6)-теңлик бойынша, күшиниң жумысы болған ди түринде көрсетиўге болады. Бул теңликте ҳәм арқалы заряды тәрепинен 1 ҳәм 2 ноқатларында пайда етилген потенциаллар белгиленген. ҳәм лер арқалы заряды 1 ҳәм 2 ноқатларында пайда еткен потенциалларды белгилеп ҳәм т. б. аламыз. Толық жумыс мынаған тең:

Бул аңлатпаны былайынша көширип жазыўға болады:

Берилген ноқаттағы барлық потенциаллардың қосындысын арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

ҳәм жумыс ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

түриндеги формула алынады. Яғный жумысы сан мәниси бойынша шамасының 1 ҳәм 2 ноқатларындағы функциясының мәнислериниң айырмасының көбеймесине тең (бул ноқатлар жолдың басы менен ақырына сәйкес келеди). Демек, функциясы барлық зарядлары тәрепинен берилген ноқатта пайда етилген потенциал екен. (7)-теңлик бойынша *ноқатлық зарядлар системасының пайда еткен потенциалы айырым зарядлардың пайда еткен потенциалларының алгебралық қосындысына тең болады екен.*

Қәлеген зарядланған системаны шексиз киши болған зарядлардың шексиз үлкен санына бөлиўге болады. Бундай шексиз киши болған зарядты усы системаның сыртында турған ноқатлар ушын ноқатлық заряд деп есаплаўға болады. Солай етип, жоқарыда айтылғанларға сәйкес, қәлеген зарядланған система тәрепинен оннан сыртта пайда етилген потенциал ҳаққында гәп етиўге болады. Егер система шекли бетлик ямаса көлемлик тығызлық пенен зарядланған болса, онда потенциал түсинигин зарядланған системаның өзиниң ноқатлары ушын да улыўмаластырыўға болады. Потенциал түсинигиниң бундай улыўмаластырылыўы электр майданының улыўма теориясында бериледи.

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

Егер биз деп болжасақ, онда *еки ноқаттағы потенциаллар айырмасы бир бирлик оң зарядты усы ноқаттың бириншисинен екиншисине орын алмастырғанда майдан күшлери тәрепинен исленген жумысқа тең.*

(9)-қатнастан потенциаллардың айырмасының өлшем бирлигин анықлаймыз CGSE-системада потенциаллар айырмасының өлшем бирлиги сыпатында бир бирлик зарядты бир ноқаттан екинши ноқатқа көширгенде бир эрг 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 көширгенде бир джоуль муғдарындағы жумыс исленетуғын бирлик қабыл етилген. Потенциаллар айырмасының бул бирлигин вольт деп атайды. Жуўық түрде 1 CGSE болғанлықтан, дәлликтиң тап сондай дәрежесинде

1 вольт = потенциаллар айырмасының электростатикалық бирлиги

екенлигин табамыз.

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

(9)-қатнастың зарядлар орын алмастырғандағы исленетуғын жумысты тек потенциаллар айырмасы менен ғана байланыстырады. (5)-формулаға сәйкес, бизиң ноқатлық зарядтың потенциалы ушын бир биринен аддитивлик турақлысына айрылатуғын шексиз көп санлы функцияларды алыўымыздың мүмкин екенлиги усы жағдайға сәйкес түсиндириледи. шамасы ҳәр қыйлы етип алған менен потенциаллар айырмасының мәниси өзгермейди.

Солай етип турақлысын ықтыярлы түрде сайлап алыў мүмкин екен. Егер деп болжасақ ең әпиўайы болған жағдайға келемиз ҳәм бир биринен қашықлығында турған заряды ушын потенциал

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |

шамасына тең болады.

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

Биз зарядлардың қурамалы системасы менен ис алып барсақ, онда потенциалдың аңлатпасына киретуғын ықтыярлы турақлының мәнисин системадан шексиз алыслатылған ноқатлардың потенциалларын нолге тең болатуғына сәйкес етип аламыз[[4]](#footnote-4). Бундай жағдайда майданның берилген ноқатының потенциалы бир бирлик зарядты берилген ноқаттан шексизликке көширгенде майдан тәрепинен исленген жумысқа тең. Бизди тек потенциаллар айырмасы ғана қызықтыратуғын күнделикли турмыста Жердиң бетиниң потенциалын нолге тең деп шәртли түрде есаплаған қолайлы.

|  |  |
| --- | --- |
| 35-сүўрет.  элементар жумысын есаплаўға. |  |

Енди зарядын кернеўлиги менен тәрийипленетуғын қәлеген электр майданындағы көшириў менен байланыслы болған улыўмалық жағдайды қараймыз. Шексиз киши аралыққа орын алмастырылғанда

жумысы исленеди. теңлигиниң орын алатуғынлығын есапқа алып, элементар жумысы ушын жазылған аңлатпаны

түринде көширип жазамыз. Бирақ, көбеймеси кернеўлик ниң жолдың берилген ноқатындағы урынбаға түсирилген проекциясы болып табылады (35-сүўрет). Бул проекцияны арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

Шекли участкада исленетуғын жумысын ушын жазылған аңлатпаны интеграллаў жолы менен аламыз:

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

зарядын турақлы шама сыпатында интеграл белгисиниң алдына шығарып ҳәм сол шамасына қысқартып

аңлатпасына ийе боламыз. Туйық жол ушын ҳәм, усыған сәйкес

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

теңлигин аламыз. Бул интеграл барлық туйық контур бойынша алынған.

контурлық интегралы туйық контурдың барлық элементлери нолге умтылғандағы суммасының шеги болып табылады. Бундай жағдайда элементлериниң санының шексиз үлкейетуғынлығын нәзерде тутыў керек. Бундай интеграл электростатикалық кернеўлик векторының циркуляциясы деп аталады. (10)-формула электрлик күшлердиң туйық жолдағы ислеген жумысының нолге тең екенлигиниң математикалық аңлатпасы болып табылады. Электростатикалық кернеўлик векторының циркуляциясы нолге тең. Туйық жолда исленген жумыс нолге тең болған майданды потенциаллық майдан деп атайды. Сонлықтан, (10)-аңлатпаның электростатикалық майданның потенциаллық характерге ийе екенлигин көрсетеди деп айтыўға болады.

**§ 130. Потенциалдың қәддилериниң бетлери**. Электростатикалық майданның потенциалы ноқаттан ноқатқа өткенде өзгеретуғын функция болып табылады. Бирақ, қәлеген ҳақыйқый жағдайда потенциаллары бирдей болған ноқатлардың жыйнағын көрсетиўге болады.

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

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 36-сүўрет. Ноқатлық зарядтың потенциалының қәддилери (пунктир сызықлар) ҳәм кернеўлик сызықлары (тутас сызықлар). | 37-сүўрет. Зарядланған шексиз тегисликтиң потенциалының қәддилериниң сызықлары. |

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

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул теңликте арқалы заряды пайда еткен потенциалы есапланатуғын ноқатқа шекемги қашықлық белгиленген. Демек, потенциалдың қәдди тегислиги диң турақлы мәнисине сәйкес келетуғын бет, яғный заряд орайында жайласқан сфера болып табылады (36-сүўрет).

Потенциалдың қәдди ушын бетлерди симметрия көз қарасларында турып анықлаўға болады. Бундай жағдайда қәдди бети бойынша зарядты қозғағанда исленген жумыстың нолге тең болатуғынлығына тийкарланып, потенциалды аналитикалық есаплаўдың зәрүрлиги болмайды. Мысалы, тең өлшеўли зарядланған сфера пайда еткен потенциалдың қәддилерин анықлаў ушын сфераның пайда еткен майданының сфералық симметрияға ийе болатуғынлығын аңғарыў керек. Усының нәтийжесинде қәлеген радиусқа ийе болған сфераның бети бойынша бир бирлик оң зарядты көширгенде исленген жумыстың нолге тең болады. Бул жағдайда потенциалдың қәддилериниң бетлери зарядланған сфера менен концентрли болған сфералар болып табылады.

Зарядланған шар ушын да тап усындай нәтийже алынады. Еки жағдайда да шардың сыртындағы ҳәм шардың бетиндеги потенциал (1)-формуланың жәрдеминде анықланады.

Егер ноқатлық заряд ямаса сфераның заряды оң болса, онда майдан тәрепинен зарядқа тәсир ететуғын күшлер оң зарядты майданның дерегинен қашықлатқанда оң жумыс ислейди. Демек, бул жағдайда қәддилердиң бетлериниң потенциалларының сан мәнислери радиустың үлкейиўи менен киширейеди. Егер ноқатлық заряд ямаса сфераның заряды терис болса, онда оң зарядты күштиң дерегинен қашықлатқанда майданның күшлери терис жумысты атқарады. Бундай жағдайда қәддилердиң бетлериниң потенциалларының мәнислери терис болады ҳәм олардың радиуслары үлкейген сайын потенциаллар үлкейеди (абсолют мәниси бойынша кемейеди).

Тең өлшеўли зарядланған шексиз тегисликти аламыз; бундай тегислик пайда еткен майдан бир текли, ал кернеўлик сызықлары тегисликке нормаль бағытланған. Буннан базы бир ноқатынан зарядланған тегисликтен тап сондай қашықлықта жайласқан қәлеген ноқатына көширгенде исленген жумыс нолге тең (37-сүўрет).

Демек, бундай ноқатлардың потенциаллары бирдей:

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 беттиң еки тәрепинде симметриялы жайласқанлығы өз-өзинен түсиникли.

Бизлер жоқарыда қарап өткен дара жағдайлардың барлығында да кернеўлик векторлары потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр. Оның улыўмалық жағдай ушын да дурыс болатуғынлығы көрсетемиз. Оның ушын потенциалдың қәдди тегислигин аламыз ҳәм қәдди тегислигинде зарядты жолдың киши болған участкасында орын алмастырғанда исленген жумысты қараймыз. Бундай жағдайда, анықлама бойынша, электр күшиниң усы жолда ислеген жумысы

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

Усы жағдайға сәйкес биз

теңлигине ийе боламыз. зарядтың өзи де, кернеўлик де, орын алмастырыў те нолге тең емес. Сонлықтан күшиниң бағыты менен орын алмастырыў тиң арасындағы мүйештиң косинусының нолге тең болыўы керек. Буннан күшиниң ке перпендикуляр екенлиги келип шығады. күшиниң бағыты кернеўликтиң бағытына сәйкес келеди ( болған жағдайда) ямаса оған қарама-қарсы ( болған жағдайда). Демек, теңлиги кернеўликтиң бағыты потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр болады екен.

Солай етип, *кернеўлик сызықлары потенциалдың қәдди тегисликлериниң семействосына (эквипотенциал бетлерге) нормаль (ортогонал) бағытланған*. 38-сүўретте сан мәниси бирдей ҳәм бирдей белгиге ийе болған еки ноқатлық заряд пайда еткен кернеўлик сызықлары ҳәм эквипотенциал бетлер көрсетилген. Ал 39-сүўретте болса екеўинде де зарядлардың тығызлығы бирдей бирақ, ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған еки диск ушын кернеўлик сызықлары менен эквипотенциал бетлер көрсетилген.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 38-сүўрет. Белгилери бирдей болған еки ноқатлық заряд ушын потенциалдың қәддилери (пунктир сызықлар) ҳәм кернеўлик сызықлары (тутас сызықлар). | 39-сүўрет. Ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядқа ийе дисклердиң потенциалдың қәддилери (пунктир сызықлар) ҳәм кернеўлик сызықлары (тутас сызықлар). |

**§ 131. Электростатикалық майданның кернеўлиги менен потенциалы арасындағы байланыс**. Енди потенциал менен кернеўликтиң арасындағы қатнасты табамыз. Бундай байланыстың бар екенлиги кернеўлик арқалы аңлатылған электр күшлериниң жумысының майданның ноқатларының арасындағы потенциаллар айырмасы менен де анықланатуғынлығынан келип шығады.

Ықтыярлы электростатикалық майданды аламыз ҳәм онда бир бирине жақын жайласқан потенциалдың еки қәдди ушын тегисликлерди жүргиземиз. Мейли, бир тегисликтиң потенциалы , ал екиншисиниң потенциалы болсын ҳәм теңсизлиги орынланады деп болжайық (40-сүўрет). потенциалының қәддиниң тегислигиндеги базы бир ноқатта усы тегисликке потенциалдың үлкейиў бағытында номалын түсиремиз. номалы менен қәдди ушын жүргизилген тегисликтиң кесилисиў ноқатын арқалы белгилеймиз. ҳәм ноқатларының арасындағы қашықлық мейли ге тең болсын. кернеўлиги потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр, яғный нормалы менен бағытлас. ҳәм ноқатларының арасындағы қашықлықтың жүдә киши екенлигин нәзерде тутып, олардың арасындағы майданның кернеўлиги ни жуўық түрде турақлы деп қараўға болады. Бундай жағдайда базы бир зарядын ноқатынан ноқатына көширгенде исленген жумыс мынаған тең болады:

Екинши тәрептен усы жумысы ҳәм ноқатларының потенциаллары арқалы да аңлатылады:

жумысы ушын жазылған еки аңлатпаны салыстырып

екенлигин табамыз. Бул аңлатпа ушын мынадай аңлатпаны береди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Минус белгиси кернеўлигиниң нормалына қарама-қарсы бағытланғанлығын билдиреди. Ҳақыйқатында да, биз нормалын потенциалдың үлкейиў бағытына қарай бағытладық. Ал, анықламасы бойынша кернеўлиги оң зарядқа тәсир ететуғын күштиң бағытына параллель, яғный потенциалдың кемейиў бағытына қарай бағытланған. Егер (1)-формулада деп болжасақ, онда мынаған ийе боламыз: *сан мәниси бойынша майданның кернеўлиги потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр бағыттағы потенциалдың бир бирлик узынлықтағы өзгерисине тең ҳәм потенциалдың кемейиў бағытына қарай бағытланған.*

Потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр бағытта қозғалғандағы потенциалдың өзгериў тезлигине тең болған шамасы *потенциалдың градиенти* деп аталады. Градиент түсинигин пайдаланып, (1)-аңлатпаны былайынша түсиндириўге болады: *майданның кернеўлигиниң сан мәниси потенциалдың градиентине тең.*

Төмендегидей мысалды қараймыз:

Турақлы потенциалға ийе болған бир бирине параллель еки пластинка арасындағы электростатикалық майданның кернеўлигин анықлаймыз.

Бир бирине параллель, потенциаллары ҳәм болған еки шексиз тегисликти аламыз. Тегисликлер арасындағы қашықлық ға тең (41-сүўрет). Симметрия көз-қараслары бойынша потенциалдың қәддилериниң тегисликлери берилген тегисликке параллель болған тегисликлер болып табылады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 40-сүўрет. Потенциалдың бир бирине жақын еки қәдди ушын нормалы. | 41-сүўрет. Зарядланған еки тегислик. |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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

Бир текли болмаған майдан ушын биз майданның берилген ноқатындағы кернеўлик ниң алгебралық мәниси ушын шамасы шексиз киширейгендеги қатнасы умтылатуғын шекти аламыз:

ямаса дифференциаллық есаптың белгилерин пайдалансақ

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

аңлатпасын аламыз. Векторлық есаптағы градиент түсинигин пайдаланамыз. Мейли, скаляры координаталарының функциясы сыпатында берилген болсын. ҳаққында гәп еткенде туўры мүйешли координаталар системасындағы қураўшылары болған шамалары

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

қатнасларының жәрдеминде анықланатуғын векторды түсинемиз. Бул вектор ҳәр бир берилген ноқатта скалярының қәддиниң тегислигине нормаль бағытта усы скалярының өсиў бағыты менен бағытлас болып шығады. Оның узынлығы шамасына тең. Градиент ҳаққындағы түсиниктиң жәрдеминде (2а) теңликти

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

түринде ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

түринде жазыўға болады. Демек, кернеўлик векторы терис белги менен алынған потенциалдың градиентине тең екен.

Мысал 1. Диполдиң меншикли өлшемлерине салыстырғанда үлкен болған қашықлығындағы майданының кернеўлигин анықлаймыз.

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

ге салыстырғанда көп үлкен болған ҳәм қашықлықлары ушын жуўық түрде . Буннан

теңлигине ийе боламыз ( арқалы диполдиң моменти белгиленген).

ноқатындағы эквипотенциал тегисликке түсирилген нормаль ниң бағыты диң бағытына сәйкес келеди, Демек (2а) бойынша:

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

**§ 132. Көлемлик зарядлардың электростатикалық майданының кернеўлиги, потенциалы ҳәм тығызлығы арасындағы байланыс**. Электростатикалық майданның кернеўлиги менен зарядлардың тарқалыўының арасында майданның ҳәр бир ноқатында дурыс болған дифференциаллық қатнас бар. Бул қатнасты Остроградиский-Гаусс теоремасын терең таллаў жолы менен табыўға болады.

Биз қарап атырған областта заряд улыўма алғанда турақлы болмаған ρ тығызлығы менен тарқалған деп болжайық. Қабырғалары шамасына тең ҳәм олар координаталар көшерлерине параллель болған элементар кубты айырып аламыз (42-сүўрет). Кубтың көлеми көбеймесине тең. Кубтың киши болғанына байланыслы оның ишиндеги барлық ноқатларда зарядтың тығызлығын турақлы деп есаплаўға болады. Бундай жағдайда кубтың ишиндеги зарядының муғдары шамасына тең. Кубтың орайындағы майданның кернеўлигин арқалы (42-сүўретте жулдызша менен белгиленген), ал оның қураўшыларын арқалы белгилеймиз.

Бундай жағдайда 1 қапталындағы қураўшысының мәниси мынаған тең:

Себеби, 1 қапталы кубтың орайына салыстырғанда шамасына киши координатаға ийе болады.

|  |  |
| --- | --- |
| 42-сүўрет.  Майданның кернеўлигин көлемлик зарядлар менен байланыстыратуғын аңлатпаны келтирип шығарыўға. |  |

Тап сол сыяқлы 2 қапталдағы қураўшысы ушын мынаны аламыз:

Усындай жоллар менен кубтың қалған қапталларындағы ҳәм қураўшылары ушын мынадай аңлатпаларды аламыз:

Бизиң кубымыз ушын Остроградский-Гаусс теоремасын қолланамыз. Оның ушын кубтың қаптал бетиндеги кернеўлиликтиң ағысын есаплаймыз. бети арқалы өтип атырған кернеўлик ағысы болған шамасының кернеўлигиниң бетине нормаль қураўшысы менен усы беттиң майданына көбеймесине тең екенлигин еске түсиремиз. 1 қапталына түсирилген нормаль көшериниң бағытына қарама-қарсы бағытланған. Сонлықтан кернеўлигиниң усы 1 қапталына түсирилген нормаль қураўшысы - ге тең. 1 қапталының майданы шамасына тең. Буннан 1 қапталы арқалы өтетуғын кернеўлик ағысы

шамасына тең.

2 қапталына түсирилген нормаль көшериниң оң бағыты менен бағытлас ҳәм, сонлықтан, сол қаптал арқалы өтип атырған кернеўлик ағысы

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

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

ҳәм 5 ҳәм 6 қапталлары арқалы өтетуғын ағыслардың қосындысы

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша Бул теңликте арқалы кубтың ишиндеги зарядтың муғдары белгиленген. Бирақ оның шамасы ке тең. Буннан ушын оның (1)-аңлатпасын пайдаланып,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

формуласына ийе боламыз.

(2)-формула биз излеп атырған көлемлик зарядлардың тығызлығы ρ менен кернеўлик векторы ниң туўындыларының арасындағы байланысты береди. Векторлық анализден вектордың қураўшыларының сәйкес координаталар бойынша алынған туўындыларының қосындысының вектордың дивергенция деп аталатуғынлығы ҳәм

арқалы белгиленетуғынлығы мәлим. белгилеўин пайдаланып, (2)-формуланы

түринде көширип жазамыз. кернеўлигиниң қураўшылары менен потенциалдың координаталар бойынша туўындыларын байланыстыратуғын 131-параграфтағы (4)-формуланы пайдаланып

теңликлерине ийе боламыз. Бул аңлатпалардан координаталар бойынша екинши рет туўынды алып

теңликлериниң орынлы екенлигине көз жеткермиз. Буннан мынадай теңлик алынады:

суммасының мәнисин (2)-аңлатпаға қойып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

формуласына ийе боламыз.

Бул формула көлемлик зарядлардың тығызлығы ρ менен потенциалдың координаталар бойынша алынған екинши тәртипли туўындылар менен байланысын береди. Базы бир функциясының өзгериўшилери бойынша алынған екинши тәртипли туўындыларының қосындысын арқалы белгилеў қабыл етилген. Бул белгилеўдеги белгисин Лаплас операторы деп атайды. Оның белгисин (3)-формулаға қойып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

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

**§ 133. Электростатикалық майдандағы өткизгишлер**. 122-параграфта көрсетилип өтилгениндей, өткизгиш өзиниң ишинде еркин электронлары бар дене болып табылады. Олардың заряды өткизгиштиң кристаллық пәнжереси менен байланыслы болған оң зарядлар менен компенсацияланған. Өткизгиштеги еркин электронлар белгили бағытқа ийе болған электрлик күшлердиң тәсиринде усы күштиң бағытындағы қураўшыға ийе тезликке ийе бола алады. Нәтийжеде зарядлардың орын алмастырыўы - электр тоғы пайда болады. Егер биз электростатикалық мәселелерди қараў менен шекленсек, онда зарядлардың тең салмақлық шәртин айқынластырыўымыз керек. Өткизгиштиң ишиндеги зарядлардың зәрүрли болған тең салмақлық шәрти электростатикалық майданның кернеўлигиниң нолге тең болыўы болып табылады. Егер майданның кернеўлиги нолге тең болмағанда, онда бундай жағдай электронлардың орын алмастырыўына алып келетуғын электрлик күшлерди пайда еткен болар еди. Солай етип, мәселениң электростатикалық характериниң шәрти

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

түрине ийе болады ҳәм бул шәрттиң өткизгиштиң ишиндеги барлық ноқатларда орынланыўы керек.

(1)-шәрт зарядланған өткизгиштеги компенсацияланбаған зарядлардың тек өткизгиштиң бетинде жайласатуғынлығына алып келеди. Бул жуўмақтың дурыслығын дәлиллеў ушын өткизгиштиң ишиндеги базы бир көлемди шеклеп турған ықтыярлы түрде алынған бетке Остроградский-Гаусс теоремасын қолланамыз. (1)-теңликке сәйкес, бул беттиң барлық ноқатларында электростатикалық майданның кернеўлиги нолге тең. Усының салдарынан биз қарап атырған беттиң ишиндеги улыўмалық заряд та нолге тең. Бет ықтыярлы түрде алынғанлықтан, нәтийже өткизгиштиң ишиндеги қәлеген участка ушын дурыс болады. Солай етип, электростатикалық майданға жайластырылған қәлеген өткизгиштиң ишиндеги қәлеген участкадағы заряд нолге тең. Зарядланған өткизгиштеги зарядлар тек өткизгиштиң бетинде ғана жайласады.

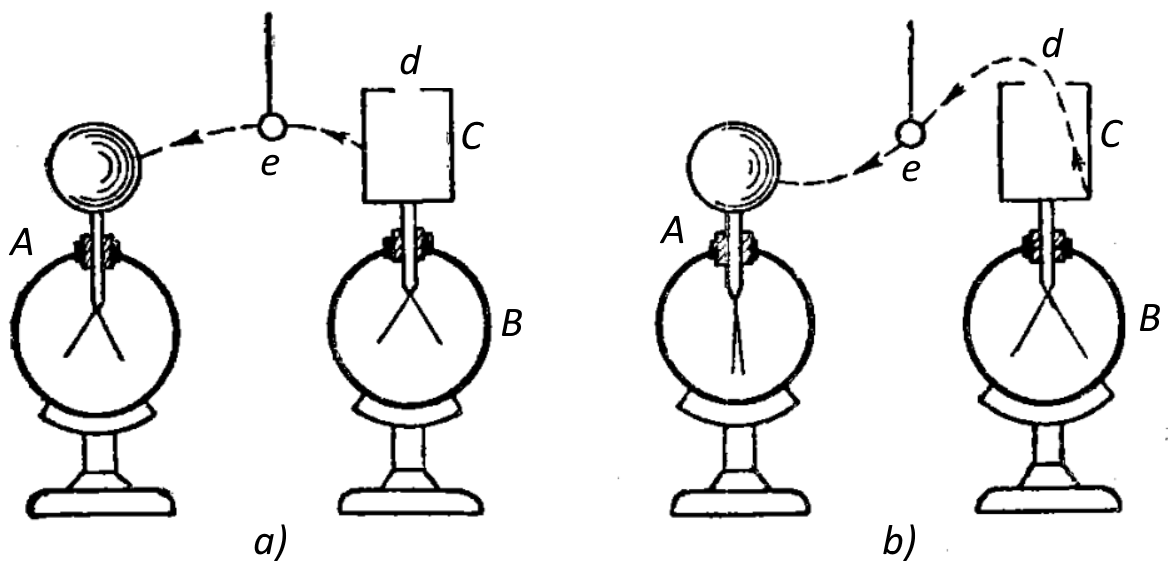
Өткизгиштиң ишки бөлимлериндеги зарядлардың болмайтуғынлығы Остроградский-Гаусс теоремасының нәтийжеси болып табылады. Бул теорема болса, өз гезегинде, Кулон нызамы бойынша ноқатлық зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшиниң зарядлардың арасындағы қашықлықтың квадратына кери пропорционал екенлигинен келип шығады. Егер

нызамындағы диң дәрежеси 2 ге емес, ал басқа ге тең болғанда, өткизгиштиң ишки бөлимлеринде зарядлар тарқалған болар еди. Солай етип, өткизгиштиң ишки бөлимлеринде зарядлардың болмаўы Кулон нызамының дурыслығының жанапай тастыйықланыўы болып табылады. Айланыўшы тәрезиниң жәрдеминде Кулон нызамын тиккелей өлшеў (123-параграф) үлкен дәллиги менен айрылып турған жоқ. Өлшеўлерди жүдә пуқталық пенен өткериў аңсат емес. Себеби зарядлардың ноқатлық болыўына сәйкес келетуғын шараятларды пайда етиў қыйын мәселелердиң бири болып табылады. Ал өткизгиштиң ишки бөлимлериндеги зарядлардың болмайтуғынлығын әдеўир дәл түрде анықлаўға болады. Усындай тексериў жумыслары Кевендиш тәрепинен 1773-жылы (Кулон нызамы 12 жылдан кейин ашылды) өткерилди ҳәм бул жумысларда электр күшлериниң қашықлықтың квадратына кери пропорциолнал екенлиги табылды. Бирақ, Кевендиштиң жумыслары 1879-жылға шекем белгисиз болып келди. Усы жылы Максвелл оларды баспадан шығарды.

Максвелл Кевендиштиң тәжирийбесин бир қанша өзгертилген түрде ҳәм жоқары дәлликте қайталады.

Ол еки өткизгиш шарды бириниң ишине бирин орналастырды ҳәм олардың арасында өткизгиштиң жәрдеминде контактты пайда етти. Сыртқы шарды зарядлағанда ишки шар зарядланбаған ҳәм бул жағдайдың орын алатуғынлығын Максвелл жоқары дәлликте көрсете алды. Буннан ол Кулон нызамындағы дәрежениң 2 ден 1/20000 нан үлкен шамаға өзгеше емес екенлигин дәлилледи.

Биз кейинирек, зарядлардың тек өткизгиштиң ишинде ғана емес, ал оның ишиндеги қуўыслықты шеклеп турған ишки бетинде де болмайтуғынлығын көремиз. Электростатикалық қубылыслардың улыўмалық теориясында зарядланған өткизгиштиң ишиндеги қуўыслықта да майданның кернеўлиги ниң нолге тең болатуғынлығы көрсетиледи. Бундай жағдайда қуўыслықтың ишинде басқа зарядланған денелер жоқ деп болжанады.



43-сүўрет. Фарадей цилиндри менен өткерилген тәжирийбе.

Зарядлардың өткизгиштиң сыртқы бетинде жайласатуғынлығын жүдә көргизбели түрде демонстрациялаўға болады. Еки ҳәм электроскопларын аламыз, олардың бирине дерлик туйық ҳәм жоқарғы тийкарында үлкен болмаған тесикке ийе қуўыс цилиндрди бекитемиз (43-сүўрет). Бундай цилиндрди Фарадей цилиндри деп атайды. электроскопына белгили заряд беремиз. Электроскоптың зарядланғанлығы жапырақлардың айрылыўы бойынша билиўге болады. Изоляциялаўшы материалдан соғылған сабаққа бекитилген киши шаригин аламыз. шаригин Фарадей цилиндриниң сыртқы бөлимине тийгиземиз ҳәм буннан кейин оны 43-а сүўретте пунктир сызық пенен жол менен алып келип электроскопына тийгиземиз. Усындай жол менен биз электроскопына базы бир зарядты беремиз. Усындай усыл менен зарядты алып өтиўди бир неше рет қайталап электроскопының жапырақларының бир биринен сезилерликтей ийтерискенин көремиз. Егер биз шаригин Фарадей цилиндириниң ишки бөлимине тийгизсек (43-б сүўрет), онда биз шарикке ҳеш қандай заряд бере алмаймыз ҳәм соған сәйкес электроскопын зарядлай алмаймыз.

Тәрийипленген тәжирийбени кери тәртипте қайталаўға болады. Қандай да бир экранластырыўшы дерек тәрепинен турақлы потенциалда услап турылатуғын базы бир денесин көз алдымызға келтирейик (44-сүўрет). денесине тийгизиў жолы менен шаригин зарядлаймыз ҳәм оны электроскопына алып келемиз. Буннан кейин оны Фарадей цилиндриниң ишки бөлимине тийгиземиз. Бундай жағдайда шарик Фарадей цилиндри менен биргеликте пайда болған қурамалы денениң ишки бөлимин пайда ететуғын болғанлықтан шарикте ҳеш қандай зарядтың қалмаўы керек. Басқа сөз бенен айтқанда шарик өзиниң зарядын толығы менен электроскопына бериўи керек. Биз усындай жоллар менен зарядты алып бериўди қанша болса да қайталаўымыз мүмкин ҳәм шарик барлық ўақытта да өзиниң зарядын электроскопқа береди. Себеби, өткизгиштиң ишки бөлиминдеги зарядтың болмаўы шәрти зарядтың муғдарынан ҳәм оның потенциалынан ғәрезли емес. Солай етип, шаригин көп рет алып келиў жолы менен электроскопын денесиниң потенциалына салыстырғанда *жүдә жоқары потенциалға* жеткенше зарядлаўға болады. Принципинде зарядты алып бериўди шекленбеген рет қайталағанда электроскопының потенциалын шексизликке шекем жоқарылатыўға болады[[5]](#footnote-5). Әмелде болса, потенциалдың жоқарылаўы зарядтың жоғалыўы менен шекленген. Жоқарыда тәрийипленген Фарадей цилиндри менен өткерилген тәжирийбениң схемасы потенциаллар айырмасының шамасын бир неше миллион вольтке шекем жеткериўге мүмкиншилик беретуғын ҳәзирги заман генераторларында пайдаланылады (III томға қараңыз).

|  |  |
| --- | --- |
|  | 44-сүўрет.  Фарадей цилиндри менен өткерилген тәжирийбе. |

Өткизгиштиң ишиндеги қуўыслықта майданның болмаўы электростатикалық қорғаныўды дөретиўге болады. Берилген қуўыслықты барлық тәрептен қоршап турған өткизгиш сыртқы зарядлар тәрепинен пайда етилген электростатикалық майданлардан экранлайды. Әмелде тутас өткизгишти қалың металл тор менен алмастырыўға болады. Электростатикалық қорғаныўды пайда етиў мақсетинде электроскоптың жапырақларын металл коробканың (қутының) ишине жайластырады. Қутыны Жер менен тутастырады. Бундай жағдайда ол Жердиң потенциалын қабыл етеди ҳәм сырткы майданлар қутының ишиндеги майданды да, потенциалды да өзгерте алмайды. Электроскоптың зарядланатуғын жапытърақлары қутыдан изоляцияланған болыўы керек. Егер оларды қуты менен өткизгиш арқалы тутастырсақ, онда бизлер электроскоптың қутысының сыртында электрлеўдиң қандай дереклерин пайдалансақ та, жапырақлар бир биринен ийтерилмейди.

**§ 134. Өткизгиштиң бетиниң қасындағы майданның кернеўлиги**. Өткизгиштиң ишиндеги кернеўликтиң нолге тең болыўы оның турақлы потенциал областы болып табылатуғынлығын аңғартады. Ҳақыйқатында да кернеўликтиң сан мәниси қәддиниң бетине нормаль бағыттағы бир бирлик узынлықтағы потенциалдың өзгерисине тең. Буннан өткизгиштиң барлық ноқатларындағы майданның нолге тең екенлигинен өткизгиштиң барлық ноқатларындағы потенциалдың да өзгерисиниң нолге тең екенлигин аламыз; демек, потенциалдың мәнисиниң өзи турақлы; *солай етип, өткизгиштиң ишниндеги ҳәм бетиндеги барлық ноқатлары бирдей потенциалда жайласады.* Буннан өткизгиштиң бетиниң потенциалдың қәддиниң бети (эквипотенциал бет) болып табылатуғынлығы тиккелей келип шығады. Ҳәр бир ноқатта электростатикалық майданның кернеўлиги потенциалдың қәддиниң бетине нормаль болғанлықтан өткизгиштен сырттағы электростатикалық майданның кернеўлиги өткизгиштиң бетине нормаль бағытланған.

Өткизгиштиң бетине тиккелей жақын жайласқан орынлардағы электростатикалық майданның кернеўлиги менен өткизгиштиң бетиндеги зарядлардың бетлик тығызлығы арасында белгили байланыс орын алған. Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланып, усы байланысты табамыз. өткизгишиниң бетинде киши участкасын аламыз (45-сүўрет). Бул участкадағы зарядтың бетлик тығызлығын турақлы деп есаплаўға болады ҳәм ол σ ға тең деп болжаймыз. Бундай жағдай усы участкадағы заряд мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Ойымызда киши, туйық цилиндрлик бетин жүргизейик. Оның пайда етиўшиси өткизгиштиң бетине перпендикуляр, ал оның ултанлары пенен лер ке параллель болсын. Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша, туйық бети арқалы өтетуғын кернеўлик сызықларының саны ға тең. ултаны өтетуғын өткизгиштиң ишинде майданның кернеўлиги , ал қаптал бет ге параллель. Сонлықтан барлық сызықлары ултаны арқалы өтеди. Бул ултанының шеклериндеги майданның кернеўлигин арқалы белгилеп

теңлигине ийе боламыз. Буннан, (1)-қатнасты пайдаланып ҳәм теңлигиниң орынлы екенлигин есапқа алып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

аңлатпасына ийе боламыз. (2)-аңлатпадан өткизгиштиң бетиндеги электростатикалық майданның кернеўлигиниң зарядтың тығызлығына туўры пропорционал екенлигин көремиз.

|  |  |
| --- | --- |
| 45-сүўрет.  Зарядланған өткизгиштиң бетиниң қасындағы майданның кернеўлиги ни анықлаўға. |  |

Егер өткизгиштиң бети дүңкийип турған орынларға ийе болса, онда өткизгиштиң қасынан өтетуғын потенциалдың қәдди тегисликлери сол дүңкийип турған орынлардың қасында бир бирине жақынласады. Бул областларда майданның кернеўлиги үлкен мәниске ийе болады, себеби сол орынларда потенциалдың узынлықтың бир бирлигине сәйкес өзгериўи үлкен мәниске жетеди. Демек, дүңкийип турған орынлардың қасында электр майданының кернеўлиги үлкен ҳәм усыған сәйкес өткизгиштеги сол орынлардағы зарядлардың бетлик тығызлығы да үлкен. 46-сүўретте дүңкийген орын менен ойыс орынға ийе болған зарядланған өткизетуғын дене көрсетилген; қоршаған кеңисликте майданның кернеўлиги дөңес орынның қасында максималлық, ал ойыс орынның қасында минималлық мәниске ийе. 46-сүўретте пунктир сызықлар менен сүўретленген эквипотенциаллық сызықлар майдан күшли орынларда жийилиседи. Усыған сәйкес, денениң бетиндеги дөңес орынларда зарядлардың тығызлығы ең үлкен мәниске, ал ойыс орынларда ең киши мәниске ийе болады.

Өткизгиштиң ишки областларында майданның кернеўлиги нолге тең ҳәм усыған сәйкес өткизгиштиң ишки областларындағы зарядлардың тығызлығы да нолге тең.

Жүдә ушлы дөңеслердиң қасындағы майдан айрықша үлкен болады. Өткизгишлерди жүдә жоқары потенциалға ийе болғанша зарядлағанда бул жағдайды есапқа алыўға туўры келеди: ушлы дөңес орынлар бар болған жағдайда оның әтирапында қоршап турған диэлектриктиң тессилиўи мүмкин (дара жағдайда ҳаўаның) ҳәм разряд басланады (таждың пайда болыўы деп аталатуғын); сонлықтан, жоқары потенциалларға шекем зарядланатуғын әсбаплардың барлық металл бөлимлерине домалақ форма бериледи ҳәм олардың бетлерин тегис етип ислейди.

Зарядланған өткизгиштиң бетиниң участкаларының ҳәр бири сол өткизгиштиң қалған бөлими пайда еткен электростатикалық майданда жайласады.

Бундай жағдайда зарядланған өткизгиштиң ҳәр бир участкасына (47-сүўрет)

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 46-сүўрет. Дөңес ҳәм ойыс орынлары бар денениң эквипотенциал бетлериниң (пунктир сызықлар) ҳәм кернеўлик сызықларының (тутас сызықлар) жайласыўы. | 47-сүўрет. Зарядланған өткизгиштиң бетиниң элементи пайда еткен майданның кернеўлиги. |

майданын анықлаў ушын элементи өзиниң бетине жүдә жақын жайласқан ноқатларда пайда еткен майданды қараймыз. Бул майдан элементиниң бетине нормаль бағытланған ҳәм усы элементтиң еки тәрепинде симметриялы тарқалған.

47-сүўретте элементиниң еки тәрепиндеги бул майданның кернеўлиги ҳәм стрелкаларының жәрдеминде көрсетилген.

элементиниң қасындағы денениң сыртында зарядланған денениң барлық бети тәрепинен пайда етилген толық кернеўлик ҳәм кернеўликлериниң қосындысына тең екенлиги көринип тур:

ҳәм кернеўликлери элементиниң бетине перпендикуляр болғанлықтан усы элементтиң бетине векторы да перпендикуляр ҳәм, сонлықтан, соңғы теңликти

алгебралық қосынды түринде көширип жазыўға болады. (2)-теңлик бойынша . Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

теңлигине ийе боламыз. Тап усындай жоллар менен элементиниң қасындағы денениң ишиндеги майданның қосындысына тең болатуғынлығын көремиз. Ал, денениң ишинде қосынды кернеўлик нолге тең болғанлықтан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

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

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

Егер (2)-теңликке итибар берсек, онда

теңлигиниң орынлы екенлигине көз жеткеремиз. Бирдей белгиге ийе зарядлар ийтерисетуғын болғанлықтан, күши зарядтың белгисинен ғәрезсиз өткизгиштиң сыртына қарай бағытланған.

**§ 135. Сыртқы электр майданындағы диполь**. Сыртқы *бир текли* электр майданындағы диполди қараймыз. Мейли, диполь ара қашықлығы өзгермейтуғын еки ҳәм зарядларынан туратуғын болсын. 124-параграфта айтылғанындай, усындай диполдиң электр моменти шамасына тең. Мейли, диполдиң бағыты менен кернеўлик ниң арасындағы мүйеш α болсын (48-сүўрет). Диполдиң оң зарядына майдан менен бағытлас күши тәсир етеди, ал терис белгиге ийе зарядқа майданға қарама-қарсы бағытланған күши тәсир етеди. Бул күшлер моменти шамасына тең болған күшлердиң жубын пайда етеди. теңлигиниң орынлы екенлигин нәзерде тутып, сыртқы бир текли электр майданында диполге моменти

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасына тең болған *күшлердиң жубы тәсир етеди* екен. Бул жуптың тәсиринде диполь майданның кернеўлигиниң бағытында жайласыўға умтылады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 48-сүўрет.  Сыртқы бир текли майдандағы диполь. |

Диполь моменти болған шамасын векторлық шама деп қараўға болады. Оның ушын ди терис зарядтан оң зарядқа қарай өткеремиз.

векторын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

теңлигиниң жәрдеминде анықлаймыз. Демек, сыртқы бир текли электр майданында диполь өзиниң электрлик моментин бағыты бойынша векторының бағыты менен параллель етип жайластырыўға тырысады. Бул жайласыўға (1)-аңлатпадағы α = 0 теңлиги сәйкес келеди (бул диполге тәсир ететуғын күшлердиң моментиниң нолге тең болыўына сәйкес келеди). Әлбетте, тәсир ететуғын күшлердиң моменти α = π теңлиги орынланғанда да нолге тең болады. Бирақ бул соңғы аўҳал орнықлы емес: диполдиң киши мүйешке бурылыўында оны оннан да үлкенирек мүйешке буратуғын момент пайда болады.

Егер дәслеп диполь кернеўлик сызықлары 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 өтип кетеди. Күш моменти ниң тәсиринде диполь өзиниң тең салмақлық ҳалының әтирапында тербеле баслайды. Егер диполге күш моментинен басқа сүйкелис күши де тәсир ететуғын болса, онда тербелис сөниўши тербелиске айланады ҳәм ең ақырында диполь кернеўлик сызығының бойында жайласады. Сүйкелис күшлери жүдә үлкен болған жағдайда диполдиң қозғалысы дәўирлик емес болады ҳәм бундай жағдайда диполь өзиниң тезлигин турақлы түрде нолге шекем кемейтип, тең салмақлық ҳалына асимптоталық жақынлайды.

I томның 35-параграфында биз күшлердиң моменти ди бағыты күшлердиң бағыты менен оң бурғының бағыты арасындағы қағыйда бойынша анықланатуғын вектор сыпатында қараўға болатуғынлығын көрдик. 48-сүўретте векторы сүўреттиң тегислигине перпендикуляр бағытланған. Шамасы бойынша да, бағыты бойынша да ол ҳәм векторларының көбеймеси түринде анықланады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

Енди сыртқы бир текли болмаған электр майданындағы диполди қараймыз. Бундай жағдайда кернеўлик сызықлары қосылатуғын ямаса тарқалатуғын сызықлар болып табылады. бирақ, диполдиң өлшемлериниң шеклеринде бир текли болмаў сызилерликтей емес ҳәм ҳәм зарядларына тәсир ететуғын және күшлери қарама-қарсы тәреплерге қарай тәсир етеди деп болжаймыз ( көшериниң бағытында ҳәм оған қарама-қарсы). Соның менен бирге майданның кернеўлиги көшериниң бағытында тезирек өзгереди деп есаплаймыз. Бул күшлер мынаған тең:

Бул аңлатпаларда ҳәм лер арқалы ҳәм зарядлары турған орынлардағы майданның кернеўликлери белгиленген. Бул күшлердиң қосындысы мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

координатасын 49-сүўретте көрсетилгендей, күшлерге параллель етип жайластырамыз. Бундай жағдайда

теңлигине ийе боламыз. Бул аңлатпада майданның кернеўлигиниң градиенти болып табылады. теңлигиниң орынлы екенлиги аңғарып, мынаған ийе боламыз:

ниң бул мәнисин (3)-аңлатпаға қойып,

ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

теңликлериниң орынлы екенлигине көз жеткеремиз.

Солай етип, бир текли болмаған сыртқы электр майданында диполге күшлердиң моментинен басқа *майданның градиенти қаншама үлкен болса, яғный майданның бир текли емеслиги қаншама күшли болса, соншама үлкен күш тәсир етеди екен*. (4)-теңлик бойынша, теңсизлиги орынланғанда күши майданның кернеўлиги сан мәниси бойынша үлкен болған тәрепке қарай бағдарланған. Берилген менен шамаларында күши өзиниң максималлық мәнисине теңлиги орынланғанда, яғный диполь майданның кернеўлик сызығының бойында жайласқан жағдайда ериседи. Ең ақырында мынадай жуўмаққа келемиз: сыртқы майданда диполь өзиниң оң ушы менен кернеўлик сызықларының бағытына қарай бурылыўға умтылады; соның менен бирге диполге оның моменти ға ҳәм майданның кернеўлигиниң градиенти шамасына пропорционал болған күш тәсир етеди. Бул күш диполди майданның кернеўлиги үлкен болған тәрепке қарай жылыстырады.

|  |  |
| --- | --- |
| 49-сүўрет.  Бир текли емес электр майданындағы диполь. |  |

Диполди майданның кернеўлиги үлкен болған областына қарай жылыстыратуғын күшлердиң бар екенлигин электрленген шийше ямаса эбонит таяқшаларды усы таяқшалар менен тийиспеген жеңил предметлерди тартатуғынлығы бойынша көриўге болады. Электростатикалық майданның тәсиринде предметте индукцияланган зарядлар пайда болады ҳәм предмет диполге айланады. Майданның бир текли болмағаны себепли бул диполь майданның сан мәниси бойынша үлкен болған областына қарай жылысады, яғный зарядының белгисинен ғәрезсиз таяқшаға қарай тартылады.

**§ 136. Өткизгишлердиң электр сыйымлығы.** Енди өткизгишлердиң электр сыйымлығы ямаса әпиўайы түрде сыйымлығы деп аталатуғын жүдә әҳмийетли болған қәсийетин қараўға өтемиз. Тәжирийбелер бирдей муғдардағы зарядлар менен зарядланған ҳәр қыйлы өткизгишлердиң ҳәм қыйлы потенциалларға ийе болатуғынлығын көрсетеди. Бул жағдай олардың сыйымлық деп аталатуғын физикалық қәсийети бойынша айрылатуғынлығын көрсетеди.

Өткизгиштиң сыйымлығы қоршап турған денелердиң қалайынша жайласқанлығынан ғәрезли. Сонлықтан, биз дәслеп қасында ҳеш қандай басқа денелер болмаған өткизгиштиң сыйымлығы анықлаймыз (бундай жағдайда басқа денелер берилген денедеги зарядлардың тарқалыўына тәсир ете алмайды ҳәм бундай денени оңашаланған дене деп атаймыз). Оңашаланған өткизгиштиң потенциалы ондағы зарядтың шамасы ға туўры пропорционал. Себеби зарядтың шамасы неше есе үлкейсе майданның кернеўлиги де, демек, зарядты өткизгиштен шексизликке жылыстырғанда исленетуғын жумыстың шамасы да соншама есе үлкейеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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

Сыйымлықтың өлшеми (2)-қатнастан алынады:

яғный сыйымлықтың өлшеми узынлықтың өлшеминдей екен. Сыйымлықтың бирлиги сыпатында бир бирлик заряд берилген жағдайда потенциалы бир бирликке өзгеретуғын оңашаланған өткизгиштиң сыйымлығын қабыл етемиз. CGSE-системасында сыйымлықтың өлшем бирлиги сыпатында 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 көриўге болады. Ҳақыйқатында да өткизиўши шардың сыйымлығы (130-параграфқа қараңыз)

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

теңлигине ийе боламыз, яғный шардың сыйымлығы оның радиусына тең екен. Сонлықтан CGSE-*системада сыйымлықтың бирлиги сыпатында 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 өткизгиштиң сыйымлығы қабыл етилген. Бундай бирликти *фарада* деп атайды. Сыйымлықтың CGSE-системасындағы бирлиги менен фарада арасындағы байланыс мынадай:

Көринип турғанындай, фарада сыйымлықтың жүдә үлкен бирлиги. Ҳақыйқатында да 1 фарада радиусы 9·1011 см болған, яғный 9 миллион километр болған (бул шама Жердиң радиусынан 1400 есе үлкен) оңашаланған шардың сыйымлығы болып табылады. Сонлықтан, сыйымлықтың бирлиги фарада менен бир қатарда фараданың миллионнан бир бөлегине тең микрофарада қолланылады. Бир микрофарада сыйымлығына радиусы 9 км болған оңашаланған шар ийе болады (бул да жүдә үлкен шар).

Өткизгиштиң сыйымлығы оны қоршап турған денелерден ғәрезли. Ҳақыйқатында да, өткизгиштиң заряды ҳаққында гәп етилгенде биз оның зарядының потенциалына қатнасын түсинемиз. Ал өткизгиштиң потенциалы болса тек усы өткизгиштиң зарядынан ғана емес, ал оны қоршап турған барлық денелердиң потенциалынан ғәрезли. Егер, ҳәтте берилген өткизгишти қоршап турған денелер алдын-ала зарядланбаған болса да, онда биз қарап атырған өткизгишти зарядлағанда олар усы зарядланыўдың тәсиринде зарядланады ҳәм, усыған сәйкес, берилген өткизгиштиң потенциалын өзгертеди. Бундай жағдайда сыйымлық ушын динамикалық мәселелерди шешкенде де пайдаға асатуғын

анықламасын бериў керек. Демек, сыйымлық потенциалдың өсими шексиз киши болған жағдайдағы зарядтың өсиминиң потенциалдың өсимине қатнасына тең екен. Бул қатнас өткизгиштиң зарядының оның потенциалы бойынша алынған туўындысы болып табылады. Бирақ, сыйымлығы қоршаған денелерден ис жүзинде ғәрезсиз болған өткизгишлердиң системасын жүзеге келтириўге болады; оның ушын система басқа денелердиң тәсиринен изоляцияланған болыўы керек. Конденсаторлар усындай системаларға мысал болып табылады.

*Тегис конденсатор* деп аталатуғын конденсатор бир бирине параллель болған, бир биринен қашықлығында жайласқан ҳәм пластинкаларынан турады (50-сүўрет) қашықлығының шамасы пластинкалардың өзлериниң сызықлы өлшемлеринен киши болады. Пластинкалардың арасы бослықтан турады деп есаплаймыз (ҳақыйқатында ҳаўаның болыўы мүмкин).

Мейли, пластинкасы Жер менен тутасқан болсын. Егер екинши пластинкасына заряды берилсе, онда элпектростатикалық индукцияға байланыслы пластинкасында заряды пайда болады (оған тең болған заряды Жерге бериледи ҳәм оның әҳмийети жоқ). Жер менен тутастырылған пластинкасы Жердиң потенциалын қабыл етеди, оның мәнисин биз арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда пластинкасы базы бир потенциалына ийе болады ҳәм оның мәниси зарядтың шамасы ҳәм пластинкасының потенциалы бойынша анықланады. Басқа зарядланбаған денелер потенциалына ҳәм соған сәйкес кондденсатордың сыйымлығына тәсир етпейди. Себеби ҳәм зарядларының майданлары тек ҳәм пластинкаларының арасында ғана болады, сонлықтан сырттағы басқа денелерде индукцияланған зарядларды пайда ете алмайды.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 50-сүўрет.  Тегис конденсатор. |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул аңлатпада теңсизлиги орынланады деп есаплаймыз.

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

Бул аңлатпадағы σ - зарядлардың бетлик тығызлығы. Пластинкалардың биреўиниң бетиниң майданын арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда ҳәм буннан

теңлигине ийе боламыз ҳәм буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

формуласына ийе боламыз. Электр майданының кернеўлиги ни потенциаллар айырмасы арқалы аңлатамыз (131-параграфқа қараңыз):

ниң бул шамасын (4)-формулағы қойып, зарядтың муғдары ушын

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

түриндеги формулаға ийе боламыз. (5)-формуладан тегис конденсатордың сыйымлығының пластинканың бетиниң майданы ке ҳәм пластинкалардың арасындағы қашықлық 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 өткизбейтуғын (диэлектриклик) орталық пенен толтырғанда конденсатордың сыйымлығының қалайынша өзгеретуғынлығын көремиз.

**§ 137. Зарядлар системасының энергиясы**. Зарядланған денелердиң 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 процесслердиң энергиясының ҳ.т.б. есабынан ислениўи керек. Энергияның сақланыў нызамы бойынша, системаның үстинен исленген сыртқы күшлердиң жумысы оның энергиясының өзгериўин анықлайды. Солай етип, зарядланған денелердиң системасы базы бир муғдардағы энергияға ийе болады. Егер дене буннан кейин зарядсызланатуғын ямаса орын алмастырытуғын болса, онда оның электр энергиясының бир бөлими ямаса толығы менен қайтадан энергияның басқа түрлерине өтеди.

Мысал ретинде ҳәм ноқатларында жайласқан ҳәм бир бирине салыстырғанда қашықлығында жайласқан ҳәм зарядларынан туратуғын системаның электр энергиясын есаплаймыз. Оның ушын ҳәм зарядларын шексизликтен ҳәм ноқатларына алып келиў ушын орынланған жумысты есаплаў жеткиликли. Шексизликте жайласқан зарядлардың бир бири менен тәсир етисиўи нолге тең. Усының менен бирге ҳәм зарядларының өзлериниң пайда болыўы ушын исленген жумысты да есапқа алмаймыз ҳәм сол зарядлар бизге берилген деп есаплаймыз.

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

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

заряды тәрепинен ноқатында пайда етилген потенциалды арқалы, ал заряды тәрепинен ноқатында пайда етилген потенциалды арқалы белгилеп

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

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 (1а) аңлатпасын бир биринен белгили қашықлықларда жайласқан дана зарядтан туратуғын система ушын аңсат улыўмаластырыўға болады; бул энергия зарядларының ҳәр бирин шексизликтен олардың туратуғын орынларына көширип алып келиў ушын зәрүр болған жумыслардың қосындысынан турады. Бундай жағдайда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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

Зарядлар системасының энергиясы потенциаллық энергия характерине ийе. Буннан әҳмийетли нәтийже келип шығады. Системаның орнықлы ҳалы ушын потенциаллық энергияның минимумының сәйкес келетуғынлығы белгили. Ал зарядлардың системадағы қәлеген өз-ара жайласыўлары ушын жазылған энергияның аңлатпасы ҳеш ўақытта да минимумға жетпейди. Ҳақыйқатында да ҳәм зарядларының ҳәр бир жубы ушын энергия [(1)-формулаға қараңыз] түриндеги ағзаның жәрдеминде аңлатылады ( -бул зарядлардың арасындағы қашықлық). Бирдей белгиге ийе зарядлар ушын бул аңлатпа оң мәниске ийе ҳәм зарядлардың арасындағы қашықлық диң өсиўи менен үзликсиз түрде кемейеди. Бул бирдей белгиге ийе еки зарядтың шексиз үлкен қашықлықларға шекем алыслағанға шекем барлық ўақытта бир бирин ийтериў фактына сәйкес келеди.

Ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлар ушын аңлатпасы терис мәниске ийе ҳәм усыған сәйкес, еки заряд бир бирине жақынласқанда үзликсиз кемейеди: белгилери ҳәр қыйлы болған еки заряд қосылғанша ҳәм бир бирин толық ямаса шалама-шекки нейтраллағанша бир бирине жақынласады. Зарядлардың жубы пайда еткен конфигурацияның орнықлы емес екенлиги ҳаққындағы жуўмақ қәлеген басланғыш тарқалыўға ийе болған зарядлардың системасы ушын да, көлемлик тығызлық пенен тәрийипленетуғын зарядларға ийе болған электрлик системалар ушын да дурыс.

*Электр зарядларының орнықлы статикалық конфигурациясының жүзеге келиўи мүмкин емес.*

Буннан қурамалы электрлик системалар болып табылатуғын атомлар менен молекулалардың статикалық системалар болып табылмайтуғынлығы келип шығады. Орнықлылыққа бөлекшелердиң үзликсиз қозғалысының барысында жетисиўге болатуғындай болып көринеди. Себеби Қуяш системасының орнықлылығы планеталардың Қуяштың дөгерегиндеги қозғалысының есабынан келип шығады. Бирақ, электродинамиканың көз-қарасы бойынша бул жағдайда да система орнықлы бола алмайды. Себеби, тезлениў менен қозғалатуғын зарядланған бөлекше нурланыўдың себебинен өзиниң энергиясын үзликсиз түрде жоғалтады. Классикалық көз-қарас бойынша айырым зарядланған бөлекшелерден туратуғын атомлар менен молекулалардың орнықлы моделин қурыўдың мүмкиншилиги жоқ. Атомлар менен молекулалардың орнықлы ҳалы тек квантлық механикада ғана түсиндириледи.

Енди *оңашаланған зарядланған өткизгиштиң* электростатикалық энергиясын есаплаймыз. Дәслеп зарядланбаған өткизгиш муғдарындағы электр заряды менен зарядланды ҳәм усының нәтийжесинде ол потенциалына ийе болды деп болжаймыз.

Өткизгишти зарядлаў ушын жумыс исленеди ҳәм бул жумыс зарядланған өткизгиштиң энергиясының өлшеми болып табылады; өткизгишти зарядсызландырғанда бул жумысты қайтып алыўға болады. Зарядлаў ушын исленген жумысты есаплаймыз.

Өткизгиштиң заряды менен оның потенциалының арасында мынадай қатнас бар:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул аңлатпада арқалы өткизгиштиң сыйымлығы белгиленген.

Өткизгишти зарядлағанда оның заряды өседи ҳәм оның менен бирге өткизгиштиң потенциалы да өседи. Соның менен бирге олар барлық ўақытта (3)-аңлатпа менен байланысқан. Потенциал ның заряд дан ғәрезлиги координата басынан өтетуғын туўры менен сүўретленеди (51-сүўрет).

|  |  |
| --- | --- |
| 51-сүўрет.  Потенциал ның заряд дан ғәрезлиги. |  |

Өткизгиште дәслеп базы бир заряды бар еди ҳәм усы өткизгишке шексизликтен шексиз киши зарядын алып келгенде исленетуғын жумысын есаплайық. заряд муғдары жүдә киши болғанлықтан оны өткизгишке қосқанда өткизгиштиң потенциалы сезилерликтей өзгериске ушырамайды деп есаплаймыз. Сонлықтан жумысының шамасы зарядының өткизгиш пенен шексиз алыслатылған областлардың потенциалларының айырмасын көбейткенге тең. Шексиз алыслатылған областтағы потенциалды шәртли түрде нолге тең деп есаплаймыз. Солай етип, теңлиги орынлы болады. Потенциалы 0 болған ҳалдан потенциалы болған ҳалға өткериў ушын өткизгишти зарядлағанда исленген толық жумыс барлық элементар жумысларының қосындысына, яғный 0 ден ға шекем алынған интегралға тең:

(3)-теңликтен теңлигин аламыз, буннан

теңлигиниң орынлы екенлиги келип шығады. Денениң сыйымлығы турақлы шама, сонлықтан оны интеграл белгисиниң алдына шығарыўға болады. Нәтийжеде

аңлатпасын аламыз. Бул жумыс зарядланған денениң энергиясы болған ны анықлайды. Солай етип, зарядланған өткизгиштиң энергиясы ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4б) |

Энергия ушын алынған формулаларды *зарядланған конденсатор* ушын аңсат улыўмаластырыўға болады. Пластинкаларды зарядлаў процессин былайынша көз алдыға келтириўге болады: дәслеп нейтраль пластинкалар бир пластинкадан екинши пластинкаға шексиз киши болған зарядын алып бериў арқалы әстелик пенен зарядланады; бул алып бериў бир пластинканың оң зарядын шамасына үлкейтеди, ал екинши пластинканың оң зарядын усындай шамаға кемейтеди ямаса оның терис зарядын тап сондай шамаға үлкейтеди. Солай етип, зарядлаў процессинде биз барлық ўақытта еки пластинкада да абсолют шамалары бойынша бир бирине тең ҳәм белгилери бойынша қарама-қарсы зарядларға ийе боламыз. Бир пластинкадан муғдарындағы электр зарядын екинши пластинкаға өткериў ушын жумыстың ислениўин талап етеди. Егер бир пластинканың потенциалы ге, ал екиншисиники ге тең болса, онда бул жумыс мынаған тең:

Солай етип, биз бул жағдайда да элементар жумыс ушын оңашаланған өткизгишти зарядланғадағыдай аңлатпаны алады екенбиз. Тек ғана потенциал ның орнында потенциаллар айырмасы тур. Буннан, егер (4а) формуладағы ны ге алмастыратуғын болсақ, онда зарядланған конденсатордың толық энергиясы ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

формуласына ийе боламыз.

Зарядтың муғдары ҳәм конденсатордың сыйымлығы арасындағы қатнасты пайдаланып, бул формулаға және бир түрди беремиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |

Усының менен бирге мынадай түрге де алып келиўге болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5б) |

Формулалардың үшеўи де үш шаманың функциясы сыпатында зарядланған конденсатордың энергиясын береди: астарлардағы потенциаллардың айырмасы , астарлардағы зарядлардың муғдары ҳәм сыйымлық .

Санлы мысал келтиремиз. 3000 В потенциаллар айырмасына шекем зарядланған сыйымлығы 1 мкф болған конденсатордың энергиясын есаплаймыз.

Мысалды бирликлердиң еки системасын пайдаланып шешемиз: a) CGSE-системасын ҳәм б) практикалық системаны.

а) CGSE-системада сыйымлық мкфсм, потенциалдың CGSE-бирлиги, яғный CGSE. Буннан (5а) формула бойынша:

б) Бирликлердиң практикалық системасында: мкф ф, В, буннан:

Кернеўлиги болған бир текли электростатикалық майдандағы диполдиң энергиясын есаплаймыз (52-сүўрет). Диполдиң көшери менен майданның кернеўлигиниң арасындағы мүйеш α болсын. Диполдиң оң ҳәм терис зарядларына тәсир ететуғын күшлер сәйкес ҳәм шамаларына тең. 135-параграфта көрсетилгендей, олар моменти

шамасына тең күшлердиң жубын пайда етеди. Бул аңлатпада - диполдиң моменти.

Диполдиң көшери майданның кернеўлигине параллель болғанда ҳәм күшлердиң моменти ; диполдиң көшери майданның кернеўлигине перпендикуляр болса , күшлер моментиниң шамасы өзиниң максималлық мәнисине жетеди. Бул соңғы аўҳалдағы диполдиң энергиясын нолге тең деп есаплаймыз.

Диполди шексиз киши мүйешине бурғанда электрлик күшлер

жумысын ислейди. Тап усындай шамаға диполдиң энергиясы кемейеди. Диполдиң көшери менен векторының арасындағы мүйеш α ға тең болғанда диполдағы энергияның запасы оны векторына перпендикуляр ( болған аўҳалдан α ның берилген мәнисине алып келгендеги исленген жумысқа тең:

Интеграллаўды орынлап,

мынадай формулаға ийе боламыз

Бул аңлатпа биз излеп атырған диполдиң энергиясының аңлатпасы болып табылады. Майданның кернеўлиги ге перпендикуляр турған диполдиң энергиясын нолге тең деп есаплағанымызға байланыслы минус белгиси алынды. Бундай жағдайда, мүйешлеринде оның мәниси оннан да киши, яғный терис болады. аўҳалына электр энергиясының минимумы сәйкес келеди. Усының менен бирге бул аўҳал тең салмақлық аўҳалы болып табылады (бундай жағдайда күшлердиң моменти ).

Солай етип, тең салмақлық ҳалы электр энергиясының минимумына сәйкес келеди екен. Механикада тең салмақлық ҳалының потенциаллық энергияның минимумына сәйкес келетуғын болғанлықтан, онда, усыған сәйкес, электростатикалық майданда жайласқан зарядланған денелердиң энергиясы механикадағы потенциаллық энергияға сәйкес келеди екен.

**§ 138. Электростатикалық майданның энергиясы**. 136-параграфта алынған формулалар тегис конденсатордың энергиясын астарлардың арасындағы электростатикалық майданды тәрийиплейтуғын шамалар арқалы аңлатыўға мүмкиншилик береди. Оның ушын тегис конденсатордың пластинкаларының заряды менен пластинкалардың арасындағы кернеўлик ден пайдаланамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул аңлатпада - пластинканың бетиниң майданы. Усының менен бирге астарлардағы потенциаллардың айырмасы майданның кернеўлиги ҳәм пластинкалардың арасындағы қашықлық менен

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

формуласына ийе боламыз. Бул формула конденсатордың энергиясын майданның кернеўлиги арқалы аңлатады. Солай етип, конденсатордың энергиясын еки жол менен аңғартыўға болады екен: пластинкалардың заряды менен потенциаллары ямаса зарядлар пайда еткен электростатикалық майданның кернеўлиги арқалы. Соңғы жағдай электростатикалық майданды энергияға ийе болады деп есаплаўға мүмкиншилик береди ҳәм усыған сәйкес *электростатикалық майданның энергиясы* деп айтыўға болады. Бул көз-қарастың дурыс екенлиги (3)-формула бойынша энергияның конденсатордың астарларының арасындағы кеңислик болған көбеймесине пропорционаллығы бойынша да тастыйықланады. Пластинкалар пайда еткен электр майданы тек олардың арасындағы кеңисликте ғана нолге тең болмағанлықтан 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 қараўдың барысында

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

формуласына ийе боламыз.

Энергияның тығызлығы ҳаққындағы түсиник конденсатордың бир текли майданы ушын киргизилди. Оны қәлеген электростатикалық майдан ушын аңсат улыўмаластырыўға болады. Егер майдан бир текли болмаса, онда көлемине сәйкес келетуғын энергияның орташа тығызлығы деп көлемине сәйкес келетуғын энергиясын түсиниў керек болады:

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

шекти түсинемиз. Жүдә киши көлемде барлық майданды жуўық түрде бир текли ҳәм оны кернеўлик векторы ниң белгили мәниси менен тәрийиплеўге болады деп есаплаўға болады. Демек, берилген ноқаттағы бир текли емес майданның тығызлығы

формуласының жәрдеминде анықланады. Бул формулада арқалы энергияның тығызлығы есапланатуғын ноқаттағы майданның кернеўлиги. Буннан энергияның тығызлығы болған (5)-аңлатпаның қәлеген майдан ушын дурыс екенлиги көринип тур. Бир текли емес майданның энергиясының тығызлығы бир ноқаттан екинши ноқатқа өткенде өзгереди.

Электростатикалық майданның шекли көлемине сәйкес келетуғын энергияны есаплаў ушын бул көлемди элементар көлемлерге бөлиў ҳәм олардың ҳәр қайсысына сәйкес келетуғын энергияларды есаплап, оларды көлемниң барлығы бойынша суммалаў керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

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

Көлемлик тығызлығы ω болған майданның энергиясының тарқалыўы ҳаққындағы көз-қараслардың дурыс екенлиги электрлик ҳәм магнитлик қубылыслар ҳаққындағы тәлиматтың раўажланыў барысында тастыйықланды. Бул тәлимат энергияның "бос" кеңислик арқалы электромагнит толқынларының энергиясы түринде шекли см/сек тезлиги менен тарқалатуғынлығын көрсетти. Бул жуўмақ майданның тәбиятын түсиниў ушын үлкен әҳмийетке ийе. Энергия материяның ҳалының характеристикаларының бири болып табылады ҳәм, усыған сәйкес, энергия ҳаққындағы түсиникти материя ҳаққындағы түсиниктен айырып алыўға болмайды. Бул 124-параграфтағы электромагнит майданның материяның айрықша түри ҳаққындағы жуўмақтың дурыс екенлигин тастыйықлайды (бул ҳаққында 152-параграфта толығырақ айтылған).

Бир текли болмаған майданның шекли көлемге сәйкес келетуғын энергиясы ушын дәлирек болған аңлатпаны көлемниң шексиз киши элементин қараў жолы менен аламыз. Бундай жағдайда усындай шексиз киши көлемге сәйкес келетуғын энергия dW

формуласының жәрдеминде анықланады.

Шекли көлеминде топланған майданның энергиясы майданның барлық шексиз киши болған участкалардағы энергиялардың суммасына тең, яғный

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6а) |

интегралының жәрдеминде анықланады. Бул интеграл майдан ийелеп турған барлық көлеми бойынша алынады.

(6а) аңлатпаны пайдаланып радиусы болған бир текли зарядланган сфераның электростатикалық майданының толық энергиясын есаплаймыз. Мейли, сфераның заряды ға тең ҳәм сфера бослықта жайласқан болсын.

Зарядланған сфера менен концентрлик болған шексиз жуқа болған шар қатламына сәйкес келетуғын энергиясын есаплаймыз; бул шар тәризли қатламның радиусы пусть , ал оның қалыңлығы болсын. Қатламның қалыңлығы жүдә киши болғанлықтан усы қатламның ишиндеги барлық ноқатлардағы майданның кернеўлиги турақлы ҳәм

шамасына тең деп есаплаўға болады. Қатламның көлеми , буннан усы қатламның ишиндеги майданның энергиясы

шамасына тең. Барлық майданның энергиясын шамасын бойынша ден (бул зарядланған сфераның бетиниң қасындағы ноқатларға сәйкес келеди) ге шекем интеграллаў арқалы аламыз:

Интеграллаўды орынлап,

аңлатпасын ҳәм оннан

аңлатпасын табамыз. Оңашаланған сфераның сыйымлығы оның радиусына тең болғанлықтан , соңғы аңлатпаны

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

**XV БАП**

**ДИЭЛЕКТРИКЛЕРДЕГР ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫҚ ҚУБЫЛЫСЛАР**

**§ 139. Диэлектриклер. Диэлектриклик турақлы**. XIX әсирдиң орталарында Фарадей сфералық конденсаторлар менен экспериментлер өткериўдиң барысында конденсатордың астарларының арасындағы кеңисликти күкирт пенен толтырғанда (ҳаўаның орнына), оның электр сыйымлығының бир неше есе үлкейетуғынлығын аңғарды. Кейинирек бул қубылыстың улыўмалық характерге ийе екенлиги ҳәм қәлеген конденсатордың сыйымлығының астралардың арасындағы кеңисликти қандай өткермейтуғын заттың (диэлектрик) толтырып турғанлығынан ғәрезли екенлиги белгили болды. Конденсатордың астарларының арасы бос болған жағдайдағы оның сыйымлығын арқалы белгилеймиз. Ал, астарлардың арасында диэлектрик болған жағдайда конденсатордың сыймлығы мынаған тең болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

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

1-кесте

**Диэлектриклик турақлы ε**

|  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Зат |  | Зат |  | Зат |  |
| Ҳаўа (1 атм басымда)  Күкирт  Мум | 1,0006  4  7,8 | Парафин  Слюда  Шийше  Фарфор | 2,1  6 - 7  5,5 - 7  5,7 - 6,3 | Эбонит  Керосин  Суў | 2,5  2,0  81 |

Диэлектриклик турақлының мәниси диэлектриктиң тәбиятынан ҳәм ол жайласқан шараятлардан (температура, басым ҳәм т. б.) ғәрезли. Тәжирийбелер барлық затлар ушын екенлигин көрсетеди. (1)-формулаға сәйкес диэлектриклик турақлы ε өлшем бирликке ийе емес шама ҳәм бослық ушын ол 1 ге тең болады. 1-кестеде бир қатар затлар ушын диэлектриклик турақлының мәнислери келтирилген (әдеттеги температуралардағы). Көринип турғанындай, диэлектриклик турақлылардың шамалары бирден жүдә киши шамаға айрылатуғын шамалардан (атмосфералық басымдағы газлерде) бир неше онлағанға шекем өзгереди. Айрықша үлкен диэлектриклик турақлыға суў ийе (ε = 81).

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

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

Бундай шараятларда диэлектрик пенен толтырғандағы конденсатордың сыйымлығының үлкейиўи астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасының киширейиўиниң нәтийжесинде жүзеге келеди. Ҳақыйқатында да,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

қатнасынан астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасының шамасы ε есе кемейгенде сыйымлықтың ε есе үлкейетуғынлығы көринип тур. Ал потенциаллар айырмасының киширейиўи астарлардың арасындағы электростатикалық майданның кернеўлигиниң киширейиўиниң салдарынан орын алады. Себеби 131-пагаграфтағы (2)-қатнасқа сәйкес:

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

Майданның ҳәлсиреўиниң себеплерин таллаймыз. Конденсатордың астарларының арасындағы электр майданына киргизилген диэлектриктиң ишинде диэлектриктиң молекулаларындағы зарядлардың қайтадан тарқалыўы ямаса диполлик молекулалардың бурылыўының себебинен поляризация қубылысы жүзеге келеди (122-параграфқа қараңыз). Бир текли диэлектрик болған жағдайда бул поляризация диэлектриктиң ишиндеги көлемлик зарядлардың пайда болыўына алып келмейди. Себеби тутасы менен алынған молекулалар нейтраль ҳәм қоңсылас молекулалардың зарядлары бир бирин компенсациялайды (53-сүўретке қараңыз). Бирақ, диэлектриктиң шегарасында зарядлардың компенсациясы орын алмайды. Бундай 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 турақлы ҳәм бетлик тығызлықлары менен тарқалған деп есаплаўға болады (толығырақ 141-параграфта қараңыз).

Нәтийжеде 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 кернеўлигине ийе деп болжаймыз. шамасы астарлардағы зарядлардың (оларды *еркин зарядлар* деп атаймыз) тығызлығы менен

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

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

ҳәм векторларының бағытлары қарама-қарсы екенлигин есапқа алып қосынды кернеўликтиң сан мәнисин табамыз:

Солай етип, диэлектриктиң поляризациясы майданды ҳәлсиретеди екен.

Енди

қатнасын пайдаланып, диэлектриктеги байланысқан зарядлардың тығызлығы менен майданның кернеўлигиниң арасындағы байланысты табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

шамасы поляризация коэффициенти деп аталады. Әлбетте, поляризация коэффициенти диэлектриктиң өзинен ғәрезли. Соңғы (3)-теңликтен поляризацияның салдарынан диэлектриктиң шегарасында пайда болатуғын зарядлардың тығызлығының диэлектриктиң ишиндеги тәсир ететуғын майданның кернеўлигине пропорционал (толығырақ 142-параграфта гәп етиледи).

Бул жағдайда поляризацияланған диэлектриктиң тек өзиниң ишинде ғана ҳәлсирететуғын майданды пайда ететуғынын аңғарамыз. Себеби ҳәм 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 куўыслық қалған болса, онда усы қуўыслықтағы майданның кернеўлиги диэлектрикти киргизбестен бурынғы электр майданның кернеўлигиндей болады.

|  |  |
| --- | --- |
| 53-сүўрет.  Конденсатордағы диэлектрик. |  |

Енди астарларының арасына турақлы потенциаллар айырмасы түсирилген (астарларды потенциаллардың турақлы айырмасы дерегине тутастырыў арқалы) конденсаторға диэлектрикти киргизиўдиң тәсирин қараймыз. Бундай жағдайда астарлардың арасындағы майданның кернеўлиги диэлектрик қатламды киргизбестен бурынғыдай болып қала береди (кернеўлик пенен потенциалдың арасындағы тийкарғы қатнас бойынша). Диэлектриктиң поляризациясы майданды ҳәлсирететуғын болғанлықтан, кернеўликтиң өзгериссиз қалыўы конденсатордың астарларындағы еркин зарядларды деректиң есабынан көбейтиўдиң нәтийжесинде әмелге асырылады.

(2)-қатнастан сыйымлықтың ε есе үлкейиўи усындай шараятларда астарлардағы еркин зарядлардың ε есе үлкейиўиниң орын алатуғынлығы көринип тур.

**§ 140. Диэлектрик болған жағдайдағы конденсатордың энергиясы. Диэлектриктеги майданның энергиясы**. Конденсатордың пластинкаларының арасына диэлектрик киргизген жағдайда конденсатордың энергиясының қандай өзгериске ушырайтуғынлығын қараймыз. 137-параграфта биз конденсатордың энергиясының

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

қатнасының жәрдеминде анықланатуғынлығын көрдик. Бул аңлатпада - конденсатордың пластинкасының заряды. ушын бул аңлатпа берилген потенциаллар айырмасындағы пластинкалардың арасындағы зарядты алып өтиўде исленген жумысты есаплаўдиң тийкарында алынғанлықтан, бул аңлатпа конденсатордың пластинкаларының арасында диэлектрик бар болған жағдай да өзиниң күшин сақлайды. (1)-формула бос конденсатордың энергиясы менен диэлектрик пенен толтырылған тап сондай конденсатордың энергиясы менен салыстырыўға мүмкиншилик береди. Бирақ, бул жерде салыстырыўдың қандай шараятлар ушын жүргизилетуғынлығын билип алыў керек.

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

теңлигине ийе боламыз, яғный 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 еркин зарядлар болған ға пропорционал болады.

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

теңлигин аламыз. Яғный диэлектрик пенен толтырғанда конденсатордың энергиясы *үлкейеди* екен. Энергияның үлкейиўи астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасын турақлы етип услап туратуғын деректиң есабынан болады.

Конденсатордың энергиясы ушын жазылған

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

заряды менен потенциаллар айырмасын қойып

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

аңлатпасына ийе боламыз.

**§ 141. Диэлектриклердиң поляризациясы. Поляризация векторы**. Диэлектриклердиң поляризация қубылысын толығырақ қараймыз. Диэлектрик молекулалардан турады, ал олардың қурамына терис зарядланған электронлар менен оң зарядланған ядролар киреди. Ҳәр бир молекуланың ишиндеги оң ҳәм терис зарядлар бир бирин компенсациялайды. Сонлықтан тутасы менен алынған молекула электрлик жақтан нейтраль болып табылады. Бирақ, молекуладағы оң ҳәм терис зарядлардың салмақ орайлары бир бирине салыстырғанда жылыстырылған болыўы мүмкин. Бул молекуладағы диполлик момент **p** ның пайда болыўына алып келеди. Дәслеп молекула сыртқы майданның тәсиринде өзгермейтуғын турақлы **p** моментке ийе болатуғын жағдайды қараймыз. Бундай молекуланы *қатты диполлик молекула* деп атаймыз.

Сыртқы майдан болмағанда тәртипсиз жыллылық қозғалысларының бар болыўының себебинен молекулалардың моментлери ҳәр қыйлы болып бағытланған. Егер ишинде молекулалардың жеткиликли саны болған диэлектриктиң көлемин айырып алсақ, онда усы көлемдеги барлық молекулалардың моментлериниң векторлық қосындысы нолге тең болады. Сыртқы электр майданы бар болған жағдайда электрлик диполлер майданның бағытында бурыла баслайды ҳәм моментлердиң қосындысы нолге тең болмайды ҳәм майдан қаншама күшли болса, оның шамасы да үлкен болады. Қандай да бир дәрежеде бағытланған (ориентацияланған) диполлик моментлери бар диэлектрикти *поляризацияланған* диэлектрик деп атаймыз.

Поляризацияның өлшеми сыпатында бир бирлик көлемдеги молекулалардың қосынды моменти ға сәйкес келетуғын векторын қабыл етемиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Шеклеринде айырым молекулалардың моментлери алынатуғын көлеминде жеткиликли сандағы молекулалардың болыўы, соның менен бирге оның ишиндеги макроскопиялық шамалар болған тығызлықтың, температураның, электр майданының кернеўлиги *E* ниң ҳәм т. б. турақлы шамалар болып есапланыўы ушын көлем жеткиликли дәрежеде киши болыўы керек.

Молекулалардың ориентациясының дәрежесин диэлектриктиң шеклеринде майданның кернеўлиги **E** ге пропорционал деп есаплаў тәбийий. Бундай жағдайда поляризация векторы **P** майданның кернеўлиги **E** *ге пропопрционал болып шығады*:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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

Егер дәслеп молекула диполлик моментке ийе болмаған болса (поляр емес молекула), онда сыртқы электр майданының тәсиринде ондағы зарядлар аўысады ҳәм молекула диполлик моментине ийе болады. Бундай жағдайда да моментлердиң қосындысын майданның кернеўлигине пропорционал деп есаплаўға болады. Қатты емес (беккем емес) поляр молекула болған жағдайда шамасы еки себепке байланыслы өседи: молекулалардың моменти ның үлкейиўине ҳәм олардың бағытларының (ориентацияларының) өзгериўине байланыслы. Бирақ, бул жағдайда да қосынды моменти майданның кернеўлиги **E** ге пропорционал өседи. Солай етип, (2)-қатнас қәлеген типтеги молекула ушын орынлы болады.

Егер бир текли диэлектрик электр майданында турған болса, онда жеткиликли дәрежеде көп санлы молекулаға ийе қәлеген элементи нейтраль болып қала береди. Жоқарыда көрип өткенимиздей, диэлектриктиң бетиниң жуқа қабатында бундай жағдай орын алмайды. Кернеўлик сызықлары киретуғын шегарадағы молекулалардың бурылыўының салдарынан молекулалардың терис зарядланған ушларының артықмашлығы, ал кернеўлик сызықлары шығатуғын шегарадағы молекулалардың бурылыўының салдарынан молекулалардың оң зарядланған ушларының артықмашлығы пайда болады (139-параграф).

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | 54-сүўрет.  Бир текли емес диэлектрикти поляризацияланғанда көлемлик зарядлардың пайда болыўы. |

*Диэлектрик бир текли болмаған* жағдайда усы диэлектриктиң ишинде *көлемлик* ρ' заряды да пайда болады. Мысалы, электр майданында жайласқан бир текли емес диэлектрикти қарайық. Мейли, диэлектриктиң бөлекшелериниң концентрациясы шеп тәрептен оң тәрепке қарай өсетуғын болсын (54-сүўрет) ҳәм майданның кернеўлиги де усы тәрепке қарап бағытланған болсын. Ойымызда усы диэлектрикте ҳәм бетлери тәрепинен шекленген қатламды айырып аламыз. Болжаў бойынша қатламның бетиниң бир бирлигиндеги бөлекшелердиң саны бетиниң бир бирлигиндеги бөлекшелердиң санынан киши. Демек, бети бетине салыстырғанда кем сандағы молекулаларды кеседи. Ҳәр бир молекула майданға қарай бурылған диполь болып табылатуғын болғанлықтан, бетиниң шеп бөлими арқалы қатламның ишине киретуғын молекулалардың оң зарядланған ушларының саны бети арқалы қатламнан шығатуғын молекулалардың оң зарядланған ушларының санынан кем болады. Солай етип, қатламының ишинде оң зарядлардың кемлиги орын алады ҳәм, сонлықтан қатлам терис зарядланған болады.

Сыртқы электр майданының тәсиринде молекулалардың бағытларының өзгериўи менен диэлектриктиң механикалық қәсийетлери де өзгереди. Диэлектрик поляризацияланғанда онда серпимли кернеўлер пайда болады ҳәм оның көлеми менен формасы өзгериске ушырайды. Бул қубылыслар *электрострикция* деп аталады. Усының менен бирге диэлектриклердиң 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) *еркин зарядлар* деп аталады.

Поляризация векторы менен диэлектриктиң шегарасында шығып туратуғын зарядлардың бетлик тығызлығының 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 майданы менен поляризация векторы да [(2)-формула] турақлы болады. Ойымызда бул пластинкадан цилиндр тәризли көлемин оның пайда етиўшилери пластинкадағы майданның кернеўлиги ге параллель етип айырып аламыз (55-сүўретке қараңыз, бул сүўретте пластинканың бетине түсирилген нормаль арқалы белгиленген). Диэлектрикти поляризациялағанда пластинканың бетлеринде бетлик тығызлықлары ҳәм шамаларына тең зарядлар пайда болады. Биз қарап атырған жағдайда (алдын-ала зарядланбаған бир текли диэлектрик) көлеминиң ишинде зарядлар пайда болмайтуғын болғанлықтан, макроскопиялық көз-қарастан көлеминиң магнит моменти цилиндрдиң тек *S* ултанларындағы бетлик зарядлардың бар болыўының себебинен бар болады. Бул зарядлардың муғдары сәйкес ҳәм шамаларына тең. Олардың арасындағы қашықлық цилиндрдиң узынлығы ге тең. Буннан цилиндрдиң электр моменти шамасына тең. Бирақ, екинши тәрептен, барлық цилиндрдиң моменти цилиндрдиң ишинде жайласқан барлық молекулалардың моментлериниң векторларының қосындысының сан мәнисине тең. Буннан

Цилиндрдиң шеклериндеги поляризацияның сан мәниси қосынды момент ның көлем ға қатнасына тең:

Цилиндрдиң көлеми

Бул аңлатпада α арқалы *S* цилиндрдиң ултаны менен оның жасаўшысы *L* диң арасындағы мүйеш белгиленген. ның мәнисин ушын жазылған аңлатпаға қойып,

ҳәм буннан

аңлатпасына ийе боламыз. Цилиндрди жасаўшы *L* диң бағыты майданның кернеўлиги ниң бағытына сәйкес келетуғынлығын келисип алдық, менен поляризация векторы бағытлас болғанлықтан

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

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

шамасына, яғный *бетлик байланысқан зарядлардың тығызлығына тең.*

|  |  |
| --- | --- |
| 55-сүўрет.  Поляризация векторы **P** ның мәнисин анықлаўға. |  |

Бул жуўмақ бизге әҳмийетли болған нәтийжеге келиўге мүмкиншилик береди. (2)-формула бойынша поляризация векторы майданның кернеўлиги ге пропорционал. Буннан, (3)-аңлатпа бойынша бетлик зарядлардың тығызлығы тың майданның кернеўлигиниң нормаль қураўшысы ге пропорционал екенлиги келип шығады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бул нәтийже 139-параргафта дара жағдай ушын алынған (3)-қатнасқа сәйкес келеди. Солай етип, (2)-формуладағы 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 болыўының себебинен пайда болатуғынлығын, соның менен бирге еркин зарядлар бар орынларда пайда болатуғынлығын көремиз. Байланысқан зарядлардың көлемлик тығызлығы тың кери белги менен алынған поляризация векторы ның дивергенциясы менен анықланатуғынлығын көрсетиўге болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

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

**§ 142. Диэлектриктеги майданның кернеўлиги**. Бослықтағы электростатикалық қубылысларды қарағанымызда зарядларды бизлер барлық ўақытта да жеткиликли дәрежеде көп санлы молекулаларға ийе болған денениң ҳәр бир элементар көлеминдеги электронлардың жеткиликсизлиги ямаса артықмашлығының салдарынан пайда болады деп болжадық.

Усындай әўлад зарядларды бизлер *еркин* зарядлар деп атадық. Буннан алдыңғы параграфта бизлер диэлектриклердиң поляризациясында молекулалардың турақлы диполлик моментлериниң бурылыўының ямаса молекулаларда индукцияланған моментлердиң пайда болыўының 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 болады[[6]](#footnote-7). Солай етип, еркин зарядлар майданның ең биринши дереги болып қала береди.

Бирақ, *диэлектриктиң бир бөлегиндеги еркин зарядлар пайда еткен майданның үстине байланысқан зарядлар пайда еткен қосымша майдан қосылады.* Бул қосымша майдан диэлектриктиң ишинде де, улыўма айтқанда оннан сыртта да нолге тең емес. Майданның қосынды кернеўлиги ни табыў ушын еркин зарядлардың майданының кернеўлиги менен байланысқан зарядлардың пайда еткен майданының кернеўлиги тықосыў керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

(1)-теңликке сәйкес, пайда болатуғын еркин зарядлар аңсат табылатуғын дара жағдай ушын майданның кернеўлигин анықлаймыз. Усының менен бирге еркин зарядларды өзгериссиз қалады деп есаплаймыз.

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

Демек, шардың орайынан қашықлығында турған ноқатындагы майданның кернеўлиги мынаған тең:

Шардың ишинде майданның кернеўлиги нолге тең. Майданның тәсиринде диэлектрик поляризацияланады ҳәм оның шардың бетине тийип турған бетинде белгиси зарядының белгисине қарама-қарсы болған байланысқан зарядлары пайда болады:

Бул теңликте - диэлектриктиң ишиндеги шардың бетиниң қасындағы майдан (56-сүўрет). Шардың бети қа тең болғанлықтан,

Бул заряд зарядланған шар менен концентрлик болған сфераның бетинде жайласқан. Сонлықлан ол ноқатында мынадай қосымша майданды пайда етеди:

Буннан, ноқатындағы майданның кернеўлиги мынаған тең болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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

ҳәм буннан

теңлигине ийе боламыз. диң мәнисин (2) ге қойып

ямаса

теңлигине ийе боламыз. Буннан теңлигиниң орынлы екенлигин есапқа алып, шардың радиусы ден ғәрезсиз болған

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңлигине ийе боламыз. Солай етип, бул жағдайда да, диэлектриктеги майданның кернеўлиги еркин зарядлар пайда еткен майданның кернеўлиги ден ε есе киши болады екен.

|  |  |
| --- | --- |
| 56-сүўрет.  Зарядланған шардың майданына диэлектриктиң тәсири. |  |

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 кернеўликти ε есе кемейтетуғынлығы көрсетилген еди:

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 туратуғын жағдайда биз қарап атырған еркин зарядлардың бослықта пайда ететуғын майданының кернеўлиги сол диэлектриктиң ишиндеги майданның кернеўлигинен ε есе үлкен*. Бул жағдайда теңлиги орынланатуғын болғанлықтан (1)-формулаға киретуғын барлық үш  вектор бир бирине параллель, соның менен бирге қатнасының ҳәм 141-параграфтағы (2)-формулаға сәйкес

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Буннан алдыңғы нәтийжелер бир текли емес диэлектриклер ҳәм диэлектрик (бир текли болса да) майдан ийелеп турған кеңисликти толық емес толтырып турған жағдайлар ушын дурыс емес (мысалы, майданға киргизилген бир текли диэлектриктиң айырым бөлеклери)[[7]](#footnote-8). Бундай жағдайлардағы майданның кернеўлигин анықлаў ушын ҳәр бир берилген жағдайдағы байланысқан зарядлардың пайда болыўын есапқа алыў, олардың майданларының есаплаў ҳәм оларды еркин зарядлар пайда еткен майданға қосыў керек. Мысалы, қасында *D* диэлектригиниң созылған бөлеги бар ноқатлық зарядын қараймыз (57-сүўрет). зарядының майданының тәсиринде диэлектриктиң ушларында байланысқан ҳәм зарядлары пайда болады. Диэлектриктиң бөлегиниң барлығы да белгили p моментине ийе болған диполге айланады. Бизлердиң жоқарыда көргенимиздей (125-параграф), диполь майданды пайда етеди. Бул майданның кернеўлик сызықлары оның оң ушынан шығады ҳәм терис ушына киреди. заряды менен бир туўрының бойында жайласқан ҳәм ноқатларын қараймыз. Бундай жағдайда ҳәм ноқатлары тәрепинен пайда етилген майданның кернеўлиги тың бағыты кернеўлигиниң бағыты менен бағытлас, ал ноқатында қарама-қарсы бағытқа ийе. ноқатындағы майданның қосынды кернеўлиги зарядының майданының кернеўлигинен киши, ал ҳәм ноқатларында боса - үлкен. Жоқарыда еслетилип өтилген туўрының бойындағы ноқатты алатуғын болсақ, онда бул ноқатта ҳәм лар параллель емес.

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

**§ 143. Диэлектриклер болған жағдайдағы зарядланған денелерге тәсир ететуғын күшлер**. Диэлектрикке киргизилген зарядланған денелердиң арасындағы тәсир ететуғын күшлерди тек еркин ҳәм байланысқан зарядлардың арасындағы тәсир ететуғын күшлер арқалы түсиндириўге болмайды. Бул жағдайды көрсетиў ушын бир текли диэлектрикке киргизилген (мысалы, қандай да бир диэлектрик суйықлыққа түсирилген) бир бирине параллель ҳәм ҳәр қыйлы белгиге ийе заряд пенен зарядланған пластинканы қараймыз. Егер пластинкалар өзлериниң өлшемлерине салыстырғанда киши қашықлықларда жайласқан болса, онда олар тәрепинен пайда етилген майдан тек пластинкалардың арасындағы кеңисликте болады. Сонлықтан, пластинкалардың арасындағы диэлектриктиң бөлими ғана поляризацияланады. Диэлектриктиң усы бөлиминиң поляризациясының нәтийжесинде пластинкаға тийип турған диэлектриктиң бетинде бетлик тығызлығы 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 өзгертеди ҳәм пластинкаға ҳеш қандай тәсир етпейди. Солай етип, бул жағдайда диэлектриктиң поляризациясы пластинкалардың арасындағы өз-ара тәсир етисиў күшин өзгерте алмайды деген жуўмаққа келемиз (егер пластинкалардағы зарядлар өзгериссиз қалатуғын болса); өз-ара тәсирлесиў күшлери бослықтағыдай болып қала береди. Ҳақыйқатында болса ис басқаша: тәжирийбелер егер өзлериниң өлшемлерине салыстырғанда киши қашықлықта жайласқан параллель зарядланған пластинкаларды диэлектрик суйықлыққа батырсақ, онда зарядлардың муғдары өзгермей қалатуғын жағдайда олар арасындағы тәсирлесиў күшиниң шамасы ε есе кемейетуғынлығын көрсетеди (ε арқалы алынған суйықлықтың диэлектриклик турақлысы белгиленген). Егер кеңисликти қандай да бир диэлектрик газ бенен толтырғанда да тап усындай жағдайға ийе боламыз. Қатты диэлектрик пенен болса, бундай тәжирийбени ис жүзинде әмелге асырыў дым қыйын.

|  |  |
| --- | --- |
| 57-сүўрет.  зарядының қасындағы  D диэлектригиниң бөлеги. |  |

Байланысқан зарядлардың пайда болыўы менен түсиндириўдиң сәти түспейтуғын пластинкалардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлериниң көрсетилгендей өзгериси поляризацияланған диэлектрикте пайда болатуғын механикалық кернеўлердиң нәтийжеси болып табылады.

Егер пластинкалар қарама-қарсы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған болса (пластинкалардың арасында тартысыў күшлери тәсир етеди), онда суйық ямаса газ тәризли диэлектрик пластинкалардың арасына тартылады ҳәм пластинкаларды бир биринен сыртқа қарай ысыратуғын қосымша күшлерди пайда етеди. Буның нәтийжесинде олардың арасындағы тартылыс күшлериниң бир бөлими компенсацияланады ҳәм, усыған сәйкес, бослықтағыға салыстырғанда киши болады. Пластинкалардың арасындағы диэлектриклик ортадағы қосымша басымның бар болыўын туўрыдан-туўры өткерилген тәжирийбеде тексерип көриўге болады. Горизонт бағытындағы еки A ҳәм B пластинкалар бир текли суйық диэлектрикке түсириледи (58-сүўрет, бул сүўретте диэлектрик пенен ийеленген область штрихланған). Жоқарғы A пластинкасына М монометрине ийе вертикаль бағыттағы C найы жабыстырылған. C найының жоқарғы ушы тәрепинен A ҳәм B пластиналарының арасында *e* көбигиниң пайда болыўы ушын үрленеди; буннан кейин краны жабылады. Егер, енди A ҳәм B пластиналарын ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядласа, онда М монометриниң оң тәрепиндеги суйықлықтың қәдди е ҳаўа көбигиндеги басымның үлкейиўиниң салдарынан көтериледи. Бул диэлектриклик суйықлықтың пластиналардың арасындағы кеңисликке тартылыўының салдарынан жүзеге келеди. Егер A ҳәм B пластинкаларын бирдей белгиге ийе зарядлар менен зарядласа, онда *e* көбигиндеги басым кемейеди, себеби бул жағдайда суйықлық пластиналардың арасындағы кеңисликтен сыртқы ийтерилип шығарылады. Егер диэлектрик суйықлықтың диполлик молекулалардан туратуғынлығын қабыл етсек, онда оның ағыўын аңсат түсиндириўге болады. 135-параграфта көрсетилгендей, бир текли болмаған майданда дополды майданның кернеўлиги үлкен болған областқа қарай ысыратуғын күш пайда болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 58-сүўрет.  Қосымша басымды есаплаўға. |

Зарядланған пластиналарды диэлектрикке батырғанда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшиниң ε есе өзгеретуғынлығын энергиялық есаплаўларда да тастыйықлаўға болады. 140-параграфта биз диэлектрик бар болған жағдайда тегис конденсатордың энергиясының

шамасына тең болатуғынлығын көрсеттик ( - конденсатордың пластинкасының бетиниң майданы, *d* - пластиналар арасындағы қашықлық, - пластиналар арасындағы майданның кернеўлиги). Қатаң түрде айтқанда бул формула жуўық ҳәм дәл емес, егер пластиналардың арасындағы қашықлық олардың сызықлы өлшемлеринен киши болғанда формула дәл нәтийжелерди береди. Пластиналардың бетиндеги заряды менен майданның кернеўлиги *E* арасында

түриндеги қатнас орын алғанлықтан, энергия ушын аңлатпаны былайынша жазыўға болады

Мейли, өз-ара тартасыў күшлериниң тәсиринде оң пластина (59-сүўрет) шеп тәрептеги пластинаға қарай киши кесиндисине жылжыған болсын. Оң тәрептеги пластинага тәсир ететуғын *f* күшин турақлы деп есаплап, усындай жылжыўда

жумысының исленетуғынлығын табамыз. Бул жумыс конденсатордың пластиналарының арасындағы қашықлықтың шамасына өзгериўиниң салдарынан конденсатордың энергиясының өзгериўиниң есабынан исленеди:

Жумысты энергияның өзгерисине теңлестирип

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

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

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

|  |  |
| --- | --- |
| 59-сүўрет.  Кондансатордың пластиналарына тәсир ететуғын күшлерди есаплаўға. |  |

Энергиялық есаплаў өз-ара тәсирлесиўдиң барлық түрлерин автомат түрде есапқа алады ҳәм, сонлықтан, дурыс нәтийжелерди береди. Бирақ, усының менен бирге тек еркин ҳәм байланысқан зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиўди есапқа алыў диэлектриктиң ийелейтуғын орнын толық есапқа алған жоқ. Себеби электр майданының тәсириндеги оның механикалық қәсийетлериниң өзгеретуғынлығы итибарға алынбады (басым менен тығызлық).

Биз алған нәтийжени улыўмаластырыўға болады. 140-параграфтағы майданның энергиясының тығызлығы (барлық изотроп денелер ушын дурыс 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 денелердиң арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлериниң шамасы ε есе кемейеди.*

Буннан, бир биринен қашықлығында жайласқан еки ҳәм ноқатлық зарядлар бир бири менен

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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

Бир текли болмаған ҳәм өлшемлери шекли болған диэлектриклер болған улыўмалық жағдайда олардың зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлерине тийгизетуғын тәсирлерин әпиўайы қатнаслардың жәрдеминде есапқа алыўға болмайды. Бул жағдай 143-параграфтың басындағы мысалда атап өтилди. Диэлектриктиң бир текли болмаўы күштиң тәсири анықланып атырған зарядланған денениң өзиниң бир текли ҳәм шексиз болған диэлектриктиң ишиндеги қуўыслықта жайластырылғанлығы менен байланыслы болыўы мүмкин. Қуўыслықтың бар болыўы керилген диэлектрик тәрепинен тәсир ететуғын күштиң тәсири есапқа алынбайды ҳәм тек байланысқан зарядлар ғана әҳмийетке ийе болады. Бул жағдайда зарядланған денеге тәсир ететуғын күшлердиң шамасы дене орналастырылған қуўыслықтың формасынан ғәрезли 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 уқсас мәниске ийе болады. Бирақ, бослықтағы Кулон нызамын басқаша түсиндириўге болады. Атап айтқанда бул нызам шекли болған ҳәм зарядларын ойымызда шексиз киши болған ҳәм элементар зарядларына бөлип, олардың арасындағы *df* өз-ара тәсир етисиў күшин аңғартады деп есаплап дифференциаллық түрде түсиндириў мүмкин. Бундай жағдайда шекли болған ҳәм зарядларының арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлери барлық ҳәм зарядларының жуплары арасындағы *df* тәсир етисиў күшлерине тарқалады. Бундай дифференциаллық түрде (2)-формуланы пайдаланыўға болмайды: жоқарыда көргенимиздей, диэлектриклер бар болған жағдайда берилген ҳәм жубына тәсир ететуғын күшлер бир қатар себеплерге байланыслы пайда болады.

Соңғы параграфларды жуўмақлап, биз мыналарға ийе болдық: майданы нолге тең болмаған кеңисликти толығы менен толтырып турған бир текли диэлектрикте майданның кернеўлиги усы көлемде диэлектрик жоқ болған ўақытта еркин зарядлар пайда еткен кернеўлигинен ε есе киши. Тап сол сыяқлы майдан нолге тең болмаған кеңисликти бир текли диэлектрик пенен толтырғанда зарядланған денелердиң арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлери де ε есе кемейеди. Демек, бослықтағы сыяқлы, бул жағдайда да *q* зарядына тәсир ететуғын **f** күши теңлигиниң жәрдеминде анықланады.

Бирақ, бул теңлик ықтыярлы диэлектрик болған жағдайда дурыс емес. Мәселе соннан ибарат, диэлектрикке батырылған *q* зарядының өзи қандай да бир басқа денеде жыйналған (мысалы, өткизгиште) 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 майданның кернеўлигин анықласақ, онда күштиң дурыс 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 майданның кернеўлиги ҳәм зарядқа тәсир ететуғын күштиң шамасы диэлектрик болмаған жағдайдағы майданның кернеўлиги менен зарядқа тәсир ететуғын күштиң шамасына салыстырғанда бирдей есе (ε есе) киши болған жағдайда (яғный майдан нолге тең болмаған кеңисликтиң барлығын толығы менен толтырып туратуғын бир текли диэлектрик болған жағдайда) формуласы дурыс ҳәм **f** күшиниң мәниси бойынша *диэлектриктеги* кернеўлигин анықлаўға болады.

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

векторының физикалық мәниси ҳаққында толығырақ 145-параграфта айтылады.

Электростатиканың бир қатар мәселелеринде тәсир ететуғын күшлерди есаплаў мынадай көз-қараслардың тийкарында есаплаўға болады: Зарядланған денелердиң изоляцияланған системасындағы электростатикалық майданның энергиясы системадағы денелердиң жайласыўын тәрийиплейтуғын бир қатар параметрлердиң функциясы деп болжаймыз. Бундай параметрлердиң қатарына, мысалы, денелер системасының ноқатларының координаталары ямаса денелердиң арасындағы қашықлықлар, стерженлердиң, сабақлардың ҳ.т.б. ийелеген орнын анықлайтуғын мүйешлер киреди.

Бундай параметрлерди улыўмаласқан координаталар деп атаймыз ҳәм оларды ҳәриплери менен белгилеймиз.

Солай етип, системаның энергиясы ушын

ғәрезлигине ийе боламыз. Параметрлердиң бири болған шамасы шамасына өскенде электростатикалық күшлер тәрепинен шамасына пропорционал болған жумыс исленеди ҳәм оны

түринде жаза аламыз. Бул аңлатпаға киретуғын шамасын улыўмаластырылған күш деп атаймыз.

Жумыс параметриниң өзгериўине байланыслы электростатикалық майданның энергиясының кемейиўиниң есабынан исленеди. Солай етип,

теңлигине ийе боламыз ҳәм буннан улыўмаласқан күш ушын

аңлатпасын аламыз. шамасы нолге умтылғанда қатнасы улыўмаластырылған координатасы бойынша алынған дара туўындыны береди (қалған параметрлер турақлы болып қалады), яғный биз

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңлигине ийе боламыз.

Системаның энергиясы тек улыўмаластырылған координаталардың функциясы емес, ал денелердиң электрлик характеристикаларының да (мысалы, денелердеги зарядлардың ямаса денелердиң потенциалларының) функциясы болып табылады. Изоляцияланған системада айырым денелердеги зарядлар өзгериссиз қалады, ал усының менен бирге системаға киретуғын денелердиң потенциаллары өзгереди. Демек, (3)-аңлатпадағы *энергия денелердиң зарядларының функциясы* түринде берилиўи керек.

Егер мәселениң шәрти бойынша денелердиң потенциалларын турақлы деп болжасақ, онда денелердиң зарядлары турақлы бола алмайды. Онда, денелердиң системасы изоляцияланған бола алмайды ҳәм система усы системаның қурамына кирмейтуғын сыртқы денелер менен контактта болыўы керек. Бул жағдайда улыўмаластырылған күшти энергияның улыўмаластырылған координата бойынша алынған туўындысы түринде көрсетиўге болады. Бирақ, бул жағдайда энергияның улыўмаластырылған координаталардың ҳәм *денелердиң потенциалларының функциясы* түринде аңғартылыўы керек. Ал бул жағдай улыўмаластырылған күшти аңғартатуғын туўындының плюс белгиси менен алыныўының керек екенлигин көрсетиўге болады:

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

аңлатпасын жазамыз. Бул энергия астарлардың зарядларының функциясы ямаса астарлардың арасындағы потенциаллардың айырмасы түринде аңғартылыўы мүмкин:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |
|  | (5) |

Берилген жағдайда улыўмаластырылған координата хызметин астарлардың арасындығы қашықлық *d* атқарады. Көринип турғанындай, улыўмаластырылған күштиң хызметин астарға тәсир ететуғын күштиң өзи атқарады. Себеби *d* қашықлығының шамасы шамасына өзгергенде астарларға тәсир ететуғын күшлер жумысын орынлайды.

(4)- ҳәм (5) аңлатпалары бойынша күшти есаплаймыз. (4)-аңлатпа ушын

теңлигине ийе боламыз. Бул аңлатпадағы минус белгиси қашықлық үлкейгенде терис жумыстың исленетуғынлығына сәйкес келеди. Яғный астарға екинши астар тәрепинен тартыў күши тәсир етеди.

(5)-теңлик ушын мынаған ийе боламыз:

яғный, биз алдыңғы аңлатпа менен бирдей болған аңлатпаны аламыз [(1)-формула].

**§ 144. Электростатикалық индукция векторы.** Бослықтағы электростатикалық майдан менен ис алып барғанымызда биз қараў ушын кернеўлик сызықларын киргиздик. Бослықтагы кернеўлик сызықлары сондай қәсийетлерге ийе, олар бир зарядтан екиншисине үзликсиз созылады ямаса шексизликке кетеди. Егер тек еркин зарядларды есапқа алатуғын болсақ, онда диэлектриклердеги жағдай басқаша болады. Мысалы, диэлектриклерди айырып турған шегараларда байланысқан бетлик зарядлар пайда болады ҳәм кернеўлик сызықлардың бир бөлеги оларда басланады ямаса тамам болады. Солай етип, кернеўлик сызықлары диэлектриклерди айырып турған шегара арқалы үзликсиз 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 сызықлары диэлектриклердиң ишинде де (бир текли болған ҳәм бир текли болмаған), оларды ажыратып турған шегара арқалы да үзликсиз өтетуғын жаңа **D** векторын киргизиўге болады. Бул векторды *электростатикалық индукция векторы* деп атайды; ол кернеўлик векторы **E** менен

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

аңлатпасы бойынша байланысқан. Бул аңлатпада ε арқалы **D** векторының мәниси анықланып атырған ноқаттағы диэлектриклик турақлының мәниси белгиленген.

**D** векторы ушын жазылған аңлатпаны басқа түрде де бериўге болады. 139-параграфта көрсетилгендей, буннан

теңлигине ийе боламыз. Бирақ теңлиги орынлы болғанлықтан (арқалы поляризация векторы белгиленген)

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

аңлатпасын аламыз. Демек индукция векторы майданның кернеўлиги векторы менен 4π ге көбейтилген поляризация векторы ның қосындысына тең екен.

(1)-қатнастан индукция векторы ның ҳәм бир ноқатта кернеўлик векторы **E** менен бағытлас екенлигин көрсетеди[[8]](#footnote-9), бирақ сан мәниси бойынша ол кернеўликтен ε есе үлкен. Бослықта **E** ҳәм **D** векторлары бир бирине сәйкес келеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 60-сүўрет.  электростатикалық индукция сызықларына қыя жайласқан бети. |

Индукция векторының сызықларын бослық ушын кернеўлик сызықларын қурғандай 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 есаплаймыз. Өткерилген сызықлардың санын индукция сызықларына перпендикуляр қойылған киши бетти кесип өтетуғын сызықлардың саны ниң беттиң областындағы индукция векторына тең болыў талабына бағындырамыз, яғный басқа сөз бенен айтқанда өткерилетуғын индукция сызықларының санының усы сызықлар өтетуғын бетиниң майданына қатнасы индукция векторының сан мәнисине тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Егер биз ықтыярлы түрде бағытланған майданын киргизетуғын болсақ, онда (60-сүўрет)

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңликлери орынлы болады. Бул теңликлерде арқалы майданына түсирилген нормалға түсирилген индукция векторының проекциясы белгиленген. шамасын майданы арқалы өтетуғын индукция векторының ағысы деп атаўға болады. Шекли өлшемлерге ийе бет болған жағдайда оны киши элементлерине бөлиўге ҳәм ҳәр бир элемент арқалы өтетуғын ағысты ҳәм буннан кейин индукция векторының улыўмалық ағысын усындай элементар ағыслардың суммасы түринде көрсетиўге болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Индукция векторының сызықларының үзликсиз екенлигин дәлиллеў ушын диэлектриклик турақлылары ҳәм шамаларына тең болған диэлектриклердиң еки бир текли тегис қатламын аламыз (61-сүўрет). Мейли, еркин зарядлардың майданының кернеўлиги диэлектриклерди бөлип турған шегара менен базы бир мүйешти жасайтуғын болсын. Ажыратып туратуғын шегарада байланысқан бетлик зарядлар пайда болады: биринши диэлектриктеги зарядлардың тығызлықлары ҳәм , ал екинши диэлектрикте ҳәм . Биринши диэлектриктеги ҳәм зарядлары диэлектриктиң шегарасына нормаль бағытланған нормаль қураўшыға қарама-қарсы бағытланған кернеўлиги

шамасына тең электр майданын пайда етеди. Бул диэлектриктиң сыртында ҳәм зарядлары майданның кернеўлигин пайда етпейди.

ҳәм зарядлары болса екинши диэлектрикте оның шегарасына нормаль бағытланған

кернеўлигин пайда етеди. Байланысқан зарядлар пайда еткен бул қосымша ҳәм кернеўликлери дәслепки кернеўлигиниң тек нормаль қураўшысын ғана өзгериске ушыратады ҳәм оның ажыратып туратуғын шегараға урынба бағыттағы қураўшысын өзгертпейди. Анықламасы бойынша, ҳәм кернеўликлериниң қосындысы диэлектриктеги майданның кернеўлигин беретуғын болғанлықтан (142-параграф), биринши диэлектриктеги майданның кернеўлигиниң нормаль қураўшысы ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

аңлатпасын, ал тангенциаллық қураўшысы ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

теңлигин аламыз. Соның менен бирге екинши диэлектриктеги майданның кернеўлигиниң қураўшысы ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |
|  | (6а) |

теңликлерин табамыз. (6)- ҳәм (6а)-теңликлерден

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

яғный, майданның кернеўлигиниң тангенциаллық қураўшысы диэлектриклердиң шегарасы арқалы өткенде үзликсиз өзгереди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 61-сүўрет. Кернеўлик векторы **E** ушын шегаралық шәртлерди келтирип шығарыўға. | 62-сүўрет. Еки диэлектриктиң шегарасындағы индукция сызықларының сыныўы. |

Байланысқан ҳәм зарядларының бетлик тығызлықлары ушын ҳәм теңликлерине ийе боламыз. Бул теңликлерде ҳәм лер арқалы биринши ҳәм екинши диэлектриклердиң поляризация коэффициентлери белгиленген. Буннан кейин (5)- ҳәм (5а) теңликлери

түрине ийе болады. ҳәм теңликлериниң орынлы екенлигин аңғарып, еки теңликтен

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

теңлигин аламыз. Солай етип, майданның кернеўлигиниң нормаль қураўшысы диэлектриклерди ажыратып туратуғын шегарада үзилиске түседи екен.

(7)- ҳәм (8)-теңликлер **E** векторы ушын шегаралық шәртлер болып табылады. Олардан қатнасы тийкарында *электростатикалық индукция векторы* **D** *ушын шегаралық шәртлерди аламыз*:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

*Диэлектриклерди бөлип турған шегара арқалы өткенде индукция векторының нормаль қураўшысы үзилиске ушырамайды, ал тангенциаллық қураўшысы болса үзилиске ушырайды.*

Мейли, биринши диэлектрикте индукция векторы ажыратып турған шегараға түсирилген нормаль менен мүйешин, ал екинши диэлектрикте векторы мүйешин жасайтуғын болсын. векторын ҳәм қураўшыларына, векторын ҳәм қураўшыларына жиклеп (62-сүўрет)

буннан

теңликлерине ийе боламыз. Соңғы теңликтен (9)-шегаралық шәртлер тийкарында

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

қатнасын аламыз. Бул қатнас *еки диэлектриктиң шегарасындағы индукция сызықларының сыныў нызамын* аңғартады.

Индукция векторы **D** ушын жазылған (9)-шегаралық шәртлер еки диэлектриктиң арасындағы шегараны кесип өтетуғын индукция сызықларының үзликсизлигине сәйкес келеди. Мейли, индукция векторының сызықлары еки диэлектриктиң арасындағы шегара арқалы сынып өтетуғын болсын (63-сүўрет). Биринши диэлектриктеги бетине келип түсетуғын сызықлардың саны анықлама бойынша мынаған тең:

Екинши диэлектрикте сол бетинен

индукцияның ағысы шығады. Бирақ, (9)-шәрт бойынша теңлиги орынлы болғанлықтан

теңлигине ийе боламыз. Солай етип, индукция сызықлары бет арқалы үзликсиз өтеди екен.

Бир текли болмаған диэлектрик болған жағдайда оны ҳәр қайсысының ишинде диэлектрикти бир текли деп есаплаўға болатуғындай етип жуқа қатламларға бөлемиз. Бундай жағдайда индукция сызықлары бир қатламнан екинши қатламға үзликсиз өтеди, яғный диэлектриктиң иши арқалы үзликсиз өтеди.

Майдан нолге тең болмаған кеңисликти тутасы менен толтырып туратуғын диэлектрик ушын индукция векторы **D** еркин зарядлардың майданының кернеўлиги ге сәйкес келеди. Бул усындай диэлектрикте теңлигиниң орынланатуғынлығынан (142-параграфқа қараңыз) келип шығады. Сонлықтан теңлиги орынлы болады.

Диэлектриктеги майдан ушын Остроградский-Гаусс теоремасы түри өзгерген формаға ийе болады. Поляризацияланған диэлектрикти аламыз ҳәм диэлектриктиң ишинде ықтыярлы түрде алынған *S* бети арқалы өтетуғын кернеўликтиң ағысын санаймыз. Беттиң ишиндеги толық заряд еки бөлимнен турады: диэлектрикке сырттан киргизилген зарядынан ҳәм диэлектриктиң поляризацияланыўының салдарынан пайда болған байланысқан зарядынан. Сонлықтан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (11) |

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликлерде *n* арқалы *S* бетиниң ноқатларындағы сыртқы нормалды аңғартады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 63-сүўрет. Еки диэлектриктиң шегарасы арқалы өткенде индукция сызықларының үзликсизлиги. | 64-сүўрет. Байланысқан зарядтың муғдарын есаплаўға. |

зарядын есаплаймыз. Толығы менен *S* бетиниң ишинде жайласқан молекулалар бул беттиң ишинде компенсацияланбаған зарядты пайда етпейтуғынлығы түсиникли. 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 беттиң шеклеринен терис заряды шығатуғын молекулалар *S* бетиниң ишинде оң зарядты пайда етеди. Беттиң элементин аламыз ҳәм усы элементти неше молекуланың кесетуғынлығын есаплаймыз. элементиниң қасында молекулалардың моментлери шамасы бойынша да, бағыты бойынша да бирдей, ал олардың моменти шамасына тең деп болжаймыз ( арқалы молекуланың оң ҳәм терис зарядларының арасындағы қашықлық белгиленген). Диполлардың көшерлери ( бағытында бағытланған) элементине түсирилген сыртқы нормаль **n** менен α мүйешин жасайды деп болжаймыз. элементиниң орайы *C* усы элементинен **n** ниң бағытында беттиң еки тәрепинде шамасынан үлкен болмаған қашықлықларда жайласқан молекулаларды кесип өтетуғынлығы өз-өзинен түсиникли (64-сүўретке қараңыз, - диполдиң узынлығы). Солай етип, элементи орайлары ултаны , жасаўшысының узынлығы болған қыя цилиндрдиң ишинде жайласқан молекулаларды кесип өтеди. Көлем бирлигиндеги диполлардың орайларының саны шамасына тең деп болжап, элементи тәрепинен кесип өтилген молекулалардың саны ушын

аңлатпасына ийе боламыз.

Егер диң бағыты ниң бағыты менен сүйир мүйешти пайда ететуғын болса, онда ҳәр бир кесип өтилген молекула *S* бетиниң ишинде *q* терис зарядын пайда етеди ( оң зарядтан терис зарядқа қарай бағытланған). Солай етип, элементи кесип өткен молекулалар *S* бетиниң ишинде муғдары

шамасына тең компенсацияланбаған зарядты пайда етеди (егер элементи диң бағыты менен доғал мүйеш жасайтуғын сыртқы нормалды пайда етсе, онда жоқарыда келтирилген аңлатпа терис зарядты береди). Усының менен бирге орталықтың поляризация векторы болып табылады (көлемниң бир бирлигиниң моменти), демек элементиниң кесиўинен пайда болған артықмаш зарядтың муғдарын

түринде жазыўға болады. Бул аңлатпадағы шамасы элементине түсиринден сыртқы нормалдың бағытындағы поляризация векторының проекциясы болып табылады.

Барлық *S* бетиниң ишиндеги толық зарядты барлық элементи бойынша зарядларды қосыў жолы менен аламыз:

ушын жазылған бул аңлатпаны (11)-аңлатпаға қойып

ямаса

аңлатпасына ийе боламыз.

Усының менен бирге қосындысы **D** электростатикалық индукция векторы болып табылады. Буннан ең ақырында

аңлатпасын аламыз.

Бул нәтийже диэлектрик ушын Остроградский-Гаусс теоремасын береди: ықтыярлы туйық бет арқалы өтетуғын электростатикалық индукция векторының ағысы усы беттиң ишиндеги *еркин зарядтың* муғдарын 4π ге көбейткенге тең.

130-параграфта электростатикалық майданның кернеўлиги **E** менен көлемлик зарядлардың тығызлығы ρ арасында

|  |  |
| --- | --- |
|  | (12) |

ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (12а) |

түриндеги байланыстың бар екенлигин көрсетилген еди. Диэлектриклер болған жағдайда ρ арқалы көлемлик зарядлардың да, еркин зарядлардың да көлемлик тығызлығы болып табылады. Диэлектриклер бар болған жағдайда еркин зарядлардың көлемлик тығызлығы болған шамасы **D** векторының дивергенциясын анықлайды. Ҳақыйқатында да (1а) формула бойынша

Бул теңликтеги **P** - поляризация векторы. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (13) |

аңлатпасына ийе боламыз.

141-параграфта айтылғанлар бойынша, , - байланысқан зарядлардың көлемлик тығызлығы. (13)-аңлатпаға ның бул мәнисин ҳәм (12а) бойынша ниң мәнисин қойып

формуласына ийе боламыз. Бирақ, , бул теңликте - еркин зарядлардың көлемлик тығызлығы. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (14) |

теңлемесин табамыз. Солай етип, **D** векторының дивергенциясы тек еркин зарядлардың тығызлығы бойынша анықланады екен.

**E** векторы ушын (12а) аңлатпасы Остроградский-Гаусс теоремасының нәтийжеси сыпатында алынған еди. Керисинше, (12а) қатнасын қанаатландыратуғын векторды Остроградский-Гаусс теоремасын қанаатландыратуғынын көрсетиўге болады. (14)-теңликтен және қәлеген диэлектриктеги **D** векторының Остроградский-Гаусс теоремасын қанаатландыратуғыны, тек ғана еркин зарядлардың есапқа алыныўының керек екенлиги келип шығады.

**§ 145. E ҳәм D векторларын зарядқа тәсир ететуғын күш бойынша анықлаў**. Бослық ушын **E** ни бир бирлик оң зарядқа тәсир ететуғын күш сыпатында анықладық (124-параграф). Егер майданның берилген ноқатында жайластырылған *q* зарядына **f** күши тәсир ететуғын болса, онда усы ноқаттағы майданның кернеўлиги **E**

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

қатнасының жәрдеминде анықланады. Бул жағдайда еки моментке итибар бериў керек: 1) "сынап көрилетуғын" *q* зарядының ноқатлық болыўы, яғный шеклеринде майданның кернеўлиги турақлы болатуғындай киши өлшемлерге ийе денеде топланған болыўы керек; 2) *q* зарядын алып келиў майданды пайда ететуғын зарядлардың шамасына ҳәм өз-ара жайласыўларына ҳеш қандай тәсир етпеўи керек. Бул еки шәртти де ис жүзинде орынлаўға болады. Оның ушын зарядын жүдә киши етип алыў ҳәм оны өлшемлери майданды пайда ететуғын қәлеген зарядқа шекемги қашықлықтан киши етип алыў керек.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 65-сүўрет.  Диэлектриктеги қуўыслық: *a*) жиңишке цилиндр тәризли, b) кең, қысқа цилиндр тәризли. |

142-параграфта анықлағанымыздай, диэлектриктеги майданның кернеўлиги **E** ни еркин зарядлар пайда еткен кернеўлиги менен байланысқан зарядлар пайда еткен кернеўликлериниң қосындысына тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |

Бизиң 143-параграфта көрсеткенимиздей, диэлектриктиң ишинде жайластырылған зарядланған денеге тәсир ететуғын күштиң формуласының жәрдеминде анықланбайды (бул теңликте арқалы биз қарап атырған денеде топланған заряд белгиленген). Бул дене менен диэлектриктиң арасындағы шегарада қосымша бетлик зарядлардың пайда болатуғынлығы менен байланыслы. Олардың шамасы *q* зарядының шамасынан ҳәм усы заряд топланған денениң өлшемлери менен формасынан ғәрезли. *Усының менен бирге* диэлектриктиң өзинде ҳәм оның шегараларында күшлерди пайда ететуғын механикалық кериўлер пайда болады. Қосымша байланысқан зарядлар денелердиң өлшемлери киши болғанда да жоғалмайды ҳәм, сонлықтан, улыўма айтқанда диэлектриктеги майданның кернеўлиги **E** ни "сынап көрилетуғын" *q* зарядын пайдаланып (1)-теңликтиң тийкарында анықлаўға болмайды.

Диэлектриктеги кериўлердиң пайда болыўының себебинен пайда болған механикалық күшлерден *диэлектриктиң ишинде қуўыслықты пайда етип*, усы қуўыслықтың ишине оның дийўалларына тиймейтуғын "сынап көрилетуғын" зарядты орналастырыў арқалы қутылыўға болады. Бирақ, бул жағдайда "сынап көрилетуғын" зарядқа тәсир ететуғын күш қуўыслықтың формасы менен өлшемлеринен ғәрезли болады ҳәм усыған сәйкес, улыўма айтқанда тек диэлектриктиң ишиндеги майданның кернеўли **E** арқалы анықланбайды

Шексиз үлкен бир текли диэлектрикти қараймыз. Оның ишинде узын ҳәм жиңишке цилиндр тәризли қуўыслықты пайда етемиз ҳәм оның жасаўшылары кернеўлик сызықлары **E** ге параллель болсын (65-*а* сүўрет). Бул қуўыслықтың орта бөлимине жүдә кишкене болған денеде топланған "сынап көрилетуғын" *q* зарядын орналастырамыз. Бундай жағдайда усы *q* зарядының тәсиринде қуўыслықтың бетлеринде пайда болатуғын байланысқан зарядларды есапқа алмаўға болатуғындай және *q* зарядына тек **E** майданы тәрепинен тәсир ететуғын күшти ҳәм усы майданның тәсиринде қуўыслықтың шегарасында пайда болатуғын байланысқан зарядларын есапқа аламыз. Бундай жағдайда *q* сынап көрилетуғын зарядына тәсир ететуғын күш мынаған тең:

Бул теңликте - байланысқан зарядлары пайда еткен күш. Цилиндрди жасаўшылар **E** векторына параллель болғанлықтан, байланысқан зарядлар тек цилиндрдиң ултанларында ғана пайда болады; бул зарядлардың шамасы . Егер цилиндр жиңишке және узын болса, онда зарядлары киши ( бетлери киши) ҳәм олар "сынып көрилетуғын" *q* зарядынан алыста жайласады. Сонлықтан, күши *q***E** күшине салыстырғанда киши ҳәм оны есапқа алмаўға болады; бундай жағдайда (2)-теңлик мынаны береди:

Демек, *жасаўшысы кернеўлик сызықларына параллель болған жиңишке ҳәм узын цилиндр түриндеги қуўыслықтың ортасына жайластырылған киши сынап көрилетуғын зарядқа тәсир ететуғын күш диэлектриктеги майданның кернеўлиги* **E** *бойынша анықланады.*

Енди басқа формаға ийе болған қуўыслықты қараймыз: ултаны кернеўлик сызықлары **E** ге перпендикуляр болған қысқа ҳәм кең цилиндр (65-б сүўрет). Енди байланысқан зарядларының тәсирин есапқа алмаўға болмайды.

Цилиндрдиң ултанларын бир бирине параллель болған шексиз үлкен тегисликлер деп есаплап, байланысқан зарядлардың оның арасында кернеўлигиниң сан шамасы

теңлиги менен анықланатуғын майданды пайда етеди. Бул кернеўлик

шамасына тең күшти пайда етеди. Буннан кейин (2)-теңлик

ямаса

теңлигин береди. Бул теңликте **P** – поляризация векторы. Бирақ, 144-параграфтағы (1а) теңлиги бойынша

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте **D** – электростатикалық индукция векторы. Солай етип,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңлигине ийе боламыз, яғный *ултанлары кернеўлик сызықларына перпендикуляр болған қысқа, кең цилиндр түриндеги қуўыслықтың ортасына жайластырылған сынап көрилетуғын зарядқа тәсир ететуғын күш диэлектриктеги электростатикалық индукция векторы* **D** *ның мәниси бойынша анықланады*.

Жоқарыда айтылғанлардан және бир рет қуўыслықтың ишине жайластырылған "сынап көрилетуғын" зарядқа тәсир ететуғын күштиң сол қуўыслықтың формасы менен өлшемлеринен ғәрезли екенлиги көринип тур. Дара жағдайда, қуўыслықтың ишине киргизилген "сынап көрилетуғын" зарядқа тәсир ететуғын күштиң шамасы тек майданның кернеўлиги **E** бойынша ямаса тек индукциясы **D** бойынша анықланады.

Усының менен бирге **E** векторының физикалық мәнисин басқа усыл менен де анықлаўға болады. Оның ушын "сынып көрилетуғын" заряд сыпатында макроскопиялық (дым киши болса да) денеде 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 ўақытта бослықта турған болады. Усы электронға тәсир ететуғын **f** күштиң оның *e* зарядына қатнасы электрон турған ноқаттағы майданның кернеўлигин анықлайды. Кернеўликтиң бул мәнисин **E**микро арқалы белгилеймиз. Бул белгидеги "микро" индекси майданның кернеўлигиниң микроскопиялық бөлекшениң жәрдеминде анықланғанлығын аңғартады. Майданның кернеўлиги **E**микро ниң мәниси ушын ҳәр қыйлы шамалар алынады (электронның молекуланың қурамына киретуғын анаў ямаса мынаў зарядтың қасында жайласқанлығына байланыслы). Егер бир электронды физикалық киши болған көлемниң ықтыярлы түрде алынған ҳәр қыйлы ноқатларына жайластырсақ, онда кернеўликтиң орташа мәниси табылады ҳәм оның шамасы еркин ҳәм байланысқан барлық зарядлардың жыйнағы бойынша анықланады (бул жағдай диэлектриктеги берилген көлемниң шеклериндеги майданның кернеўлиги **E** ни береди).

**E**микро шамасын анықлаўда биз электронды диэлектриктиң молекулаларына салыстырғанда ықтыярлы түрде сайлап алынған ноқатларға жайластырганымызды атап айтыў әҳмийетли. Егер диэлектриктиң ишинде белгили болған молекулаларды айырып алсақ, онда бир молекула жайласқан көлемниң шеклериндеги орташа кернеўлик диң шамасы **E**микро дан өзгеше ҳәм, усыған сәйкес, майданның кернеўлиги **E** ден өзгеше болады. Бул мынадай жағдай менен байланыслы: *гәп молекулалардың орайлары турған ноқатлардағы майданның кернеўлигиниң мәниси ҳаққында айтылып атыр ҳәм кернеўлик анықланған ўақытта молекула өзи ийелеп турған орыннан сыртқа алып кетилген деген* болжаў қабыл етилген. Солай етип, енди орташа мәнис алынатуғын ноқатлар ықтыярлы түрде сайлап алынған емес, бул ноқатқа салыстырғанда поляризацияланған диэлектриктиң молекулалары тәртипсиз жайласқан емес ҳәм олар өзлериниң қосымша майданларын береди.

Сәйкес есаплаўлар изотроп диэлектриктиң ишинде жайласқан молекулаға тәсир ететуғын орташа майданның кернеўлиги

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

шамасына тең, бул аңлатпада - *диэлектриктиң* поляризация векторы.

**§ 146. Диполлик диэлектриклер. Молекулалардың диполлик моментлерин анықлаў**. Усы ўақытларға шекем биз, дәслеп молекулаларының диполлик моменти бар ма еди ямаса олар сыртқы майданның тәсиринде пайда болды ма деген сораўдан ғәрезсиз диэлектриктиң поляризациясының нәтийжеси бирдей болып алынады деп есапладық. Бирақ, диполлик ҳәм диполлик емес молекулалардан туратуғын диэлектриклердиң арасындағы айырманы анықлаўға ҳәм поляр молекулалардың диполлик моментлерин есаплаўға мүмкиншилик беретуғын қубылыслар бар.

Усы ўақытқа шекем биз поляризация векторы **P** ның мәниси

теңлигиниң жәрдеминде анықланады деп есапладық. Бул теңликте - диэлектриктеги майданның кернеўлиги ҳәм - диэлектриктиң поляризация коэффициенти. **P** ны былайынша көрсетиўге болады деп болжайық:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул теңликте - көлемниң бир бирлигиндеги молекулалардың саны, - молекулаға тәсир ететуғын кернеўликтиң орташа мәниси ҳәм α – молекуланың поляризацияланыў коэффициенти.

(1)-теңликке ниң орнына оның 145-параграфтағы (4)-формула бойынша мәнисин қойып

формуласын ҳәм буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

теңлигине келемиз. Бирақ, қатнасын пайдаланып ҳәм екенлигин аңғарып (ε – диэлектриклик турақлы), биз екинши тәрептен мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

**P** ушын жазылған бул формуланы (2)-формулаға қойып, мынаны аламыз:

Буннан әпиўайы алгебралық түрлендириўлерден кейин

қатнасына ийе боламыз. Көлем бирлигиндеги молекулалардың саны мынаған тең , бул аңлатпада μ - диэлектрик заттың молекулалық салмағы, *δ* – оның тығызлығы ҳәм *N* – Авагадро саны; буннан мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Молекулалардың поляризация коэффициенти α молекулалардың ҳәр бир сорты ушын турақлы болғанлықтан, ҳәр бир берилген диэлектрик ушын шамасы да оның, қандай бир сыртқы тәсирлердиң, мысалы, басымның ямаса температураның ҳ.т.б. себебинен тығызлығының өзгерисинен ғәрезсиз турақлы болып қала береди. шамасы *молекулалық* (*ямаса моллик*) *поляризация* деп аталады. Молекулалық поляризацияның γ тығызлығынан ғәрезсизлиги тығызлығы сыртқы басымның тәсиринде аңсат өзгеретуғын газлерде эксперименталлық жақтан тексерип көрилиўи мүмкин.

Молекулалық поляризация ушын жазылған (3)-аңлатпа диполлик емес диэлектриклер ушын дурыс. Диполлик диэлектриклерде молекулалардың меншикли моментке ийе екенлигин атап өттик. Сыртқы электр майданының тәсиринде олар өзиниң диполлары менен майданның бағытында жайласады. Бирақ, бул бағытлаўшы тәсирге тәртипсиз жыллылық қозғалыслары кесент береди. Температура Т қанша жоқары болса молекулалардың жыллылық қозғалысларының орташа мәниси де жоқары болады ҳәм сыртқы электр майданының бағытлаўшы тәсири ҳәлсирейди. Бул диэлектриктиң поляризация векторы **P** ның температурадан ғәрезли болыўына алып келеди. Сәйкес есаплаўлар ушын

формуласының орынлы екенлигин көрсетеди. Бул формулада арқалы Больцман турақлысы белгиленген.

Егер жоқарыда айтылғанлар менен бирге молекулалардың диполлери майданының тәсиринде үлкейетуғын болса (яғный молекулалардың поляризация коэффициенти α нолге тең емес), онда диэлектриктиң поляризация векторы **P** ның сан мәниси

шамасына тең болады ҳәм буннан молекулалық поляризация ушын (3) тиң орнына

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

аңлатпасы алынады. Солай етип, диполлик диэлектриклер ушын молекулалық поляризация диэлектриктиң абсолют температурасы дан ғәрезли болған ағзаға ийе болады екен. Бул ғәрезлик газлерде айқын көринеди. Молекулалық поляризацияның ға байланыслы өзгериўиниң жүрисин экспериментте анықлап ҳәр қыйлы поляр молекулалар ушын диполлик моментти анықлаўға болады. Поляр молекулалардың диполлик моментлериниң шамалары 1⋅10-18 CGSE-бирликлери менен 6⋅10-18 CGSE-бирликлериниң арасындағы мәнислерге ийе болады. Бундай моментлер зарядлары электронның зарядына тең ҳәм бир биринен 10-8 см қашықлықта жайласқан еки ноқатлық зарядтың диполлик моментине тең.

Инерт газлердиң атомлары менен базы бир еки атомлы молекулалардың (мысалы, H2, N2) диполлик моментлери нолге тең. Молекулалардың диполлик моментлерин анықлаў олардың қурылысын үйрениўде әҳмийетли орынды ийелейди (айрықша органикалық химияда). Затлардың белгили класслары химиялық бирикпелердиң усындай әўладлары ушын тән болған ϰ ға ийе. Базы бир затлардың диполлик моментлериниң мәнислери II кестеде берилген.

Суйық ҳәм қатты диэлектриклерде молекулалардың арасындағы өз-ара тәсирлесиўди есапқа алыў керек. Бул сыртқы электр майданының тәсириндеги молекулаларды бурыўдың базы бир киши, бирақ сезилерликтей ўақытты талап ететуғынына алып келеди.

II кесте.

Электрлик диполлик моментлер

|  |  |
| --- | --- |
| Зат | , 1018 CGSE |
| Хлорлы водород HCl | 1,03 |
| Суў H2O | 1,85 |
| Аммиак NH5 | 1,5 |
| Спиртлер | 1,7 |
| Әпиўайы 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 кернеўликтен ғәрезли болмаған ε диэлектриклик турақлының болыўы **P** поляризация векторының майданның кернеўлиги **E** ден пропорционаллығының салдары болып табылады.

Бирақ, "диэлектриклик турақлы" ε си турақлы болмаған, ал майданның кернеўлиги **E** ден ғәрезли болатуғын денелер де бар. Усындай әўладқа киретуғын диэлектриклер оларды ферромагнит денелердиң магнитлик қәсийетлери менен жақынластыратуғын өзине тән қәсийетлерге ийе болады.

Бундай қәсийетлер биринши рет сегнет дузында (вино кислотасының қос нетрий-калийлик дузы) совет физиклери Б.В.Курчатов пенен П.П.Кобеко тәрепинен табылды ҳәм дуздың атамасы бойынша сегнетоэлектриклик қәсийетлер деп аталады[[9]](#footnote-10). Сегнет дузының қәсийети шамасы 250C болған температураның базы бир мәнисинен жоқары ямаса төмен болыўына байланыслы пүткиллей ҳәр қыйлы болады (ферромагнетик ушын "Кюри ноқатының аналогы; 203-параграф). температураларда майданның кернеўлиги менен поляризация векторының арасындағы пропорционаллық сақланады: ; усының менен бирге коэффициенти температурадан нызамы бойынша ғәрезли. температураларда поляризация векторы **P** менен майданның кернеўлиги **E** арасындағы пропорционаллық бузылады. **E** өзгергенде **P** векторы "кешигеди", яғный **E** ниң ертеректеги мәнисине сәйкес келетуғын мәниске ийе болады. Бул қубылыс гистерезис атамасына ийе (ферромагнитлик денелердеги магнитлик гистерезислик қубылысларға уқсас; 203-параграф). Майданның кернеўлиги **E** шамасы ҳәм бағыты бойынша дәўирли өзгергенде температуралардағы *P* ның *E* ден ғәрезлиги қурық тәризли формаға ийе болады (66-сүўрет). Усындай қубылысларды Б.М.Вул титанның базы бир дузларында тапты, соның менен бирге олар ушын ε ниң мәниси бир неше мыңға жетеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 66-сүўрет.  Сегнет дузының поляризациясының ўақытқа байланыслы өзгеретуғын майданның кернеўлигинен ғәрезлиги. |

**§ 147 Кристаллардың диэлектриклик қәсийетлери. Пьезоэлектрлик.** Усы ўақытларға шекем биз зарядлары сыртқы электр майданының тәсиринде аўыса алатуғын ямаса бурылатуғын айырым молекулалардан туратуғын диэлектриклерди қарадық. Бундай көз қарас газ тәризли, суйық ҳәм аморф қатты денелер ушын орынлы болады. Ионлық кристаллардың поляризациясының характери пүткиллией басқа. I томда көрсетилип өтилгендей, ионлық кристаллар ҳәр қыйлы белгиге ийе ионлар дурыс түрде гезеклесип жайласатуғын кеңикликлик пәнжерелерди пайда етеди. Мысалы, тас дузының кристаллары натрийдиң 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 майданның бағытында, ал терис зарядланған ионлардың оған қарама-қарсы бағыттағы аўысыўларына алып келинеди.

Кристаллардың поляризацияланыўшылығы электростатикалық кернеўлик векторы **E** менен кристаллографиялық көшерлердиң бағытлары арасындағы мүйешке байланыслы ҳәр қыйлы болыўы мүмкин. Бул жағдайда поляризация векторы **P** менен **E** векторы бағытлас болмайды ҳәм, усыған сәйкес, **P** менен **E** векторларының арасындағы байланысты 141-параграфтағы әпиўайы болған (2)-қатнастың жәрдеминде аңғартыўға болмайды. Улыўма жағдайда бир дана ϰ шамасының орнына тоғыз дана шамаларын киргизиўге туўры келеди. Усы шамалардың жәрдеминде **P** менен **E** шамаларының координаталар көшерлериниң бағытындағы қураўшыларының арасындағы сызықлы байланыс аңғартылады:

Усыған сәйкес **D** электростатикалық индукция векторы **E** векторына параллель емес ҳәм диэлектриклик турақлы ε ниң орнына улыўма жағдайда тоғыз шамаларын киргизиў керек болады.

Кристаллық пәнжередеги бөлекшелердиң кеңисликтеги дурыс жайласыўы айрықша эффект болған *пьезоэлектрлик эффект* деп аталатуғын эффекттиң жүзеге келиўине алып келеди; бул эффекттиң мәниси мынадан ибарат: айырым кристаллардың қаптал бетлеринде механикалық деформацияның салдарынан (мысалы, қысқанда ямаса созғанда) электр зарядлары пайда болады.

Пьезоэлектрлик эффект кварцта, турмалинде, сегнет дузында, қантта, цинк сульфидинде ҳәм және бир қатар кристалларда бақланады. Қысыўшы күштиң шамасы 1 кГ болғанда, кварцтың қарама-қарсы қапталларында вольттиң жүзден бириндей шамадағы потенциаллар айырмасы пайда болады. Сегнет дузы кристаллында эффект күшлирек.

Жоқарыда тәрийипленген туўры пьезоээлектрлик эффект пенен бир қатарда кери пьезоэлектрлик эффект те бар. Кери пьезэлектрлик эффектте электр майданы түсирилгенде кристалдың узайыўы ямаса қысқарыўы орын алады (*электрострикция*). Электрострикциядағы кристалдың өлшемлериниң өзгериси жүдә киши: жүзлеген вольт шамасындағы потенциаллар айырмасы түскенде кристаллық денениң сызықлы өлшеми шама менен 10-7 сантиметрге өзгереди.

Ҳәзирги ўақыттағы техникада туўры ҳәм кери пьезоэлектрлик эффектлер кең түрде пайдаланылмақта. I томда биз пьезокварцларды пайдаланыў жолы менен ультрасеслерди пайда етиў ҳәм бақлаўды көрсеткен едик. Радиотехинкада пьезокварцлар электрлик тербелислерди стабилизациялаў ушын қолланылады. Пьезокварцлар ҳәр қыйлы өлшеў әсбапларында да ҳәм ўақыттың эталонларын соғыў ушын пайдаланылады.

|  |  |
| --- | --- |
| 67-сүўрет.  Кварцтан соғылған паралелепипед. |  |

Пьезоэлектрлик эффектти алыў ушын кварц кристаллынан туўры мүйешли параллелепипед кесип алынады (67-сүўрет). Бундай параллелепипедтеги қабырғанлардың бир системасы оптикалық көшери деп аталатуғын көшерге, екинши системасы қос көшери деп аталатуғын (электрлик көшерлер) көшерлердиң бирине параллель. Усындай етип кесип алынған пьезокварцқа көшерине прараллель бағытта қысыўшы *f* күшин түсиргенде көшерине нормаль болған қапталларда бир бирине тең, белгилери қарама-қарсы болған ҳәм зарядлары пайда болады. Электрдиң муғдары қысыўшы күш *f* ке пропорционал ҳәм кварц пластинкасының өлшемлеринен ғәрезсиз:

Бул эффектти *бойлық пьезоэлектрлик эффект* деп атайды. шамасын кварцтың пьезоэлектрлик турақлысы деп атайды; егер дың мәниси CGSE-бирликлеринде, ал *f* диналарда өлшенген болса, онда оның мәниси шама менен ке тең.

Егер тәсир ететуғын күш *f* оптикалық көшерине параллель болса, онда зарядлардың пайда болыўы бақланбайды.

Егер *f* күши ҳәм көшерлери жататуғын тегисликке перпендикуляр болған бағытында түсетуғын болса, онда *көлденең пьезоэлектрлик эффект* деп аталатуғын пьезоэффект пайда болады. Зарядлар көшерине нормаль бағытланған қапталларда пайда болады, бирақ олардың белгиси бойлық пьезоэффекттегиге салыстырғанда қарама-қарсы. Бундай жағдайда ҳәр бир қаптал бетте пайда болатуғын электр зарядларының муғдары мынаған тең:

Бул теңликте бурынғы мәнисине тең, ал арқалы тәсир ететуғын *f* күшиниң бағытындағы пластинканың қалыңлығы, *b* арқалы көшериниң бағытындағы қалыңлығы белгиленген.

Күштиң белгиси өзгергенде *q* зарядының белгиси де өзгереди, егер бир қапталда қысқанда оң заряд пайда болса, созғанда терис заряд пайда болады (ҳәм керисинше).

Кери пьезоэлектрлик эффектти бақлаў ушын пьезокварцтың қапталларына металл астарлар жабыстырылады ҳәм оларға электр зарядлары бериледи; бундай жағдайда майданның бағытына байланыслы кристаллық пластинка қысылады ямаса кеңейеди.

**§ 148 Конденсаторлар**. 136-параграфта биз астарларының арасы бос болған тегис конденсаторды қарадық ҳәм оның сыйымлығы ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

аңлатпасын алдық. Бул аңлатпада *S* - конденсатордың пластиналарының бириниң бетиниң майданы, aл *d* - пластиналардың арасындағы қашықлық. Пластиналардың арасында диэлектриклик турақлысы ε болған диэлектрик болған жағдайда, 139-параграфта айтылғандай, оның сыйымлығы болған шамасы ε есе үлкейеди ҳәм

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

шамасына тең болады. Солай етип, конденсатордың сыйымлығы пластинаның бетиниң майданы *S* ке, диэлектриклик турақлы ε ге туўры пропорционал ҳәм пластиналардың арасындағы қашықлық ға кери пропорционал екен.

Енди конденсаторларды бир бири менен тутастырыўды қараймыз. Оларды избе-из ҳәм параллель тутастырыўға болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 68-сүўрет. Конденсаторларды избе-из тутастырыў. | 69-сүўрет. Конденсаторларды параллель тутастырыў. |

Сыйымлықлары ҳәм болған еки конденсаторды избе-из тутастырыў 68-сүўретте келтирилген.

1 пластинасын заряды менен зарядлағанда бир өткизгиш болып табылатуғын 2 ҳәм 3 пластинкасында индукцияның салдарынан сәйкес ҳәм зарядлары, ал 4 пластинкасында заряд пайда болады.

1 пластинкасының потенциалын , ал 4 ал пластинкасының потенциалын арқалы, 2 ҳәм 3 пластинкаларының улыўмалық потенциалын арқалы белгилеймиз. Пластинкалардың ҳәр бир жубы ушын мынадай қатнасларды жаза аламыз:

Бул теңликлерде ҳәм арқалы тутастырылған конденсаторлардың сыйымлықлары белгиленген. Бул теңликлерди ағзама-ағза қосып,

теңлигине ийе боламыз. Екинши тәрептен, мынаны жазыў мүмкин:

Бул теңликте *C* арқалы еки конденсаторды избе-из жалғаўдың салдарынан пайда болған қурамалы конденсатордың сыйымлығы белгиленген. Соңғы еки формуланы бир бири менен салыстырып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

теңликлерине ийе болады екенбиз.

Демек, конденсаторларды избе-из тутастырыўдың нәтийжесинде алынған конденсатордың сыймылығының кери шамасы бир бири менен тутастырылған конденсаторлардың сыйымлықларының кери шамаларының қосындысына тең болады екен.

Сыйымлықлары ҳәм болған *конденсаторларды параллель тутастырғанда* (69-сүўрет) туыастырылған пластиналардың потенциаллары бирдей болады. Бирақ ҳәр қыйлы конденсаторлардың астарларындағы зарядлардың муғдарлары ҳәр қыйлы; оларды ҳәм арқалы белгилейик. Ҳәр бир конденсатор ушын астарлардағы зарядты, потенциаллар айырмасын ҳәм сыйымлықты байланыстыратуғын формуланы қолланамыз:

Бул теңликлерди ағзама-ағза қосып

теңлигине ийе боламыз. Екинши тәрептен, мынадай теңликлерди жазыўға болады:

Бул теңликлерде арқалы еки конденсатордан туратуғын системаның сыйымлығы белгиленген. Соңғы еки теңликти салыстырып,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

теңлигине ийе боламыз. Демек бир бири менен параллель тутастырылған конденсаторлардың сыйымлығы олардың сыйымлықларының қосындысына тең болады екен.

Әлбетте, алынған нәтийжелерди биргеликте 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-сүўрет). Сонлықтан 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 ҳәм оннан да үлкен микрофарадаларға тең сыйымлыққа ийе болады ҳәм үлкен болмаған өлшемлерге ийе болған жағдайда да бир неше жүз вольт кернеўге шыдам бере алады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 70-сүўрет. Араларына парафинленген қағаз салынған фольгалардан соғылған тегис конденсатор. | 71-сүўрет. Ҳәр қыйлы диэлектриклердиң қатламлары бар тегис конденсатор. |

Санлы мысал келтиремиз. Диэлектрик сыпатында қалыңлығы 0,05 мм болған диэлектриклик турақлысы ε = 1,8 ге тең парафинленген қағазды пайдаланып, сыймылығы 1 *мкф* болған тегис конденсаторды соғыў талап етилетуғын болсын. Оның өлшемлерин табамыз.

(2)-формуладан тегис конденсатордың сыйымлығының

шамасына тең болатуғынлығына көз жеткермиз. Буннан, оның пластинасының майданы *S* тиң

шамасына тең болатуғынлығын көремиз. Бул теңликке *см*, *см*, шамаларын қойып шамасын аламыз. Фольганың ҳәр бир жапырағы (шеткилеринен басқа) еки тәрептен зарядланатуғын болғанлықтан, жапырақтың бетиниң улыўмалық майданы шама менен болыўы керек. Егер айырым жапырақты өлшемине ийе етип кесип алғанда, онда жапырақлардың улыўмалық саны болады; фольганың қалыңлығы см болған жағдайда, конденсатордың көлеми шама менен шамасына тең болып, конденсатор тутасы менен үлкен болмаған тегис қутыда жайласады.

**§ 149. Конденсаторлардың ҳәр қыйлы типлери**. 1. Ҳәр қыйлы диэлектриклердиң қатламлары бар тегис конденсатор. Тегис конденсатордың астарларының арасындағы кеңислик диэлектриклик турақлылары ε1 ҳәм ε2 болған диэлектриктиң еки қатламы менен толтырылған деп болжайық. Олардың қалыңлықлары сәйкес ҳәм болсын (71-сүўрет).

Бундай жағдайда сыйымлық алдыңғы жағдайдағыдай

|  |  |
| --- | --- |
|  | (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 арқалы белгилеймиз ҳәм усындай кернеўликти пайда етиў ушын керек болатуғын зарядлардың бетлик тығызлығы σ болады:

Диэлектриклердеги ҳәм кернеўликлери мына жағдайда болады (142-параграфқа қараңыз):

Астарлардың бириндеги заряд:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Астарлардағы потенциаллар айырмасын майданның кернеўлиги арқалы есаплаўға болады. Еки диэлектриктиң шегарасындағы потенциалды арқалы белгилеймиз, бундай жағдайда

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңлигине ийе боламыз. (2)- ҳәм (3)-аңлатпаларды (1)-аңлатпаға қойып, конденсатордың сыйымлығы ушын

аңлатпасын аламыз. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

формуласына ийе боламыз.

Сыйымлықтың қатламлардың жайласыў тәртибинен ғәрезсиз екенлигин аңсат аңғарыўға болады. Егер теңлигин алатуғын болсақ, онда бул формула бир диэлектриги бар конденсатордың формуласына айланады.

Конденсатордың және де бир неше типин қараймыз.

2. Сфералық конденсатор. Сфералық конденсатор бир бирине концентрли болған еки сфералық астардан турады. Олардың радиусларын ҳәм арқалы белгилеймиз. Астарлардың арасындағы кеңислик диэлектриклик турақлысы ε ге тең болған диэлектрик пенен толтырылған; астарлардың зарядлары олардың бетлеринде тең өлшеўли тарқалған ҳәм оларды ҳәм , ал астарлардың потенциалларын сәйкес ҳәм арқалы белгилеймиз.

Жоқарыда дәлилленгендей (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 майданның кернеўлигиндей. Буннан, конденсатордың *астарларының арасындағы* майданның кернеўлиги тек ишки астардың зарядлары тәрепинен пайда етиледи ҳәм

шамасына тең. Бул қатнаста *r* - сфералық беттиң орайына шекемги қашықлық.

*r* диң бағыты потенциалдың қәдди бетине түсирилген **n** нормаль менен бағытлас; буннан 131-параграфтағы (2-а) формула бойынша

ал буннан

қатнасларын аламыз.

Бир астардан екиншисине өткендеги потенциалдың толық өзгерисин бул аңлатпаны ден ге шекем интеграллаў жолы менен аламыз:

Буннан биз излеп атырған сфералық конденсатордың сыйымлығы ушын

ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

формуласына ийе боламыз.

Бул формуланы пайдаланып, мысал ретинде радиуслары *м* ҳәм *мм* болған аралығына диэлектриклик турақлысы ε = 2,5 болған орталық пенен толтырылған концентрли сфералар түриндеги сфералық конденсатордың сыйымлығын аңсат есаплаўға болады. Бундай конденсатордың сыйымлығы шама менен 1 *мкф* болады. Бул нәтийжени 136-параграфта келтирилген мағлыўматлар менен салыстырыў қызықлы. Сол параграфта радиусы 9 *км* болған оңашаланған шардың сыйымлығы 1 *мкф* шамасына тең болатуғынлығы көрсетилген еди.

3. Цилиндрлик конденсатор. Цилиндрлик конденсатор улыўмалық узынлығы , ал радиуслары ҳәм болған еки коаксиаллық қуўыс цилиндрден турады (72-сүўрет). Цилиндрлердиң арасындағы кеңислик диэлектриклик турақлысы ε шамасына тең орталық пенен толтырылған. Мейли, астарларда ҳәм зарядлары ҳәм олар сәйкес ҳәм потенциалларына ийе болсын.

Астарлардың арасындағы майданның кернеўлигин тек ишки цилиндрдеги заряд тәрепинен пайда етиледи ҳәм цилиндрдиң көшеринен *r* қашықлығындағы кернеўлик

шамасына тең. Бул қатнаста η - цилиндрдиң узынлығының бир бирлигине сәйкес келетуғын заряд. *dr* участкасындағы потенциалдың өзгериси кернеўлик пенен былайынша байланысқан:

Буннан

аңлатпасына ийе боламыз. Астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасы шамасын жоқарыдағы аңлатпаны ден ге шекем интеграллаў жолы менен аламыз:

Демек, цилиндрлик конденсатордың сыйымлығы мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

Солай етип, цилиндр тәризли конденсатордың сыйымлығы конденсатордың узынлығына, конденсаторды толтырып турған орталықтың диэлектриклик турақлысына туўры пропопрционал болады екен. Соның менен бирге ол цилиндрлердиң радиусларының қатнасына байланыслы болып, усы қатнас киширейгенде сыйымлықтың мәниси үлкейеди.

4. Өзгермели сыйымлыққа ийе конденсатор. Радиотехникада өзгермели сыйымлыққа ийе болған конденсатор жүдә жийи пайдаланылады. Оның дүзилиси 73-сүўретте келтирилген. Ярым сақыйна түриндеги пластиналар (74-а сүўрет) ҳәр екиншиси арқалы бир бири менен тутастырылған. Пластиналардың ярымы қозғалмайтуғын етип бекитилген, ал ярымы вертикаллық көшердиң дөгерегинде тутқаның жәрдеминде бурыла алады. Бурылыўдың нәтийжесинде қозғалатуғын пластиналар қозғалмайтуғын пластиналардың арасына киреди ҳәм усындай жоллар менен бир бири менен параллель тутастырылған бир қатар конденсаторларды пайда етеди.

Пластиналардан қуралған конденсаторларды жуўық түрде тегис деп есаплаўға ҳәм, сонлықтан усындай айырым конденсатордың сыйымлығы *C* ны

шамасына тең деп есаплаўға болады. Бул аңлатпада ε арқалы пластиналардың арасындағы орталықтың диэлектриклик турақлысы, *d* арқалы пластиналардың арасындағы қашықлық, ал арқалы пластиналардың бир бириниң үстинде жайласқан бөлегиниң бетиниң майданы. Егер пластиналар бир бирине салыстырғанда α мүйешине бурылған болса, онда *S* шамасы 74-б сүўреттеги штрихланған областтың майданы болып табылады. Пластиналардың сыртқы радиусын , ал ишкисин арқалы белгилеп

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпада α мүйеши радианларда аңлатылған.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 72-сүўрет. Цилиндр тәризли конденсатор. | 73-сүўрет. Өзгермели сыйымлыққа ийе конденсатор. |

Буннан бир конденсатордың сыйымлығы мынаған тең болады:

Егер, пластиналардың арасында *n* дана аралық болса, онда бундай конденсатор ҳәр қайсысының сыйымлығы болған *n* дана бир бири менен параллель тутастырылған конденсаторды пайда етеди.

Демек, барлық конденсатордың сыйымлығы *C* мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

Бул формулада да α радианларда аңлатылады. Формуланы киши α лар ушын пайдаланыўға болмайды.

Егер α мүйешин градусларда аңғартсақ, онда

қатнасының жәрдеминде (7)-аңлатпаны

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

түрине алып келиўге болады. Әдетте усындай конденсатордың пластиналарының арасында ҳаўа болады. Бундай жағдайда ε ниң мәниси ис жүзинде бирге тең болады.

Санлы мысал келтиремиз. Мынадай параметрлерге ийе болған конденсатор беретуғын максималлық сыйымлықты анықлаў керек: пластинаның ишки радиусы см, сыртқы радиусы см, пластиналардың арасындағы қашықлық мм, пластиналардың саны . Пластиналардың арасында ҳаўа бар.

Шешими. Максималлық сыйымлық болғанда алынады. Сонлықтан (8)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 74-сүўрет. Өзгермели сыйымлыққа ийе болған конденсатордың пластиналары. | 75-сүўрет. Қорғалған сақыйнаға ийе конденсатор. |

**§ 150. Потенциаллар айырмасын өлшеў**. 121-параграфта электроскоптың қурылысын келтиргенде оның жапырақларының ушларының бир биринен узақласыў дәрежесиниң усы жапырақлардағы зарядтың өлшеми болатуғынлығын көрсеткен едик. Бирақ, электроскоп соның менен бирге жапырақлар менен электроскоптың корпусының арасындағы потенциаллар айырмасын да өлшейди. Жапырақларды 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 жапырақлары менен оның корпусы конденсатордың еки астарының хызметин атқарады; жапырақларда топланған зарядтың муғдары қаншама көп болса, усы астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасының шамасы да үлкен болады. Солай етип, электроскоптың жарыпақларының бир биринен узақласыў дәрежеси жапырақлар менен корпустың арасындағы потенциаллар айырмасын өлшейди. Егер электроскоп вольтлерде градуировкаланған шкала менен тәмийинленген болса, онда оны *электростатикалық вольметр* деп атайды.

Электростатикалық вольтметрди градуировкалаўды *абсолют электрометрдиң* жәрдеминде орынлаўға болады. Принципинде, абсолют электрометрдиң жәрдеминде өлшлеў тегис конденсатордың еки тегис пластиналарының арасындағы потенциаллар айырмасы арқалы аңлатылған тартылыс күшиниң шамасын өлшеўге алып келинеди. Пластиналары шексиз үлкен болған тегис конденсатор ушын келтирип шығарылған формулаларды пайдаланыўдың мүмкиншилигине ийе болыў ушын *қорғалған сақыйнаға* ийе болған конденсатор қолланылады. Бир бирине параллель ҳәм горизонт бағытында жайласқан еки дисктен туратуғын конденсаторды көз-алдымызға елеслетейик; жоқарғы дискте үлкен болмаған A бөлими қалған бөлимнен жуқа саңлақ пенен айрылған. Сонлықтан майданның бир текли болмаўы тек пластиналардың шетлеринде ғана орын алады (75-сүўрет).

Сонлықтан, орта бөлимдеги сыйымлық тегис конденсатордың сыйымлығы ушын жазылған формула бойынша аңғартылады:

Бул аңлатпада *S* арқалы А пластинасының бетиниң майданы, aл *d* арқалы пластиналардың арасындағы қашықлық белгиленген. A пластинасына тәсир ететуғын күш төменги пластина тәрепинен пайда етилген майданның кернеўлигиниң усы А пластинасының заряды ға көбейткенге тең. Кондансатордың ишиндеги төмендеги пластина усы конденсатордың ишиндеги толық кернеўлик *E* ден еки есе кем болған майданның кернеўлигин пайда етеди; демек, А пластинасына тәсир ететуғын күш

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

аңлатпасының жәрдеминде есапланады. ҳәм теңликлериниң орын алатуғынлығын нәзерде тутып ( арқалы пластиналардың арасындағы потенциаллар айырмасы)

формуласына ийе боламыз. Бул формулаға (1)-формула бойынша сыйымлық тиң мәнисин қойып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

аңлатпасына ийе боламыз, яғный өз-ара тәсирлесиў күши *f* потенциаллар айырмасы арқалы аңлатылады екен.

Егер пластиналардың арасында ҳаўа болса, онда ε = 1 ҳәм (2)-теңликтен

формуласына ийе боламыз. Солай етип, пластиналардың арасындағы қашықлық *d* ҳәм пластиналардың бетиниң майданы *S* ти анықлап және *f* ти өлшеп, потенциаллар айырмасын абсолют өлшемде анықлаймыз.

Егер тәрезиниң пәллелериниң бирин басқа зарядланған пластинаға тартылатуғын пластина менен алмастырсақ *f* күшин "салмақты" өлшеў жолы менен анықлаўға болады. "Салмағын өлшеў" усылы менен электрлик шамаларды өлшеў усылы инглиз физиги Томсон тәрепинен ислеп шығылды. 76-сүўретте сол принципке тийкарланған электростатикалық *D* вольтметрин градуировкалаўдың схемасы көрсетилген. Әдеттеги тәрезиниң пәллесиниң бири алып тасланған ҳәм А конденсаторының ортаңғы бөлими менен алмастырылған. Егер бул конденсатордың жоқарғы пластинкасын қорғаўшы сақыйна ҳәм тәрезиниң барлық корпусы менен Жерге тутастырсақ ҳәм конденсатордың Жерден изоляцияланған төменги пластинканы базы бир V потенциалға шекем зарядласақ, онда жоқарғы пластинканың орта бөлими төменги пластинкаға тартылады; тәрезиниң тең салмақлық ҳалын сақлаў ушын екинши пәллеге жүгин салыў керек. Усы жүги *f* күшин өлшейди. Буннан келтирип шығарылған формуланың жәрдеминде *V* потенциалын анықлаймыз (Жердиң потенциалы ). Градуировкаланатуғын *D* вольтметриниң жапырақлары *B* пластинкасы менен тутастырылған, ал оның қаснағы Жерге тутастырылған; усындай жоллар менен V потенциалы градуировкаланатуғын вольтметрдиң жапырақларының потенциалын өлшейди.

Бир тәрептен кишкене гирлер менен, ал екинши тәрептен пластинкалардың арасындағы тартылыс күши менен теңлестирилген тәрези орнықлы тең салмақлықта турмайды ҳәм бул жағдай базы бир қыйыншылықты пайда етеди. Жүктиң жүдә киши шамаға үлкен болыўы пластинкалардың арасындағы қашықлық *d* ның өзгериўине, ал бул жағдай тартылыс күшиниң киширейиўине алып келеди. Нәтийжеде тәрезиниң тең салмақлығы оннан бетер бузылады. Керисинше, егер гирлердиң салмағы киширек болса, онда конденсатордың пластинкалары бир бирине жақынласады, ал олардың арасындағы тартылыс күши үлкейеди. Бундай қолайсызлықтан қутылыў ушын тәрезиниң оғына *M* ҳәм *N* иркиўшилерин орналастырады. Тартылыс күшиниң шамасы тәрезиниң оғын иркиўшилердиң биринен алып кететуғын жүктиң шамасы бойынша анықланады.

Жоқарыда тәрийипленген жапырақлары бар электрометрлер киши сезгирликке ийе. Жапырақлардың екеўине де бирдей шамадағы ҳәм белгидеги заряды бериледи; ийтериў күшиниң шамасы болса жапырақлардың зарядларының көбеймесине, яғный зарядтың квадраты қа пропопрционал. заряды киши болғанда шамасы, усыған сәйкес ийтерисиў күши киши. Бирақ, егер сол зарядын *E* электр майданына жайластырса, онда зарядқа тәсир ететуғын күш ге пропорционал болады ҳәм, усының салдарынан майданның кернеўлиги жеткиликли дәрежеде үлкен болғанда киши болған жағдайда да үлкен күшти пайда етиўге болады.

|  |  |
| --- | --- |
| 76-сүўрет.  Электростатикалық вольтметрди абсолют электрометрдиң жәрдеминде градуировкалаўдың схемасы. |  |

Ең әпиўайы түрде бул принцип 77-сүўретте келтирилген электроскопта пайдаланылған. Жеңил металл *bc* жапырақ потенциаллар айырмасы түсирилген еки пластинкалардың арасында илдирилген. *bc* жапырағын зарядлағанда ол аўысады. Жоқары сезгирликтен басқа бул электроскоп әдеттеги электроскопқа салыстырғанда және бир артықмашлыққа ийе болады. Ол аўысыўдың бағыты бойынша *bc* жарыпағына берилген зарядтың белгисин анықлай алады.

Усы принцип тарлы электрометр деп аталатуғын ҳәзирги заман лабораториялық электрометринде пайдаланылған.

Жүдә жиңишке платина сымы (жуўанлығы шама менен 2-3 *мкм*) вертикаль бағытта металл призмалардың (пышақлардың) ортасында керилген (78-сүўрет). Призмалар бир биринен изоляцияланған ҳәм олар арасындағы потенциаллар айырмасы шамасына жеткенше зарядланған. Платина сым изертленетуғын электр дереги менен тутастырылады. Зарядлағанда, зарядтың белгисине ғәрезли сым анаў ямаса мынаў призмаға қарай тартылады. Бул майысыўды микроскоптың жәрдеминде бақлаў ямаса фото сүўретин түсириў жолы менен өлшеўге болады. Тарлы электрометрлердиң сезгирлиги 0,01 в ке шекем жетеди ҳәм киши массаға ийе болғанлықтан, сабақ тез арада тең салмақлық ҳалына келеди. Бул тарлы электрометрдиң әҳмийетли қәсийети болып табылады ҳәм бул жағдай ўақытқа байланыслы тез өзгеретуғын зарядларды регистрациялаўға ҳәм өлшеўге мүмкиншилик береди.

Ең ақырында квадрант электрометр деп аталатуғын потенциаллардың жүдә киши болған айырмасын өлшеў ушын соғылған бир электрометрди қараймыз. Цилиндр формасына ийе болған металл қуты (79-сүўретте бул қутының ишки бөлими планда ҳәм кесимде берилген) радиуслары бойынша бир биринен изоляцияланған төрт квадрантқа бөлинген. Бул қутының ишинде жиңишке сабаққа 8 тәризли стрелка асып қойылған. Егер стрелканың көшерин квадрантларды бөлип туратуғын кесимлердиң бириниң бағытында жайластырсақ ҳәм оны базы бир потенциалына шекем зарядласақ ҳәм барлық квадрантларды Жер менен тутастырсақ, онда симметрияға байланыслы стрелка тең салмақлықта қалады. Квадрантлардағы дәл симметрияға жетисиў қыйын болғанлықтан, олардың бирин қозғалатуғын етип соғады ҳәм стрелканы зарядлап, квадрантты тең салмақлық жүзеге келгенше жылыстырады. Буннан кейин еки қарама-қарсы квадрантқа , ал қалған екеўине потенциалы бериледи. Әсбаптың теориясы стрелканың кең шеклердеги бурылыўының потенциаллар айырмасына пропорционал екенлигин көрсетеди. Солай етип, стрелканың бурылыўы бойынша потенциаллар айырмасы өлшенеди. Стрелканың бурылыўы оптикалық жоллар менен стрелка илдирилген сабаққа бекитилген *S* айнасының жәрдеминде өлшенеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 77-сүўрет. Зарядланған пластинкалары бар электроскоп. | 78-сүўрет. Тарлы электрометр. |

Квадрант электрометр жоқары сезгирликке ийе: оның жәрдеминде 1 в болған потенциаллар айырмасын 0,001 в дәлликте өлшеўге болады. Стрелканың тербелисиниң үлкен дәўирге ийе болыўы квадрант электрометрдиң кемшилиги болып табылады.

|  |  |
| --- | --- |
| 79-сүўрет.  Квадрант электрометр. |  |

**§ 151. Жүдә киши зарядларды өлшеў. Электронның заряды**. Микроскопиялық тамшыларды топланған жүдә киши болған зарядларды өлшеўдиң әпиўайы усылы бар. Бул усылдың идеясының мәниси төмендегилерден ибарат. Мейли, оң зарядына ийе болған микроскопиялық тамшы тегис конденсатордың горизонт бағытындағы параллель пластинкалардың арасында турған болсын (80-сүўрет).

Егер жоқарғы пластинка терис, ал төменги пластинка оң зарядқа ийе болса, онда тамшыға *жоқары қарай бағытланған*

шамасындағы электр күши тәсир етеди. Бул теңликте *E* - конденсатордың пластиналарының арасындағы майданның кернеўлиги. Бул күш тамшының салмақ күши ға қарама-қарсы бағытта тәсир етеди.

Бул күшлердиң абсолют шамалары бир бирине тең болғанда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

теңлиги орынлы болады ҳәм бул жағдайда тамшы конденсатордың пластиналарының арасында қозғалмай илдирилип турады.

Майданның кернеўлиги *E* ни потенциаллар айырмасы ҳәм пластиналардың арасындағы қашықлық *d* арқалы аңлатып, мына теңликти аламыз:

Буннан, (1)-аңлатпа бойынша, тамшыдағы заряд *q* дың шамасы мынаған тең болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Тамшының салмағы болған *p* ны, пластиналардың арасындағы қашықлық *d* ны ҳәм тамшының пластинкалардың арасында қозғалмай илдирилип турыўы ушын зәрүрли болған потенциаллар айырмасын билип, (2)-формула бойынша *q* зарядының шамасын анықлаймыз.

Ҳаўадағы тамшының салмағы *p* ны усы тамшы пайда болған заттың тығызлығы ρ ны ҳәм оның радиусы *r* ди билиў жолы менен анықлаўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул теңликте - салмақ күшиниң тезлениўи ҳәм - тамшы жайласқан орталықтың (ҳаўаның) тығызлығы.

Тамшының радиусы *r* ди электр майданы болмаған жағдайдағы салмақ күшиниң тәсириндеги оның төменге қарай түсиў тезлиги бойынша анықланады. I томның 42-параграфындағы баянланғандай, бундай түсиўдиң тезлиги ның мәниси Стокс формуласының жәрдеминде анықланады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бул теңликте - тамшы төменге карай түсетуғын орталықтың тығызлығы, - сол орталықтың жабысқақлығы (бул жағдайда ҳаўаның). және шамаларын билип ҳәм тамшының түсиў тезлиги ны өлшеп, (4)-формула бойынша оның радиусы *r* ди табамыз.

Бул усыл жүдә киши болған зарядларды өлшеўге мүмкиншилик береди. Ҳақыйқатында да, микроскоптиялық тамшының радиусы *см* ҳәм оның тығызлығы *г/см3* (ҳаўаның тығызлығы ты есапқа алмаймыз) болған жағдайда оның массасы *г* шамасында болады. Пластиналардың арасныдағы қашықлық см ҳәм потенциаллар айырмасын *в* деп болжайық (бул потенциалдың 10 CGSE-бирлигине тең). Бундай жағдайда (2)-формула бойынша:

Буннан

шамасына ийе боламыз. Солай етип, шама менен муғдарындагы зарядты өлшеўге болады екен.

Милликэн 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 дерегиниң жәрдеминде жақтыландырылған ҳәм А микроскоптының жәрдеминде бақланған (80-сүўрет). Пластиналардың арасындағы потенциаллар айырмасын сайлап алыў жолы менен базы бир тамшылардың қозғалмай илдирилип турыўына жетисиўге болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 80-сүўрет.  Конденсатордың пластинкаларының арасында илдирилип турған тамшы усылы бойынша зарядты анықлаў. |

Буннан кейин конденсатордың арасындагы ҳаўа рентген нурлары менен жақтыландырылған. Рентген нурлары ҳаўаны ионластырады, яғный ҳаўада зарядланған молекулаларды ҳәм еркин электронларды пайда етеди. Бундай жағдайда айырым тамшы ионды ямаса электронды тутып алып, өзиниң зарядын тосаттан өзгертеди; зарядтың өзгериси тамшының тең салмақлығына тәсир етеди. Солай етип, тек тамшының дәслепки зарядының муғдарын ғана емес, ал тәжирийбени өткериў ўақытында тамшының зарядының қанша шамаға өзгергенлигин де анықлаўдың мүмкиншилиги болды.

*Милликэнниң өлшеўлери тамшылардың заряды q дың барлық ўақытта да ең киши болған е зарядынан пүтин сан еселенген муғдарда болатуғынлығын көрсетти:*

Бул теңликте *n - пүтин сан. Бул өлшеўлер электр зарядларының үзликли екенлигин тиккелей дәлилледи ҳәм элементар заряд e ниң шамасын өлшеў мүмкиншилигин берди.* Бул электр заряды бар болған бөлекшениң - электронның элементар электр заряды болып табылады.

Соңғы ўақытлары Милликэн усылы және басқа да усыллар менен өткерилген тәжирийбелер электронның зарядының

шамасына, ал еркин электронлардың үстинен өткерилген тәжирийбелер олардың зарядының терис белгиге ийе екенлигин ҳәм массасының

шамасына тең екенлигин көрсетти[[10]](#footnote-11).

Денелерди электрлеў бойынша өткерилген әдеттеги тәжирийбелерде денелердиң зарядларының үзликсиз өзгеретуғындай болып көринеди, себеби айырым электронның заряды дым кишкене. Милликэн тәжирийбелеринде бақланатуғын шаң бөлекшелери (тамшылар) жүдә кишкене ҳәм олардағы зарядлардың муғдары бир неше электронның зарядындай. Бундай жағдайда зарядлардың секирмели, үзликли өзгерислери тиккелей бақланады.

Электрлик күшлердиң салыстырмалы үлкен екенлигин атап өтиў керек: микроскопиялық тамшы жүдә үлкен сандағы атомлардан турады, бирақ, соған қарамастан электрлик күштиң тамшының салмағына тең болыўы ушын бир неше артық электронлардың болыўы жеткиликли.

Электронның заряды менен массасын айқын түрде көз алдыға келтириў ушын, төмендегидей есаплаўды орынлаймыз: радиусы см болған тутас мыс шарик 3000 в потенциалға шекем терис зарядланады; оның ушын керек болатуғын электронлардың санын есаплаймыз.

Шариктиң заряды

Бир электронның заряды *CGSE* шамасына тең болғанлықтан, электронлардың изленип атырған саны *n* мынаған тең:

Солай етип, шарикке артық электронды бериў керек. Бул санның өзи үлкен сан болса да, шариктиң қурамына киретуғын атомлардың санына салыстырғанда дым киши. Ҳақыйқатында да, шариктиң массасы

яғный мыстың атомларының шама менен ½ молин қурайды. Демек, шариктеги мыс атомларының саны шамасына тең. Буннан, қосылған электронлардың санының атомлардың санының үлесин қурайтуғынлығы келип шығады.

Ең ақырында шарикке берилген электронлардың массасының жүдә киши екенлигин атап өтиў жүдә қызықлы: бул масса ушын шамасын аламыз. Бул масса микроскопиялық шаң бөлекшесиниң массасынан жүзлеген мың есе киши. Буннан электронлар массаға ийе болса да, әмелде ислениўи мүмкин болған денелерди электрлеў қубылысы денелердиң массасының өзгериўи менен пүткиллей байланыслы емес.

Электронлар терис зарядқа ийе. Бизлердиң көрсетип өткенимиздей, ҳәзирги ўақытлары *позитронлар* деп аталатуғын оң зарядланған электронлар да ашылған. Көринип турғанындай, олардың зарядлары абсолют мәниси бойынша электронның зарядына дәл тең келеди. Тап сол сыяқлы олардың массасы да электронлардың массасындай. Бирақ, позитронлар атомлық ядролардың ямаса фотонлардың айланысларында пайда болады ҳәм еркин ҳалда жүдә кысқа ўақыт жасайды (III томға қараңыз). Сонлықтан, денелердиң электрлик қәсийетлерине, электр тоғының пайда болыўына ҳ.т.б. мәселелерге байланыслы болған барлық таллаўларда тек электронлар ҳаққында гәп етиўге туўры келеди.

Конденсатордың пластинкаларының арасындағы илинип турған тамшы менен өткерилген тәжирийбелерде электрлик күши менен *p* салмақ күшиниң толық тең салмақлығына ерисиў қыйын. Бирақ, толық тең салмақлықтың орнаўы талап етилмейди.

Мейли, электрлик күшлер болмаған жағдайда тек салмақ күшиниң тәсиринде тамшы ҳаўада турақлы тезлиги менен түсетуғын болсын. Стокс нызамы бойынша бул тезликтиң шамасы *p* салмақ күшине пропорционал. Тамшыны жоқары қарап тартатуғын электр майданы бар болғанда тамшыға салмақ күши менен электр майданы тәрепинен тәсир ететуғын күштиң айырмасы болған шамасына тең күш тәсир етеди. Бул күштиң тәсиринде тамшы тезлиги менен тең өлшеўли қозғалады; бул тезлик күшине пропорционал болғанлықтан

теңлигин аламыз. Буннан тамшының заряды ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

формуласына ийе боламыз. Бул аңлатпаға (3)-формула бойынша анықланған тамшының салмағы *p* ны қойсақ, онда тамшының заряды ушын

формуласын аламыз. Тамшының радиусын Стокс формуласы (4) тен табамыз:

*r* ушын жазылған бул аңлатпаны *q* ушын жазылған аңлатпаға қойып,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

формуласына ийе боламыз.

Тамшының түсиў тезликлери болған ҳәм шамалары шкала менен тәмийинленген микроскоптың ҳәм секундомердиң жәрдеминде өлшенеди. (6)-формулаға киретуғын барлық басқа шамаларды да тиккелей өлшеўге болады. Сондай жоллар менен *q* анықланады.

|  |  |
| --- | --- |
| III кесте. | |
| Тамшының бақланған зарядлары | Пүтин сан еселенген 4,917 шамалары |
| 19,66  24,60  29,62  34,47  39,38  44,42 | 4,917 X 4 = 19,66  4,917 X 5 = 24,59  4,917 X 6 = 29,50  4,917 X 7 = 34,42  4,917 X 8 = 39,34  4,917 X 9 = 44,25 |

Жоқарыда айтылып өтилгениндей, өлшеўлер тамшының зарядының элементар заряд *e* ге пропорционал екенлигин көрсетти. Милликэнниң жумысынан алынған кестени келтиремиз (III кесте); бул кестедеги биринши бағанада тамшылардың бақлаўларда алынған зарядлары, ал екинши бағанада зарядтың CGSE-бирлигиндеги 4,917 муғдарына пүтин сан еселенген шамалар келтирилген

Кесте тамшылардың базы бир элементар зарядтан пүтин сан еселенген зарядқа ийе болатуғынлығын көрсетеди. Бул кестеде келтирилген мағлыўматлар бойынша, усындай элементар зарядтың шамасының *CGSE* шамасына тең етип қабыл етилиўи керек. Бирақ, кейинирек Милликэн өзи пайдаланған киши тамшылар ушын Стокс нызамына дүзетиўди киргизиўдиң керек екенлигин көрсетти. Нәтийжеде, узақ ўақытлар даўамында өткерилген өлшеўлердиң нәтийжесинде ол 1916-жылы электронның заряды ушын CGSE шамасын алды.

Буннан кейин Милликэн пайдаланған ҳаўаның жабысқақлығы η ушын дүзетиўлер киргизилди; оннан кейин электронның заряды ушын текстте келтирилген CGSE шамасы алынды.

**§ 152. Электростатикалық майданның тәбияты**. Жоқарыдағы параграфлардың мазмуны зарядланған денени қоршап туратуғын кеңисликте қандай да бир өзгерислердиң болатуғынлығын көрсетти. Бул өзгерислердиң болғанлығын усы кеңисликке қәлеген басқа зарядланған денени орналастырғанда оған күштиң тәсир ететуғынлығынан белгили. Биз күшлердиң зарядларға тәсир етиўинен ибарат болған бул қәсийетти кернеўлик векторы **E** ниң жәрдеминде тәрийипледик, ал зарядларға тәсир етиў орын алатуғын барлық областты *электростатикалық майдан* деп атадық. Майданның ҳәр бир ноқаты **E** векторының белгили болған мәниси менен тәрийипленеди. **E** ниң мәнислериниң жыйнағын қолайлы түрде графикалық сүўретлеў ушын биз кернеўлик сызықлары түсинигин киргиздик. Ең ақырында, зарядларды электростатикалық майданда қозғағанда исленген жумыстың характеристикасы ушын майданның ҳәр бир ноқатында белгили болған мәниске ийе болатуғын, яғный ноқаттан ноқатқа өткенде өзгеретуғын потенциал V түсиниги киргизилди.

123-параграфта көрсеткенимиздей, электростатикалық майданның қәсийетлерин тәрийиплеў дәслеп формаллық характерге ийе болды ҳәм тартысыў майданының математикалық теориясына сәйкес дүзилди. Усының менен бирге электр күшлери де, пүткил дүньялық тартылыс күшлери де бир заматта алып бериледи (жетип барады), олар аралықлық кеңисликтиң ҳеш қандай әҳмийети болмаған "үлкен аралықлардан тәсир етисиў" деп болжанды.

Усындай көз-қараслар идеалистлик характерге ийе ҳәм оның дурыс емес екенлиги XVII әсирде бир қатар алымлар, олардың ишинде электрлик күшлер барлық кеңисликти толтырып турған орталық болған эфирдиң бөлекшелериниң айланыўы менен байланыслы деп есаплаған М.В.Ломоносов тәрепинен көрсетилди.

XIX әсирдиң биринши ярымында электр майданы идеясы М.Фарадей (1791-1867) тәрепинен айрықша кең түрде пайдаланылды. Электрлик қубылыслар ҳаққындағы тәлиматтың буннан былай раўажланыўы электр майданының бар екенлиги ҳаққындағы идеяның дурыс екенлигин тастыйықлады ҳәм "үлкен аралықлардан тәсир етисиў" гипотезасынан бас тартыўға мәжбүрледи. Бир бири менен тәсирлесетуғын зарядлардың арасында электр майданы бар болады, оның объективлик қәсийетлери майданның кернеўлиги **E** ҳәм потенциалы V сыяқлы шамалардың жәрдеминде анықланады.

Бирақ, электр майданы теориясын раўажландырған физиклердиң сол ўақытлары бәрше тәрепинен қабыл етилген механикалық көз-қараслардан келип шыққанлығын атап өтиў керек: олар электростатикалық қубылысларды олардың механикалық моделин қурыў жолы менен түсиндириўге тырысты. Кернеўлик сызықларына оларды базы бир серпимли орталықтағы механикалық кернеў сыпатында қарап, механикалық мәнис берилди. Кернеўлик сызықларын бир зарядтан екиншисине тартылған керилген серпимли сабақлар түринде жийи қарады. Сабақлардың керилиўин ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлардың арасындағы өз-ара тартысыўға сәйкес келеди деп түсиндирилди, ал сабақларға нормаль бағытланған басым болса сабақлардың бир биринен ийтерилиўин тәмийинлейди деп бирдей белгиге ийе зарядлар менен зарядланған денелердиң бир биринен ийтерилиўин түсиндириўге тырысқан. Бул теория бизге белгили болған барлық затлардың ишине киретуғын ҳәм барлық бос кеңисликти толтырып туратуғын универсаллық серпимли орталықтың - *дүньялық эфирдиң* бар болыўын талап етти. Сол эфирдеги толқынлық процесстиң тарқалыўы жақтылық қубылысларын түсиндириўи керек болды.

Бирақ, XIX әсирдиң ақырындағы жаңа илимий ашылыўлардың алдында механикалық эфир гипотезасы дурыс болып шықпады. Көп санлы фактлер таза механикалық қубылысларға алып келинбейтуғын электрлик процесслердиң айрықша тәбиятын анықлады. Электрлик процесслерди механикалық көз-қараслар тийкарында түсиндириўден бас тартыў материалистлик түсиндириўден бас тартыў дегенди аңғартпайды.

...

Электростатикалық майданның реаллығын тастыйықлайтуғын фактлардың қатарына төмендегилер киреди. Биз жоқарыда (138-параграф) электростатикалық майданның энергияның базы бир көлемлик тығызлық пенен тарқалған мәниси менен тәрийипленетуғынлығын көрген едик. Кейинирек майданның шекли тезлик пенен тарқалатуғынлығы ашылды. Электромагнит индукциясы үстинен исленген Фарадейдиң тәжирийбелери электрлик ҳәм магнитлик қубылыслардың арасында тығыз байланыстың бар екенлигин көрсетти. XIX әсирдиң 60-жылларында Максвелл электромагнит қубылысларының улыўмалық теориясын раўажландырды ҳәм электростатикалық майданның өзиниң тәбияты бойынша улыўма болған *электромагнит майданының* дара жағдайы екенлигин көрсетти. Бул теория өзиниң ишине көп санлы электрлик ҳәм магнитлик қубылысларды қамтыды; теория электромагнит толқынлардың ашылыўына алып келди ҳәм жақтылықтың электромагнитлик тәбиятын түсиндирди. Солай етип, электромагнит майдан ҳаққындағы көз-қарасқа тийкарланған электрлик, магнитлик ҳәм оптикалық қубылыслардың бирден-бир теориясы пайда болды.

Максвелл теориясы дүньялық эфир теориясын тастыйықлағандай болып көринди. Кейинирек Лоренц тәрепинен раўажландырылған Максвелл теориясы бойынша қатты, суйық ҳәм газ тәризли денелер туратуғын атомлар эфирге батырылған (эфирде жайласқан). Ҳәр бир атом қурамалы электрлик система болып табылады: ол оң зарядланған ядродан ҳәм электронлардан турады. Солай етип, тек эфир ҳәм оң электр зарядлары (атомлардың ядролары) ҳәм терис электр зарядлары (электронлар) бар деп есапланды. "Бос" кеңислик тек эфир менен толтырылған қандай да бир дене жайласқан кеңисликтиң бөлиминде бул денениң қурамына киретуғын атомлардың зарядлары эфирге жабыстырылған. Бул зарядлар эфирдеги өзгерислерди болдырады, ал бул өзгерислерди биз электромагнит толқыны түринде қабыл етемиз.

Лоренц теориясында эфирди қәсийетлери белгили болған механикалық серпимли денелердиң қәсийетлеринен өзгеше болған қозғалмайтуғын материаллық орталық деп есапланды. Эфирдиң қәсийетлери электромагнитлик қубылыслар областына тийисли болған көп санлы тәжирийбелерде алынған мағлыўматларды улыўмаластырыўдың нәтийжесинде келип шығатуғын Максвелл тәрепинен берилген теңлемелердиң жәрдеминде аңлатылады. Максвелл-Лоренц теориясы өзиниң ишине механикаға салыстырғанда қандай да бир жаңа "бир нәрсени" алады, ол электромагнит майданның тәбиятын механикалық жақтан түсиндирген жоқ. Ески теориялардың механикалық эфир өзиниң орнын электромагнит эфирге босатып берди.

Бирақ, *эфирди тутас орталық ҳәм, сонлықтан, оны қәлеген механикалық тутас орталық сыяқлы есаплаў системасы сыпатында хызмет ете алады* деп қаралды (I томның 4-параграфында айтылғанларға қараңыз). *Эфирге салыстырғанда денелердиң қозғалысы, мысалы Жер шарының қозғалысы ҳаққында айтыўға болды.* Жердиң эфирге салыстырғандағы тезлигин анықлаў ушын өткерилген Майкельсонның тәжирийбелери (III томға қараңыз), соның менен бирге Трутон менен Ноблдиң тәжирийбеси ҳәм басқа да бир қатар тәжирийбелер (216-параграф) унамлы нәтийжелерге алып келди. Салыстырмалық теориясы бул тәжирийбелердиң нәтийжелерин улыўмаластырды ҳәм эфирге салыстырғандағы абсолют қозғалыстың болмайтуғынлығын көрсетти. Бул эфир менен тутас механикалық орталықлардың арасындағы ең соңғы аналогияны бузды. Биз қәлеген қозғалыстың салыстырмалы екенлигин ҳәм оны изертлегенде есаплаў системасының зәрүр болатуғынлығын билемиз. Усыған байланыслы, тарийхый жақтан қозғалысты анықлаўда пайдаланыў ушын қәлиплескен "орталық - эфир" түсинигин ҳәзирги заман теориялық физикасы пайдаланғанды пүткиллей қойды. Биз енди материяның айрықша түри болған электромагнит майданы ҳаққында гәп етемиз. Электромагнит майданы бизге белгили болған механикалық орталықлардың қәсийетлеринен өзгеше болған қәсийетлерге ийе болып ғана қоймай, ол есаплаў системасы хызметин де атқара алмайды.

**БЕСИНШИ БӨЛИМ**

**ТУРАҚЛЫ ТОҚ**

**XVI БАП**

**ТУРАҚЛЫ ТОҚТЫҢ ТИЙКАРҒЫ НЫЗАМЛАРЫ**

**§ 153. Турақлы тоқ. Ом нызамы**. Зарядланған бөлекшелердиң орын алмастырыўы электр тоғын пайда етеди. Бундай жағдайда зарядларды алып жүриўшилердиң ҳәр қыйлы болыўы мүмкин. Базы бир жағдайларда, мысалы, электролитлик өткизгишликте ямаса сийреклетилген газлерде пайда болатуғын оң нурларда атомлар менен молекулалардың (ионлар) өзлери заряд тасыўшылар болыўы мүмкин. Басқа жағдайларда тоқ электронның қозғалысының салдарынан пайда болады (металлардағы ямаса катод нурларындағы тоқ). Бирақ, барлық жағдайларда тоқтың бар болыўы базы бир улыўмалық қубылыслардың жүзеге келиўи, мысалы магнит майданының пайда болыўы менен жүреди.

Электр тоғы қубылысы тек зарядланған бөлекшелердиң әпиўайы механикалық қозғалысы менен ғана түсиндириледи деп ойлаўға болмайды. Бириншиден, қозғалыўшы зарядлар менен байланыслы болған электр ҳәм магнит майданлары, 152-параграфта көрсетилгендей, айрықша механикалық емес тәбиятқа ийе болады. Екиншиден, элементар бөлекшелердиң қозғалысларының өзи макроскопиялық денелер бағынатуғын механикалық нызамларға бағынбайды (163-параграф). Бирақ, тоқ пенен байланыслы болған бир қатар мәселелерде зарядлардың механикалық орын алмастырыўы көз-қарасынан пайдаланыўға болады ҳәм усындай көз-қараслардың тийкарында өткерилген есаплаўлар бир қанша жағдайларда тәжирийбелердиң нәтийжелери менен жақсы сәйкес келетуғын нәтийжелерди береди. Басқа жағдайларда бундай (классикалық) көз-қараслар жарамсыз болып қалады ҳәм қубылысларды қурамалырақ болған (квантлық-механикалық) көз-қараслардың тийкарында таллаўға туўры келеди.

Электр тоғы *тоқ күши* деп аталатуғын шама менен тәрийипленеди. *Берилген бет арқалы өтетуғын тоқтың күши I усы бет арқалы ўақыт бирлигинде алып өтилетуғын электр зарядларының муғдары менен өлшенетуғын физикалық шама болып табылады.* Егер ўақыты ишинде майдан арқалы муғдарында электр заряды алып өтилетуғын болса, онда тоқтың күши I мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Берилген беттиң майданы ушын ўақыттың өтиўи менен өзгермейтуғын болса, онда биз *турақлы тоқ* ҳаққында гәп етемиз.

*CGSE-*системада тоқтың күшиниң бирлиги сыпатында берилген майдан арқалы 1 секунд ўақыт ишинде электр зарядының бир CGSE-бирлиги өтиўге сәйкес келетуғын тоқтың шамасы қабыл етилген. Бул бирлик жүдә кишкене болғанлықтан, *халық аралық бирликлер системасында тоқтың бирлиги сыпатында берилген майдан арқалы 1 сек ўақыттың 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 күшиниң электростатикалық бирлиги арасындағы байланыс мынадай шәрттиң тийкарында орнатылады:

I тоқ күшиниң өлшеми (1)-қатнастан алынады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Енди биринши әўлад өткизгишлери болған металлардағы тоқ қубылысын қараймыз. Өткизгишлерде тоқ ҳәр қыйлы потенциалларға ийе болған областлар бар болған жағдайда пайда болады. Бундай жағдайда пайда болатуғын тоқ өткизгиштиң ҳәр қыйлы бөлимлериндеги потенциаллар теңлескенше жүреди. Егер өткизгиштиң участкасының ушларындағы потенциаллар айырмасын турақлы етип услап турсақ, онда бул участкада турақлы тоқ өтеди.

Тәжирийбелер бир текли өткизгиштиң участкасы арқалы өтип атырған тоқтың күши I *Ом нызамын* қанаатландыратуғынлығын көрсетеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул аңлатпада арқалы өткизгиштиң участкасының ушларындағы потенциаллар айырмасы, aл *R* - өткизгиштиң усы участкасын тәрийиплейтуғын шама болып, оны участканың *қарсылығы* деп атайды. Солай етип, Ом нызамы тоқ күшиниң өткизгиштиң ушларындағы потенциаллар айырмасына туўры пропорционал ҳәм өткизгиштиң усы участкасының қарсылығына кери пропорционал екенлигин көрсетеди.

Ом нызамы 1826-жылы Ом тәрепинен өткерилген өлшеўлердиң тийкарында ашылды. Ом гальваникалық элемент тәрепинен берилетуғын тоқ күшиниң ўақыттың өтиўи менен кемейетуғынлығын аңғарған (179-параграфтағы электродлардың поляризациясы қубылысын қараңыз). Сонлықтан ол электр қозғаўшы күштиң дереги сыпатында термопарадан пайдаланды (172-параграфты қараңыз). Термопараның бир дәнекерленген орнын музда, ал екиншиси қайнап турған суўда услап, ол турақлы потенциаллар айырмасының дерегин ала алды. Тоқтың күшин Ол тоқтың магнит стрелкасына тәсири бойынша өлшеди. Бир жыл өткеннен кейин Ом мақаласын баспадан шығарды ҳәм ол усы мақаласында электр тоғын найдағы суйықлықтың ағысы менен салыстырып, өзиниң нызамын теориялық жоллар менен келтирип шығарды. Бирақ, усындай салыстырыў суйықтықтың тек ламинарлық ағысы ушын ғана нызамлы (I томға қараңыз) ҳәм турбулентлик ағыс ушын дурыс болмайды.

Омнан кейин бул нызам көп санлы авторлар тәрепинен тексерип көрилди ҳәм нызамның жүдә дәл орынланатуғынлығы анықланды. Ом нызамынан 1 % шамасындағы аўысыў тек тоқтың жүдә үлкен болған тығызлықларында, 1 см2 қа бир неше миллион ампер тоқ күши сәйкес келетуғын жағдайларда ғана бақланған.

Омның өзиниң тәжирийбелеринде де, басқа изертлеўлерде де тоқтың күши тоқтың магнитлик тәсири бойынша өлшенген. Қатаң түрде айтқанда, магнитлик тәсирдиң (1)-аңлатпа бойынша ўақыттың бир бирлигиндеги ағып өткен электр зарядының шамасына тең болған тоқтың күшине пропорционал екенлигин алдын-ала дәлиллеп алыў 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 өлшеўге болады. Потенциаллар айырмасын өлшеўге, ал конденсатордың сыйымлығын оның геометриялық формасы бойынша есаплап табыўға болады. Бирақ, бундай өлшеўлерди ис жүзинде өткериўди орынлаў қыйын. Себеби конденсаторды зарядсызландырғанда (разрядлағанда) турақлы тоқты алыўға болмайды.

Сонлықтан, ҳәзирги ўақытлары тоқтың күши (Омның жумысларындағыдай) тоқлардың магнитлик тәсири, атап айтқанда бир бирине параллель болған еки шексиз узын өткизгишлердиң арасындағы өз-ара тәсирлесиў күши бойынша анықланады (196-параграфқа қараңыз).

**§ 154. Өткизгишлердиң қарсылығы**. Өткизгиштиң участкасының қарсылығы оның материалынан, өлшемлери менен формасынан ғәрезли болады.

Өткизгиштиң кесе-кесиминиң майданы турақлы *S* шамасына тең ҳәм узынлығы болған жағдайда қарсылық

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

аңлатпасының жәрдеминде анықланады. Бул аңлатпада ρ - өткизгиштиң материалынан ғәрезли болған шама *материалдың салыстырмалы қарсылығы* деп аталады. Солай етип, өткизгиштиң участкасының қарсылығы оның узынлығы ге туўры пропорционал, ал оның кесе-кесими *S* ке кери пропорционал

(1)-формуладан мынаған ийе боламыз

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

Буннан ρ салыстырмалы қарсылықтың сан мәнисиниң узынлығы бир бирликке ҳәм кесе-кесиминиң майданы да бир бирликке тең өткизгиштиң қарсылығына тең екенлиги келип шығады.

Бирликлердиң *CGSE*-*системасында қарсылықтың бир бирлиги сыпатында* ушларындағы потенциаллар айырмасы потенциалдың бир *CGSE*-бирлигине тең болған жағдайда тоқ күшиниң бир *CGSE*-бирлиги өтетуғын өткизгиштиң қарсылығы алынады. Әмелий ислерде бул бирлик дым үлкен болғанлықтан, *қарсылықтың әмелий бирлиги сыпатында потенциаллар айырмасы 1 вольт болған жағдайда 1 ампер тоқ өтетуғын өткизгиштиң қарсылығы қабыл етилген*. *Бул бирлик ом деп аталады.*

Ом менен қарсылықтың *CGSE*-бирлигиниң арасындағы байланысты Ом нызамынан келип шығатуғын қатнастың жәрдеминде аламыз:

Миллион ом *мегаом* деп аталады.

Қарсылықтың өлшемин

теңлигиниң тийкарында аламыз.

Әмелий системада салыстырмалы қарсылық *ρ* ны (1-а) формуланың тийкарында табылатуғын бирликлерде өлшеў қабыл етилген. Бундай жағдайда *R* қарсылығы омларда, ал кесе-кесимниң майданы *S* - сантиметрдиң квадратында өлшенеди; салыстырмалы қарсылықтың алынған бирлигин *ом-сантиметр* (қысқаша *ом⋅см*) деп атайды.

Солай етип, салыстырмалы қарсылықтың бирлиги сыпатында қабырғаларының узынлығы 1 см болған кубтың бир қаптал бетинен қарама-қарсы қаптал бетине тоқ өткен жағдайда 1 ом қарсылыққа ийе болатуғын материалдың салыстырмалы қарсылығы қабыл етилген.

Техникалық есаплаўларда өткизгишлердиң қарсылығын анықлаў ушын (1-а) формуланы пайдаланып, сымның кесе-кесиминиң майданы *S* ти миллиметрлерде, ал узынлығы ди метрлерде өлшейди. Усыған сәйкес салыстырмалы қарсылықтың бирлиги сыпатында узынлығы 1 м, ал кесе-кесиминиң майданы 1 мм2 болған метриалдың салыстырмалы қарсылығы алынады.

Салыстырмалы қарсылықтың усы техникалық бирлиги менен *ом⋅см* арасында мынадай қатнас орын алған:

Салыстырмалы қарсылық ρ дан басқа, оған кери болған *салыстырмалы өткизгишлик* ямаса *электр өткизгишлик* деп аталатуғын шаманы жийи қолланады (IV кестеге қараңыз):

Салыстырмалы қарсылық *ρ* өткизгиштиң температурасынан ғәрезли. Дерлик барлық металлар ушын әдеттеги температураларда салыстырмалы қарсылық температураға байланыслы сызықлы түрде өзгереди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул аңлатпада Цельсия шкаласындағы температура, ал арқалы 00C температурадағы салыстырмалы қарсылық белгиленген. α - турақлы коэффициенти.

IV кесте.

00C температурадағы базы бир өткизгишлердиң салыстырмалы

қарсылықлары менен электр өткизгишликлери

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Өткизгиш | ρ⋅106, *ом⋅см* | σ⋅10-4*ом-1⋅см-1* |
| Алюминий  Графит  Таза темир  Таза мыс  Сынап | 2,53  39,2  8,69  1,55  94,3 | 39,5  2,55  11,48  64,5  1,06 |

Көп санлы металлар ушын α сан мәниси бойынша 0,00367, яғный шамасына жақын. Сонлықтан, (2)-қатнасты

түринде көширип жазыўға болады. Бул аңлатпада арқалы абсолют шкаладағы температура белгиленген. Бирақ, бул қатнас жуўық характерге ийе ҳәм жоқары температураларда да, төменги температураларда да орынланбайды. Жоқары температураларда α коэффициенти үлкейеди.

Усының менен бирге қарсылық металларды балқытқанда өседи. Төменги температураларда α киширейеди 81-сүўретте *Cu*, *Fe, Pt* ҳәм *Pb* ушын *ρ* ның *T* дан ғәрезлиги көрсетилген.

Шама менен 1-7 К температураларда базы бир металлар менен қуймалардың қарсылықлары кескин түрде киширейеди ҳәм дерлик жоғалады (82-сүўретке қараңыз). Физик Каммерлинг-Оннес тәрепинен 1911-жылы биринши рет ашылған бул қубылысты *аса өткизгишлик* деп атайды. Аса өткизгишлик ҳалда қарсылық ис жүзинде нолге тең болады. Ҳәзирги ўақытлары аса өткизгишлик көп санлы элементлерде (*Al, Ti, Zn, Tc, Cd, Sn, Hg, Tl, Pb, Bi, U* ҳәм басқалар), көп қуймаларда ҳәм бир қатар химиялық бирикпелерде ашылды. Қуймаларда аса өткизгишлик оның қураўшысының бири таза түринде аса өткизгиш ҳалға өтпейтуғын жағдайда да бақланады. Химиялық бирикпелердиң ишинде усы бирикпениң қураўшыларының бири аса өткизгишлик ҳалға өтпейтуғын жағдайда да аса өткизгишлик бақланатуғынлары бар. Затлар аса өткизгишлик ҳалға өтетуғын критикалық температура көпшилик жағдайларда 1-7 К температураның әтирапында. Бирақ ның жоқарырақ ҳәм төменирек мәнислери де ушырасады. Усы ўақытларға шекем изертленген таза элементлердиң ишинде ең төменги температураға гафний (), ал ең жоқары температураға - технеций (Tc) ийе; Nb3Sn бирикпеси ушын Бир элементтиң ҳәр қыйлы изотоплары ушын критикалық температура ҳәр қыйлы. Басымды көтергенде критикалық температура өзгереди, бирақ киши шамаға өзгереди (шама менен *град/атм* шамасына), соның менен бирге бир затлар ушын ның мәниси жоқарылайды, ал басқаларда төменлейди[[11]](#footnote-12).

|  |  |
| --- | --- |
| 81-сүўрет.  Металлардың салыстырмалы қарсылығының абсолют температурадан ғәрезлиги. |  |

Затлар аса өткизгиш ҳалға өткенде олардың бир қатар қәсийетлери де, мысалы, жыллылық сыйымлығы секирмели түрде өзгереди ҳәм (магнит майданы бар болған жағдайда) жыллылықтың бөлип шығарылыўы ямаса жутылыўы орын алады. Аса өткизгишлердиң магнитлик қәсийетлери айрықша көзге түседи. Аса өткизгиш ҳалдағы зат "идеал" диамагнетик болып табылады, оның ишинде магнит индукциясы нолге тең (). Аса өткизгиштиң магнитлениў коэффициенти (202-параграф) Аса өткизгиштеги магнит индукциясының нолге тең болыўын сыртқы магнит майданын компенсациялайтуғын оның бетлик қатламында тоқлардың пайда болыўы менен түсиндириўге болады. Аса өткизгиштиң жүдә жуқа қатламында (шама менен см) . Сырттан түсирилген күшли магнит майданы аса өткизгишлик ҳалын бузады. Аса өткизгиш дене арқалы өтип атырған тоқ пайда еткен магнит майданы да аса өткизгишлик ҳалды буза алады.

|  |  |
| --- | --- |
| 82-сүўрет.  Аса өткизгишлик ҳалына өткенде салыстырмалы қарсылықтың нолге шекем киширейиўи. |  |

Аса өткизгишлик ҳалдан әдеттеги ҳалға ҳәм кери бағытта өтиў бир қатар совет физиклери тәрепинен теориялық жоллар менен де, экспериментлерде де терең изертленди (Л.Д.Ландау, А.И.Шальников ҳәм басқалар). А.И.Шальников затларда аса өткизгишлик ҳалдан әдеттеги ҳалға өтиўде шекли өткизгишликке ийе қатламлар менен гезеклесип жайласатуғын айырым аса өткизгиш қатламлардың пайда болатуғынлығын тапты.

Жүдә көп санлы теориялық изертлеўлердиң өткерилгенлигине қарамастан, ең соңғы ўақытларға шекем аса өткизгишликтиң толық теориясын дөретиўдиң сәти түспеди. Тек, 1956-жылы америкалы физик Купер тәрепинен аса өткизгишлик ҳалға өтиўде жүдә әҳмийетли орынды спинлик моментлери антипараллель жайласқан электронлар жубының пайда болыўының ийелейтуғынлығын көрсетти (202-параграфты қараңыз). Буннан кейин аса өткизгишликти ҳәм оның менен бирге жүзеге келетуғын қубылысларды түсиндириўдиң сәти түсти. Аса өткизгиште заттың ишиндеги электронлар аса аққышлық қәсийетине ийе болады екен. Усындай тийкарда аса өткизгишлик теориясы ең толық түрде совет алымы Н.Н.Боголюбов ҳәм оның басшылығында ислейтуғын хызметкерлер тәрепинен раўажландырылды[[12]](#footnote-13).

Жүдә жақсы өткизгишлер болып табылатуғын металлар менен бир қатарда (σ ның шамасы ) өткизгишлиги әдеўир киши болған затлар да бар (σ ның шамасы ). Мысалы, селен, мыстың закиси , көп санлы минераллар, Менделеев кестесиниң төртинши, бесинши ҳәм алтыншы группаларының металл емес элементлери, қурамында кислород пенен күкирт бар органикалық емес бирикпелер, металлардың базы бир қуймалары, базы бир органикалық бояўшы затлар ҳ.б. Бундай денелерди *ярым өткизгишлер* деп атайды (171-параграфқа қараңыз).

Базы бир ярым өткизгишлердиң металлар менен тийисип турған орынларында айрықша қубылыслар бақланады: тоқты тек бир бағытта өткеретуғын жабатуғын қатлам 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 шамасы *скаляр шама* болып табылады. Ол бир бирлик ўақыт ишинде берилген бет арқалы өтетуғын зарядтың муғдарын усы бетке салыстырғанда зарядты алып жүретуғын бөлекшелердиң қандай бағытта ҳәм қандай мүйеш пенен қозғалатуғынлығынан ғәрезсиз анықлайды. Әлбетте, электр тоғының бундай характеристикасы толық болмайды; көп жағдайларда зарядланған бөлекшелердиң қозғалыў бағытын қараўға туўры келеди. Зарядлардың алып өтилиў бағытын есапқа алыў ушын *тоқтың тығызлығы векторы* түсинигин киргизеди.

Тоқ оң зарядланған бөлекшелердиң қозғалысынан да, терис зарядланған бөлекшелердиң қозғалысынан да турады. Тәжирийбелер, белгилери қарама-қарсы болған бөлекшелердиң қарама-қарсы бағытлардағы қозғалысларының барлық қатнасларда эквивалент тоқларды пайда ететуғынын көрсетеди. Сонлықтан қандай де бир белгиге ийе болған (мысалы оң белгиге ийе болған) бөлекшелердиң қозғалысын қараў менен шеклениўге болады. Бундай жағдайда терис зарядлы бөлекшелердиң қозғалысын шәртли түрде оң зарядлы бөлекшелердиң қарама-қарсы бағыттағы қозғалысы менен алмастырыўға болады.

Дәслеп, оң зарядланған бөлекшелердиң бир текли ағысын, яғный барлық бөлекшелер бир бағытта бирдей тезлик пенен қозғалатуғын ҳәм бул бөлекшелер кеңисликте турақлы тығызлық пенен тарқалған жағдайды қараймыз.

Ойымызда бул зарядлар қозғалатуғын өткизгиштиң ишинде усы қозғалыс бағытына перпендикуляр болған бетин айырып аламыз. Сан мәниси бойынша

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасына тең, ал бағыты бойынша оң зарядланған бөлекшелердиң қозғалыс бағытына сәйкес келетуғын, ўақыт бирлиги ишинде бети арқалы өтетуғын зарядына тең векторды *тоқтың тығызлығы векторы*  деп атаймыз. Солай етип *тоқтың тығызлығының векторы сан мәниси бойынша бир ўақыт бирлигиндеги зарядлардың қозғалыс бағытына перпендикуляр қойылған бир бирлик майдан арқалы өтетуғын зарядтың муғдарына тең*. *Тоқтың тығызлығы векторы оң зарядлардың қозғалыс бағыты менен бағытлас*.

Егер бети ықтыярлы түрде бағытланған болса, онда оның зарядлардың қозғалыс бағытына перпендикуляр болған тегисликтеги проекциясын алыў керек. Бундай жағдайда:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул теңликте α арқалы оң зарядлардың қозғалыс бағыты менен бетине түсирилген нормалдың арасындағы мүйеш.

Егер зарядланған бөлекшелердиң ағысы бир текли болмаса, онда жүдә кишкене болған майданын ҳәм жүдә кишкене болған ўақыт аралығы ны аламыз. Бундай жағдайда усындай кишкене бет арқалы жүдә кишкене ўақыт аралығында өткен ағысты бир текли деп қараўға болады. Бундай жағдайда өткизгиштеги берилген орын арқалы берилген ўақыт моментиндеги тоқтың тығызлығы векторы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

аңлатпасының жәрдеминде есапланады. бети арқалы өтетуғын киши тоқты арқалы белгилеп

формуласын аламыз, буннан кейин (2-а) теңлигинен

аңлатпасына ийе боламыз.

шамасы тоқтың тығызлығы векторының бетине түсирилген нормалдың бағытына түсирилген проекциясы болып табылады (83-сүўрет). Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңлигин аламыз ҳәм *тоқтың тығызлығы векторының нормаль қураўшысының бир бирлик майдан арқалы өтетуғын тоқтың күшине тең екен.*

Тоқтың тығызлығы ҳаққындағы түсиник 153-параграфтағы Ом нызамына берилген анықламадан басқа анықламаны бериўге мүмкиншилик береди. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, тоқ оң зарядланған бөлекшелердиң қозғалысынан пайда болған деп есаплаймыз (ал, ис жүзинде өткизгиштеги тоқ электронлардың қозғалысының салдарынан пайда болады). Еркин зарядлар өткизгиште электр майданының күшлериниң бағытында қозғалады. Демек, тоқтың тығызлығы векторы **i** потенциалдың түсиў бағытына қарай, яғный кернеўлик векторы **E** ниң бағытына қарай бағытланған.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 83-сүўрет. Тоқтың тығызлығының нормаль қураўшысы ди табыўға. | 84-сүўрет. Тоқтың тығызлығы ушын аңлатпаны келтирип шығарыўға. |

тоғы өтип турған цилиндр тәризли өткизгишти аламыз. Мейли, бул өткизгиштеги зарядлар оның кесимине перпендикуляр бағытта қозғалатуғын болсын (84-сүўрет). Бир биринен қашықлықта жайласқан өткизгиштиң еки кесимин қараймыз. Мейли, усы кесимлердиң арасындағы потенциаллар айырмасы шамасына тең болсын. Өткизгиштиң усы участкасының қарсылығы шамасына тең. Бул теңликте σ - өткизгиш соғылған материалдың салыстырмалы өткизгишлиги. Өткизгиштиң биз қарап атырған участкасына Ом нызамын қолланып, мынаны аламыз:

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

қатнасы келип шығады. Бирақ, қатнасы тоқтың тығызлығы ға тең, узынлықтың бир бирлигендеги потенциалдың түсиўине тең болған шамасы өткизгиштиң ишиндеги майданның кернеўлиги **E** ге тең. Буннан кейин (4)-теңлик мынадай түрге енеди:

Биз тоқтың тығызлығы векторы болған векторының кернеўлик векторы **E** менен бағытлас екенлигин атап өткен едик. Сонлықтан, соңғы теңликти векторлық түрде жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бул қатнас *тоқтың тығызлығы ушын Ом нызамы болып табылады*.Ол тоқтың тығызлығы диң майданның кернеўлиги **E** ге пропорционал екенлигин ҳәм оның менен бағытлас екенлигин көрсетеди. Тоқ өтип турған өткизгиштиң ишинде майданның кернеўлиги нолге тең емес. Керисинше, егер өткизгиштиң ишинде болса, онда тоқлар болмайды: теңлиги орынланғанда биз электростатикалық қубылыслар менен ис алып барамыз.

**§ 156. Зарядлардың сақланыўы. Стационар тоқлардың туйық екенлиги**. Алдыңгы параграфта бети арқалы өтип биз атырған тоқтың күши менен тоқтың тығызлығының арасындағы байланысты таптық [155-параграфтағы (3)-формула]:

Буннан, киши майданы арқалы өтип атырған тоқ күшин былайынша жазыўға болатуғынлығы келип шығады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Шекли *S* майданы арқалы өтип атырған тоқ болған жағдайда бул майданды элементар майданларына бөлемиз. Бундай жағдайда барлық *S* майданы арқалы өтип атырған тоқтың күши тоқ күшлериниң суммасына тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Солай етип, тоқ күши тоқтың тығызлығы векторының ағысы болып табылады екен.

|  |  |
| --- | --- |
| 85-сүўрет.  Туйық S бетке түсирилген сыртқы нормаллар. |  |

Ойымызда өткизгиште айырып алынған базы бир көлемди шеклеп турған туйық бет арқалы өтетуғын тоқ күшин анықлаймыз. Усы көлемге салыстырғанда сыртқа қарай бағытланған нормалды оң деп есаплаймыз (85-сүўрет). Бундай жағдайда α мүйешлериниң мәнислери π/2 ден киши болыўы да, үлкен болыўы да ҳәм (1)-теңлик бойынша элементар тоқ күшлериниң мәнислериниң оң болыўы да, терис болыўы да мүмкин. элементар тоғының оң мәниси бети арқалы бети менен шекленген көлемнен оң зарядлар алып шығылатуғынлығын, ал элементар тоғының терис мәниси бети арқалы сол көлемниң ишине оң зарядлардың алып кирилетуғынлығын аңғартады. Егер берилген көлемди шеклеп турған (орап турған) бети арқалы өтетуғын барлық элементар тоқлардың қосындысы нолге тең болса алып кирилген зарядлардың муғдары алып шығылған зарядлардың муғдарына тең болады. Егер, туйық S бети арқалы өтетуғын толық тоқ I диң шамасы нолге тең болмаса, онда биз қарап атырған көлемге алып кирилген зарядлардың муғдары менен алып шығылған зарядлардың муғдары тең болмайды, яғный *S* бети менен қоршалған көлемниң ишиндеги зарядлардың улыўмалық муғдары өзгереди. Тоқтың оң мәниси көлемниң ишиндеги зарядлардың муғдарының кемейиўин, ал терис мәниси үлкейиўин аңғартады. Егер *S* бети менен шекленген көлемниң ишиндеги зарядлардың ўақыты ишиндеги кемейиўин белгилесек, онда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

қатнасына ийе боламыз. Бул қатнас жабық көлемниң ишиндеги улыўмалық зарядтың өзгериси болған шамасының сырттан зарядты алып келиўдиң ямаса сыртқа зарядты алып шығыўдың есабынан болатуғынлығын көрсетеди. Солай етип, (3)-қатнас зарядлардың сақланыў нызамының мәнисине ийе болады.

(3)-қатнастан туйық бет арқалы өтетуғын тоқ ушын мынадай қатнасты аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

Енди қараў ушын тоқ сызықларын киргиземиз. Тоқтың сызығы дегенде ҳәр бир ноқаттағы тоқтың тығызлығы векторының бағыты менен бағытлас болған сызыққа урынба бағыттағы сызықты түсинемиз.

аңлатпасы туйық бети арқалы өтетуғын тоқ сызықларының ағысы болып табылады. (3а) теңлиги туйық бет шеклеп турған көлемдеги зарядтың муғдары өзгеретуғын болса, онда усы туйық бет арқалы өтип атырған тоқ сызықларының толық ағысының нолден өзгеше болатуғынлығын көрсетеди. Егер берилген беттиң ишиндеги толық заряд өзгермейтуғын болса, онда тоқ сызықлары тек бетти кесип өтеди. Зарядлардың жыйналыўы ямаса кемейиўи орын алатуғын орынларда тоқтың сызықлары тамам болады. *Базы бир областта зарядлар турақлы болғанда усы областтағы тоқ сызықлары үзликсиз ямаса туйық, ямаса шексизликке кетеди.* Тоқ сызығы менен шекленген кеңисликти тоқтың трубкасы (тоқтың найы) деп атаймыз. Тоқ трубкасы түсинигиниң *анықламысы бойынша трубканың қәлеген кесими арқалы өтип атырған тоқтың күши бирдей мәниске ийе болады*.

Айтылғанлардан көринип турғанындай, тоқтың сызықлары түсиниги (3а) теңликти Электростатикадағы Остроградский-Гаусс теоремасындай етип интерпретациялаўға мүмкиншилик береди (126-парагарф). Электростатикада Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша туйық бет арқалы өтетуғын кернеўлик сызықларының ағысы усы беттиң ишинде жайласқан зарядлардың суммасына тең (4π ге көбейтилген). (3а) теңлик бойынша туйық бет бойынша тоқ сызықларының ағысы усы беттиң ишиндеги зарядтың кемейиўине тең.

Конденсаторды разрядлағанда (зарядсызландырғанда) пайда болатуғын тоқ сызықлары туйық болмаған тоқ сызықларына мысал бола алады. Конденсатордың зарядсызланатуғын астарлары тоқ сызықларының ақырларының (ушларының) орны болып табылады. Себеби конденсатордың зарядсызланыў ўақытында олардың заряды өзгереди. Конденсаторды разрядлаў процесси стационар емес: тоқтың күши ўақыттың өтиўи менен өзгереди ҳәм ең ақырында нолге тең болады. Ақырғы есапта қәлеген заряд таўсылатуғын болғанлықтан, тоқ тоқтың туйық емес сызықлары бойынша көп ўақыт жүре алмайды. *Стационар, яғный турақлы, шексиз көп ўақыт өтетуғын тоққа барлық ўақытта тоқтың туйық сызықлары сәйкес келеди.* Мысалы, гальванометр тәрепинен услап турылатуғын турақлы тоқ болған жағдайда, тоқ сызықлары шынжырдың ишки бөлимлери арқалы туйықланады ҳәм туйық сызықларды пайда етеди.

Дифференциаллық есаптың белгилеўлерин пайдаланып, биз (1)-теңликти қайтадан жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

Буннан кейин (2)-теңликтеги сумманы берилген *S* бети ушын жазылған интеграл менен алмастырып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

теңлигин аламыз. Ең ақырында (3а) теңлигиндеги ны шексиз киши болған ўақыт интервалы *dt* менен алмастырып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3б) |

Бул аңлатпаға дмң орнына (2а) бойынша мәнисин қойып, электр зарядларының сақланыў нызамын мынадай түрде жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Зарядлардың сақланыў нызамын басқа түрде де жазыўға болады. Оның ушын (4)-теңликтиң оң ҳәм шеп тәреплерин *S* бети өзиниң ишине алған V көлемине бөлип, мынадай аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

V көлемин нолге шекем киширейтип, қатнасының берилген орындағы зарядлардың тығызлығы ρ ны беретуғынлығын аламыз. Солай етип, (5)-теңликтиң оң бөлиминде -*dρ/dt* шамасы турады. Шеп тәрепи ушын

аңлатпасын аламыз. Векторлық есаптан бул шектиң векторының дивергенциясына тең екенлиги белгили:

Демек, (5)-теңлик мынадай түрди қабыл етеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

Бул дифференциаллық формада жазылған электр зарядларының сақланыў нызамы болып табылады. Егер ρ ўақытқа байланыслы өзгермейтуғын болса, онда ҳәм (6)-теңлик мынадай түрге ийе болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6а) |

**§ 157. Ленц-Джоуль нызамы**. Тәжирийбелер өткизгиш арқалы электр тоғы өткенде өткизгиштен жыллылықтың бөлинип шығатуғынлығын көрсетеди. Жыллылықтың бөлинип шығыўы зарядтың алып жүрилиўи ҳәм, усыған сәйкес, усы алып жүриў ушын жумсалатуғын электрлик күшлердиң жумысы менен байланыслы.

заряды ўақыты ишинде өтетуғын өткизгиштиң кесимин аламыз: . Бул заряд өткизгиш арқалы ўақыты ишинде орын алмастырып базы бир потенциаллар айырмасын өтеди. Нәтийжеде электрлик күшлер

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

жумысын ислейди. Майданның күшлериниң жумысы тоқтың үлкейиўине алып келмейди ҳәм, усыған сәйкес, өткизгишти қыздырыў ушын жумсалады. Ом нызамын пайдаланып, жумыс ушын аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

Бул аңлатпада *R* арқалы өткизгиштиң потенциаллар айырмасы түсетуғын участкасының қарсылығы белгиленген.

Өткизгиште бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдарының сан мәнисин есаплаймыз. тоғының күши амперлерде, ўақыт секундларда, ал потенциаллар айырмасы вольтлерде аңғартылған деп болжайық. Бундай жағдайда (1)-формуланың жумысты джоуллерде береди. Ҳақыйқатында да 1 сек ишинде 1 а тоқ өткенде 1 кулонға тең электр заряды, яғный зарядтың *CGSE-*бирлиги өтеди; егер электр зарядларының усындай муғдары потенциаллар айырмасы 1 В болған (потенциалдың *CGSE-*бирлиги) ноқатлардың арасында өтетуғын болса, онда мынадай жумыс исленеди:

Джоулдың 0,24 кал екенлигин еске түсирип, ушларындағы потенциаллар айырмасы шамасына тең болған жағдайда ампер тоқ өтетуғын өткизгиштен *t* секунд ишинде бөлинип шығатуғын жыллылық ушын мынадай аңлатпа аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул аңлатпаны Ом нызамының жәрдеминде былайынша көширип жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |
|  | (2б) |

(2), (2а)- ҳәм (2б) аңлатпалардағы *R* қарсылығының омларда аңғартылған болыўы керек.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 86-сүўрет.  Өткизгиш арқалы тоқ өткенде бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдарын өлшеў ушын арналған Ленцтиң әсбабы. |

(2а) қатнасы экспериментлерде Петербург университетиниң профессоры Э.X.Ленц ҳәм Джоуль тәрепинен табылды. Бул қатнасты *Ленц-Джоуль нызамы* деп атайды. Бул нызам бойынша тоқ өткенде өткизгиштиң участкасында бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдары тоқтың өтиў ўақыты t ға, участканың қарсылығы *R* ге ҳәм тоқ күшиниң квадраты қа пропорционал.

86-сүўретте Ленц пайдаланған әсбап көрсетилген. Спирт пенен толтырылған A ыдысы калориметр хызметин атқарған. Тоқ қарсылығы белгили болған *H* спиралы арқалы өткерилген. Белгили болған *t* ўақытының ишиндеги спирттиң қызыўы *C* термометриниң жәрдеминде өлшенген.

Ленц-Джоуль нызамындағы 0,24 коэффициенти бирликлерди арнаўлы түрде сайлап алыўда киргизиледи: жыллылықтың муғдары калорияларда, тоқтың күши амперлерде, қарсылық омларда, ўақыт секундларда өлшенеди. Егер биз бөлинип шыққан жыллылықтың муғдарын джоуллерде, тоқтың күшин амперлерде, қарсылықты омларда, ал ўақытты секундларда аңғартатуғын болсақ, онда (2)-, (2а)- ҳәм (2б) формулалардағы санлы 0,24 коэффициентин 1 менен алмастырамыз ҳәм Ленц-Джоуль нызамы ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

аңлатпасына ийе боламыз.

Тоқтың тығызлығы i ҳәм жыллылық қуўатының тығызлығы ω түсиниклерин киргизип, Ленц-Джоуль нызамын басқа түрге келтиремиз. Жыллылық қуўатының тығызлығы ω ҳаққында гәп еткенде, биз ўақыттың бир бирлигинде өткизгиштиң көлеминиң бир бирлигинен бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдарын түсиниемиз. Узынлығы ҳәм кесе-кесиминиң майданы *S* болған цилиндр тәризли өткизгишти аламыз. Бундай жағдайда

Бул теңликке (3)-аңлатпа бойынша дың мәнисин қойып

қатнасына ийе боламыз ямаса ҳәм теңликлери орынлы болғанлықтан

формуласын аламыз. Егер бул формулаға тоқтың тығызлығы дың орнына 155-параграфтағы (5)-формулаға сәйкес оның өткизгишлик ҳәм электр майданының кернеўлиги арқалы анықланған мәнисин қойсақ (бул формула бойынша ), онда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

теңлигин, яғный жыллылық қуўатының тығызлығының электр майданының кернеўлигиниң квадратына ҳәм өткизгиштиң өткизгишлигине пропорционал болатуғынлығын көремиз.

Өткизгиштиң салыстырмалы қарсылығы қаншама киши болса, онда тоқ күши өзгермеген жағдайда соншама аз муғдардағы жыллылық бөлинип шығады. Қарсылықтың шамасы өлшеўге болмайтуғындай киши аса өткизгишлик ҳалында өткизгиш арқалы тоқ өткенде сезилерликтей жыллылық муғдарының бөлинип шығыўы бақланбайды. Бундай жағдайда энергия ҳеш нәрсеге жумсалмайтуғын болғанлықтан, туйық аса өткизгиште қоздырылған тоқ сырттан энергия жумсалмағанда жүдә көп ўақытқа шекем өтип тура береди[[13]](#footnote-14).

Өткизгиштеги жыллылықтың бөлинип шығыўы техникада әҳмийетли орынды ийелейди. Заводларда пайдаланылатуғын электр ошақларының ҳәм мүмкин болған барлық қыздырыўшы әсбаплардың жумысы Ленц-Джоуль қубылысына тийкарланған. Тоқтың тәсириндеги өткизгишлердиң қызыўы электр лампаларындағы сымлардың қызыўы ушын пайдаланылады. Тоқтың тәсиринде өткизгишлерди қыздырып, жақтылық алыў бойынша ең биринши тырысыўлар Ленцтиң өзине тийисли. Бирақ, 1874-жылы рус инженери А. Н. Лодыгин биринши болып жақтыландырыў мақсетлери ушын жарамлы болған ҳәм техникалық көз-қарастан жеткиликли дәрежеде жетилискен жақтылық шығаратуғын лампаларды конструкциялады. 1875-жылы А. Н. Лодыгинниң лампаларының жәрдеминде Петербургта Нева дәрьясына салынып атырған көпирдиң қурылысы жақтыландырылған[[14]](#footnote-15). Бул электр қыздырыў лампаларының биринши рет әмелде қолланылыўы болып табылады.

Бир қатар техникалық мәселелерде жыллылықтың бөлинип шығыўы зыян келтиреди. Бундай зыянлы жоғалтыўлардың қатарына электр энергиясын электр станциясынан пайдаланыўшыға шекем жеткерип бериўдеги өткизгишлердеги жыллылықтың бөлинип шығыўы болып табылады.

Өткизгишлерде бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдары менен қарсылықларды есаплаўға бир неше мысалларды келтиремиз.

1-мысал. Қарсылықлары ҳәм шамаларына тең болған избе-из жалғанған еки өткизгиштиң толық қарсылығын ҳәм ҳәр бир өткизгиште бөлинип шыққан жыллылық муғдарларының қатнасы ди анықлаймыз (87-сүўрет).

|  |  |
| --- | --- |
| 87-сүўрет.  Өткизгишлерди избе-из жалғаў. |  |

Шешими. Өткизгишлерди избе-из жалғағанда тоқтың күши *I* еки өткизгиште де бирдей болады. Ом нызамын өткизгишлердиң ҳәр бири ушын өз алдына қолланамыз:

Бул теңликлерди қосып,

теңлигин аламыз. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Соңғы аңлатпада шамасы еки өткизгиштиң толық қарсылығы болып табылады. Солай етип, өткизгишлерди избе-из жалғағанда толық қарсылық сол өткизгишлердиң қарсылықларының қосындысына тең болады екен.

Ҳәр бир өткизгиште бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдарлары ҳәм мынаған :

Буннан

қатнасына ийе боламыз. Демек, избе-из жалғағанда өткизгишлерден бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдары тутастырылған өткизгишлердиң қарсылықларының қатнасларындай болады. Өткизгишлерди избе-из жалғағанда қарсылығы ең үлкен өткизгиштен үлкен жыллылық бөлинип шығады.

2-мысал. Қарсылықлары ҳәм шамаларына тең параллель тутастырылған өткизгишлердиң қарсылығын ҳәм оларды бөлинип шыққан жыллылық муғдарларының қатнасы ди анықлаймыз (88-сүўрет).

Параллель тутастырылған өткизгишлердиң ушларындағы потенциаллар айырмасының шамасы бирдей. Ом нызамын өткизгишлердиң ҳәр қайсысына қолланамыз ҳәм олар арқалы өтип атырған тоқлардың шамаларын ҳәм арқалы белгилеймиз:

Буннан

қатнасына ийе боламыз, яғный параллель тутастырылған өткизгишлердеги тоқлардың күши олардың қарсылықларына кери пропорционал. Еки өткизгиштен өтип атырған толық тоқтың күши мынаған тең:

Бул теңликлерде *R* еки өткизгиштиң қосынды қарсылығын аңғартады. Демек, бул жағдайда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

теңлиги орынлы болады, яғный өткизгишлерде параллель тутастырғанда қосынды қарсылықтың кери шамасы бир бирине тутастырылған өткизгишлердиң қарсылықларының кери шамаларының қосындысына тең болады екен.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 88-сүўрет.  Өткизгишлерди параллель жалғаў. |

Бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдарын есаплаў ушын Ленц-Джоуль нызамы ушын жазылған (26)-формуладан пайдаланамыз. Еки өткизгиштиң ушларындағы потенциаллар айырмасы бирдей болғанлықтан:

Буннан

қатнасына ийе боламыз, яғный өткизгишлерди параллель жалғағанда ҳәр бир өткизгиштен бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдары өткизгишлердиң қарсылықларына кери пропорционал: қарсылығы киши болған өткизгиштен бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдары көп болады.

Егер (6)-формула бойынша анықланған қосынды қарсылық дурыс болса, онда еки өткизгиштен бөлинип шыққан жыллылық муғдарларының қосындысының (2б) формуланың жәрдеминде анықланыўының мүмкин екенлигин көрсетемиз:

Нәтийжеде (6)-формула бойынша мынадай жыллылық муғдарын аламыз:

**§ 158. Тоқтың күшин ҳәм потенциаллар айырмасын өлшеў**. Тоқтың күши ди ўақыты ишинде өткизгиш бойлап алып өтилген зарядтың муғдары дың шамасы бойынша анықлаўға болады. Себеби 152-параграфтагы (1)-формула бойынша биз

қатнасына ийе боламыз. Бирақ, ис жүзинде бундай өлшеўди өткериў қыйын. Сонлықтан тоқтың күшин басқа принциплерде соғылған арнаўлы әсбаплардың жәрдеминде анықлайды. Кейинирек (213-параграфта) электромагнит әсбаплардың жүдә кең тарқалған типин тәрийиплеймиз. Ал ҳәзир тоқтың жыллылық тәсирине тийкарланған әсбапты қараймыз.

"Жыллылық" өлшеў әсбабының схемасы 89-сүўретте келтирилген.

Өлшенетуғын тоқ A ҳәм B қысқышларына алып келинеди ҳәм жиңишке *ab* сымы арқалы өткериледи. Нәтийжеде Ленц-Джоуль нызамы бойынша бөлинип шығатуғын жыллылықтың тәсиринде *ab* сымы қызады ҳәм соның салдарынан узаяды. *ab* сымының ортасына *Q* блогын өзиниң ишине алатуғын ҳәм *T* пружинасы менен тартып турылатуғын екинши сым тутастырылған. *Q* блогының көшерине *S* стрелкасы тутастырылған. *ab* сымы узайғанда S стрелкасы бурылады (89б сүўрет). *ab* сымы арқалы өтетуғын тоқтың күши қаншама үлкен болса, ол соншама көбирек шамаға узаяды ҳәм *S* стрелкасы көбирек бурылады.

Солай етип, сәйкес шкаланы градуировкалап, әсбап арқалы өтетуғын тоқтың күши *I* ди өлшеўге болады.

Бирақ, бундай әсбапты усы әсбап арқалы өтип атырған тоқтың күшин өлшеў ушын шынжырға тиккелей тутастырыўға болмайды. Себеби, алынатуғын *ab* сымы жүдә жиңишке болыўы керек. Бундай жағдайда оның қарсылығы дым үлкен болады. Сонлықтан бундай әсбапты шынжырға тутастырыў, әдетте, шынжырдың улыўмалық қарсылығының өзгериўине, усыған сәйкес тоқ күшиниң өзгериўине алып келеди. Тоқтың өлшенген күшиниң шамасы әсбапты шынжырға тутастырмастан бурынғы тоқтың күшине тең болады. Усының менен бирге, әсбапты жүдә үлкен болған тоқлардың күшин өлшеўге болмайды, себеби бундай жағдайда *ab* сымы жанып кетеди. Сонлықтан, өлшеў әсбабана параллель етип қосымша өткизгишти жалғайды ҳәм оның қарсылығын шынжыр шақаларға бөлинбестен бурын өтетуғын тоқтың белгили бөлеги өтетуғындай етип сайлап алады.

|  |  |
| --- | --- |
| 89-сүўрет.  Жыллылық өлшеў әсбабының схемасы. |  |

өткизгиши арқалы өтип атырған *I* тоқ күшин өлшеў керек деп болжайық. Бундай жағдайда *G* өлшеў әсбабы өткизгишине избе-из жалғанады. Өлшеўши әсбаптың *AB* қысқышларына параллель етип *шунт* деп аталатуғын белгили болған *S* қарсылығы жалғанады (90-сүўрет). Әсбаптың өзиниң қарсылығы , ал шунттың қарсылығы болсын. Әсбап арқалы өтетуғын тоқтың күшин , ал шунт арқалы өтетуғын тоқтың күшин таңбасының жәрдеминде белгилейик. Бундай жағдайда, бириншиден, өткизгиши арқалы өтип атырған *I* тоғының шамасы ҳәм тоқларының қосындысына тең болыўы керек, екиншиден, ҳәм тоқларының шамалары ҳәм қарсылықларына кери пропорционал болыўы керек, яғный (157-параграф)

Бул еки теңликтен мынаған ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

(1)-формуладан шунттың қарсылығы қаншама киши болса, онда улыўмалық тоқтың киши бөлегиниң өлшеўши асбап арқалы өтетуғынлығын көремиз. *G* әсбабы арқалы өтетуғын тоғының улыўмалық *I* тоғының бөлиминиң өтиўи ушын, (1)-формуладан көринип турғанындай, мынадай қатнастың орынланыўы керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Мысалы, өлшеўши әсбаптың өзиниң қарсылығының 1/9 бөлегине ийе шунтты алатуғын болсақ, онда өлшеўши әсбап арқалы шынжырдағы тоқтың 1/10 шамасы өтеди. Жыллылық өлшеў әсбабына шунтты жалғап ҳәм оны амперлерде градуировкалап, *амперметр* деп аталатуғын, яғный тоқтың күшин амперлерде өлшейтуғын әсбапты алады. Шунттың қарсылығы киши болғанлықтан, амперметрдиң улыўмалық қарсылығы киши болады. Усының нәтийжесинде, амперметрди шынжырға тутастырыў ондағы тоқтың күшин сезилерликтей өзгертпейди. Амперметрдиң шкаласын әдетте оның толық *I* тоқты (яғный, шунт ҳәм өлшеўши әсбаптың өзинен өтетуғын тоқлардың қосындысының күшин) амперлерде беретуғындай етип градуировкалайды. Көпшилик жағдайларда амперметрлер шунтлардың жыйнағына ийе болады, оларды пайдаланып, әсбаптың сезгирлигин өзгертиўге болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 90-сүўрет. S шунтын тутастырыў. | 91-сүўрет. Потенциаллар айырмасын өлшеў ушын G өлшеў әсбабы менен избе-из тутасқан қарсылығын тутастырыў. |

Тап сол өлшеў әсбабын потенциаллар айырмасын өлшеў ушын да пайдаланыўға болады. *I* тоғы өтип турған өткизгишиниң ушларындағы потенциаллар айырмасын өлшеў зәрүрлиги пайда болды деп болжайық. Оның ушын G өлшеў әсбабын өткизгишине *параллель* жалғаймыз (91-сүўрет).

G өлшеў әсбабы арқалы өтип турған тоқтың күши мынаған тең болсын:

Бул аңлатпада арқалы өткизгишиниң ушларындағы потенциаллар айырмасы, aл арқалы G өлшеў әсбабының қарсылығы белгиленген.

Буннан:

теңлигине ийе боламыз. Өлшеўши әсбаптың қарсылығы берилген шама болғанлықтан, тоқ күши потенциаллар айырмасын тиккелей анықлайды. Бирақ, өлшеўши әсбапты жалғаўдың потенциаллар айырмасын сезилерликтей өзгертпеўи ушын әсбаптың меншикли қарсылығының шамасы өткизгишиниң қарсылығынан үлкен болыўы керек. Оның ушын *ab* сымының өзиниң қарсылығы жеткиликли болмайды, сонлықтан оған үлкен қарсылығын избе-из жалғайды (91-сүўрет). Әдетте, бул қарсылықты әсбаптың қутысының ишине орналастырады, ал әсбаптың шкаласын вольтлерде градуировкалайды. Усындай түрде әсбапты *вольтметр* деп атайды.

Жуўмақлап, биз мына жағдайды айта аламыз: бир өлшеў әсбабын амперметр сыпатында да, вольтметр сыпатында да пайдаланыўға болады; биринши 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 ушларындағы потенциаллар айырмасы өлшенетуғын шынжырдың участкасына параллель жалғанады.

1-мысал. Жыллылық өлшеў әсбабындағы қызатуғын *ab* сымының қарсылығы *ом*. Әсбаптың шкаласы 50 бөлимге ийе, бир бөлим ге сәйкес келеди. Әсбапты 15 ге шекемги тоқларды өлшеў ушын керек болатуғын шунтты сайлап алыў керек.

Шешими. Қойылған шәртке сәйкес өлшеў әсбабының барлық шкаласы 0,5 ге сәйкес келеди. Демек, шунттың *ab* сымы арқалы өтип атырған тоқтың шамасын

есе кемейтиўи керек. Буннан, (2)-формула бойынша шунттың биз излеп атырған қарсылығын табамыз:

Амперметрдиң улыўмалық қарсылығы

қатнасының жәрдеминде анықланады (157-параграфқа қараңыз), буннан

шамасын аламыз.

Усы амперметрдиң жәрдеминде 110 В потенциаллар айырмасының тәсиринде қарсылығы 40 ом болған сым арқалы өтип турған тоқтың шамасы өлшенеди деп болжайық. Бул жағдайда, амперметрди шынжырға тутастырыўдың ондағы тоқтың сезилерликтей өзгертпейтуғынлығына аңсат исениўге болады. Ҳақыйқатында да, Ом нызамы бойынша шынжырдағы тоқтың күши мынаған тең:

Амперметрди шынжырға жалғағанда улыўмалық қарсылық 0,0334 *ом* ға артады, яғный *ом* шамасына тең болады. Усыған сәйкес, тоқтың мәниси

тең болып шығады. Тоқтың бул күшин амперметр көрсетеди; көринип турғанындай, ис жүзинде бул шама тоқтың дәслепки мәниси 2,75 ден аз шамаға айрылады.

2-мысал. 1-мысалда келтирилген параметрлерге ийе болған қыздырыўшы өлшеў әсбабын барлық шкаласы 500 в болған вольтметр сыпатында пайдаланыў керек. Оның ушын *ab* сымына қандай қосымша қарсылықты избе-из жалғаў керек?

Шешими. Шәрт бойынша, өлшеў әсбабының барлық шкаласы 0,5 ге сәйкес келеди. Әсбаптың қысқышларындағы потенциаллар айырмасының 500 в ке тең болыўы ушын, әсбаптың толық қарсылығы

шамасына тең болыўы керек. ом болғанлықтан, изленип атырған қосымша қарсылықтың ом болыўы керек.

Усы әсбаптың жәрдеминде өткизгишиниң ушларындағы потенциаллар айырмасы өлшенеди деп болжайық (91-сүўретке қараңыз), шамасы тоқ өтетуғын қарсылық ом. Бул жағдайда вольтметрди қосқанда өткизгишиниң ушындағы потенциаллар айырмасын сезилерликтей өзгертпейтуғынлығына аңсат исениўге болады. Ҳақыйқатында да, Ом нызамы бойынша, өткизгишиниң ушларындағы потенциаллар айырмасы мынаған тең:

Қарсылығы 1000 ом болған вольтметрди өткизгишине параллель жалғағанда тармақланған шынжырдың өткизгишиниң ушларындағы улыўмалық қарсылығы

шамасына тең болады. Қарсылықтың усындай кемейиўи тоқ күшиниң базы бир шамаға үлкейиўине алып келиўи керек, бирақ, вольтметрди қосыўдың салдарынан пайда болатуғын қәтеликтиң максималлық мәнисин баҳалаў ушын биз тоқ күшиниң бурынғыдай 50 а шамасында қалды деп есаплай аламыз. Бундай жағдайда өткизгишиниң ушындағы потенциаллар айырмасы

шамасына тең болады. Потенциаллардың усындай айырмасын вольтметр көрсетеди. Көринип турғанындай, оның мәниси дәслепки мәнистен жүдә аз шамаға айрылады.

**§ 159. Қарсылықлар ҳәм оларды өлшеў**. Қарсылықларды өлшеў ушын реостатлар деп аталатуғын әсбаплар қолланылады.

Лабораториялық практикада үлкен болмаған тоқлар ушын қозғалтқышы бар реостатлардан пайдаланады (рис. 92). Бундай реостат фарфор цилиндрге оралған сымнан турады. Қозғалтқышты орнынан жылыстырып, шынжырға киргизилген сымның орамларының санын өзгертиўге, усының салдарынан киргизилетуғын қарсылықтың шамасын өзгертиўге болады. Сым ушын материал сыпатында жеткиликли дәрежеде жоқары салыстырмалы қарсылығы бар және киши температуралық коэффициентлерге ийе, яғный қарсылығы температурадан аз ғәрезли болған қуймалар (константан, манганин, нихром ҳәм б.) пайдаланылады. 93-сүўретте манганин ушын ρ ның Т дан ғәрезлиги келтирилген. Қарсылықтың температурадан әззи ғәрезлик реостат арқалы тоқтың өтиўиниң салдарынан қызыўының нәтийжесинде оның қарсылығының өзгермеўи ушын керек. Усындай реостатлар жүдә қолайлы, бирақ олардың конструкциясы жыллылықтың жақсы алып берилиўин тәмийинлей алмайды. Бул күшли қызыўға ҳәм күшли тоқлар бар болған жағдайларда оларды пайдаланыўдың мүмкиншилигиниң жоғалыўына алып келеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 92-сүўрет. Қозғалтқышы бар реостат. | 93-сүўрет. Манганинниң салыстырмалы қарсылығының абсолют температурадан ғәрезлиги. |

Үлкен тоқлар ушын рамаға тартылған спирал түринде оралған жуўан сымлар ямаса ленталар пайдаланылады (94-сүўрет). Сырғанайтуғын контакт шынжырға реостаттың айырым бөлимлериниң анаў ямаса мынаў санын қосады.

Берилген өткизгиштиң қарсылығын амперметр ямаса вольтметрдиң жәрдеминде аңсат өлшеў мүмкин. Өлшенетуғын *MN* өткизгишине избе-из (95-сүўрет) А амперметри тутастырылады, ал усы өткизгишке параллель етип V вольтметрин тутастырады. Усы *MN* өткизгишиниң өлшениўи керек болған қарсылығын арқалы белгилеймиз. Мейли, амперметри I тоқ күшин, ал вольтметр болса қарсылықтың ушларындағы потенциаллар айырмасын өлшейтеғын болсын. Амперметрдиң жәрдеминде өлшенетуғын тоқ *M* ноқатында тармақланады: оның бөлими *MN* өткизгиш арқалы, ал бөлими V вольтметри арқалы өтеди. Егер вольтметрди тутастырған өткизгишлердиң қарсылығын есапқа алмасақ, онда

теңлигине ийе боламыз. Буннан *MN* өткизгиши арқалы өтетуғын тоғы

шамасына тең болып шығады. Егер вольтметрдиң қарсылығы өлшенетуғын қарсылық тан көп үлкен болса, онда вольтметр арқалы өтетуғын тоқ ның шамасы тоғынан жүдә киши болады ҳәм сонлықтан жуўық түрде

теңлигин жаза аламыз. Буннан Ом нызамы бойынша

қатнасын аламыз. Демек, бундай жағдайда қарсылық диң шамасы А амперметри менен V вольтметриниң көрсетиўлери бойынша тиккелей анықланады екен. Көринип турғанындай, бул усыл қарсылығы өлшенетуғын қарсылығынан үлкен болған вольтметрди сайлап алыўды талап етеди. Жоқарырақ дәлликтеги өлшеўлер ушын өлшенетуғын қарсылықты стандарт қарсылық пенен салыстырыўға алып келинетуғын басқа усыллардан пайдаланады. Усындай усыллардың бири төменде тәрийипленген (167-параграф).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 94-сүўрет. Сырғанайтуғын контакты бар реостат. | 95-сүўрет. қарсылығын өлшеў ушын амперметрин ҳәм вольтметрин пайдаланыў. |

Стандарт қарсылықларды әдетте қарсылықлар магазини деп аталатуғын дүзилис түринде соғады. Оның сыртқы көриниси 96-сүўретте келтирилген. Магазин бир қатар катушкалардан турады. Ҳәр бир катушкаға қарсылығы дәл белгили болған сым оралған, сымның ушлары магазинниң қутысының изоляциялаўшы қақпағына бекитилген (97-сүўрет). Пластиналардың арасында бос орын қалдырылады ҳәм оны конус тәризли мыс штепсель менен туйықлаўға болады. Штепсель орналастырылмаған жағдайда тоқ катушка арқалы өтеди. Бундай болмағанда магазинниң берилген бөлиминиң қарсылығы ис жүзинде нолге тең болған болар еди. Қарсылықлары ҳәр қыйлы болған катушкалардың жыйнағы салмақлары ҳәр қыйлы болған гирлерди жайластаратуғындай тәртипте, мысалы, қарсылықларының шамасы бир биринен 0,1 ом ямаса 1 ом ға өзгеше болатуғындай тәртипте жайластырылады.

**§ 160. Өткизгиштеги еркин электронлар. Классикалық көз-қараслар**. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, металлар арқалы тоқтың өтиўи өткизгиштиң химиялық қурамының қандай да бир өзгерислерине алып келмейди. Буннан металдың электр өткизгишлигиниң металдың атомларының орын алмастырыўы менен жүрмейтуғынлығы, ал электронлардың қозғалысы менен байланыслы екенлиги келип шығады. Металдың өткизгишлигиниң электронлық характерге ийе болатуғынлығын түсиндириў ушын металдағы атомлардың барлығы болмаса да, айырымларының электронлар менен оң зарядланған ионларға диссоциацияланған деп болжаўға туўры келеди. Усының нәтийжесинде металда көп санлы еркин электронлар болады. Бул электронлар металдың ионлары тәрепинен пайда етилген кристаллық пәнжере 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 белгили болған бағыттағы күш тәсир етеди ҳәм олардың орын алмастырыўы металдағы электр тоғын пайда етеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 96-сүўрет. Қарсылықлар магазини. | 97-сүўрет. Қарсылықлар магазининиң дүзилисиниң деталы. |

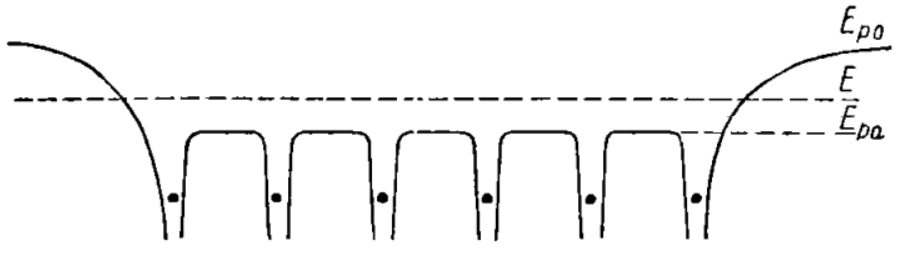
Металдағы электронлардың еркин орын алмастырыўының мүмкин екенлиги ҳаққындағы электронлар менен кристаллық пәнжерениң түйинлеринде жайласқан оң зарядланған ионлар арасындағы байланыс энергиясын қараў менен тастыйықланады. Дәслеп бир бири менен қоңсылас және ара қашықлықлары өзгериске ушарамайтуғын ҳәм ионларын қараймыз. Ионлардың ҳәр қайсысын ноқатлық заряд деп қарай аламыз. Ионлардың ҳәр қайсысының электрон менен өз-ара тәсирлесиўине сәйкес келетуғын потенциаллық энергия мынаған тең (I томдағы 61-параграфтағы айтылғанлар менен салыстырыңыз):

Бул теңликте *C* - константа, ал *r* - электрон менен ионның арасындағы қашықлық. Ҳәр бир ионға сәйкес келетуғын потенциаллық энергияның мәниси 98-сүўреттеги пунктир иймекликлердиң жәрдеминде көрсетилген. Ал ҳәм ионларының екеўиниң бар болыўының себебинен пайда болған қосынды потенциаллық энергияның өзгерисиниң жүриси тутас иймеклик пенен сәўлелендирилген.

Кристалдың пәнжересинде ионлары дурыс жайласқан жағдайда барлық ионлардың пайда еткен толық потенциаллық энергиясы 99-сүўретте келтирилгендей 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 потенциаллық энергия турақлы мәниске ийе болады деп есаплаўға болады. Металдан сыртта потенциаллық энергия дан үлкен болған базы бир мәнисине ийе болады. Демек, металдың ишиндеги потенциаллық энергия сырттағы потенциаллық энергиядан киши, яғный металдың ишинде электрон потенциаллық шуқырда жайласады. Егер деп болжасақ, онда шамасы болады. Мейли, электрон теңсизлигин қанаатландыратуғын *E* толық энергиясына ийе болсын. Бундай электрон металдың ишинде еркин қозғала алады, бирақ металдан ушып шыға алмайды. Себеби электронның металдан шығыўы ушын жумысын ислеў керек.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 98-сүўрет. Оң зарядланған ионлардың қасындағы потенциаллық иймекликлер. |

Металлардағы тоқтың еркин электронлардың қозғалысларының салдарынан пайда болатуғынлығын, тәжирийбелерде тиккелей тастыйықлаўға болады.



99-сүўрет. Кристаллардығы потенциаллық иймекликлер.

Усындай тәжирийбелердиң тийкарында жататуғын идея мынадан ибарат: Қандай да бир тезлик пенен қозғалатуғын өткизгишти көз алдымызға елеслетейик. Өткизгиштиң қурамына киретуғын электронлар өзлериниң тәртипсиз қозғалысларының барысында металдың пәнжересиниң тулғасы менен үзликсиз соқлығысады. Усының салдарынан олар өткизгиштиң қозғалыс бағытындағы тезликтиң қураўшысына ийе болады ҳәм, усыған сәйкес оның менен бирге қозғалады. Егер өткизгишти бирден тормозласақ, онда электронлар металдың кристаллық пәнжересиниң ишинде базы бир ўақытқа шекем өткизгиштиң қозғалысының бағытында қозғалысын инерциясы бойынша даўам етеди. Усының нәтийжесинде өткизгиштиң ишиндеги электронлардың аўысыўы орын алады, I тоғы пайда болады ҳәм базы бир муғдардағы Q заряды өткизгиш бойынша алып өтиледи. Бул Q зарядының муғдарын былайынша есаплаўға болады. Мейли, өткизгиштиң басланғыш тезлиги болсын. Буннан кейин ол тормозланады, яғный оған тезлениўи бериледи. Бундай жағдайда өткизгиштеги еркин электронлар биринши моментте тезлигин сақлайды, яғный олар өткизгишке салыстырғанда тезлениўине ийе болады. Электронлардың бундай қозғалысы майданның *E* кернеўлиги бар болған жағдайдағыдай оларға ω тезлениўиниң салдарынан күшиниң тәсир етиўине сәйкес келеди.

Солай етип, пайда болған бул күштиң шамасы ке тең болыўы керек. Бул теңликте *m* арқалы электронның массасы белгиленген. Демек майданның кернеўлиги болған *E* ниң мәниси

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасына тең болыўы керек. Егер өткизгиштиң узынлығы шамасына тең болса, онда *E* кернеўлигиниң болыўы өткизгиштиң ушларында потенциаллар айырмасының пайда болыўы менен тең. Бул теңликке (1)-теңлик бойынша *E* ниң мәнисин қойсақ, онда пайда болған потенциаллар айырмасы ушын

теңлигине ийе боламыз. Кристаллық пәнжерениң тулғасына салыстырғандағы электронлардың аўысыўы менен байланыслы болған *I* тоғы өткизгиштиң ушларына потенциаллар айырмасы түскен жағдайда пайда болатуғын тоққа эквивалент. Егер өткизгиштиң қарсылығы *R* болса, онда бул тоқтың күши *I* мынаған тең болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Мейли, өткизгишти толық тормозлаў ушын кеткен ўақыт *t* болсын. Онда орташа тезлениў шамасына тең ҳәм (2)-теңлик

түрине енеди. Буннан тормозланыўдың барысында өткизгиш арқалы өткен электр зарядларының муғдары *Q* ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Тез қозғалатуғын өткизгишти тормозлап, пайда болған потенциаллар айырмасының белгиси бойынша тоқты пайда ететуғын зарядлардың белгисин анықлаўға болады, ал өткизгиш арқалы өткен зарядлардың толық муғдарын өлшеп, (3)-формула бойынша электронның заряды *e* ниң оның массасы *m* ге қатнасын анықлаўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Тезленетуғын өткизгиште электр тоғының пайда болатуғынлығын биринши рет рус физиклери Л. И. Мандельштам менен Н. Д. Папалексилер 1913-1914 жыллары бақлады. Олар узын өткизгиш оралған катушканы оның симметрия көшериниң дөгерегинде тез айланбалы тербелиске алып келди. Өткизгиштиң ушларына телефон жалғанған жағдайда олар катушкада пайда болған тоқлардың себебинен пайда болған сести еситкен.

(3)-формуладан өткен электр зарядларының муғдарының өткизгиштиң узынлығына ҳәм оның басланғыш тезлиги ге туўры пропорционал екенлигин көринип тур. Электр зарядларының өлшенгендей муғдары *Q* ды алыў ушын мүмкин болғанынша үлкен тезликлерди ҳәм мүмкин болғанынша узын болған өткизгишти алыў керек. Санлы мағлыўматларды беретуғын тәжирийбелерди 1916-жылы Стюарт пенен Толмен өткерди. Олар узын өткизгиш оралған катушканы тез тормозлады. Катушка *Q* зарядын өлшейтуғын балластикалық гальванометр менен тутастырылған (230-параграфқа қараңыз). Бул тәжирийбелер өткизгиштеги тоқты терис зарядлардың пайда ететуғынлығын көрсетти; қатнасы ушын шамасы алынды. ниң бул мәниси электронлар ушын басқа усыллардың жәрдеминде алынған мәниске жақын (218-параграфқа қараңыз).

Ҳәзирги ўақытлары электронның зарядының оның массасына қатнасы ушын

мәниси қабыл етилген[[15]](#footnote-16).

қатнасының мәнисин және электронның заряды *e* ниң мәнисин билип [Милликэнниң тәжирийбесинен (151-параграф) *CGSE*], электронның массасын табамыз:

ҳәм бул шама водород атомының массасының үлесине тең.

...

**§ 161. Классикалық электронлық теорияның көз-қараслары бойынша Ом ҳәм Ленц-Джоуль нызамлары**. Металлардағы еркин электронлар ҳаққындағы көз-қараслар биринши рет Лоренц тәрепинен раўажландырылды; ол металлардың электр өткизгишлигиниң классикалық теориясының тийкарында жатты. Лоренц металдағы еркин электронларды үзликсиз тәртипсиз қозғалыс ҳалында болады ҳәм усындай мәнисте металдағы электронлардың жыйнағын "электронлық газ" деп есаплады. Электронлар кристаллық пәнжерениң тулғасы менен соқлығысады ҳәм, усыған сәйкес, еркин жүриў жолының орташа мәниси менен тәрийипленеди деп есаплады. Электронлардың еркин жүриў жолының орташа мәнисин арқалы белгилеймиз. Металдың көлеминиң бир бирлигиндеги еркин электронлардың саны ди көлем бирлигиндеги атомлардың санына тең деп есаплаўға болады. Оның мәниси шамасына тең. Бул аңлатпадағы *N* Авагадро саны, *μ* - металдың молекулалық салмағы, *δ* - оның тығызлығы. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

теңлигине ийе боламыз.

Статистиканың принциплеринен келип шығып, Лоренц электронлардың қозғалысының орташа кинетикалық энергиясын атомлардың илгерилемели қозғалысларының орташа кинетикалық энергиясына тең деп есаплады. Ал бундай кинетикалық энергияның мәнисиниң шамасына тең екенлиги белгили. Бул аңлатпадағы - Больцман турақлысы, - абсолют шкаладағы температура. Буннан электронның тәртипсиз қозғалысының орташа квадратлық тезлигин арқалы, ал оның массасын *m* арқалы белгилеп

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

түриндеги теңликке ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

теңлигине ийе боламыз.

Буннан алдыңғы параграфта электронның массасының водород атомының массасынан шама менен 1840 есе киши екенлигин айтқан едик. Сонлықтан, электронлардың тәртипсиз жыллылық қозғалысының орташа тезлигиниң атомлардың жыллылық қозғалысларының орташа тезлигинен көп үлкен болатуғынлығы келип шығады. Водород атомының массасын былайынша көрсетиўге болады: бул аңлатпада A - бул атомның атомлық салмағы, ал - водород атомының массасы[[16]](#footnote-17). Буннан бул атомның жыллылық қозғалысының тезлиги (орташа квадратлық тезлик):

шамасына тең, ал усыған сәйкес

қатнасын аламыз.

Газ молекулаларының (атомлардың) өжире температураларындағы орташа квадратлық тезлиги шама менен секундына бир неше жүз метрди, яғный жуўық түрде 105 *см/сек* шамасына тең. Демек, электронлардың жыллылық қозғалысларының тезлигиниң мәниси *см/сек* шамасының әтирапында болады.

Электронлардың тәртипсиз жыллылық қозғалыслары қандай да бир бағытта электр зарядларының алып берилиўин болдырмайды ҳәм, соған сәйкес, электр тоғының пайда болыўына алып келмейди. Егер металдың ишинде қандай да бир сыртқы деректиң жәрдеминде белгили бағыттағы электр майданы пайда етилсе, онда усындай майданның тәсиринде электронлар тәртиплескен қозғалыстың қосымша v тезлигине ийе болады. Бул бағытланған қозғалыс зарядтың алып жүрилиўине алып келеди ҳәм, усыған сәйкес, электр тоғының пайда болыўына алып келеди. Усындай бағытланған қозғалыстың жүдә киши болған тезлигиниң жүдә үлкен болған тығызлықтағы тоқлардың пайда ете алатуғынлығын аңсат көрсетиўге болады.

Электронлардың бағытланған қозғалысының орташа тезлигин арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда тезликтиң бағытына перпендикуляр қойылған беттиң бир бирлиги арқалы бир ўақыт бирлигине тең ўақыт ишиндеги өтетуғын электронлардың саны шамасына тең болады. Ҳәр бир электрон *e* зарядын алып жүретуғын болғанлықтан, онда беттиң бир бирлиги арқалы ўақыт бирлигинде өтетуғын тоқтың тығызлығы *i* ушын мынадай теңликти жаза аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бағытланған қозғалыстың тезлиги болған шамасының қандай мәниске ийе болатуғынлығын анықлаў ушын мынадай айқын мағлыўматларды аламыз: мейли, өткизгиш арқалы тығызлығы шамасына тең тоқ өтетуғын болсын. Электронлардың бағытланған қозғалысының тезлиги тоқтың тығызлығы менен (3)-теңлик бойынша байланысқан:

Электронның заряды *CGSE*. (1)-теңлик бойынша металдың көлем бирлигиндеги еркин электронлардың саны болған шамасының мәниси ге тең. Әдеттеги металл өткизгишлер ушын молекулалық салмақтың шамасы бир неше онлаған, мысалы мыс ушын *г/моль.* Көпшилик жағдайларда металлардың тығызлығы болған *δ* шамасы 10 нан аспайды. Буннан ушын

шамасындағы мәниске ийе боламыз.

Демек, биз тоқ өтип турған металдағы электронлардың тәртиплескен қозғалысының тезлиги жүдә киши болады екен ҳәм өжире температураларында олардың тәртипсиз жыллылық қозғалысларының тезлиги 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 күши тәсир етеди. Себеби электронның заряды терис. Бул күштиң тәсиринде ҳәр бир электрон өзиниң еркин жүриў жолында

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

тезлениўине ийе болады. Егер майданның кернеўлиги турақлы болса, онда электронның тезлениўи де турақлы ҳәм ол тең өлшеўли тезлениў менен қозғалады. Бирақ (4)-қозғалыс теңлемеси электронның тек *еки соқлығысыўының арасында ғана орынлы болады*. Соқлығысыў моментинде электронға 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 жүриў жолының ақырында электрон тезлениў ω менен еки соқлығысыўдың арасындағы ўақыттың көбеймесине тең тезликке ийе болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Барлық электронлар ушын еркин жүриў ўақыты ды еркин жүриў жолының орташа узынлығы болған шамасын электронлардың орташа тезлигине бөлиў жолы менен аламыз. Тоқтың әдеттегидей тығызлықларында ҳәм әдеттеги температураларда алып жүрилетуғын зарядтың тезлигиниң шамасы тәртипсиз жыллылық қозғалысларының тезлиги болған шамасына салыстырғанда жүдә кишкене болғанлықтан биз биринши тезликти (тәртиплескен қозғалыс ушын орташа тезликти) есапқа алмасақ та, сонлықтан

теңлиги орынланады деп есаплаўымызға болады. тың бул мәнисин (5)-аңлатпаға қойып, еркин жүриў жолының ақырында электронлардың бағытланған қозғалысының мынадай орташа тезликке ийе болатуғынлығына ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

*Еркин жүриў жолындағы орташа ўақыттың ишиндеги тәртиплескен қозғалыстың орташа тезлиги болған* *шамасы тезлигиниң ярымына тең болады* (соқлығысыўлардың арасындағы қозғалысты тең өлшеўли тезлениўши қозғалыс деп есаплаймыз):

Демек, электр майданының тәсиринде электронлардың тәртипсиз қозғалысына бағытланған қозғалыс қосылады, бул қозғалыстың орташа тезлиги электр майданының тезлиги *E* ге пропорционал.

Бул алып жүрилиўши қозғалыстың[[17]](#footnote-18) орташа тезлигиниң болыўы металдағы тоқтың пайда болыўына алып келеди.

ушын табылған аңлатпаны (3)-формулаға қойып бул тоқтың тығызлығын табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

Берилген өткизгиш ушын берилген температурада көбейтиўшиси турақлы, сонлықтан соңғы аңлатпа тоқтың тығызлығы ушын Ом нызамы болып табылады. Бул нызам бойынша тоқтың тығызлығы (155-параграфқа қараңыз) электр майданының кернеўлиги ге туўры пропорционал.

Солай етип, Ом нызамы жоқарыда келтирилген металлардың электронлық теориясынан тиккелей келип шығады екен.

(7)-формуланы Ом нызамы ушын жазылған аңлатпа менен салыстырып,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

шамасының металдың салыстырмалы өткизгишлиги болып табылатуғынлығын көремиз. Буннан, металдың салыстырмалы өткизгишлигиниң оның көлем бирлигиндеги еркин электронлардың саны менен электронлардың еркин жүриў жолының узынлығы ге туўры пропорционал екенлиги келип шығады.

Ленц-Джоуль нызамын металлардың электронлық теориясының тийкарында таллаймыз. Сырттан түсирилген электр майданының тәсиринде қозғалып, электронлар өзлериниң еркин жүриў жолында бағытланған қозғалысы менен байланыслы болған тезлигине сәйкес кинетикалық энергияға ийе болады. Соқлығысыўдың салдарынан электронлар кинетикалық энергиясын металдың пәнжересиниң тулғасына береди. Соқлығысыўдан кейин түсирилген майданның тәсиринде электронлар және де кинетикалық энергияға ийе болады ҳәм бул энергия және металлға бериледи. Нәтийжеде металл электр майданының күшлериниң жумысының есабынан қызады.

Өткизгиштиң көлеминиң бир бирлигинде ўақыт бирлиги ишиндеги бөлинип шығатуғын энергияны есаплаймыз.

Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей [(6)-формула], өзиниң еркин жүриў жолының ақырында

шамасына тең тезликке ийе болады. Сонлықтан, соқлығысыўдың ақыбетинде электронның беретуғын энергиясының муғдары

шамасына тең болады. Ўақыттың бир бирлигинде электрон орташа рет соқлығысыўға ушырайды. I томның 53-параграфында көрсетилип өтилгениндей, соқлығысыўлардың саны тиң еркин жүриў жолының орташа узынлығы ҳәм жыллылық қозғалысларының тезлиги менен былайынша байланысқан:

Өткизгиштиң көлем бирлигиндеги бир бирлик ўақыттың ишинде берилетуғын энергияның шамасын ны ўақыт бирлигиниң ишиндеги бир электрон ушын соқлығысыўлар саны ке ҳәм электронлардың көлем бирлигиндеги саны ге көбейтиў жолы менен аламыз:

(8)-формуладағы көбейтиўшиси металдың салыстырмалы өткизгишлиги σ ға тең. Буннан, 157-параграфта келтирилген Ленц-Джоуль нызамына сәйкес келетуғын [(4)- формула]

формуласына ийе боламыз.

Демек, металлардағы еркин электронлар ҳаққындағы көз-қараслар Ом және Ленц-Джоуль нызамларын түсиндире алады екен. Бирақ, бизлер келеси параграфларда теорияның буннан былай раўажланыўының әдеўир қыйыншылықларға ушырайтуғынлығын көремиз. Бундай қыйыншылықларды тек квантлық механиканың жәрдеминде жеңиўге болады.

**§ 162. Металлардың электр өткизгишлиги менен жыллылық өткизгишлиги арасындағы байланыс**. Видеман-Франц нызамы буннан алдыңғы параграфта алынған жуўмақлардың әҳмийетли нәтийжеси болып табылады. Бул нызам электр өткизгишлик қубылысы менен жыллылық өткизгишлик қубылысын байланыстырады. Металлар жыллылықты жақсы өткизгишлер, ал диэлектриклер жыллылықты жаман өткизгишлер болып табылады. Сонлықтан, металлардың жыллылық өткизгишлигин еркин электронлардың тәсиринде пайда болады деп болжаў тәбийий. Бундай болжаўды қабыл етип, металлардың жыллылық өткизгишлиги ушын газлердиң жыллылық өткизгишлиги ушын жазылған коэффициентти қабыл етиўге болады деп есаплаймыз. Себеби, жыллылықтың электронлар ҳәм молекулалар тәрепинен алып берилиўиниң механизмлери бирдей. Сонлықтан, металдың жыллылық өткизгишлик коэффициенти ϰ ушын I томдағы 56-параграфта келтирип шығарылған (6)-формуланы еркинлик дәрежелериниң саны деп қабыл етип, тиккелей пайдаланамыз:

Бул аңлатпада - Больцман турақлысы, - электронлардың көбем бирлигиндеги саны, - олардың металдың пәнжересиндеги еркин жүриў жолының узынлығы, - жыллылық қозғалысларынының орташа тезлиги.

Жыллылық коэффициенти ϰ ның 161-параграфтағы (8)-формуланың жәрдеминде есапланатуғын электр өткизгишлик коэффициенти σ ға қатнасын алып, мынадай катнасқа ийе боламыз:

шамасы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы болып табылады; егер усы энергияны молекулалардың (атомлардың) тап сол температурадағы орташа кинетикалық энергиясына тең деп, яғный шамасына тең деп есапласақ, онда қатнасы

түрине енеди. Бул қатнаста *k* ҳәм *e* шамалары турақлылар болып табылады (Больцман турақлысы ҳәм электронның заряды). Буннан мынадай жағдайға ийе боламыз: жыллылық өткизгишлик коэффициенти ның электр өткизгишлик коэффициенти σ қа қатнасы абсолют температура *T* ға пропорционал ҳәм металдың сортынан ғәрезли емес.

Бул нызамлық эксперименталлық жол менен Видеман ҳәм Франц тәрепинен ашылды. Егер жыллылық өткизгишлик коэффициенти ϰ ны *кал/(град⋅см⋅сек)* ларда, ал электр өткизгишлик коэффициенти σ ны *ом-1⋅см-1* ларда аңғартсақ, онда *T* ның алдындағы көбейтиўши ҳәр қыйлы металлар ушын (4,6 - 5,5)·10-9 шамасына тең болады. Бул женде келтирилип шығарылған қатнасының теориялық мәниси тап сол бирликлерде 5,3·10-9 ға тең. Бирақ, егер ϰ менен σ лар ушын жазылған формулаларды Максвелдиң тезликлер бойынша тарқалыў формуласының тийкарында жетилистирсек (дәллигин жоқарылатсақ), онда алынған нәтийжелердиң тәжирийбелерде алынған нәтийжелерге сәйкес келиўи төменлейди. Бул сәйкес келиўдиң тосыннан жүзеге келетуғын характерге ийе екенлигин ҳәм теорияны буннан былай раўажландырыўдың зәрүрлигин көрсетеди. Бизлер металдағы еркин электронлардың электр өткизгишлик ҳәм оның менен байланыслы болған бир қатар қубылысларды улыўма түрде болса да, бәри бир, көп жағдайларда теория менен тәжирийбениң арасында айтарлықтай сәйкес келмеўлер орын алады. Электр өткизгишлик ушын жазылған коэффициентиниң аңлатпасы тәжирийбелерде тиккелей өлшенбейтуғын еки турақлыны өзиниң ишине алады: - металдың ишиндеги көлем бирлигиндеги еркин электронлардың саны ҳәм - электронның еркин жүриў жолының орташа узынлығы. Лоренц теориясы шамасы көлем бирлигиндеги атомлардың санына, ал ниң мәниси өткизгиштиң кристаллық пәнжересиндеги ионлардың арасындағы қашықлыққа тең деп болжайды. Бул болжаўлар тәбийий ҳәм электр өткизгишлик коэффициенти ушын алынған тәжирийбелик мәнислерге қайшы келмейди. Бирақ, σ ушын алынған аңлатпа дурыс температуралық ғәрезликти бермейди, себеби σ ушын жазылған аңлатпадан температурадан сөзсиз ғәрезли болған бирден-бир ағза электронлардың жыллылық қозғалысының тезлиги болып табылады. Кинетикалық теорияға сәйкес, бул шаманың мәниси Т абсолют температураның квадрат түбиринен ғәрезли. Бирақ, тәжирийбелер (154-параграф) салыстырмалы қарсылық ρ ның абсолют температураға туўры пропорционал, ал усыған сәйкес σ шамасының электр өткизгишлигиниң температураның биринши дәрежесине кери пропорционал екенлигин көрсетеди; нәтийжеде тәжирийбениң жуўмақларына сәйкесликти орнатыў ушын көбеймесин абсолют температураның квадрат түбирине кери пропорционал өзгереди деп есаплаў керек болады; бирақ оны тийкарлаў дым қыйын.

Теориялық көз-қараслар менен тәжирийбелерде алынған мағлыўматлардың арасындағы және бир сәйкес келмеўшилик оннан да кескин түрге ийе. Өткизгиште қозғалатуғын ҳәм энергияға ийе болатуғын көп санлы еркин электронлар ҳаққындағы болжаў өткизгишлердиң жыллылық сыйымлығының өткизбейтуғын қатты денелердиң сыйымлығынан әдеўир үлкен болады деген пикирди пайда етеди. Электронлардың саны атомлардың саны менен бара-бар деп есаплап, биз заттың ҳәр бир грамм-молекуласы ушын қосымша ишки энергияны аламыз. Бул қосымша энергия электронлардың тәртипсиз қозғалыслары менен байланыслы ҳәм шамасына тең болыўы керек. Бул теңликте R арқалы газ турақлысы белгиленген.

Бул моллик жыллылық сыймлығының *кал/град⋅моль* шамасына өсетуғынлығына алып келеди. Бирақ, тәжирийбелер өткизгишлердиң Дюлонг ҳәм Пти нызамын өткизбейтуғын денелернен жаман емес қанаатландыратуғынлығын көрсетеди (I том, 93-параграфты қараңыз) ҳәм олардың моллик жыллылық сыйымлығы бизиң таллаўларымызға сәйкес 9 *кал/(град⋅моль)* шамасына емес, ал шама менен 6 *кал/град⋅моль* ге тең.

Демек, электр өткизгишлик ҳәм жыллылық өткизгишлик процесслерине қатнасатуғын электронлар қандай да бир себеплерге байланыслы өткизгиштиң жыллылық сыйымлығына тәсир етпейди екен. Бул жағдайды Лоренц теориясының көз-қараслары бойынша түсиндириўдиң мүмкиншилиги жоқ ҳәм тек квантлық механиканың жәрдеминде түсиндириледи.

**§ 163. Металлардың электр өткизгишлигиниң квантлық теориясы**. Буннан алдыңғы параграфта көрсетилип өтилгениндей, электр өткизгишлик теориясының тек квантлық механиканың жәрдеминде раўажландырылыўы мүмкин. Квантлық механиканың классикалық механикадан тийкарғы айырмасы мынадан ибарат: квантлық механиканың көз-қарасы бойынша улыўма айтқанда бөлекшелердиң системасы бир биринен белгили болған айырмашылықларға ийе (үзликли, "дискрет") энергиялық ҳалларда турады, ал классикалық теория бойынша система энергияның белгили болған шеклериниң ишиндеги энергияның қәлеген мәнисине ийе ҳалларда тура алады. Квантлық көз-қараслар бойынша мүмкин болған бир ҳалдан екинши ҳалға өтиў секирмели түрде энергияның шекли шамасына өзгериўи менен әмелге асады. Бундай жуўмақ атомлық физика менен молекулалық физика областларына тийисли болған көп санлы фактлер менен тастыйықланады (III томға қараңыз).

Айтылған жағдайларды айқын мысал менен иллюстрациялаймыз. Мейли бир электрон координата басында жайласқан ноқатлық оң зарядтың кулонлық майданында жайласқан болсын. Бундай жағдайда оның потенциалы мынаған тең:

Бул теңликте *C* - оң константа, ал *r* - координата басынан электронға шекемги қашықлық (100-сүўрет). Бул жағдайда квантлық теория бойынша (III томға қараңыз) терис энергиялар областындағы электронның толық энергиясы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамаларының биреўине тең болады. Бул аңлатпада B - константа, ал саны пүтин санлардың мәнисин қабыл етеди: (1)-формула бойынша есапланған энергиялардың мәнислери 100-сүўретте горизонт бағытындағы сызықларға ("қәддилерге") сәйкес келеди.

Энергияның шамаларының үзликли екенлиги ҳаққындағы жуўмақ атомлық системалар ушын дурыс болады. Дара жағдайда, водород атомының ҳәм оған уқсас болған ионлардың (атом ядросының кулонлық майданындағы бир электрон) мүмкин болған энергияларының мәнислери (1)-формуланың жәрдеминде анықланады. Усының менен бирге кристалларда да электронлар тек белгили болған энергия қәддилеринде тура алады.

160-параграфта көрсетилип өтилгениндей, металдағы электронлардың бир бөлими белгили болған атомлар менен байланысын үзеди ҳәм потенциаллық шуқырдың ишинде еркин қозғалады. Бирақ, квантлық механиканың көз-қараслары бойынша бундай қозғалыс классикалық теориядағы қозғалыстан электронлардың энергиясының тек үзликли болған мәнислерге ийе болыўы менен айрылады. Электронлардың кристаллардағы энергиясының бул мәнислериниң қәддилердиң жыйнағы түринде көрсетилиўи мүмкин, ал әдеттегидей өлшемлерге ийе болатуғын кристаллардағы қәддилериниң саны оғада үлкен. Сонлықтан, қоңсылас қәддилер бир бирине жүдә жақын жайласады (101-сүўрет).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 100-сүўрет. Кулон майданындағы электронның энергиясының қәддилери. | 101-сүўрет. Электронлардың кристаллардағы энергияларының қәддилери. |

Электр өткизгишликти түсиниў ушын квантлық механиканың классикалық механикадан және бир өзгешелиги бар. Бул айырма электронлардың энергияның қәддилери бойынша тарқалыўына тийисли. Классикалық көз-қараслар бойынша, энергия қәддилери бойынша электронлар Больцман нызамы бойынша тарқалады. Бундай тарқалыўға 102-сүўреттеги 1-иймеклик сәйкес келеди. Квантлық механикада болса электронлар Паули принципи деп аталатуғын принципке бағынатуғын болғанлықтан, тарқалыў басқаша болады. Бул принцип бойынша энергияның бир қәддинде (ол "азғынған" болмаған жағдайда) еки электроннан аслам электронның жайласыўы мүмкин емес. Бул электронлар бир биринен өзиниң меншикли магнит моментлери бойынша айрылады (III томға қараңыз).

Паули принципинен абсолют нол температурадағы (*T* = 0) электронлардың энергияның қәддилери бойынша жайласыўының классикалық ҳәм квантлық айырмалары дәрҳәл келип шығады. Ҳақыйқатында да, классикалық көз-қараслар бойынша *T* = 0 болған жағдайда барлық электронлардың энергияларының нолге тең болыўы керек. Паули принципи бойынша *T* = 0 температурада бир қәддидеги электронның саны екеўден үлкен болмайды. Егер кристалдағы еркин электронлардың саны *n* болса, онда олар *T* = 0 температурада ең төмен болған *n/2* дана энергия қәддилеринде жайласады. Бундай жағдайда электронлардың қәддилер бойынша тарқалыўы 102-сүўреттеги 2-сынық сызықлардың жәрдеминде көрсетиледи. Мейли арқалы электронлар менен толтырылған соңғы қәддиниң энергиясын аңғартатуғын болсын (101-сүўрет). 2 иймеклиги *T* = 0 болған жағдайда энергиялары шамасына тең болған электронлар менен бирдей болып толтырылғанлығын билдиреди (ҳәр бир қәддиде еки электроннан); ал энергияларға сәйкес келетуғын қәддилер бос. температуралардағы электронлардың қәддилер бойынша тарқалыўы Ферми нызамына сәйкес анықланады ҳәм бул нызамға 102-сүўреттеги 3 иймеклиги сәйкес келеди[[18]](#footnote-19). Жүдә жоқары температураларда Ферми иймеклиги Больцманның классикалық нызамына сәйкес келетуғын иймекликке жақынласады.

|  |  |
| --- | --- |
| 102-сүўрет.  Электронлардың энергия қәддилери бойынша тарқалыўы.  1 - Больцман бойынша температурада, 2-Ферми бойынша температурада, 3-Ферми бойынша температурада. |  |

Металлар ушын энергиясының үлкен мәниске ийе болатуғынлығын ҳәм бир неше онлаған мың градуслардағы атомлардың жыллылық қозғалысларының орташа энергиясына сәйкес келетуғынлығы үлкен әҳмийетке ийе.

Квантлық механиканың жоқарыда келтирилген жуўмақлары электр өткизгишлик қубылысын тийкарынан түсиндириўге мүмкиншилик береди. Сыртқы электр майданы болмаған жағдайда электронлар тезликлердиң бағыты бойынша симметриялы жайласады, бул классикалық теориядағы сыяқлы олардың тәртипсиз қозғалысына, соған сәйкес кристаллардағы бағытланған электр тоғының болмайтуғынлығына алып келеди.

Жүдә жоқары болмаған температура бар жағдайды қараймыз. Бундай жағдайда қәддилердиң барлығы электронлар менен толмаған. Бундай жағдайда ҳәтте әззи сыртқы майданы электронларды бийигирек қәддилерге алып өте алады. Себеби қәддилер бир бирине жүдә жақын жайласқан. Басқа сөз бенен айтқанда, сыртқы майданның тәсиринде электронлардың энергиясының өзгериўи мүмкин, яғный электронлар қосымша тезликке ийе бола алады. Сыртқы майданның тәсиринде электронлардың оларға тәсир ететуғын күшлердиң тәсиринде орын алмастырыўы жүзеге келеди. Нәтийжеде кристал арқалы тоқ өте баслайды. Бул жағдай жоқары электр өткизгишликке ийе болған металл кристалларға тийисли. Электр өткизгишлик σ ның шекли мәнисин түсиндириў ушын квантлық механикаға сәйкес еркин электронлардың қозғалысының толқынлық характерге ийе екенлигин есапқа алыў керек (III томға қараңыз). Электронлық толқынлар кристаллық пәнжереде барлық ўақытта бар болатуғын бир текли емес орынларда шашырайды. Толқынлардың шашыраўы болса кристалдағы электронлардың еркин жүриў 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 шамасына пропорционаллығына алып келеди ( арқалы кристалдың абсолют температурасы белгиленген). Бизлердиң көрсеткенимиздей (154-параграф), σ ның дан усындай ғәрезлигин ҳақыйқатында да бақланады ҳәм оны классикалық көз-қарастан түсиндириўдиң мүмкиншилиги жоқ. Кристаллық пәнжереде араласпалар бар болған жағдайда температурадан ғәрезсиз болған бир текли емес орынлар орын алады, сонлықтан σ менен температураның арасындағы байланыс түрине енеди. Бул теңликте менен лар арқалы константалар белгиленген. Егер қандай да бир металға басқа металды аз муғдарда араластырғанда σ ның дан ғәрезлиги төменги температураларда ҳақыйқатында да бақланады.

Металлардың қарсылығы жыллылық қозғалысларының салдарынан пайда болған пәнжередеги бир текли болмаған орынлардағы электронлық толқынлардың шашыраўының нәтийжесинде пайда болады деген идеяны биринши рет совет физиги Я. И. Френкель тәрепинен оның металлардың теориясы бойынша ислеген жумысларында усынды.

Квантлық теория классикалық теорияның екинши қыйыншылығын да сапластырды, атап айтқанда еркин электронлардың металлардың жыллылық сыйымлығына тәсириниң жоқ екенлигиниң себебин де түсиндирди (162-параграф). Температура жоқарылағанда электронлардың бир бөлими энергияның жоқарырақ қәддилерине өтеди. Бирақ, үш еркинлик дәрежесине сәйкес келетуғын жыллылық энергиясының орташа мәниси болған шамасы ге салыстырғанда киши болса, онда Ферми формуласына сәйкес электронлардың қәддилер бойынша тарқалыўы болған жағдайдағы тарқалыўдай болмайды (102-сүўреттеги 3 ҳәм 2 иймекликлери бир биринен үлкен айырмаға ийе емес). Буннан, электронлардың улыўмалық энергиясының температурадан ғәрезлигиниң әззи екенлиги (жүдә үлкен болмаған температураларда) ҳәм буннан өз гезегинде металдағы еркин электронлардың болыўының оның жыллылық сыйымлығына ис жүзинде тәсир етпейтуғынлығы келип шығады.

Еркин электронлардың ис жүзинде металлардың жыллылық сыйымлығына тәсир етпейтуғынлығын дәлирек көрсетиў ушын электронлардың тезликлер бойынша тарқалыўының санлық нызамын пайдаланыў керек.

102-сүўретте электронлардың қәддилер бойынша тарқалыўының графиги келтирилген. Егер биз толық энергиясы энергияның *E, E+dE* интервалында болған электронлардың салыстырмалы саны ҳаққында маселени қоятуғын болсақ, онда биз басқа түрге ийе болған графикти аламыз. Қәддилер энергияның ҳәр қыйлы мәнислеринде бирдей болмаған тығызлық пенен жайласатуғын болғанлықтан, яғный интервалының энергияның қандай областында жайласқанлығына байланыслы, бирдей болған интервалларына қәддилердиң ҳәр қыйлы санлары сәйкес келеди. Ферми бөлистирилиўи нызамы бойынша:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул формулада γ арқалы константа белгиленген[[19]](#footnote-20), болса, жоқарыда айтылып өтилгениндей, температурадағы электронлардың ең үлкен энергиясы болып табылады. Бундай жағдайда 102-сүўреттеги 2 ҳәм 3 графиклериниң орнына 103-сүўретте келтирилген графиклерди аламыз. Бул графиклерде 2 иймеклиги болған, ал 3 иймеклиги жағдай ушын алынған.

Базы бир температурасындағы кристалдағы электронлардың орташа энергиясы

шамасына тең болады. Бул интеграллаў ниң мүмкин болған мәнислериниң барлығы ушын алынады. (2)-тарқалыўды пайдаланып

аңлатпасын аламыз. Интеграллаў төмендегидей жуўық нәтийжени береди:

Турақлы көлемдеги моллик жыллылық сыймлығы энергиядан (бир молге сәйкес келетуғын) температура бойынша алынған туўындыға тең болғанлықтан, оның ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

түриндеги аңлатпаға ийе боламыз. Бул аңлатпада *N* - Авогадро саны болып табылады.

|  |  |
| --- | --- |
| 103-сүўрет.  Электронлардың энергиялар бойынша тарқалыўы. |  |

Классикалық теория бойынша электронлық газдиң моллик жыллылық сыйымлығы аңлатпасының жәрдеминде анықланады. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, металлар ушын бөлекшелердиң онлаған мың градус температуралардағы жыллылық қозғалысларының орташа энергиясына сәйкес келеди. Демек, шамасы орта температуралар ушын шамасынан жүзлеген есе үлкен. Ал, ҳәм электронлық газдиң орташа температуралардағы жыллылық сыйымлығы ушын (3)-формула классикалық теория берген шамаға салыстырғанда жүдә киши болған шаманы береди.

**§ 164. Турақлы тоқтың туйық шынжыры**. Өткизгиште турақлы тоқтың өтиўин болдырыў ушын оның ушларында турақлы потенциаллар айырмасын пайда етиў керек. Усындай турақлы потенциаллар айырмасының дереклериниң ҳәр қыйлы болыўы мүмкин. Бундай дереклердиң мысалы болып *гальваникалық элементлер* хызмет ете алады

Гальваникалық элемент белгили болған еритпеге (электролитлерге) түсирилген көпшилик жағдайларда еки металл пластинкалардан турады. Мысалы, Даниэль элементи (104-сүўрет) цинк купоросының еритпесине түсирилген цинк пластинкасынан ҳәм мыс купоросының еритпесине түсирилген мыс пластинкасынан турады. Еритпелер бир биринен A майда тесикли дийўалы менен ажыратылған. Бир бири менен тутастырылмаған плстинкалары бар Даниэль элементинде 1,1 в шамасындағы потенциаллар айырмасы пайда болады. Электродларында 1,5 в болған потенциаллар айырмасын беретуғын *Лекланше элементи*  (105-сүўрет) нашатырдың еритпесиндеги цинк пластинкасынан ҳәм марганец перекисиниң қатламы менен қоршалған көмир пластинкадан турады.

Ҳәзирше, қандай себеплерге байланыслы гальваникалық элементлердиң қысқышларында потенциаллар айырмасының пайда болыўын қараўға өтпестен бурын, турақлы потенциаллар айырмасының усындай дереги туйық шынжырға тутастырғанда нениң бақланатуғынлығын қарайық.

Элементти қысқаша тутастыратуғын шынжырдың қарсылығы *R* ге тең деп болжаймыз ҳәм оның сыртқы қарсылық деп атаймыз (106-сүўрет). Өз гезегинде элементтиң өзи де қасылығына ийе болады ҳәм оны *ишки* қарсылық деп атаймыз. Сыртқы қарсылық ушларында ҳәм потенциалларына ийе болады. Бул потенциаллар берилген қарсылықтың сыртқы өткизгиши тәрепинен тутастырылған жағдайдағы электродлардың потенциаллары болып табылады. потенциалы потенциалынан үлкен деп болжаймыз; бундай жағдайда сыртқы шынжырдағы тоқ потенциалы болған электродтан, потенциалы болған электродқа карай жүреди. Сыртқы шынжырда биз *потенциалдың түсиўине* ийе боламыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 104-сүўрет. Даниэль элементи. | 105-сүўрет. Лекланше элементи. |

Сыртқы қарсылық R тәрепинен пайда етилген шынжырдың участкасына Ом нызамын қолланып, сыртқы шынжырдағы потенциалдың түсиўиниң

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасына тең болатуғынлығы көремиз. Зарядлардың ағыўынан туратуғын стационар тоқтың туйық болыўы керек (156-параграфқа қараңыз), демек, шынжырдың ишки бөлиминдеги тоқ сыртқы бөлиминдеги тоққа салыстырғанда қарама-қарсы бағытта өтиўи керек. Егер шынжырдың сыртқы бөлиминде тоқ A электродынан B электродына қарай ағатуғын болса, онда ишки бөлимде тоқ B электродынан A электродына қарай ағады (106-сүўрет). Егер электрод пенен электролиттиң шегарасында потенциалдың секирмели өзгериси болған жағдайда ғана бундай жағдайдың орын алыўы мүмкин. Бундай секириўлердиң пайда ете алатуғын себеплерди биз кейинирек қараймыз. Ҳәзир тек B электроды менен электролиттиң арасындағы шегарада потенциалдың шамаға көтерилиўи (секириўи) пайда болады деп болжаймыз. Барлық шынжырдағы потенциаллардың түсиўи менен секириўлерин графиктиң жәрдеминде көрсетиўдиң қолайлы болыўы ушын пайда болған цилиндрлик бет бойлап потенциал V ны қойып барамыз. 107-сүўретте A ҳәм B ноқатлары электродлардың турған орнына, AbB бөлими шынжырдың сыртқы бөлимине, ал BcA бөлими шынжырдың ишки бөлимине сәйкес келеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 106-сүўрет. Гальваникалық элемент пенен сыртқы қарсылықтың шынжыры. | 107-сүўрет. Гальваникалық элемент пенен сыртқы қарсылықтан туратуғын туйық шынжырдағы потенциалдың түсиўи менен секириўлери. |

Электролиттиң ишинде тоқ потенциалынан потенциалына қарай жүреди. Ом нызамы бойынша шынжырдың ишки бөлиминдеги потенциалдың түсиўи мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул теңликтеги - шынжырдың ишки бөлиминиң қарсылығы. Ойымызда туйық шынжырды бойлап, AbBcA бағытында жүремиз ҳәм потенциалы болған дәслепки A ноқатына қайтып келемиз; контурды айланып шыққандағы потенциаллардың түсиўиниң суммасы олардың көтерилиўлериниң суммасына тең болыўы керек.

Потенциаллардың секириўлерин ε арқалы белгилеймиз:

Егер шынжыр бойынша айланып жүриўдиң барысында потенциал үлкейетугын болса, онда секириўдиң оң деп, ал егер жүриўдиң барысында потенциалдың мәниси киширейетуғын болса, онда секириўди терис деп есаплаў шәртин қоямыз. Контурды айланып өткенде потенциалдың түсиўлериниң суммасының көтерилиўлердиң суммасына тең болыў шәрти былайынша жазылады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Шынжырды айланып шыққандағы потенциаллардың секириўлериниң суммасы болған

шамасы шынжырға киргизилген *электр қозғаўшы күш* деп аталады. бул жағдайда секириўлердиң суммасы элементтиң электр қозғаўшы күшин (э.қ.к.) аңлатады. Э.қ.күшин киргизиў арқалы биз (3)-аңлатпаны

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

түринде көширип жазамыз. Бул теңлик *туйық шынжыр ушын Ом нызамы* болып табылады. Оны былайынша көширип жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Буннан туйық шынжырдағы тоқтың күши I диң э.қ.к. ге туўры пропорционал ҳәм шынжырдың толық қарсылығы ге кери пропорционал екенлиги келип шығады.

теңлигиниң орынлы екенлигин аңғарып, (За) теңликтен

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

аңлатпасын аламыз, яғный *элементтиң қысқышларындағы потенциаллар айырмасы оның э.қ. күшинен шынжырдың ишки бөлиминдеги потенциалдың түсиўин алып таслағанға тең*. Шынжырдың ишки бөлиминдеги потенциалдың түсиўи қаншама үлкен болса, онда элементтиң қысқышларындағы потенциаллар айырмасы э.қ.күшиниң шамасынан соншама күшлирек айырмаға ийе болады.

Ажыратылған элемент ушын ҳәм, усыған сәйкес, шынжырдың ишки бөлиминдеги потенциалдың түсиўи де нолге тең болады; бундай жағдайда (5)-аңлатпадан теңлигине ийе боламыз, яғный э.қ.куш ажыратылған элементтиң қыскышларындағы потенциаллар айырмасына тең болады.

Сыртқы қарсылық пенен туйықланған элементтиң қысқышларындағы потенциаллар айырмасының шамасы барлық ўақытта оның э.қ.күшинен киши болады.

Егер элемент арқалы өтетуғын тоғы потенциаллар айырмасының қандай да бир сыртқы дереги тәрепинен компенсацияланған болса, онда усы элементтиң қысқышларындағы потенциаллар айырмасы оның э.қ.күши ге тең болады (167-параграфтағы э.қ.күшини компенсация усылының жәрдеминде анықлаўға қараңыз).

156-параграфта биз стационар тоқ болған жағдайда тоқтың сызықларының туйық екенлигин көрсеттик. Буннан қозғалыўы тоқты пайда ететуғын зарядлардың туйық иймекликлер бойынша қозғалатуғынлығы келип шығады. Солай етип, гальваникалық элементтиң шынжырында шәртли түрде оң белгиге ийе деп алынған зарядлар тек потенциаллардың түсиў областында (яғный AbB шынжырының сыртқы участкасында) ҳәм шынжырдың BcA ишки областында ғана емес, ал потенциаллардың секириўи орын алатуғын областларда да қозғалады екен (107-сүўрет). Бул потенциаллардың секириўи орын алатуғын участкаларда олар *потенциалдың үлкейиў бағытында*, яғный электрлик күшлердиң тәсир етиў бағытына қарама-қарсы бағытта қозғалады. Әлбетте, бул қозғалыс электростатикалық күшлердиң тәсиринде жүзеге келмейди, ал қандай да басқа себеплерге байланыслы пайда болған күшлердиң тәсиринде жүзеге келеди. Бул күшлерди *тәреплик күшлер* деп атайды[[20]](#footnote-21). Гальваникалық элементте тәреплик күшлер электродлардың материалының электролитлерде ериўиниң нәтийжесинде жүретуғын химиялық процесслердиң есабынан жүреди.

Электр қозғаўшы күш ҳаққындағы түсиникти тәреплик күшлер шынжырдың қәлеген орнында бар болатуғын жағдай ушын улыўмаластырамыз. Тоқтың тығызлығы ушын Ом нызамы мынадай түрге ийе:

Бул аңлатпаны биз тоқты пайда ететуғын зарядларға электр күшлери тәсир етеди деген болжаўдың тийкарында алған едик. Улыўма жағдайда зарядларға электрлик күшлер де, басқа да себеплерге байланыслы болған күшлердиң де тәсир етиўи мүмкин (оларды бизлер тәреплик күшлер деп атадық). Зарядқа тәсир ететуғын тәреплик күшлерди арқалы белгилеймиз.

Бундай жағдайда 161-параграфтағы (4)-аңлатпадағы зарядтың тезлениўи ны былайынша жазыў керек болады:

қатнасын арқалы белгилеймиз ҳәм оны тәреплик күшлердиң кернеўлиги деп атаймыз. Бундай жағдайда зарядтың тезлениўи **w** электр майданының кернеўлиги **E** менен тәреплик күшлердиң кернеўлиги ниң қосындысы бойынша анықланады

Буннан кейин 161-параграфта келтирилген таллаўларды қайталап, биз Ом нызамының аңлатпасына келемиз ҳәм ол енди

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

түрине ийе болады. Бул аңлатпада зарядлардың қозғалыўындағы тәреплик күшлердиң ийелеген орны көринип тур. Тәреплик күшлер болмайтуғын орынларда ҳәм сонлықтан бурынғы формадағы Ом нызамының алынатуғынлығы өз-өзинен көринип тур.

Тоқтың найын (трубкасын), яғный тоқтың сызықлары менен шекленген кеңисликти қараймыз (биз қарап атырған өткизгиштиң барлығы тоқтың найы болыўы мүмкин). Найдың кесими бойынша тоқтың күши турақлы ҳәм оны былайынша жазыўға болады:

кесими тоқтың сызықларына перпендикуляр деп болжаймыз. Бундай жағдайда усы кесимге түсирилген **n** нормаль бағыты бойынша тоқтың сызығы **I** дың бағытына сәйкес келеди ҳәм

аңлатпасына ямаса

аңлатпасына ийе боламыз. Бул теңликтиң еки бөлимин де найдың узынлығының элементи ге көбейтип ҳәм туйық найдың барлық элементлери бойынша суммалап

теңлигине ийе боламыз. Найдың қәлеген кесими бойынша тоқтың күши *I* турақлы болғанлықтан, оны сумма белгисиниң алдына шығарыўға болады ҳәм бундай жағдайда

аңлатпасын аламыз.

шамасы найдың толық қарсылығына тең ҳәм оны биз арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда шамасын шынжырдың тәреплик күшлер тәсир ететуғын бөлиминиң қарсылығы (ишки қарсылық), ал *R* шамасын тәреплик күшлер тәсир етпейтуғын бөлимниң қарсылығы (сыртқы қарсылық) деп түсинемиз. Буннан кейин туйық контур ушын суммасының нолге тең екенлигин көремиз. Себеби бул аңлатпа бир бирлик зарядтың найдың туйық контуры арқалы айланып өтиўиниң барысындағы электростатикалық күшлердиң ислеген жумысын береди (электростатикалық күшлердиң потенциаллығы).

Туйық контур ушын жазылған аңлатпа *тәреплик күшлердиң кернеўлигиниң циркуляциясы деп аталады*. Бул шама туйық контурдың барлық элементлери бойынша алынған тәреплик күшлердиң кернеўлигиниң контурдың элементлери болған лердиң бағытларына түсирилген проекцияларының усы элементлердиң узынлықларының көбеймелериниң суммасына тең. Бул сумманы арқалы белгилеп

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

аңлатпасына ийе боламыз. Бундай жағдайда (6)-теңлик мынадай түрге ийе болады:

Буннан ниң контурда тәсир ететуғын э.қ.күши екенлигин көремиз. Солай етип, туйық шынжыр ушын Ом нызамын аламыз ҳәм бул нызамда *э.қ.күши тәреплик күшлердиң кернеўлигиниң векторының циркуляциясы сыпатында көрсетиледи*.

Тәреплик күшлер шынжырдағы қәлеген орында тәсир ете алады. Тәреплик күшлер шынжырдың айырым орынларында тек потенциалдың секирмели өзгериўлерин пайда ететуғын жағдайда циркуляцияның тоқтың туйық контуры ушын потенциалдың секирмели өзгерислериниң алгебралық қосындысын ғана беретуғынлығын аңсат көриўге болады. Демек, жоқарыда келтирилген э.қ.күшине потенциалдың секириўлериниң суммасы сыпатында берилген анықлама (7)-қатнастың дара жағдайы болады. Гальваникалық элементтен ямаса элементлериң батареясынан алынатуғын турақлы тоқ болған жағдайда тәреплик күшлер химиялық процесслер жүретуғын областларда тәсир етеди (шынжырдың ишки бөлими).

(7)-аңлатпадағы контурдың элементлерин шексиз киши деп есаплап, сумманы барлық туйық контурға тарқатылған интеграл менен алмастырамыз. Бундай жағдайда э.қ.күш ушын жазылған аңлатпа

түрине енеди. Оң тәрепте турған интеграл тәреплик күшлердиң кернеўлиги векторының циркуляциясы болып табылады.

Мысал. Элементтиң ишки қарсылығы болған шамасы э.қ.күши болған элемент туйықланған сыртқы қарсылық *R* ден есе киши. Табыў керек: элементтиң қысқышларындағы потенциаллар айырмасы элементтиң э.қ.күши дан қанша шамаға айрылады?

Шешими. (4)-аңлатпадан тоқтың шамасы ди (5)-аңлатпаға қойып, элементтиң қысқышларындағы потенциаллар айырмасы ни анықлаймыз. Бундай жағдайда

ямаса

аңлатпаларын аламыз. Шәрт бойынша қатнасы орынлы болғанлықтан, соңғы формула мынадай түрге енеди:

Демек, элементтиң қысқышларындағы потенциаллар айырмасы э.қ.күшиниң шамасынан есе киши.

Егер сыртқы қарсылық *R* ишки қарсылық ге салыстырғанда үлкен болса, онда қатнасы 1 ге салыстырғанда киши шамаға айланады ҳәм потенциаллар айырмасы э.қ.күшиниң шамасына жақынласады.

Керисинше, егер диң мәниси ге салыстырғанда киши болса, онда шамасы үлкен болады ҳәм потенциаллар айырмасы ниң шамасы ден әдеўир киши болады.

**§ 165. Турақлы тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын энергия**. Турақлы тоқтың туйық шынжырындағы энергиялық қатнасларды қараймыз. 106-сүўретте э.қ.күши ҳәм ишки қарсылығы болған элемент пенен азықланатуғын турақлы тоқтың шынжыры көрсетилген. Шынжырдың сыртқы қарсылығын арқалы белгилеймиз. Шынжырда бөлинип шығатуғын толық қуўат шынжырдың сыртқы ҳәм ишки бөлимлериндеги бөлинип шығатуғын қуўатлардың қосындысынан турады. Оны

түринде ямаса 164-параграфтағы (3а) формуладағы аңлатпасын есапқа алып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

түринде жаза аламыз. Солай етип, *шынжырда бөлинип шығатуғын толық қуўат тоқтың күши менен элементтиң э.қ.күшиниң көбеймеси түринде аңлатылады екен*. Бул қуўат энергияның қандай да бир тәреплик дереклериниң есабынан бөлинип шығады. Энергияның усындай дереги болып элементте жүретуғын химиялық реакциялар хызмет ете алады.

Демек, *турақлы тоқтың шынжырында тәреплик күшлер шамасына тең оң қуўатты раўажландырады*.

Енди шынжырда бөлинип шығатуғын қуўаттың элемент туйықланған сыртқы қарсылық ден қандай ғәрезликке ийе екенлигин қараймыз. Берилген э.қ.күшине және ишки қарсылығына ийе болған элемент сыртқы қарсылығы менен туйықланған болсын; ден мынадай шамалардың ғәрезлигин анықлаймыз: шынжырда бөлинип шығатуғын толық қуўатлық , шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын қуўат ҳәм сан мәниси бойынша шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын қуўаттың барлық қуўатқа қатнасына тең болған пайдалы тәсир коэффициент (п.т.к.) *η*.

Шынжырдағы тоқтың күши I Ом нызамы бойынша

формуласының жәрдеминде анықланады. Ең үлкен мәниске ол болған жағдайда ериседи. Бундай жағдайдағы тоқты *қысқа туйықланыў тоғы* деп атайды. Оның күши мынаған тең:

Сыртқы қарсылықтың мәниси үлкейгенде тоқ күшиниң шамасы киширейеди ҳәм сыртқы қарсылықтың мәнисин шексиз үлкейгенде нолге асимптоталық түрде жақынласады (108-сүўретке қараңыз).

Шынжырда бөлинип шығатуғын толық қуўат мынаған тең:

Қысқаша туйықланыў тоғы пайда болған жағдайда ол ең үлкен мәниске ийе болады.

диң үлкейиўи менен қуўаттың мәниси киширейеди ҳәм диң мәниси шексиз үлкейгенде асимптоталық рәўиште нолге умтылады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 108-сүўрет. Тоқ күшиниң сыртқы қарсылықтан ғәрезлиги. | 109-сүўрет. Шынжырдың сыртқы бөлегинде бөлинип шыққан қуўат ның (1), толық қуўат ның (2), пайдалы тәсир коэффициенти ның (3) шынжырдың сыртқы бөлиминиң қарсылығы ден ғәрезлиги. |

Шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын қуўаттың мәниси мынаған тең:

Қысқа туйықланыў тоғы бар болған жағдайда . Бундай жағдайда шынжырдың ишки бөлиминде бөлинип шығатуғын қуўат нолге тең. теңлиги орынланғанда, яғный сыртқы қарсылық ишки қарсылыққа тең болғанда, ең үлкен мәнисине жетеди. Бундай жағдайда

яғный, қысқа туйықлағандағы қуўаттың төрттен бирине тең.

теңлиги орынланғанда қуўат ның максимум шамасының алынатуғынлығына исениў ушын шамасынан сыртқы қарсылық бойынша туўынды аламыз:

Нәтийжеде

аңлатпасына ийе боламыз. Максимумның шәрти бойынша биринши туўындының нолге тең болыўы керек:

Буннан теңлигине ийе боламыз.

Бундай шәрт орынланғанда шамасының минимумын емес, ал максимумын алатуғынымызды екинши туўынды ның белгисин анықлаў жолы менен анықлаў жолы менен исенемиз.

Сыртқы қарсылықтың шамасы шексиз үлкейгенде шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын қуўат нолге умтылады.

Пайдалы тәсир коэффициентин шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын қуўаттың барлық қуўат ға қатнасы түринде анықланады:

теңлиги орынланғанда теңлигине ийе боламыз, диң үлкейиўи менен п.т.к. η үлкейеди ҳәм қарсылығының шексиз үлкейиўи менен ге умтылады. Бирақ, бундай жағдайда сыртқы шынжырда бөлинип шығатуғын қуўат нолге умтылады. Сонлықтан п.т.коэффициентиниң максимумы шәрти әмелий жақтан қызық емес.

109-сүўреттеги 1 иймеклиги шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шыққан қуўатының шынжырдың сыртқы бөлиминиң қарсылығы ден ғәрезилигин, 2 иймеклиги толық қуўаттың ден ғәрезлигин ҳәм, ақырында, 3 иймеклик пайдалы тәсир коэффициенти ның сол сыртқы карсылық ден ғәрезлиги көрсетилген. Көринип турғанындай, диң үлкейиўи менен шамасы да үлкейеди.

Әмелий көз-қарастан мына жағдай ең қызықлысы болып табылады: шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын қуўаты дәслеп өседи, ал буннан кейин теңлиги орынланғанда максимумға жетеди ҳәм буннан кейин киширейе баслайды.

теңлиги орынланғанда максимум мәнисине жетеди ҳәм бундай жағдайда п.т.к. ушын шамасы алынады.

**§ 166. Бир текли болмаған шынжыр ушын Ом нызамы. Кирхгоф нызамы**. 153-параграфта келтирилген Ом нызамы бир текли болған шынжыр ушын, яғный ҳеш қандай э.қ.күшлери ямаса потенциалдың секириўлери жоқ шынжырда орынланады. Бирақ, биз тек э.қ.күшлер бар болған жағдайларда ғана шынжырдағы турақлы тоқтың пайда болыўының мүмкин екенлигин атап өттик; гальваникалық элементлерде э.қ.күши электродлар менен олар батырылған еритпелердиң арасындағы шегарадағы потенциаллардың секирмели өзгерислериниң салдарынан пайда болады (164-параграф). Биз кейинирек (168-параграф) потенциаллардың секириўлериниң ҳәр қыйлы болған еки металдың контактында ҳәм температура бир текли болмаған жағдайда пайда болатуғынлығын көремиз. Солай етип, улыўма жағдайда потенциаллардың секириўлери бар болған шынжырды қараў керек болады. Шынжырды айланып өтиўдиң берилген бағытында секириўлердиң ҳәр қыйлы белгилерге ийе болыўы мүмкин. Шынжырдың берилген участкасындағы потенциаллардың секириўлериниң алгебралық қосындысы ... усы участкада тәсир ететуғын э.қ.күши болған ни пайда етеди[[21]](#footnote-22).

Әпиўайылық ушын ҳәр бир бири менен избе-из жалғанған қыйлы болған A, B, C өткизгишлеринен туратуғын бир текли болмаған шынжырды қараймыз (110-сүўрет).

Өткизгишлердиң арасындағы контактларды 1 ҳәм 2 цифралары менен белгилеймиз. Оң тәрептеги уштағы потенциалды ал шеп тәрептеги уштағы потенциалды арқалы белгилеймиз. A өткизгишитиң биринши контакттағы потенциалын арқалы, ал B өткизгишиниң тап сол контакттағы потенциалын арқалы белгилеймиз; тап сол сыяқлы екинши контактлар бар болған орынлардағы B ҳәм C өткизгишлериниң потенциалларын сәйкес ҳәм арқалы белгилеймиз. ҳәм өткизгишлериниң қарсылықлары сәйкес ҳәм шамаларына тең. Өткизгишлер избе-из тутастырылған болғанлықтан олар арқалы бирдей тоғы өтеди. Өткизгишлердиң ҳәр қайсысының өз алдына биз Ом нызамын қоллана аламыз:

Бул үш теңликти ағзама-ағза қосып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

теңлигин аламыз. Бирақ, ҳәм айырмалары 1 ҳәм 2 өткизгишлериниң арасындағы потенциаллардың секириўи ҳәм болып табылады. ҳәм потенциаллардың секириўлериниң суммасы шынжырдың берилген участкасындағы э.қ.күшин береди, демек:

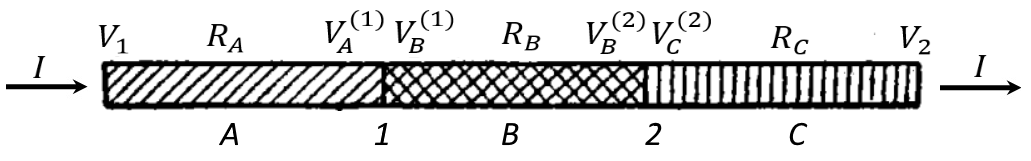
Соның менен бирге ҳәм қарсылықларының қосындысы шынжырдың толық қарсылығы ди береди:

Буннан (1)-теңликти

түринде ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

түринде жазыўға болады. (2)-қатнас бир текли болмаған шынжыр ушын қолланылатуғын Ом нызамын аңғартады: тоқтың күши шынжырдың ушларындағы потенциаллар айырмасы менен шынжырдағы э.қ.күши ниң қосындысының шынжырдың толық қарсылығы ге қатнасына тең. Бундай жағдайда потенциалды тоқтың бағытында үлкейтетуғын э.қ.күш оң деп есапланады.



110-сүўрет. Бир текли емес шынжырдағы контактлар бар орынлардағы потенциаллардың секириўлери.

Егер шынжырдың берилген участкасында бар болған э.қ.күши нолге тең болса, яғный теңлиги орынланатуғын болса, онда (2)-формула әдеттеги Ом нызамына өтеди:

Туйық шынжыр ушын ҳәм толық қарсылық шынжырдың сыртқы бөлиминиң қарсылығы менен шынжырдың ишки бөлиминиң қарсылығы ден қуралады. Буннан

аңлатпасына ийе боламыз ҳәм ол 164-параграфтағы (4)-формулаға сәйкес келеди.

(2)-формуланың жәрдеминде аңлатылатуғын Ом нызамы қәлеген қурамалы шынжырды есаплаўға мүмкиншилик береди. Бирақ тармақларға бөлинген шынжырларды тиккелей есаплаў қурамалы болып табылады. Егер Кирхгоф тәрепинен берилген теңлемелердиң еки системасын пайдаланса, онда бул қурамалы болған жағдай әдеўир әпиўайыласады.

Тармақланған шынжыр оның участкалары арқалы өтетуғын тоқлардың күши, участкалардың қарсылықлары ҳәм усы участкаларға тутастырылған э.қ.күшлери менен тәрийипленеди. Бул шамалар бир бири менен байланысқан ҳәм олардың биреўлери бойынша екиншилерин табыўға болады. Мысалы, берилген қарсылықлар менен э.қ.күшлери бойынша шынжырдың участкаларының ҳәр бириндеги тоқлардың бағытлары менен күшлерин табыўға болады.

Кирхгоф теңлемелериниң ҳәр қайсысын өз алдына қараймыз.

Кирхгофтың теңлемелериниң биринши системасы. Тармақланған шынжырдағы *түйин* деп кеминде үш өткизгиш тутасатуғын ноқатты атаймыз (111-сүўрет). Биринши система түйинлерге тийисли. Бизлер турақлы тоқ болған жағдайда қарайтуғын болғанлықтан, шынжырдың қәлеген ноқатында, солардың ишинде қәлеген түйинде бар болған зарядтың турақлы болып қалыўы керек. Демек, қанша заряд алып келинсе, тап соншама зарядтың алып кетилиўи керек (156-параграфқа қараңыз). Егер биз түйинге келетуғын тоқларды оң белгиге ийе деп есапласақ, онда түйин арқалы кететуғын тоқларды терис белгиге ийе деп есаплаймыз. Сонлықтан, *түйиннен шығатуғын тоқлардың қосындысы нолге тең болыўы керек* депжуўмақ шығарамыз. Бул жуўмақты аналитикалық түрде былайынша жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул теңликте берилген түйинде қосылатуғын тоқлардың санын аңғартады; шынжырдың ҳәр бир түйини ушын усындай теңлеме орынлы болады.

Берилген шынжырдың ҳәр қыйлы түйинлери ушын жазылған (3)-теңлемелердиң жыйнағы Кирхгофтың теңлемелериниң биринши системасын пайда етеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 111-сүўрет. Үш сымның жәрдеминде пайда етилген түйин. | 112-сүўрет. ABCA туйық контуры. |

Кирхгофтың теңлемелериниң екинши системасы берилген тармақланған системада айырып көрсетиў мүмкин болған ықтыярлы туйық контурларға тийисли. Бир текли болмаған AB, BC ҳәм CA участкаларынан туратуғын ABCA ықтыярлы туйық контурды аламыз (112-сүўрет). Контурды белгили болған бағытта бойлап өтиўди, мысалы саат стрелкасының бағытында өтиўди оң деп есаплаўды, ал саат стрелкасының қозғалыў бағытына қарама-қарсы бағытта бойлап өтиўди терис деп есаплаў шәртин қабыл етемиз. Айланып өтиў бағытында қозғалғанда өсетуғын потенциалды оң, ал айланып шығыў бағытында потенциал төменлейтуғын болса, онда оны терис деп есаплаймыз. Контурдың бир текли болмаған ҳәр бир AB, BC ҳәм CA участкаларына (2)-формула түринде берилген Ом нызамын қолланамыз. AB, BC ҳәм CA участкаларының қарсылықларын сәйкес арқалы, олар арқалы өтетуғын тоқларды арқалы ҳәм оларда ушырасатуғын э.қ.күшлерди арқалы белгилеймиз. A, B, C ноқатлардың потенциалларын сәйкес ҳәм арқалы белгилеймиз.

|  |  |
| --- | --- |
| 113-сүўрет.  ABCA, ACDA ҳәм ABCDA туйық контурлары. |  |

Бундай жағдайда, AB, BC ҳәм CA участкаларының ҳәр қайсысы ушын Ом нызамы бойынша

теңлемелерине ийе боламыз. Бул үш теңликти ағзама-ағза қосып,

аңлатпасының орынлы екенлигине көз жеткеремиз. Көринип турғанындай, A, B, C ноқатларының потенциаллары болған ҳәм шамалары жоғалды. Бундай таллаўды қәлеген туйық контур ушын қолланыўға болатуғын болғанлықтан, улыўма жағдайда туйық контур ушын мынадай теңликти жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бул теңликте туйық контурдағы участкалардың санын аңғартады, aл болса участканы тәрийиплейтуғын номер болып табылады. Солай етип: *өткизгишлердиң тармақланған шынжырында ықтыярлы түрде алынған қәлеген туйық контурдағы шынжырдың сәйкес участкасындағы қарсылықлардағы тоқлардың күшлерине көбеймеси усы контурда ушырасатуғын э.қ.күшлердиң қосындысына тең болады.* Берилген тармақланған шынжырдағы айырып алынған ҳәр қыйлы туйық контурлар ушын жазылған (4)-теңлемелердиң қосындысы Кирхгоф теңлемелериниң екинши системасын пайда етеди. Түйинлер менен контурлар ушын дүзилген (3)- ҳәм (4)-Кирхгоф теңлемелери тармақланған тоқлардың тармақларын есаплаўға мүмкиншилик береди. Анықланыўы керек болған шамалардың саны неше болса, соншама дана (3)- ҳәм (4)-теңлемелерди дүзиў керек (теңлемелердиң саны белгисизлердиң санына тең болыўы ушын). Бундай жағдайда бир теңлемениң екинши теңлемениң нәтийжеси болмаўына итибар бериў керек. Егер тармақта дана түйин болса, онда тек түйин ушын бир биринен ғәрезсиз болған теңлемелерди дүзиў керек. Ең соңғы түйин ушын жазылған теңлеме оның алдындағы түйинлер ушын жазылған теңлемелердиң нәтийжеси болады. Егер тармақта бир неше дана туйық контурды айырып алыўдың мүмкиншилиги болса, мысалы ҳәм туйық контурлары болса (113-сүўрет), онда Кирхгофтың екинши системасының теңлемелериниң ҳәр бириниң бир биринен ғәрезсиз түрде алыныўы шәрт.

Мысалы, 113-сүўретте келтирилген қурамалы шынжыр ушын ҳәм контурлары ушын теңлемелерди дүзиўге болады: олар бир биринен ғәрезсиз болады. Ал контуры ушын алынған теңлеме оннан бурын алынған еки теңлемениң нәтийжеси болып табылады. Мысалы, басқа ҳәм контурлары ушын бир биринен ғәрезсиз болған теңлемелерди дүзиўге болады, бундай жағдайда контуры ушын жазылған теңлеме дәслепки еки теңлемениң нәтийжеси болып табылады.

Кирхгофтың теңлемелериниң екинши системасын дүзгенде тоқлар ҳәм э.қ.күшлериниң белгилери ушын жоқарыда келтирилген қағыйдаларды муқыятлы түрде пайдаланыў керек.

**§ 167. Айырым мәселелерди шешиў ушын Кирхгоф теңлемелерин пайдаланыў**. 1. Өткизгишлерди параллель тутастырыў. Дәслеп Кирхгоф теңлемелериниң системасын бир бири менен параллель тутастырылған еки өткизгиш ҳаққындағы әпиўайы мәселе ушын қолланамыз. Мейли, қарсылықлары ҳәм болған еки өткизгиш параллель тутастырылған болсын. Еки өткизгиш арқалы өтетуғын тоқтың улыўмалық күши ге тең ҳәм 114-сүўретте көрсетилгендей бағытқа ийе. Берилген ҳәм шамалары бойынша өткизгиштиң ҳәр қайсысындағы ҳәм тоқларын анықлаў керек.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 114-сүўрет.  Еки B ҳәм D өткизгишлерин параллель тутастырыў. |

Бул мәселедеги белгисиз шамалар ҳәм тоқларының мәнислери болып табылады. Демек, еки теңлеме дүзиўимиз керек. Биринши теңлемени түйинлердиң бири, мысалы A түйини ушын дүземиз. тоғын түйинге келетуғын, ал ҳәм тоқларын түйиннен шығатуғын деп есаплап, оларға терис белгилерин беремиз. Солай етип, A түйини ушын жазылған Кирхгофтың биринши теңлемеси былайынша жазылады:

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

теңлемеси келип шығады. Кирхгофтың екинши теңлемесин туйық ABCDA контуры ушын жазамыз. Бул контурды саат стрелкасының қозғалыў бағытында айланып өтип, яғный A түйининен B өткизгиши арқалы C түйинине өтип ҳәм буннан кейин D өткизгиши арқалы A түйинине қайтып келип, биз тоғы оң белгиге ийе, ал тоғы терис белгиге ийе деп жуўмақ шығарамыз. Бул контурда э.қ.күшлери болмағанлықтан, Кирхгофтың екинши теңлемеси былайынша жазылады:

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

аңлатпасына ийе боламыз. (1)- ҳәм (2)-теңлемелерди ҳәм тоқлары ушын биргеликте шешип

шамаларын анықлаймыз. Бул бизге изленип атырған шешимди береди. (2)-теңлемеден

қатнасын да аламыз. Бул параллель тутастырылған еки өткизгиштеги тоқтың күшлериниң олардың қарсылықларына кери пропорционал екенлиги ҳаққындағы белгили нызам болып табылады.

2. Уитстон көпири. Уитстон көпири белгисиз болған базы бир қарсылығын белгили болған қарсылығы менен салыстырыў ушын қолланылатуғын схема болып табылады. Уитстон көпириниң схемасы мыналардан турады: E гальваникалық элементинен жүретуғын шынжыр (115-сүўрет) түйининен баслап тармақланады. Оның бир бөлимин бир бири менен избе-из тутастырылған ҳәм қарсылықлары қурайды. Екинши бөлимин әдетте керилген бир текли AC өткизгиши пайда етеди. ҳәм қарсылықлары бир бири менен тутасатуғын B ноқатына G өлшеўши әсбаптың (гальванометрдиң) бир қысқышы бекитилген; оның екинши қысқышы сырғанайтуғын D контактына бекитилген. Бул контакт AC сымы бойлап қозғала алады ҳәм сонлықтан өткизгиштиң AD ҳәм DC участкаларының ҳәм қарсылықларының қатнасын өзгерте алады. Биз төменде

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

қатнасы орынланғанда шынжырдың BGD участкасында тоқтың болмайтуғынлығын көрсетемиз. Бул қатнасты мына түрде қайтадан жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

Бир текли сым ушын оның айырым участкаларының қарсылықлары олардың узынлықларының қатнасындай. Солай етип, егер биз сымның AD участкасының узынлығы арқалы, ал DC участкасының узынлығын арқалы белгилесек, онда

қатнасына ийе боламыз ҳәм буннан кейин (За) теңлиги

түрине енеди. Бул қатнас өлшенетуғын қарсылығын белгили болған қарсылығы менен салыстырыў ушын хызмет етеди. Оның ушын қозғалатуғын *D* контактын *G* гальванометри арқалы өтетуғын тоқтың жоғалыўына шекем жылыстырады. Тоқтың жоқ екенлиги гальванометрдиң стрелкасының аўысыўының болмаўы менен анықланады. Узынлықлардың қатнасы болған шамасын есаплаў ушын керек болған шамаларды AC сымы бойлап қойылған есаплаўшы сызғыштың жәрдеминде анықлайды.

|  |  |
| --- | --- |
| 115-сүўрет.  Уитстон көпириниң схемасы. |  |

(3)-қатнасты келтирип шығарыў ушын Кирхгоф теңлемелерин пайдаланамыз. Дәслеп бизге барлық ҳәм қарсылықлары, E гальваникалық элементиниң ишки карсылығы , оның э.қ.күши ҳәм шынжырдың G гальванометри тутастырылған BGD участкасының қарсылығы белгили деп болжайық. Элементтен бизиң схемамыздың A ҳәм C түйинлерине тоқты өткизетуғын сымлардың қарсылығын есапқа алмаймыз. Элементтен өтетуғын тоқтың күшин арқалы, ал шынжырдың AB, AD, BC, DC ҳәм BGD участкаларындағы тоқларды ҳәм арқалы белгилеймиз.

Бизиң системамыздағы түйинлердиң саны төртеў: A, B, C, D. 166-параграфта айтылғанларға муўапық олардың үшеўи ушын Кирхгоф теңлемелерин дүземиз. Усы үш түйинлер сыпатында A, B ҳәм D түйинлерин қабыл етемиз. Түйинге келетуғын тоқларды биз оң белгиге, ал олардан шығатуғын тоқларды терис белгиге ийе деп есаплаўды қабыл еткен едик. Бирақ, қурамалы системадағы тоқлардың қалай бағытланғанлығын билмеўимиз мүмкин. Бундай жағдайда тоқларға ықтыярлы бағытларды бере аламыз. Кирхгоф теңлемелерин шешиўдиң нәтийжесинде биз оң шамалар түриндеги базы бир шамаларын аламыз. Бул биз дурыс бағыт берген тоқлар болып табылады. тоқларының басқа мәнислерин биз терис шамалар түринде аламыз; бул тоқлар ушын ҳақыйқый бағытлар биз берген бағытларға қарама-қарсы. Биз қарап атырған жағдайда 115-сүўретте стрелкалар менен көрсетилген бағытларды жазамыз. Ондай жағдайда биз төмендеги түрдеги Кирхгоф теңлемелериниң биринши системасын аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бизиң схемамызда ABDA, BCDB ҳәм ACEA туйық контурларын айырып алыўдың нәтийжесинде Кирхгофтың теңлемелериниң екинши системасын дүземиз. Усы контурлардың ҳәр қайсысын саат стрелкасының жүриў бағытында өтиў ушын мынадай теңлемелердиң сәйкес келетуғынлығын көремиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Солай етип биз алты теңлемени алдық. Олар берилген э.қ.күши ҳәм берилген ҳәм қарсылықлары бойынша барлық алты ҳәм тоғын табыўға мүмкиншилик береди. Бирақ, биз (3)-қатнасқа алып келетуғын әпиўайырақ мәселени шешиў менен шекленемиз. Aтап айтқанда, G гальванометри арқалы өтетуғын тоғының нолге тең болыў шәртин табамыз. теңлиги орынланған жағдайда системаның екинши ҳәм үшинши теңлемелери

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

теңликлерин, ал (5)-системаның биринши және екинши теңлемелери

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

теңликлерин береди. (6)- ҳәм (7)-теңликлерден

қатнасына ийе боламыз. Усы қатнаслардың орын алатуғынлығын көрсетиў талап етилген еди.

ҳәм қарсылықларын салыстырыўдың дәллигиниң жоқары болыўы ушын қатнасының бирден күшли айырмаға ийе болмаўы керек. Сонлықтан Уитстон көпириниң жәрдеминде белгисиз болған қарсылығын анықлаў ушын оның шамасының стандарт қарсылықтың шамасынан үлкен айырмаға ийе болмаўы керек. Усындай мақсетлер ушын Уитстон көпириниң ВС тармағын пайда ететуғын стандарт қарсылық сыпатында әдетте қарсылықлар магазинин алады (159-параграфқа қараңыз) ҳәм магазиннен анаў ямаса мынаў сандағы штепселлерди суўырып алыў жолы менен диң шамасын тың шамасына жақынлатыўға болады.

3. Элементлерди батареяға тутастырыў. Дәслеп еки жағдайды қараймыз: элементлерди батареяға избе-из тутастырыў ҳәм элементлерди батареяға параллель тутастырыў. Әпиўайылық ушын барлық турастырылатуғын элементлер бирдей э.қ.күшине ҳәм бирдей ишки қарсылықларға ийе деп есаплаймыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 116-сүўрет. Элементлерди батареяға избе-из тутастырыў. | 117-сүўрет. Элементлерди батареяға параллель тутастырыў. |

Мейли батареяны дана избе-из тутастырылған элемент пайда етсин (116-сүўрет); батарея сыртқы *R* қарсылығы менен туйықланған. Шынжырдағы тоқтың шамасын анықлаў талап етиледи. Элементлерди бир бири менен тутастыратуғын сымлардың қарсылықларын есапқа алмаймыз.

Бизиң шынжырымызды пайда ететуғын барлық туйық контур ушын Кирхгофтың екинши теңлемесин жазамыз; бул жағдайда теңлемениң былайынша жазылатуғынлығы айқын:

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

аңлатпасын аламыз. Егер бул аңлатпаны бир дана э.қ.қуши ҳәм ишки қарсылығы болған элементи бар шынжырдағы тоқтың күшин беретуғын

теңлиги менен салыстырсақ, онда бирдей болған дана элементти батареяға тутастырсақ, онда э.қ.күшиниң есе ҳәм ишки қарсылықтың да есе үлкейетуғынлығын көремиз. Буннан сыртқы қарсылық *R* диң шамасы ишки қарсылық диң шамасынан жүдә үлкен болған жағдайда элементлерди избе-из жалғаўдың утымлы болатуғынлығы айқын болады. Ҳақыйқатында да, егер *R* диң мәниси жүдә үлкен болса, яғный теңсизлиги орынланатуғын болса, онда (8)-формуланың бөлиминдеги шамасын *R* ге салыстырғанда есапқа алмаўға болады. Бундай жағдайда жуўық түрде

формуласына ийе боламыз. Яғный, дана элементти избе-из жалғаўдың нәтийжесинде тоқтың шамасы бир элемент болған жағдайға салыстырғанда дерлик есе үлкен болады екен. Егер сыртқы қарсылық *R* улыўмалық ишки қарсылық ден киши болса, онда (8)-формуладағы усы шамасының қасында сыртқы қарсылық *R* шамасын есапқа алмаўға болады. Бундай жағдайда жуўық түрде

қатнасын аламыз (яғный бир элемент бар болған жағдайдағыдай тоқты аламыз).

Енди баратеяға параллель тутастырылған э.қ.күшлери бирдей болған, ҳәр қайсысының ишки қарсылықлары ге тең дана элементти қараймыз (117-сүўрет). Мейли, батарея қарсылығы менен туйықланған болсын. Тутастырытуғын сымлардың қарсылығын есапқа алмаймыз. А түйининде шынжыр бирдей болған дана участкаға тармақланатуғын болғанлықтан, Кирхгофтың биринши теңлемеси олардың ҳәр бириндеги тоқтың шамасының шынжырдағы тоқтың шамасы ден есе киши болатуғынлығын көрсетеди. Басқа сөз бенен айтқанда, элементлердиң ҳәр қайсысы арқалы тоғы өтеди. Буннан кейин шынжырдың туйық участкаларының бири ушын Кирхгофтың екинши теңлемесин дүземиз (мысалы контуры ушын). Бундай жағдайда

теңлемесине ийе боламыз ҳәм буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

формуласын аламыз. Бул (9)-формула *бирдей болған элементти бир бирине параллель етип батареяға тутастырғанда э.қ.күштиң өзгермейтуғынлығын, ал ишки қарсылықтың есе кишериейетуғынлығын көрсетеди*.

Сыртқы қарсылықтың шамасы киши болғанда элементлерди батареяға параллель тутастырыўдың утымлы болатуғынлығын аңсат көриўге болады: ҳақыйқатында да, егер диң мәниси есапқа алмаўға боларлықтай киши болса, онда оны шамасының қасында есапқа алмаўға болады ҳәм (9)-формула мынадай түрде жазылады:

Демек, тоқтың шамасы бир элемент болған жағдайдағыға салыстырғанда есе үлкен болады екен. Ал, сыртқы қарсылық үлкен болған, яғный теңсизлиги орынлы болған жағдайда (9)-формула элементлерди батареяға параллель жалғаўдың тоқтың күшиниң үлкейиўине алып келмейтуғынлығын көрсетеди.

Кирхгофтың теңлемелерин пайдаланып, ҳәр қайсысы параллель тутастырылған бирдей элементтен туратуғын дана избе-из тутастырылған группаларды пайда еткенде тоқ күшиниң

шамасына тең болатуғынлығын көрсетиўге болады.

4. Элементтиң электр қозғаўшы күшин анықлаўдың компенсациялық усылы. Элементтиң э.қ.күшин әдетте э.қ.күшиниң шамасы жақсы белгили болған "нормаль" элемент деп аталатуғын элементтиң э.қ.күши менен салыстырып анықлаў усылы жақсы белгили. Бул салыстырыў 118-сүўретте көрсетилген компенсациялық схеманың жәрдеминде әмелге асырылады. нормаль элементиниң э.қ.күши болсын. Ол э.қ.күши ден үлкен болған шамасына тең батареясы ҳәм э.қ.күши өлшенетуғын элементи AC сыртқы қарсылығы менен туйықланатуғын болсын. нормаль элементи AC қарсылығына A гилтиниң жәрдеминде AC шынжырына оның оң полюсы AC қарсылығының A ноқатына сәйкес келетуғындай етип тутастырылады. Ал терис полюс B контакты менен тутастырылған ҳәм ол AC қарсылығы бойлап сырғанап қозғала алады. G гальванометри нормаль элементи арқалы өтетуғын тоқтың күшин өлшейди. Дәслеп, өлшенетуғын элементин 2 гилтиниң жәрдеминде схемадан ажыратылған деп болжаймыз.

|  |  |
| --- | --- |
| 118-сүўрет.  Элементтиң электр қозғаўшы күшин анықлаўдың компенсациялық усылының схемасы. |  |

Мейли, шынжырдың AB, BCE1A ҳәм ADE0FB участкалары арқалы ҳәм тоқлары өтетуғын болсын. Бундай жағдайда А түйининен Кирхгофтың биринши теңлемесин пайдаланып

теңлигин аламыз. Шынжырдың *ADE0FB* участкасының қарсылығын арқалы, ал AB участкасының қарсылығын арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда, *ADE0FB* шынжыры ушын Кирхгофтың екинши теңлемесин дүзип

теңлигине ийе боламыз ямаса теңлиги орынлы болғанлықтан,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

теңлемесин жаза аламыз. контактын жылыстырыў арқалы тоғының шамасын нолге алып келиўге болады. Бул жағдай G гальванометриниң стрелкасының бурылмай қалыўына сәйкес келеди. Бундай жағдайда (1)-қатнас мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (11) |

Демек, AB участкасындағы потенциалдың түсиўи шамасының мәниси нормаль элементтиң э.қ.күши шамасына тең болғанда оның э.қ.күши компенсацияланған, яғный нормаль элемент арқалы өтип атырған тоқтың шамасы нолге тең болады. Бундай жағдайда контуры ушын Кирхгофтың екинши теңлемесин жазып, тоқ күшиниң э.қ.күшиниң ҳәм барлық контурдың қарсылығы бойынша алынатуғынлығын көремиз:

Нормаль элемент компенсацияланғаннан кейин, она 1 гилтиниң жәрдеминде ажыратады ҳәм оның орнына схемаға 2 гилтиниң жәрдеминде өлшенетуғын элементин тутастырады. Сырғанап қозғалатуғын контактының орнын өзгерте отырып, G гальванометри арқалы өтетуғын тоқтың шамасының және де нолге тең болыўына ериседи. Бундай жағдайда B контактының турған орны нормаль элемент тутастырылған жағдайдағыға салыстырғанда басқаша болады ҳәм шынжырдың AB участкасының қарсылығы базы бир басқа мәниске ийе болады. Бирақ, (11)-шәртке уқсас болған шәрттиң бул жағдайда да орынланыўы керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (12) |

Тоқтың күши және шамасына тең болады. Бундай жағдайда (11)- ҳәм (12)-теңликлерден э.қ.күшлериниң қатнасын аламыз:

ямаса

Солай етип, нормаль элементтиң э.қ.күши ди ҳәм қарсылықлардың қатнасы ни билип, өлшенетуғын э.қ.күшин анықлаўға болады екен.

Көринип турғанындай, усыл ҳәм қарсылықларының мәнислерин билиўди талап етпейди ҳәм қатнасының мәнисин билиў жеткиликли. Оны биз жылжыйтуғын B контактының турған орнын бойынша анықлаймыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 119-сүўрет.  Нормаль элемент. |

Нормаль элемент сыпатында әдетте сынаплы-кадмийли элемент пайдаланылады. Оның э.қ.күши ўақыттың өтиўи менен жүдә аз өзгереди (электродлардың поляризациясы киши; 179-параграфқа қараңыз). Бул элемент (119-сүўрет) сынап электродтан (оң полюс) ҳәм кадмийдиң амальгамасынан (терис полюс) турады. Оның арасында кристаллары бар күкиртқышқыл сынап ҳәм күкиртқышқыл кадмийдиң еритпеси бар. температурадағы нормаль элементтиң электр қозғаўшы күши *B* шамасына тең ҳәм ол жүдә аз шамаға өзгереди. температурадағы э.қ.күши былайынша анықланады:

**§ 168. Потенциаллардың контактлық айырмасы**. Э.қ.күшлерин пайда ететуғын себеплерди түсиниў ушын дәслеп еки металдың шегарасындағы ҳәм металл-вакуумның шегарасындағы шараятларды 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 оң 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-сүўрет), онда өткизгишлердиң ушында пайда болатуғын потенциаллар айырмасының шамасы тек ең шетки A ҳәм D өткизгишлердиң тәбиятынан ғәрезли, ал олардың ортасындағы B менен C өткизгишлериниң тәбиятынан ғәрезсиз болады екен. Ҳәр қыйлы металлардың бир бири менен тутасыўының салдарынан пайда болатуғын потенциаллар айырмасын *потенциаллардың контактлық айырмасы* деп атайды. Металлардың ҳәр қыйлы жуплары ушын потенциаллардың контактлық айырмасы вольттиң бир неше оннан биринен вольтке шекем жетеди ҳәм ол металлардың тазалығынан, айрықша бетлериниң тазалығынан күшли ғәрезли.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 120-сүўрет. Металлардың избе-из қатары. | 121-сүўрет. Контактлық потенциаллар айырмасын табыў. |

Контактлық потенциаллар айырмасының бар екенлигин мынадай тәжирийбениң жәрдеминде анықлаўға болады. Электроскоптың стерженине сынап көрилетуғын металдың пластинкасын бекитеди (121 а сүўрет). Бул пластинкасы жоқарғы тәрептен изоляциялаўшы материалдың жуқа қабаты менен жабылған. пластинкасының үстине екинши сынап көрилетуғын металдан исленген изоляциялаўшы тутқасы бар пластинкасын жабады. Еки пластинканы сымы менен тутастырады. Бундай жағдайда, жоқарыда айтылғанларға сәйкес ҳәм пластинкаларының арасында усы металлардың тәбиятларына сәйкес келетуғын ҳәм сымының қандай металдан исленгенлигинен ғәрезсиз потенциаллар айырмасы пайда болады. Усының нәтийжесинде ҳәм пластинкаларынан туратуғын тегис конденсатор зарядланады. Жоқарғы пластинкасын жерге алып кетемиз ҳәм сымын да алып кетемиз. Төменги пластинкасы сынап көрилетуғын металлардың арасындағы потенциаллар айырмасына теңдей потенциалға ийе болатуғындай болып зарядланған болып шығады. Бирақ әдеттеги жапырақлары бар электроскоптың сезгирлигиниң жеткиликли болмаўы себепли биз бундай зарядты таба алмаймыз. C ҳәм B пластинкаларының арасындағы потенциаллар айырмасының бар екенлигин табыў ушын B пластинкасын A тутқасын услап көтеремиз (121 b сүўрет). Бундай жағдайда пластинкалардың арасындағы қашықлық 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 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 есаплаўға болады. Бирақ, бул усыл жеткиликли дәрежеде дәл емес ҳәм биз төменде потенциаллардың контактлық айырмасын өлшеўдиң басқа усылларын тәрийиплеймиз.

Потенциаллардың контактлық айырмасының пайда болыўын толығырақ қараймыз. Еки A ҳәм B металларынан туратуғын туйық емес шынжырды аламыз (122-сүўрет) ҳәм 1, 2, 3, 4, 5, 6 ноқатлары арқалы избе-из айланып өткендеги потенциалдың өзгерисин бақлаймыз. 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. металлы менен металлының арасындағы контактта потенциаллар айырмасы пайда болады ҳәм усының нәтийжесинде 3 ноқатынан (А металлы) 4 ноқатына өткенде (B металлы) потенциалдың өзгериси орын алады. 4 ҳәм 5 ноқатлары бирдей потенциалларға ийе. 5 ҳәм 6 ноқатларының арасында ( металл ҳәм вакуум) және потенциалдың секириўи орын алады. Себеби металдағы электронлар потенциаллық шуқырда жайласқан. Солай етип, ҳәр қыйлы болған еки шаманы қараўға болады: еки металдың бир бирине тийген орындағы потенциаллар айырмасы (оның потенциаллардың ишки контактлық айырмасы деп атайды) ҳәм вакуумдеги металлардың екеўиниң бетлериндеги 1 ҳәм 6 ноқатларының арасындағы потенциаллар айырмасы. Бул соңғы потенциаллар айырмасын потенциаллардың сыртқы контактлық айырмасы деп атаймыз ҳәм әдетте усындай потенциаллар айырмасы өлшенеди. Сонлықтан, оны контактлық потенциаллар айырмасы жеп жийи атайды. 1 ҳәм 6 ноқатларының арасындағы потенциаллар айырмасының бар болыўының себебинен ҳәм металларының арасында электр майданы, ал ҳәм металларының еркин бетлеринде электр зарядлары пайда болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 122-сүўрет. Контактлық потенциаллар айырмасын түсиндириўге. | 123-сүўрет. Кристаллардағы энергияның қәддилериниң толық емес толтырылыўы. |

163-параграфта айтылып өтилгениндей, металдағы электронлар потенциаллық шуқырда жайласады, бул потенциаллық шуқырдың ишинде энергияның қәддилери болады. Температураның абсолют нолинде төменги дана қәдди электронлар менен толған ( арқалы электронлардың саны белгиленген), қалғанлары бос. температураларда электронлардың бир бөлими жоқары қәддилерде жайласады. Бирақ, жүдә жоқары болмаған температураларда бундай электронлардың саны салыстырмалы үлкен емес ҳәм, сонлықтан, әпиўайылық ушын тек төменги қәддилер электронлар менен толған деп есаплаймыз. Бул қәддилер 123-сүўретте көрсетилген. Бул сүўретте - электронлардың металдан сырттағы энергиясы, aл - толтырылған қәддилердиң ең ақырғысына сәйкес келетуғын энергия. шамасы электронның металдан вакуумге шығыў жумысын береди. Шығыў жумысын көбеймесиниң шығыў жумысына тең болатуғындай етип, электронның заряды менен потенциаллар айырмасы ның көбеймеси түринде сайлап алыныўы керек:

Электронның заряды турақлы шама болғанлықтан шығыў жумысының мәниси потенциаллар айырмасының мәниси бойынша бир мәнисли анықланады. Бирақ, шығыў жумысының мәнисин потенциалдың бирликлеринде емес, ал электрон-вольт деп аталатуғын жумыстың айрықша бирлигинде өлшейди (қысқаша эВ)[[22]](#footnote-23). Жумыстың бул бирлиги шамасы электронның зарядына тең болған зарядты потенциаллар айырмасы 1 вольт болған ноқатлардың арасында жылыстырғанда исленген жумысқа тең. CGSE системасында шамасына тең болғанлықтан

теңликлерине ийе боламыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 124-сүўрет.  Бир бирине тийетуғын еки металдың потенциаллық шуқыры. |

Металдағы электронның энергиясы көз-қарасынан еки металл бир бирине тийгенде электронның энергиясының қандай өзгерислерге ушырайтуғынлығын қараймыз. 124-сүўретте бир бирине тийетуғын еки металдың электронлардың энергиялары графикалық түрде сүўретленген. Бул сүўреттеги 1, 2, 3, 4, 5, 6 ноқатлары 122-сүўреттеги сол цифралардың жәрдеминде көрсетилген ноқатларға сәйкес келеди. шамасы A металлындағы ең соңғы толтырылған қәддилердеги электронның энергиясына, ал B металындағы толтырылған ең соңғы қәддиге сәйкес келетуғын энергия белгиленген. Егер бул энергиялар бир бирине тең болмаса, онда металлардың контактында 3 ноқатынан 4 ноқатына өтиўге сәйкес келетуғын потенциаллар айырмасы пайда болады. Бул секириў потенциаллардың ишки контактлық айырмасы болып табылады.

2 ҳәм 1 ноқатларының арасындағы потенциаллар айырмасы металдан (2 ноқаты) вакуумға (1 ноқаты) электронлы өткериў ушын жумысын ислеў менен байланыслы. жумысы А металлынан суўырып алынған ҳәм оның бетиниң қасындағы вакуумда жайласқан электрон ийе болған потенциалды анықлайды (1 ноқаты). Тап сол сыяқлы, металлының бетиниң қасындағы 6 ноқатындағы электронның потенциалы шамасына тең. Бул қатнаста арқалы металлынан вакуумге электронның шығыў жумысы белгиленген. Солай етип, металлардың арасындағы саңлақта шамасына тең потенциаллар айырмасы пайда болады (1 ҳәм 6 ноқатларының арасындағы):

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасы бир бирине тийисип турған еки металдың арасындағы потенциаллардың сыртқы контактлық айырмасы болып табылады. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, ол еки металдан шығыў жумысларының айырмасының себебинен пайда болған.

1 ҳәм 2 ноқатларының арасындағы потенциаллардың контактлық айырмасының толық мәниси потенциаллардың сыртқы ҳәм ишки контактлық айырмаларынан қуралады:

|  |  |
| --- | --- |
| . | (2) |

Потенциаллардың ишки контактлық айырмасы шамасына тең (124-сүўретке қараңыз). Потенциаллардың ишки контактлық айырмасының толық теориясы тек квантлық механиканың тийкарында берилиўи мүмкин. Классикалық электронлық теориясының көз-қарасларының жәрдеминде потенциаллардың ишки контактлық айырмасын тек ҳәм металларындағы көлемниң бир бирлигиндеги электронлардың саны ниң ҳәр қыйлы болыўы менен түсиндириў мүмкин. металлындағы көлем бирлигиндеги электронлардың санын арқалы, ал металлындағына арқалы белгилейик. Егер теңсизлиги орын алады деп есапланса, онда еки металдың бир бири менен тийисип турған бети арқалы металлынан металлына өткен электронлардың санына салыстырғанда металлынан металлына кемирек электрон диффузияланады. Усының салдарынан ҳәм металларының арасында потенциаллар айырмасы пайда болады. Сәйкес теориялық есаплаўлар (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз)

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңлигиниң орынланатуғынлығын көрсетеди. Бул теңликте арқалы Больцман турақлысы, арқалы электронның заряды, арқалы металлардың абсолют температурасы белгиленген. Бирақ, барлық металлар ушын электронлардың санлары ҳәм бир биринен аз шамаға айрылады. Сонлықтан потенциаллар айырмасы әдетте потенциаллар айырмасынан киши ҳәм ис жүзинде потенциаллардың контактлық айырмасы ның шамасы тиң шамасына жақын, яғный шығыў жумыслары арқалы (1)-теңликтиң жәрдеминде аңғартылады.

Бир қатар избе-из тутастырылған металлардың ушларындағы потенциаллар айырмасы тек ең шетки металлардың тәбиятынан ғәрезли, ал аралықлық металлардың тәбиятынан ғәрезли емес. Оның ушын избе-из тутастырылған металларын қараймыз. Усындай туйықланбаған шынжырдың ушларындағы потенциаллар айырмасы айырым жуплардың потенциалларының айырмаларының қосындысына тең:

Көринип турғанындай, ның шамасы тек ҳәм шамаларының мәнислери бойынша анықланады, яғный ның шамасы егер металлы болмаған жағдайда ҳәм металлары бир бирине тийип турған жағдайда пайда болатуғын потенциаллардың айырмасына тең. Солай етип, биз мынадай жуўмаққа келемиз: *бир бири менен избе-из тутастырылған металлардан туйық шынжыр пайда етилгенде* (125-сүўрет) *бул металлардың потенциалларының контактлық айырмаларының суммасы шынжырда қосынды э.қ.күшин пайда етпейди*. Ҳақыйқатында да, э.қ.күши туйық шынжырды айланып өткендеги потенциаллардың барлық секириўлериниң алгебралық қосындысынан турады. Буннан, туйық шынжырды, мысалы ҳәр қыйлы болған металларынан туратуғын шынжырды айланып өткен жағдай ушын мынаған ийе боламыз:

Бун нәтийже шынжырдағы барлық контактлар бирдей температурада туратуғын жағдай ушын дурыс.

Бундай нәтийжеге улыўмалық термодинамикалық көз-қараслардың тийкарында да келиўге болады. Металлар биринши әўлад өткизгишлерге киреди, яғный олар арқалы электр тоғы өткенде ҳеш қандай химиялық өзгерислер жүзеге келмейди. Сонлықтан, егер биринши әўлад өткизгишлерден туратуғын туйық шынжырды нолге тең болмаған э.қ.күши пайда болған жағдайда, усы э.қ.күши пайда еткен турақлы электр тоғы өткизгишлердиң өзлеринде қандай да бир өзгерислердиң пайда болыўына алып келмеген болар еди. Усының менен бирге тоқ белгили болған қуўатқа ийе болған, ал бул қуўат болса қоршап турған денелер тәрепинен берилетуғын жыллылықтың есабынан жүзеге келген болар еди. Бирақ, бундай процесс жүзеге келиўиниң мүмкиншилиги жоқ екинши әўлад перпетуум мобилени пайда еткен болар еди.

Биз тек потенциаллардың контактлық айрымаларның болыўының э.қ.күшиниң пайда болыўына алып келе алмайды деген жуўмаққа келемиз. Туйық контурдағы электр қозғаўшы күши (шынжырдың барлық бөлимлериниң температуралары бирдей болғанда) тек биринши әўлад өткизгишлери менен бир қатарда электр тоғы өткенде химиялық процесслер жүзеге келетуғын екинши әўлад өткизгишлери бар болған жағдайда ғана пайда бола алады.

|  |  |
| --- | --- |
| 125-сүўрет.  Үш металдан дүзилген туйық шынжыр. |  |

Классикалық электронлық теорияның усылларынан пайдаланып металлардағы еркин электронлардың санларының ҳәр қыйлы болыўының себебинен пайда болған потенциаллардың контактлық айырмасының екинши бөлимин қараўды келтиремиз. Металдағы электронлардың энергияларының қәддилериниң бир бирине жүдә жақын болғанлығының ҳәм толығы менен толтырылмағанлығының себебинен бул мәселени қараўға болады.

Металлардың арасында кескин шегара жоқ, бирақ көлем бирлигиндеги электронлардың санлары шамасынан шамасына шекем үзликсиз өзгеретуғын өтиў қатламы бар деп болжаймыз. Өтиў қатламында бир бири менен тийисип турған металлардың арасындағы шегараға перпендикуляр ҳәм ултанлары усы шегараға параллель болған цилиндрди бөлип аламыз (126-сүўрет). Мейли, цилиндрдиң узынлығы , ал ултанының майданы болсын. Лоренцтиң гипотезасы бойынша металдағы еркин электронлар газлердиң кинетикалық теориясының тийкарғы нызамларын қанаатландыратуғын электронлық газди пайда етеди (161-параграфта айтылғанларға қараңыз).

Мейли, цилиндрдиң ултаны 1 жайласқан областтағы көлем бирлигиндеги электронлардың саны шамасына, ал цилиндрдиң 2 ултаны турған орындағы электронлардың саны болсын. Бундай жағдайда 2 ултанындағы электронлық газдиң басымы

шамасына тең болады. Бул теңликте арқалы берилген температурадағы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы белгиленген.

Жоқарыда көрип өткенимиздей (163-параграф), берилген температурадағы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы ушын классикалық ҳәм квантлық теориялар ҳәр қыйлы мәнислерди береди. Усының менен бирге классикалық теория металлардың жыллылық сыйымлығы ушын дурыс болмаған нәтийжелерге алып келеди. Бирақ, усындай жағдайға қарамастан, биз әпиўайы болғанлығы себепли классикалық шамасынан пайдаланамыз ҳәм процесстиң тийкарғы белгилерин анықлаў менен шекленемиз.

Солай етип, цилиндрдиң 2-ултанына электронлық газдиң басымы ушын аңлатпасын қойып

теңлигине ийе боламыз. Тап сол сыяқлы цилиндрдиң 1-ултанындағы электронлық газдиң басымы ушын

аңлатпасын аламыз. Буннан цилиндрдеги басымлардың айырмасының

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

шамасына тең екенлигине көз жеткеремиз. Басымлардың усындай айырмасының бар болыўының салдарынан электронлар 1-ултаннан 2-ултанған қарай қозғала баслайды (егер шамасын оң деп есапласақ). Электронлардың усындай қозғалысы зарядлардың алып жүрилиўине, яғный электронлардың буннан былай орын алмастырыўына қарсылық жасайтуғын 2 ҳәм 1 ултанларының арасындағы потенциаллар айырмасының пайда болыўына алып келеди. Электр майданы тәрепинен пайда етилген тормозлаўшы күштиң шамасы басымлар айырмасы пайда еткен күш пенен теңлескенде динамикалық тең салмақлық пайда болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 126-сүўрет.  Электронлар газиниң басымын есаплаўға. |

Биз қарап атырған цилиндрлик көлемдеги электронлардың саны шамасына тең. Буннан майдан тәрепинен барлық электронларға тәсир ететуғын күш мынаған тең:

Бул формулада - майданның кернеўлиги, - электронның заряды. 131-параграфтағы (2а) формула бойынша майданның кернеўлиги сан мәниси бойынша

шамасына тең. Буннан

теңлигине ийе боламыз. Демек, теңлигиниң орынланыўын талап ететуғын динамикалық тең салмақлық шәрти

теңлигине ямаса, егер (4)-формуланы пайдаланатуғын болсақ, онда

теңлигине алып келеди. Соңғы теңликти былайынша жазыўға болады:

Потенциаллардың толық айырмасы болған шамасын алыў ушын бул қатнасты электронлардың көлем бирлигиндеги саны болған металдың областындағы қатламынан электронлардың көлем бирлигиндеги саны болған металдың A областындағы қатламына шекем интеграллаў керек усындай жоллар менен

аңлатпасын аламыз. Бул аңлатпа 168-параграфтағы (3)-формулаға сәйкес келеди.

Жоқарыда көрсеткенимиздей, потенциаллар айырмасының шамасы киши. Бул ҳәр кыйлы металлардағы көлем бирлигиндеги еркин электронлардың санларының бир биринен аз шамаға айрылатуғынлығы менен байланыслы. Қандай болғанда да қатнасының шамасын 3 тен аспайды деп есаплаў керек. Бул теңлигин береди ҳәм, усыған сәйкес, болған жағдайда

*в.*

шамасына ийе боламыз. Жоқарыда келтирилген потенциаллар айырмасының екинши бөлимин классикалық көз-қарасларда талқылаў тийкарынан иллюстрациялық характерге ийе ҳәм қатаң теорияда оның квантлық көз-қараслар менен алмастырылыўы керек. Бирақ классикалық көз-қарасларда турып қарағандағы процесстиң санлық мәнислери дәл болмаса да, физикалық тәрепи айқын түрде көринеди.

**§ 169. Гальваникалық элементлер.** Электр тоғы өткенде ҳеш қандай химиялық өзгерислер жүзеге келмейтуғын биринши әўлад өткизгишлери (металлар, көмир) менен бир қатарда тоқ өткенде химиялық өзгерислер болып өтетуғын екинши әўлад өткизгишлер де бар. Екинши әўлад өткизгишлерге дузлардың, кислоталардың, силтилердиң еритпелери киреди. Жоқарыда көргенимиздей, металлардағы электр тоғы еркин электронлардың қозғалысына алып келинеди. Екинши әўлад өткизгишлеринде ионлар зарядларды алып жүриўшилер болып табылады. Дузларды ериткенде олардың молекулалары ионларға, яғный белгилери ҳәр қыйлы болған бөлимлерге ыдырайды. Мысалы, суўда ас дузын ериткенде молекулалары оң зарядланған ҳәм терис зарядланған ионларына ажыралады. Сыртқы электр майданының бул ионлардың қозғалысы екинши әўлад өткизгишиндеги тоқты пайда етеди. *Электролитлик диссоциация* деп аталатуғын еритпедеги молекулалардың ионларға ажыралыўы процесси менен екинши әўлад өткизгишлери арқалы тоқтың өтиўиниң механизмин биз электрлизге арналған параграфларда биз толық қараймыз. Ал ҳәзир екинши әўлад өткизгишлериниң э.қ.күшиниң пайда болыўында тутқан орнын таллаймыз.

Биз жоқарыда ҳәр қыйлы биринши әўлад өткизгишлеринен туйық контурды пайда еткенде онда э.қ.күшлердиң пайда болмайтуғынлығын көрдик. Егер биринши ҳәм екинши әўлад өткизгишлеринен туйық шынжырды пайда етсек, онда бундай шынжырда нолге тең болмаған э.қ.күшлери пайда болады. Биринши ҳәм екинши әўлад өткизгишлериниң комбинациясының усындай түри *гальваникалық элементти* пайда етеди.

Металл менен (биринши әўлад өткизгиш) еритпениң (екинши әўлад өткизгиш) арасындағы шегарада потенциалдың секириўи орын алады. Бул секириўди үзликсиз түрде қайта тиклеў химиялық күшлердиң жумысының есабынан жүзеге келеди.

Мысал ретинде, күкирт кислотасының суўдағы еритпесине түсирилген цинк пластинкасын қараймыз (127-сүўрет). Цинк ерий баслайды; бирақ цинк атомлары еритпеге нейтраль атомлар түринде емес, ал оң ионлары түринде өтеди. Усының нәтийжесинде еритпе оң заряд пенен, ал цинк пластинкасы болса терис заряд пенен зарядланады. Цинк пенен еритпесиниң арасындағы шегарада қос электрлик қатлам пайда болады. Қос электр қатламының областында электр майданы пайда болады ҳәм цинк ионларының айырымлары цинк пластинкасына кери бағытта қайта баслайды. Нәтийжеде динамикалық тең салмақлық орнайды.

Еритпе менен металдың арасындағы потенциаллар айырмасының белгили болған мәнисинде (таза цинк болған жағдайда +0,51 В) электрлик күшлер химиялық күшлерди теңлестиреди ҳәм цинктың буннан былай ериўи тоқтайды.

Бирақ, егер еритпесине басқа түрдеги металдан исленген екинши металл пластинкасын түсирсек ҳәм оны сымның жәрдеминде тутастырсақ, онда бул сым арқалы тоқ өтеди. Себеби оның әтирапында биринши пластинканың әтирапындағыдай ионлардың еритпеге өтиў процесси жүреди, бирақ екинши пластинка биринши пластинкаға салыстырғанда басқа потенциалға ийе болады (128-сүўрет).

|  |  |
| --- | --- |
|  | 127-сүўрет.  Цинк ионларының күкирт кислотасының еритпесине өтиўи. |

Химиялық күшлердиң жумысы еки металдың қасындағы потенциалдың секириўлерин үзликсиз түрде қайтадан тиклеп турады. Химиялық күшлердиң есабынан үзликсиз түрде тикленип туратуғын потенциаллардың бир бирине тең болмаған усындай секириўлериниң болыўы гальваникалық элементтиң э.қ.күшин пайда етеди.

Еритпеден оң зарядланған ионлар металға өтетуғын металл-еритпе жубының болыўы да мүмкин. Бундай жағдайда металл оң, ал еритпе терис зарядланады.

Усындай көз-қарастан Даниэль элементиниң жумыс ислеўин қараймыз. 104-сүўретте схема түринде көрсетилген Даниэль элементи, жоқарыда атап өткенимиздей, цинк купоросының () еритпесине түсирилген цинк пластинкасынан ҳәм мыс купоросының () еритпесине түсирилген мыс пластинкасынан турады; еритпелер A дийўалы арқалы бөлинген. Цинк пластикасы оң зарядланған ионларының еритпеге өтиўиниң 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 ионларының келип биригиўиниң салдарынан оң зарядланады ( молекулаларының терис зарядланған ионлары менен оң зарядланған ионларына диссоциацияланады. Усының салдарынан мыс пенен шегарада +0,60 В болған потенциалдың секириўи орын алады.

|  |  |
| --- | --- |
| 128-сүўрет.  Күкирт кислотасына салынған цинк пенен мыс пластинкаларынан туратуғын гальваникалық элемент. |  |

Ақырында, туйық контур бойынша айланып өтиўде мыс пенен цинктың арасындағы (оның шамасы +0,006 ға тең) және еки еритпениң бир бирине тийисип турған орындағы потенциаллардың контактлық айырмасына дыққат аўдарыў керек. Потенциаллардың соңғы айырмасы еритпелердиң концентрациясынан ғәрезли ҳәм вольттиң мыңнан бириндей шамаға тең болады.

Солай етип, Даниэль элементиниң э.қ.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 +0,6В шамаларына тең болғанлықтан, Даниэль элементиниң э.қ.күши В шамасына тең. Бул э.қ.күштиң шамасы элементте өтетуғын химиялық реакциялардың жыллылықлары бойынша да есаплаўға болады.

Термохимиялық өлшеўлер цинктың цинк купоросына айланыўы (ақырғы есапта элементте усындай қубылыс болады) 1,06⋅105 кал/моль муғдарындағы энергияның бөлинип шығыўы менен әмелге асады.

Мыстың мыс купоросынан ажыралып шығыўы 0,56⋅105 кал/моль муғдарындағы жыллылықтың бөлинип шығыўы менен жүреди.

Солай етип, заттың реакцияға түскен ҳәр бир элементиниң ҳәр бир моли ушын мынадай энергия бөлинип шығады:

кал/молькал/мольэрг/моль.

Бул энергия тоқтың жумысын қоллап-қуўатлаў ушын жумсалады. Бул теңликте ℰ - элементтиң э.қ. күши, aл - алып өтилген электр зарядларының муғдары. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

теңликлерине ийе боламыз. Алып өтилген зарядтың муғдары ды аңсат есаплаўға болады. Еритпедеги цинктиң ҳәр бир оң ионы қос оң зарядқа (сондай екенлигин кейинирек көремиз), яғный сан мәниси бойынша электронның екилетилген заряды +2*e* ге ийе. Буннан, цинктиң бир моли еригенде электродтан еритпеге муғдарындағы электр зарядының өтетуғынлығы келип шығады. Бул теңликте арқалы Авагадро саны белгиленген. Бундай жағдайда (1)-аңлатпа бойынша

аңлатпасын аламыз. *U*, *e* ҳәм шамаларының сан мәнислерин қойып

шамасын ямаса *CGSE*-бирликлеринде алынған шамасын вольтлреге айландырып

шамасына ийе боламыз. Бул шама Даниэль элементиниң э.қ.күшиниң шамасына жақын.

Басқа элементлердиң көпшилигинде болып өтетуғын химиялық процесслер қурамалы характерге ийе ҳәм, сонлықтан, э.қ.күшин есаплаўды әпиўайы түрде әмелге асырыў мүмкин емес.

**§ 170. Термоэлектрлик қубылыслар.** 168-параграфта бизлер биринши әўлад өткизгишлеринен туратуғын туйық шынжырда э.қ.күшлериниң пайда болмайтуғынлығын көрсеттик. Бирақ, э.қ.күшлериниң нолге тең болыўы ҳәр қыйлы өткизгишлердиң арасындағы контактлардың температуралары бирдей болған жағдайда ғана орын алады. Контактлардың температуралары ҳәр қыйлы болған жағдайда нолден өзгеше болған э.қ.күши (термоэлектрлик қозғаўшы күш) пайда болады[[23]](#footnote-24). Егер еки металдан туйық шынжырды пайда етсе ҳәм дәнекерленген орынлардың бирин қыздырса, ал екиншисин салқын ҳалда усласа, онда шынжыр арқалы тоқ өтеди.

Бул эффект *термоэлектрлик қубылыслар* атамасын алды.

Термоэлектрлик күшлердиң пайда болыўын 168-параграфта айтылған жағдайларды пайдаланып аңсат түсиндириўге болады. Бизлер потенциаллардың контактлық айырмасының еки себеп пенен байланыслы екенлигин көрдик: шығыў жумысларының ҳәр қыйлы болыўы ҳәм ҳәр қыйлы металлардағы көлем бирлигиндеги электронлардың санының ҳәр қыйлы болыўы. Егер бул еки себепти де нәзерде тутсақ, онда 168-параграфтағы (2)- ҳәм (3)-формулалар бойынша A ҳәм B металларының арасындағы потенциаллардың контактлық айырмасы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасына тең болады. Еки A ҳәм B металларынан туратуғын туйық шынжырда (129-сүўрет) 1 контакты температурада, ал 2 контакты температурада туратуғын болсын. ҳәм шығыў жумыслары менен еркин электронлардың санлары болған ҳәм шамаларын температурадан ғәрезсиз деп есаплаймыз. Егер туйық контурды белгили бағытта айланып өткенде ушарасатуғын потенциаллардың барлық секириўлериниң қосындысы толық э.қ.күш ға тең болады (мысалы, 129-сүўретте көрсетилген бағытта). Бундай жағдайда (1)-аңлатпа бойынша:

теңлигине ийе боламыз ҳәм оннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

формуласын аламыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 129-сүўрет.  Егер контактлардың температуралары менен ҳәр қыйлы болса, онда еки металдан пайда етилген туйық шынжыр арқалы тоқ өтеди. |

(2)-формула дәнекерленген орынлардың температуралары ҳәр қыйлы болған жағдайда электр қозғаўшы күшиниң пайда болатуғынлығын ҳәм оның шамасының дәнекерленген орынлардың температуралар айырмасы болған шамасына туўры пропорционал екенлигин көрсетеди. (2)-формула электронлардың ҳәм концентрацияларының температурадан ғәрезли болыўының мүмкиншилигин есапқа алмайды.

Теория бойынша термоэлектр қозғаўшы күштиң шамасы ҳәр градуста вольттиң жүз мыңнан бир бөлегин қурайды. Мысалы: константан менен темирден туратуғын шынжырда дәнекерленген орынлардың температураларының айырмасы 10C болған жағдайда 5,2⋅10-5 *В* шамасына тең э.қ.күши пайда болады. Бул э.қ.күштиң шамасы дәнекерленген орынлардың температураларының айырмасына жоқары дәлликте туўры пропорционал өседи. Бирақ, термоэлектр қозғаўшы күшиниң температура менен қурамалы характердеги байланысқа ийе болған жағдайлар да ушырасады. Мысалы, цинк-гүмис жубы температуралардың айырмасы 0 градустан 100 градусқа шекемги интервалда *мкв/град* шамасын береди, ал ден температураға шекемги интервалда *мкв/град* шамасын береди. Ҳәтте э.қ.күшиниң белгисиниң де өзгериўи де мүмкин: вольфрам-молибден жубында температуралардың айырмасы киши болғанда тоқ қызған дәнекерленген орын арқалы молибденнен вольфрамға, ал температуралардың айырмасы үлкен болғанда тоқ вольфрамнан молибденге қарай жүреди.

Термоэлектрлик күштиң температуралардың айырмасынан ғәрезлигиниң усындай характери температураның өсиўи менен көлем бирлигиндеги еркин электронлардың санының өзгериўи менен толық болмаса да түсиндириледи. Бирақ, термоэлектрлик қубылыслардың толық теориясының тек квантлық механиканың тийкарында берилиўи мүмкин.

|  |  |
| --- | --- |
| 130-сүўрет.  Температураны термопараның жәрдеминде өлшеўдиң схемасы. |  |

Ҳәзирги ўақытлары термоэлектрлик қубылыслар жоқары температураларды өлшеў ушын да, жүдә әззи болған қызыўларды табыў ушын да кеңнен қолланылады. Жоқары температураларды өлшеў ушын термоэлектр қозғаўшы күшлери алдын ала пуқталық пенен өлшенген белгили болған металлардың сымларынан соғылған термопаралар ямаса термоэлементлер деп аталатуғын дүзилислер қолланылады. Сымлардың бир бири менен тутасқан орынлары дәнекерленеди. Бир контакт (130-сүўреттеги контакты) температурасы белгили болған орталықта жайластырылады (мысалы, ерип атырған музы бар ыдыста), ал екиншиси (130-сүўреттеги контакты) температурасы өлшенетуғын областта жайластырылады. Шынжырда пайда болатуғын э.қ.күшиниң шамасы *V* вольтметриниң жәрдеминде өлшенеди. Өлшенген э.қ.күшиниң шамасы бойынша температуралардың айырмасы анықланады. температурасының мәниси алдын-ала белгили болғанлықтан, температуралардың усы айырмасы бизге ны береди. Берилген металлар ушын термопара ушын *V* вольметрдиң туўрыдан-туўры градусларда градуировкаланған болыўы мүмкин.

V кесте.

Салқын дәнекерленген орынның температурасы болған жағдайдағы термоэлектр қозғаўшы күшлери

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| лардағы | Термоэлектр қозғаўшы күши (*мВ* лердеги) | | |
|  | Константан-темир | Константан-мыс |
| 1  100  200  300  500  800  1000  1500  1700 | 0,00  0,64  1,42  2,29  4,17  7,31  9,56  15,45  17,81 | 0,00  5,2  10,5  15,8  26,6  43,4  -  -  - | 0,00  4,3  9,3  14,9  -  -  -  -  - |

Жүдә жоқары болмаған температураларды өлшеў ушын константан-мыс ҳәм константан-темир термопаралары қолланылады. Заводлардағы ҳәм лабораториялардағы ошақлардың ямаса қыздырғышлардың ( шамасына шекемги) температураларын өлшеў ушын бир сымы таза платина, ал екиншиси платина менен родийдиң 10 процентлик қуймасынан туратуғын термопара пайдаланылады.

V кестеде көрсетилген үш термопарадағы контактлардың температуралардың ҳәр қыйлы айырмаларындағы термоэлектрлик қозғаўшы күшлердиң мәнислерин келтирилген.

Термоэлектрлик эффектти жүдә киши қызыўларды, мысалы, жақтылық ағысының жутылыўының салдарынан қызыўды табыў ушын пайдаланыўға болады. Эффектти бир бири менен избе-из тутастырылған бир қатар термопараларды пайдаланыў жолы менен күшейтиўге болады. Бундай жағдайда барлық жубыншы дәнекерленген орынлардың қызыўы, ал қатар саны тақ болған дәнекерленген орынлардың салқынлаўы мүмкин. Усындай түрдеги термопаралардың системасын термобағана деп атайды. 131-сүўретте келтирилген термобағана константан ҳәм мантанин қаңылтырларының жуқа жолақларынан турады (қалыңлығы шама менен 0,005 мм). Ортаңғы қараға боялған дәнекерленген орынлар нурланыўдың тәсирине ушыратылады, ал қапталдағылар үлкен массаға ийе мыс қабының ишинде жайласады. Усының салдарынан олардың темпераурасы турақлы болады. Бундай термобағанада бир микровольт шамасына тең э.қ.күши 20 эрг/сек шамасындағы жутылатуғын нурланыўдың қуўатына сәйкес келеди. Сезгирликти буннан да жоқарылатыўдың ҳәм көрсетиўлердиң үлкен турақлылығын вакуумлық термоэлементлерди пайдаланыў жолы менен әмелге асырыў мүмкин.

Әдетте, вакуумлық термоэлемент үлкен массаға ийе A ҳәм B мыс стерженлерине бекитилген константан менен манганинниң жүдә жуқа жолақларынан исленген бир термопарадан турады (132-сүўрет). Барлық система ишинен ҳаўасы сорып алынған ыдыстың ишинде жайластырылған. Термопараны вакуумға жайластырыў жыллылықтың жоғалыўын азайтады. Ал бул жағдай жыллылықтың бурынғыдай ағысын жутқанда дәнекерленген орынның күшлирек қызыўына алып келеди; нәтийжеде термопараның сезгирлиги 100 есеге шекем жоқарылайды. Вакуумлық термопаралардың ең жақсы үлгилеринде бир микровольтке тең э.қ.күши 0,5 эрг/сек болған нурланыўдың қуўатына сәйкес келеди.

Бир бири менен тутастырылған көп санлы термопаралардың жыйнағы бир неше вольтке тең потенциаллар айырмасын ҳәм бир неше ампер күшине ийе тоқты пайда ете алатуғын батареяны пайда ете алады. Бирақ, усындай термобатареяның пайдалы тәсир коэффициенти (п.т.к.) үлкен емес. Термобатарея жутылған жыллылықтың есабынан электр тоғын берип, термодинамиканың екинши басламасын қанаатландырыўы керек. Демек оның п.т.к. сы идеал машинаның п.т.к. сынан үлкен бола алмайды:

Бул теңликте - қызған дәнекерленген орынның температурасы, ал -салкын дәнекерленген орынның температурасы.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 131-сүўрет. Термобағана. | 132-сүўрет. Вакуумлық термоэлемент. |

Солай етип, термобатареяның ҳәрекетиниң утымлы болыўы ушын бир дәнекерленген орынды күшли қыздырыў, ал екинши дәнекерленген орынды күшли салқынлатыў керек. Бундай жағдайда зыянлы жоғалтыўлардан қашып қутылыўдың мүмкиншилиги кемейеди ҳәм η пайдалы тәсир коэффициентиниң ис жүзинде алынатуғын мәниси теориялық жоллар менен алынған мәнисинен әдеўир киши болады.

Термоэлектрлик эффектке кери болған қубылыс Пельтье қубылысы атамасы менен белгили. Оның мәниси мынадан ибарат: ҳәр қыйлы еки металдың тутасқан орны арқалы тоқ өткенде Ленц-Джоуль жыллылығына қосымша жыллылық бөлинип шығады ямаса жутылады. Егер дәнекерленген орын арқалы тоқ өткенде бул орын қызатуғын болса, онда тоқтың бағытын өзгерткенде тап сол орында жыллылық жутылады. Бул қубылысты бақлаў ушын үш избе-из жалғанған өткизгишлердиң (А өткизгиши, B өткизгиши ҳәм қайтадан А өткизгиши) 1 ҳәм 2 арқалы белгиленген тутасқан орынларын еки калориметрге орналастырады (133-сүўрет). Стрелка менен көрсетилген бағытта электр тоғын өткизгенде 1 дәнекерленген орында тоқ А металлынан B металлына қарай жүреди, ал 2 арқалы белгиленген дәнекерленген орында тоқ B металлынан А металлына қарай жүреди. Бундай жағдайда 1 орында жыллылық бөлинип шығады, ал 2 орында жутылады. Егер I ҳәм II калориметрлериндеги шынжырдың кесиндилериниң узынлықлары бирдей болса, онда оларда бөлинип шығатуғын Ленц-Джоуль жыллылықларының мәнислери бирдей, ал Пельтье жыллылығы болса ҳәр қыйлы белгилерге ийе болады.

Солай етип, I калориметрде базы бир ўақыттың ишинде

жыллылығы, ал II калориметрде усындай ўақыттың ишинде

жыллылығы бөлинип шығады. Буннан

ямаса

теңликлерине ийе боламыз. Демек, калориметрлик өлшеўлер жыллылығын тиккелей анықлаўға мүмкиншилик береди екен. *q* жыллылығы дәнекергенген орын арқалы өтетуғын тоқтың күшине ҳәм ўақытқа туўры пропорционал екен.

Сапалық жақтан Пельтье қубылысы контактлық потенциаллар айырмасының бар болыўы менен түсиндириледи. Егер, дәнекерленген орында потенциаллардың контактлық айырмасы тәрепинен пайда етилген электр майданы электронларды тезлететуғын болса, онда бул орында қосымша жыллылық бөлинип шығады. Егер пайда болған майдан электронларды иркетуғын болса, онда жыллылық жутылады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 133-сүўрет. Пельтье қубылысын бақлаў ушын арналған тәжирийбениң схемасы. | 134-сүўрет. Томсон қубылысын бақлаў  усылының схемасы. |

Томсон тәрепинен теориялық жақтан болжап айтылған және бир термоэлектрлик қубылыс бар. Оның мәниси мынадан ибарат: бир текли өткизгиште температуралар айырмасы орын алатуғын болса, онда э.қ.күшиниң пайда болыўы керек. Усындай э.қ.күшиниң бар болыўының нәтийжесинде Пельтье қубылысына усаған эффект бақланады: бир текли емес қыздырылған өткизгиш арқалы тоқты өткергенде әдеттеги Лоренц-Джоуль жыллылығына қосымша жыллылық муғдары бөлинип шығады ямаса жутылады. Электронлар тоғының бағыты жыллылық ағысының бағыты менен сәйкес келетуғын участкаларда қосымша жыллылық муғдары бөлинип шығады. Электронлар тоғының бағыты менен жыллылық ағысының бағыты қарама-қарсы болған орынларда жыллылық жутылады.

Томсон қубылысын былайынша бақлаўға болады: Бирдей болған AB ҳәм CD стерженлери 134-сүўретте көрсетилгендей етип тутастырылған.

A ҳәм C ушлары жоқары болған температурасында, ал B ҳәм D ушлары төменирек болған температурада услап турылады. Егер стерженлерди 134-сүўретте көрсетилгендей етип E батареясының шынжырына тутастырса, онда бағыты стрелкалар менен көрсетилген электронлық тоқ стерженинде температураның төменлеў бағытында, ал старженинде температураның жоқарылаў бағытында жүреди. Тоқ өтпестен бурын еки стержендеги симметриялы жайласқан ҳәм ноқатлары бирдей температураға ийе болады. Тоқты қосқаннан кейин, Томсон қубылысының салдарынан ноқаты ноқатына салыстырғанда ыссырақ болады. Себеби стерженинде электронлық тоқ бағыты бойынша жыллылық ағысының бағыты менен сәйкес келеди, ал стерженинде болса тоқтың бағыты менен жыллылық ағысының бағытлары қарама-қарсы.

Жыллылық қозғалысларына қатнасатуғын электронлардан туратуғын "газ" көз-қарасы тийкарында туратуғын жоқарыда келтирилген термоэлектронлық қубылысларды түсиндириў тек сапалық характерге ийе. Санлық тәрептен теорияның нәтийжелери тәжирийбеде алынған нәтийжелер менен жаман сәйкес келеди. Бундай сәйкес келмеўлердиң себеби металлардағы электронлардың қәсийетлерин классикалық көз-қараслардың тийкарында түсиндириўге болмайтуғынлығы менен байланыслы. Дурыс нәтийжелерди тек квантлық механиканың тийкарында алыў мүмкин (163-параграфқа қараңыз).

**§ 171. Ярым өткизгишлер**. Жоқарыда қарап өтилген қубылыслар металл-өткизгишлерге тийисли. Олардың электр өткизгишлиги еркин электронлардың бар болыўы менен байланыслы. Ҳәзирги ўақытлары физикада ярым өткизгишлер үлкен орынларды ийелей баслады. Жоқарыда айтылып өтилгениндей (154-параграф), ярым өткизгишлер металлардан киши электр өткизгишлиги менен айрылады. Соның менен бирге ярым өткизгишлердиң электр өткизгишлиги температураның өсиўи менен

нызамы бойынша үлкейеди. Бул теңликте - абсолют температура, ал болса ҳәр қыйлы ярым өткизгишлер ушын ҳәр қыйлы болған турақлы.

Әдетте, ярым өткизгишлердиң электр өткизгишлиги температураның жоқарылаўы менен жүдә тез өседи, ал олардың салыстырмалы қарсылығы соған сәйкес киширейеди. Мысалы, ярым өткизгиш болып табылатуғын таза кремнийдиң () температурадағы салыстырмалы қарсылығы 6⋅104 ом⋅см, ал температурада оның салыстырмалы қарсылығы ом⋅см шамасына, яғный бир неше жүз мың есе киши болады.

Жүдә төменги температураларда ярым өткизгишлер изоляторларға айланады.

Температураның жоқарылаўы менен өткизгишликтиң үлкейиўи ярым өткизгишлерде жыллылық қозғалысларының тоқты тасыўшыларды пайда етиўи менен түсиндириледи. Ярым өткизгишлердиң электр өткизгишлигиниң үлкейиўи энергияны бериў менен байланыслы болған жақтыландырыў ямаса басқа да тәсирлер менен байланыслы болыўы мүмкин. Ярым өткизгишлердиң айрықша әҳмийети олардың бир қатар қәсийетлери менен байланыслы. Мысалы, ҳәр қыйлы болған еки ярым өткизгиштен туратуғын шынжырда еки металл өткизгишлерден туратуғын шынжырдағыға салыстырғанда әдеўир жоқары болған термоэлектр қозғаўшы күшин алыўға болады. Еки контакттың температураларын ҳәм арқалы белгилеп, еки ярым өткизгиштиң шынжырындағы э.қ.күши ушын контактлердиң температураларының айырмасына пропорционал екенлигин сәўлелендиретуғын мынадай аңлатпаны алыўға болады:

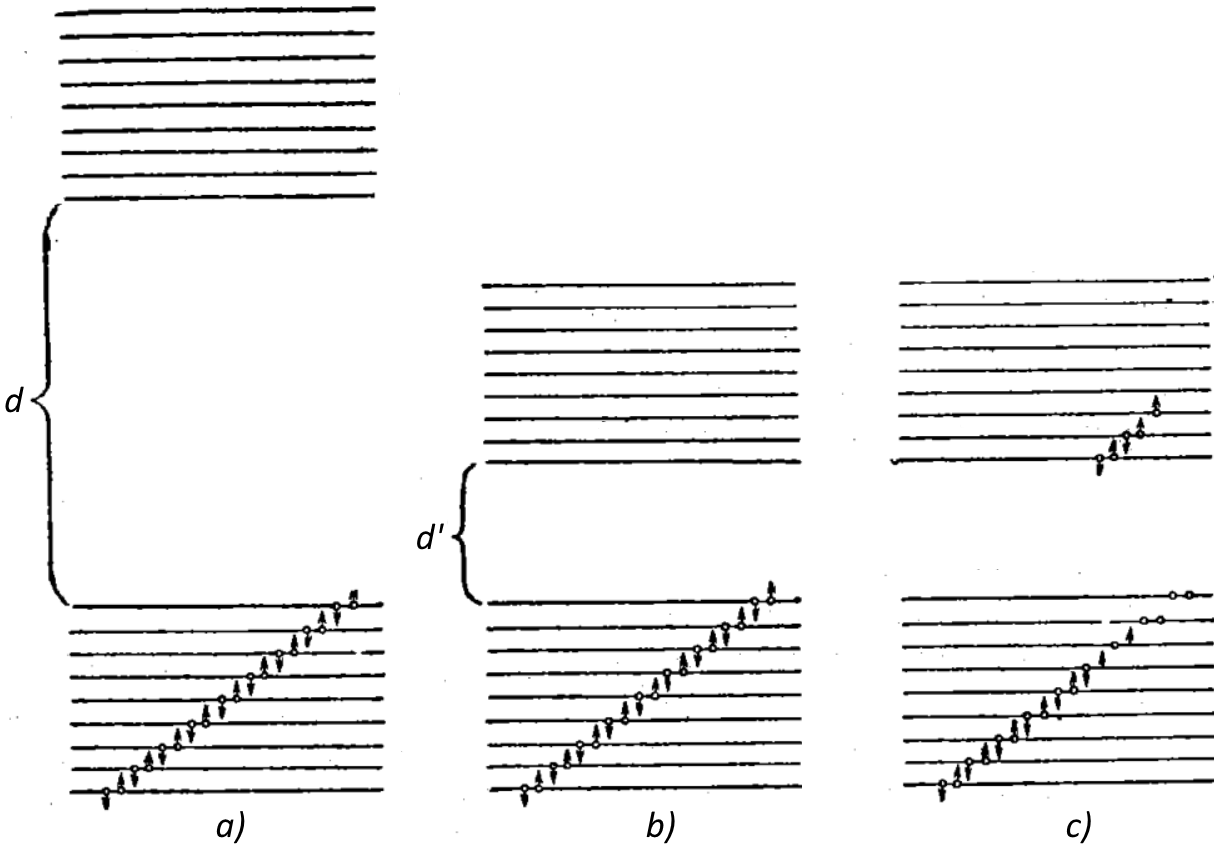
Бул аңлатпадағы ның мәниси *В/град* қа жетеди. Ал металларда болса α ның мәниси *в/град* шамасында.

Еки ярым өткизгиштиң ямаса ярым өткизгиш пенен металдың контактында айрықша шараятлар пайда болады. Контакт бар болған орындағы қарсылықтың шамасы тоқтың бағытынан күшли ғәрезли болыўы мүмкин: тоқтың бир бағытында қарсылықтың мәниси киши, ал қарама-қарсы бағытта - үлкен. Бул жағдай *қатты туўрылағышлар* деп аталатуғын дүзилислерде пайдаланылады (237-сүўрет).

Жоқарыда еслетилип өтилгениндей, жақтыландырыўдың тәсиринде ярым өткизгишлердиң электр өткизгишлиги де жоқарылайды. Бул қубылыс жақтылық ағысының шамасын өлшеў ушын қолланылады (III томға қараңыз).

Ярым өткизгишлердиң қәсийетлерин тек қатты денелердиң квантлық теориясының тийкарында түсиндириўге болады. 163-параграфта металл өткизгишлерде электронлардың бир бирине жүдә 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, яғный өзлериниң энергиялары, соның ишинде кинетикалық энергиясын өзгерте алатуғынлығын аңғартады. Басқа сөз бенен айтқанда, электронлар сыртқы электр майданының тәсиринде өзлериниң энергияларын өзгерте алады. Энергия қәддилери бир бирине жүдә жақын жайласқанлықтан, энергия дерлик үзликсиз өзгереди. Бул жағдай классикалық электронлық теорияның металлардың электр өткизгишлигине тийисли болған көп санлы фактларды түсиндире алғанлығының себеплерин көрсетеди.

Кристаллық қатты денелердиң толығырақ болған теориясы кристалларда энергия қәддилериниң бир биринен "қадаған етилген" энергиялық ҳаллар деп аталатуғын әдеўир кең болған областы менен айрылған группаларының ("зоналары" атамасын бериў қабыл етилген) пайда болатуғынлығын көрсетеди.



135-сүўрет. Кристаллардағы руқсат етилген ҳаллар зонасы: - диэлектрик, - ярым өткизгиш, - "тесиклери" бар ярым өткизгиш.

Руқсат етилген энергиялық ҳаллардың бир бирине салыстырғанда ҳәр қыйлы болып жайласыўлары диэлектриклердиң, өткзгишлердиң ҳәм ярым өткизгишлердиң қәсийетлериниң ҳәр қыйлы болатуғынлығын түсиндиреди. Мейли, кристалда бир бири менен кең аралық пенен ажыратылған зоналар бар ҳәм төменги зонадағы қәддилердиң саны еркин электронлардың санының жартысына тең болсын. Бундай жағдайда барлық төменги зона электронлар менен толған, ал жоқарыдағы зонада электронлар болмайды. Бул жағдай 135-а сүўретте келтирилген. Бул сүўретте электронлар стрелкасы бар ноқатлар арқалы белгиленген. Сыртқы электр майданы (егер ол жүдә күшли болмаса) электронларды төменги зонадан жоқарғы зонаға өткере алмайды. Себеби зоналардың арасындағы қашықлық үлкен. Сонлықтан сыртқы майдан электронлардың қозғалыс ҳалын пүткиллей өзгерте, яғный оларға қосымша тезлик бере алмайды. Кристалда сыртқы майданның тәсиринде электр тоғы пайда болмайды. Бундай кристалл диэлектрик (изолятор) болып табылады. Егер төменги зонаның барлығы электронлар менен толмаған болса, онда ҳәтте ҳәлсиз электр майданы электронларды жақын жайласқан бос қәддилерге өткере, яғный қозғалысқа келтире алады. Бундай кристалл (металл) өткизгиш болып табылады.

Бул айтылғанлардан, квантлық ҳәм классикалық теориялардың диэлектриклер менен металлардың арасындағы айырманы пүткиллей ҳәр қыйлы етип түсиндиретуғынлығы көринип тур. Классикалық көз-қараслар бойынша барлық электронлар өзлериниң атомларының қасында беккем услап турылады. Металларда болса еркин электронлар болып, олардың сыртқы майданның тәсиринде алып жүрилиўи электр тоғын пайда етеди. Квантлық көз-қараслардан, диэлектриклерде де, металларда да "еркин", яғный белгили бир атомлар менен байланыспаған электронлар бар болады[[24]](#footnote-25). Диэлектриклер менен металлар электронлардың энергиялық ҳалларының руқсат берилетуғын мәнислериниң зоналарының толықтырылыўы ҳәм бир бирине салыстырғандағы жайласыўлары бойынша айрылады.

Зоналық теория тек металлардың электр өткизгишлигин түсиндириўдеги классикалық теория ушырасатуғын қыйыншылықларды сапластырып ғана қоймай, ярым өткизгишлердиң қәсийетлерин де түсиндиреди. Ярым өткизгиш диэлектрик сыяқлы төменги зонаның электронлар менен толық толтырылғанлығы менен тәрийипленеди (135-b сүўрет), бирақ зоналардың арасындағы қашықлық 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 сүўретке қараңыз). Жоқарғы зонада еле де көп санлы толтырылмаған орынлар бар болғанлықтан, электронлар өзлериниң қозғалыс ҳалларын өзгерте алады ҳәм, усыған сәйкес олар сыртқы майданның тәсиринде тезлик алады. Нәтийжеде олар электр өткизгишликти пайда етеди. Сонлықтан, ярым өткизгиштеги энергиялық ҳаллардың жоқарғы зонасын *өткизгишлик зонасы* деп атайды. Өткизгишлик зонасына өткен электронлардың саны мынаған тең:

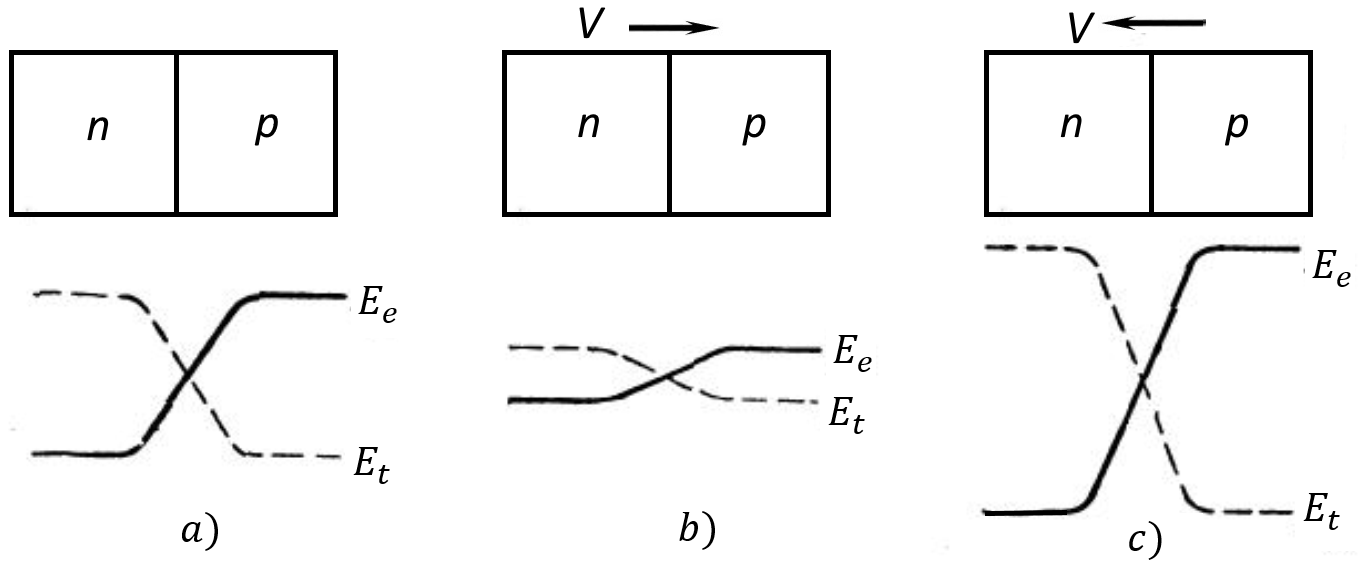
Бул теңликте ҳәм - турақлы шамалар. Усы аңлатпаға сәйкес, электр өткизгишликтиң температурадан ғәрезлиги мынадай түрге ийе:

Ярым өткизгишлердиң электр өткизгишлиги және де бир өзгешеликке ийе. Электронлардың төменги толған зонадан жоқары зонаға өтиўи төменги зонада еркин орынлар болған "тесиклерди" пайда етеди. Бул төменги зонадағы электронлардың электр өткизгишлик процессине қатнасыўға мүмкиншилик жаратып береди. Сыртқы майданның тәсиринде электронлардың орын алмастырыўының нәтийжесинде "тесик" электронның қозғалыў бағытына қарама-қарсы бағытта жылжыйды. Усындай "тесиктиң" жылжыўы оң зарядтың орын алмастырыўына эквивалент.

Энергия зоналарының көрсетилген схемасы таза затларға тийисли. Қосымталар бар болған жағдайда локаллық характерге ийе қосымша энергия қәддилериниң пайда болыўы мүмкин. Усындай қәддилерде жайласқан электронлар электр өткизгишликке қатнаса алмайды, бирақ, бул қәддилер тәрепинен электронлардың услап алыныўы ямаса басқа зоналарға берилиўи қосымша өткизгишлик электронларының ямаса "тесиклердиң" пайда болыўына алып келе алады. Өткизгишлик электронларының пайда болыўына алып келетуғын қосымтаны *донорлық* (мысалы кремнийдеги мышьяк), ал "тесиклердиң" 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 муғдардағы заряд тасыўшыларды *тийкарғы емес заряд тасыўшылар* деп атайды. Егер тийкарғы заряд тасыўшылар электронлар болып табылатуғын болса, онда ярым өткизгишти электронлық, ал тийкарғы заряд тасыўшылар "тесиклер" болатуғын жағдайда ярым өткизгишти "тесиклик" деп атайды. Электронлар менен "тесиклердиң" санлары салыстырарлықтай болса, онда ярым өткизгиштиң электр өткизгишлигин аралас электр өткизгишлик деп атайды.

Ярым өткизгиштиң электрлик өткизгишлигиниң механизминиң электронлық ямаса "тесиклик" екенлиги ҳаққындағы мәселе Холл эффектиниң белгиси бойынша шешилиўи мүмкин (217-параграф).

Ярым өткизгиштиң электр өткизгишлиги "тесиклердиң" қозғалысының салдарынан пайда болған жағдайда да, ҳақыйқатында да электронлардың қозғалатуғынлығын нәзерде тутыў 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 ийеленген зонадағы қозғалысы бир қатар жағдайларда (мысалы Холл эффектиниң белгилери ҳәр қыйлы болған жағдайда) ҳәр қыйлы болады. Сонлықтан, ярым өткизгишлердиң электронлық ҳәм "тесиклик" өткизгишликлерин бир биринен айырыўға туўры келеди. Бул еки типтеги өткизгишликтиң болыўы еки ярым өткизгиштиң шегарасындағы "жабыўшы қатламның" пайда болыўына алып келеди[[25]](#footnote-26). Ал бундай қатламның болыўы еки ярым өткизгиштиң ямаса металл менен ярым өткизгиштиң арасындағы туўрылаў тәсириниң пайда болыўына алып келеди.



136-сүўрет. Сыртқы электр майданы бар болған жағдайдағы электронлық () ҳәм тесиклик () ярым өткизгишлердиң шегараларындағы потенциаллық энергияның өзгериўи.

Бир бири менен тийисип турған ярым өткизгишлердеги еки түрли заряд тасыўшылардың (электронлар менен "тесиклердиң") потенциаллық энергиялары ҳәр қыйлы. Нәтийжеде шегарада потенциалдың секириўи жүзеге келеди (136-сүўретке қараңыз). Электронлар менен "тесиклер" еки ярым өткизгиштиң арасындағы шегара арқалы диффузияланады (168-параграфта гәп етилген бир бирине тийип турған еки металдың арасындағы шегара арқалы электронлардың диффузиясы менен салыстырыңыз).

Сыртқы майдан болмаған жағдайда (136-*a* сүўрет) 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, -ярым өткизгиштен -ярым өткизгишке қарай потенциалдың үлкейиўи орын алатуғын болса -ярым өткизгиштеги электронлардың энергиясы үлкейеди. Нәтийжеде еки ярым өткизгиштиң арасындағы шегарадағы потенциалдың секириўиниң шамасы киширейеди (136-b сүўрет) ҳәм электронлар бир ярым өткизгиштен екиншисине аңсат өте алатуғын болады, контакт арқалы тоқ өтеди. Оның күши потенциаллар айырмасының үлкейиўи менен тез өседи. Керисинше, егер -ярым өткизгишинен -ярым өткизгишине қарай потенциал өсетуғын болса, онда еки ярым өткизгиштиң арасындағы потенциалдың секириўи үлкейеди (137- сүўрет) - "жабыўшы қатлам" пайда болады. Енди, егер потенциаллар айырмасы жүдә үлкен болмаған жағдайда электронлар контакт арқалы өте алмайды, яғный бир ярым өткизгиштен екинши ярым өткизгишке қарай өтетуғын тоқтың күши жүдә киши болады.

Әлбетте, тийкарғы емес заряд тасыўшылар ушын ярым өткизгишлердиң 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 сезилерликтей орынды ийелемейди.

Тап сондай "жабыўшы қатламның" ярым өткизгиш - металл шегарасында да пайда болыўы мүмкин.

Советлер Союзында ярым өткизгишлердиң қәсийетлерин эксперименталлық үйрениў А.Ф.Иоффе ҳәм оның хызметкерлери тәрепинен кең масштабларда өткерилди. Еки ярым өткизгиштиң арасындағы шегарадағы туўрылаўшы қәсийеттиң пайда болыўын бир ўақытта ҳәм бир биринен ғәрезсиз Б.И.Давыдов, Шоттки ҳәм Мотт анықлады.

**§ 172. Қыздырылған өткизгишлер тәрепинен электронлардың шығарылыўы**. Буннан алдыңғы параграфларда металдан электронлардың сыртқа шығарылыўының шығыў жумысы деп аталатуғын шамасына тең болған жумыстың орынланыўы менен байланыслы екенлиги көрсетилген еди. Өжире температураларында металдың ишиндеги электронлардың санының жүдә киши бөлеги ғана металдан шығыў ушын жеткиликли болған энергияға ийе бола алады. Температураның жоқарылаўы менен тез қозғалатуғын электронлардың саны артады ҳәм усыған байланыслы металдан ажыралып шыға алатуғын электронлардың санының көбейиўи керек. Бул процесс қыздырылатуғын суйықлықтан молекулалардың пуўланыўына уқсас. Жеткиликли дәрежеде жоқары болған температурада металл тәрепинен электронларды сезилерликтей шығарыўы басланады. Бул қубылысты *термоэлектронлық эмиссия* деп атайды.

Бул қубылысты классикалық электронлық теорияның көз-қарасларының тийкарында таллаймыз. Мейли, берилген металдан электронның шығыў жумысы шамасына тең болсын. Бундай жағдайда металды кинетикалық энергиясы шамасынан кем болмаған электронлар таслап шығады, яғный

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шәрти орынланады. энергиясын атомлардың (ямаса молекулалардың) жыллылық қозғалысларының орташа энергиясы менен салыстырамыз. Классикалық теория бойынша орташа энергия шамасына тең болыўы керек ( арқалы Больцман турақлысы белгиленген). Бул энергияны шығыў жумысы болған шамасына теңлестирип, бөлекшелердиң орташа энергиясы шығыў жумысына тең болатуғын температураны табамыз:

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

формуласына ийе боламыз. Ҳәр қыйлы металлар ушын шығыў жумысының мәниси 1 ден 4,5 *эВ* ке шекем өзгереди. Егер биз В, яғный потенциалдың -бирлигин қабыл етсек, онда

яғный 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, сезилерликтей муғдардағы электронлар 1000 - 3000 К температурада, яғный әдеўир төмен болған температураларда ушып шыға алады.

Бул жағдай электронлардың энергиялар бойынша белгили түрдеги тарқалыўы менен түсиндириледи. Усыған байланыслы электронлардың бир бөлими орташа энергияға салыстырғанда үлкен энергияларға ийе болады. Усындай 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 соқлығысыў электронлардың қозғалысларына кесент бермейди. Электронлық тоқтың күши бойынша қызған металл тәрепинен шығарылатуғын электронлардың саны ҳаққындағы жуўмаққа келиўге болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 137-сүўрет. Катодлық лампаның жәрдеминде термоэлектронлық эмиссияны бақлаў. | 138-сүўрет. анод тоғының катод пенен анодтың арасындағы потенциаллар айырмасынан ғәрзлиги. |

Термоэлектронлық эмиссия қубылысын ишинен ҳаўасы сорып алынған ҳәм ишинде еки электроды бар найдан туратуғын катод лампасының жәрдеминде үйрениў аңсат. Бул еки электродтың бири сым түриндеги электроды (137-сүўрет) ҳәм диск ямаса пластинка түриндеги электроды болып табылады. Катод деп аталатуғын электроды батареясының терис полюсы менен тутастырылған, ал анод деп аталатуғын электроды сол батареяның оң полюсы менен тутастырылған. катодын қосымша батареясының жәрдеминде қыздырыўға болады. катоды ҳәм анодының арасында пайда етилген электростатикалық майдан қыздырылған катодынан шығатуғын электронларды тезлетеди: усының нәтийжесинде менен ның арасында вакуум арқалы ушатуғын электронлардың ағысы шынжырын туйықлайды. Тоқ шынжырында пайда болатуғын тоқтың күши әсбабының жәрдеминде өлшенеди. вольтметри катоды ҳәм анодының арасындағы потенциаллар айырмасын өлшеўге мүмкиншилик береди.

Тәжирийбелер лампа арқалы өтетуғын тоқтың (оны анод тоғы деп атайды) катодтың температурасынан ҳәм катод пенен анодтың арасындағы потенциаллар айырмасы болған шамасынан ғәрезли екенлигин көрсетеди. Катодтың температурасы турақлы болғанда анод тоғының күши потенциаллар айырмасы ның өсиўи менен үлкейеди. Бирақ тоқ күши менен потенциаллар айырмасының арасындағы ғәрезлик тоқ пенен потенциаллар айырмасының арасында туўры пропорционаллық байланыс болған Ом нызамына усаған нызам менен аңғартылмайды. Бул ғәрезлик 138-сүўретте көрсетилгендей әдеўир қурамалы характерге ийе. Дәслеп тоқтың шамасы потенциаллар айырмасының шамасына байланыслы әстелик пенен, кейин тезирек, буннан кейин және әстелик пенен өседи ҳәм белгили болған шамасынан баслап өсиўди пүткиллей тоқтатады. Тоқтың шамасы тойыныў шамасына жетеди.

анод тоғы менен потенциаллар айырмасының арасындағы ғәрезликтиң усындай характери сапалы түрде былайынша түсиндириледи. Электродлардың арасындағы қашықлық жеткиликли дәрежеде үлкен болғанда теңлиги орынланған жағдайда анод тоғының шамасы да нолге тең[[26]](#footnote-27). Себеби, катодтан ушып шыққан электронлар оның әтирапында электронлық бултты пайда етеди. Бул булт енди ушып шығатуғын электронлар ушын тормозлайтуғын электр майданын пайда етеди; усының нәтийжесинде 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 тезлениў алады ҳәм анод пенен катодтың арасында тоқ пайда болады. Тоқтың күши потенциаллар айырмасы болған шамасына байланыслы өседи. Теориялық есаплаўлар (186-параграф) тоқ күшиниң шамасына пропорционал екенлигин көрсетеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

(3)-формула Богуславский-Ленгмюр формуласы деп аталады. Бул формуладағы α коэффициентиниң шамасы электродлардың формасы менен жайласыўларынан ғәрезли. Солай етип, тоқ күши шамасына туўры пропорционаллықтан тезирек өседи екен.

Бирақ потенциаллар айырмасы ның буннан былай өсиўи менен тоқтың өсиўи иркиле баслайды. Себеби катоды тәрепинен берилген температурада шығарылатуғын электронлардың улыўмалық саны шекленген. потенциаллар айырмасының шамасы катодтан шығатуғын барлық электронларды сорып алыўға жеткиликли болған шамасына жеткенде тоқтың буннан былай өсиўи пүткиллей тоқтайды. Бундай жағдайда тоқтың шамасы тойыныў тоғы ның шамасына жетеди. Бул жағдайға 138-сүўреттеги графиктиң горизонт бағытындағы бөлими сәйкес келеди.

Жоқарыда айтылған жағдайдың тийкарында тойыныў тоғының сан шамасының берилген температурадағы катодтан ўақыт бирлиги ишинде ушын шығатуғын барлық электронлардың зарядларының шамасына тең екенлиги келип шығады.

Демек, егер биз катодтан ўақыт бирлигинде ушып шығатуғын электронлардың санын арқалы белгилесек, онда тойыныў тоғының сан шамасы ушын

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте - электронның заряды. Буннан катодтан ўакыт бирлигинде ушып шығатуғын электронлардың саны ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

теңлигине ийе боламыз.

Тәжирийбелер тойыныў тоғының шамасының катодтың температурасының жоқарылаўы менен дым тез өсетуғынлығын көрсетеди. Тойыныў тоғының электронларды шығаратуғын металдың температурасынан ғәрезлигиниң характери 139-сүўретте көрсетилген.

(4)-формула бойынша, тойыныў тоғы қызған металдан ушын шығатуғын электронлардың санын өлшейди. Егер толық тоғының орнына тойыныў тоғының тығызлығы болған шамасын, яғный эмиттерлеўши металдың бир бирлик бетинен берилген температурадағы шығатуғын тоқтың шамасын киргизсек, онда биз усы температурадағы металдың бетиниң бир бирлигинен шығатуғын электронлардың санын өлшеймиз.

|  |  |
| --- | --- |
| 139-сүўрет.  тойыныў тоғының катодтың температурасы дан ғәрезлиги. |  |

Квантлық теория тойыныў тоғының тығызлығы шамасының мәнисин есаплаўға мүмкиншилик береди (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз):

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бул формулада - металдың абсолют температурасы, - шығыў жумысы, - Больцман турақлысы, - ҳәр қыйлы металл ушын ҳәр қыйлы болған константа.

VI кесте.

Эмиссиялық турақлы менен шығыў жумысы

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Эмиттерлеўши бет | , *а/см2⋅град2* | *эВ* |
|  | 32 | 5,3 |
|  | 60 | 4,5 |
|  | 55 | 4,2 |
| Th | 70 | 3,4 |
|  | 3,2 | 1,36 |
|  | 1,5 | 1,56 |
|  | 3,0 | 2,63 |
| Барийдиң окиси | 1,18 | 1,84 |

(5)-формула тойыныў тоғының тығызлығы ның температураға байланыслы жүдә тез өсетуғынлығын көрсетеди; өсиў нызамы тийкарынан экспоненциаллық көбейтиўшиси бойынша анықланады

Металдың таза бети ушын шамасының теориялық мәниси 120 *а/см2 ⋅ град2* шамасына тең. Ҳақыйқатында ҳәр қыйлы металлар ушын шамасы кең шеклерде вариацияланады ҳәм ның мәниси металдың бетиниң ҳалынан ҳәм оның тазалығының дәрежесинен ғәрезли. Бизлердиң жоқарыда көрсеткеримиздей, тап усындай ғәрезлик шығыў жумысы ушын да орын алады. Адсорбцияланған барийдың окислериниң жуқа қатламы шығыў жумысының шамасын жүдә күшли өзгертиўге қәбилетли. Катодтың салыстырмалы жоқары болмаған температураларында әдеўир үлкен болған электронлық тоқларды алыў ушын усы жағдайдан пайдаланады.

VI кестеде ҳәр қыйлы таза металлар ҳәм белгили болған басқа заттың жуқа пленкасы менен жабылған вольфрам ушын менен шығыў жумысы ның мәнислери келтирилген.

шығыў жумысы (5)-формулағы дәрежениң көрсеткишинде киретуғын, ал шамасы көбейткиш болғанлықтан, үлкен тоқларды алыўға жетиў ушын шығыў жумысының мәниси тийкарғы орынды ийелейди. Сонлықтан, эмиссиялық турақлы ның мәнисиниң киши болыўына қарамастан, вольфрамның бетин ҳ.б. менен қаплаў жүдә утымлы болып табылады.

(5)-формуладағы айырым факторлардың тутқан орнын айқын түрде аңғарыў ушын төмендегидей санлы мысалларды келтиремиз.

VI кестеде келтирилген мағлыўматлар бойынша, вольфрамның таза бети ушын шығыў жумысы *эВ* ҳәм эмиссиялық турақлы *а/см⋅ град2*. Буннан, температурадағы тойыныў тоғының тығызлығы мынаған тең болады:

Вольфрамның тап сол бети температурада тойыныў тоғының тығызлығы ушын

шамасын береди. Көринип турғанындай, температураның 1000 нан 3000 ге көтерилиўи тойыныў тоғының шамасының 1016 есе үлкейеди екен.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 140-сүўрет.  Тойынған тоқтың логарифминиң шамасынан сызықлы ғәрезлиги. |

Вольфрамның цезий менен қапланған бети ушын, ҳәм *а/см2⋅град2*. Буннан ушын тойынған тоқтың тығызлығы ушын

шамасы алынады. Солай етип, вольфрамның бетин цезий менен қаплаў температурада таза вольфрамға салыстырғанда шама менен 3⋅1014 есе үлкен болған тойыныў тоғын алыўға мүмкиншилик береди.

тойыныў тоғының шамасын өлшеў шығыў жумысы ниң мәнисин табыўға мүмкиншилик береди. Ҳақыйкатында да, (5)-формуланы логарифмлеп

аңлатпасын аламыз. Биринши еки ағзаның қосындысы болған шамасын жуўық түрде турақлы деп есаплаўға болады, себеби ның мәниси ның мәнисине салыстырғанда әдеўир әстелик пенен өзгереди. Сонлықтан, жуўық түрде

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

теңлигин аламыз. Егер ордината көшерине ның мәнислерин, ал абсцисса көшерине ның мәнислерин қойсақ (140-сүўрет), онда, (6)-формулаға сәйкес, шамасының шамасынан ғәрезлиги туўры сызық пенен аңғартылады. ның температура дан ғәрезлигиниң усындай характери тәжирийбеде жақсы тастыйықланады. Туўрының абсцисса көшери менен жасайтуғын мүйеши α ниң тангенси (6)-аңлатпа бойынша шамасының алдында турған коэффициент пенен анықланады, яғный биз мынадай қатнасқа ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

Эксперименталлық мағлыўматлар бойынша шамасының шамасынан ғәрезлигин таўып ҳәм усы ғәрезлик бойынша қыялық мүйеши α ны есаплап, биз (7)-аңлатпа бойынша шығыў жумысының мәнисин анықлай аламыз. VI кестеде келтирилген шығыў жумысларының мәнислери усындай усылдың жәрдеминде анықланған.

Термоэлектронлық эмиссия қубылысы ҳәзирги заман электротехникасы менен радиотехникасында оғада әҳмийетли орынды ийелейди. Кенотронлар, күшейткиш ламапалар ҳ.т.б. деп аталатуғын дүзилислердиң жумыс ислеўи термоэлектронлық эмиссия қубылысына тийкарланған.

Қыздырылған бетлердиң зарядланған бөлеклешелерди шығарыўы тек металларда ғана емес, ал басқа да қатты денелерде бақланады. Электронлық ярым өткизгишлер тийкарынан электронларды эмиттерлейди. Ионлық кристаллар оң ҳәм терис ионларды эмиттерлейди, ал айырым жағдайларда еки белгиге ийе ионлар да эмиттерленеди. ҳәм басқа да көплеген дузлар температурада тек оң зарядланған ионларды шығарады. Силтили галогенлик дузлар (, ҳәм басқалар) температураларда тек оң ионларды, ал температуралардан жоқары болған температураларда терис ионларды шығарады.

Силтили металлардың пуўларында қыздырғанда оң ионларды ҳәтте металлар да шығарады.

Электронлардың жыллылықтың тәсириндеги эмиссиясынан басқа сыртқы электр майданының тәсириндеги, сондай-ақ электронлар менен ионлардың келип урылыўының салдарынан жүзеге келетуғын эмиссия да бар. Кейинги эмиссияны *екинши электронлық эмиссия* деп атайды.

Металлардан электронларды жулып алыў ушын жеткиликли болған сыртқы электр майданын есаплаў бетлик қатламның структурасын дәл билиўди талап етеди. Микроскопиялық гедир-будырлықлар беттеги электронға тәсир ететуғын күштиң шамасын әдеўир өзгертиўи мүмкин. Жуўық есаплаўлар бойынша, электронларды жулып алыў ушын өжире температураларында беттиң қасында *в/см* шамасына барабар майданның градиентин пайда етиў керек. Усындай үлкен майданларды пайда етиў ушын цилиндрлик конденсатордағы майданның характеринен пайдаланыўға болады. 149-параграфта айтылғанлар бойынша конденсаторды пайда ететуғын цилиндрлердиң арасындағы майданның кернеўлиги

шамасына тең. Бул теңликте - заряд, - цилиндрдиң узынлығы, ε - цилиндрлердиң арасындағы орталықтың диэлектриклик турақлысы, - ишки цилиндрдиң көшеринен баслап есапланған қашықлық. Бундай конденсатордың сыйымлығы мынаған тең:

Бул теңликте ҳәм арқалы сәйкес сыртқы ҳәм ишки цилиндрлердиң радиуслары белгиленген. қатнасынан пайдаланып ( арқалы потенциаллар айырмасы белгиленген)

қатнасын аламыз. қатнасының бул мәнисин ушын жазылған аңлатпаға қойып,

формуласын аламыз. Буннан болған ишки цилиндрдиң бетиниң қасындағы майданның кернеўлигиниң

шамасына тең болатуғынлығын көремиз. шамасы жүдә киши болған жағдайда ниң мәнисиниң жүдә үлкен болыўы мүмкин. Тәжирийбелерди өткергенде ишки цилиндр сыпатында диаметри бир неше микрон болған жиңишке сабақты алады, бундай жағдайда потенциаллардың айырмасы жүдә үлкен болмаса да сабақтың бетиниң қасындағы майданның кернеўлигиниң шамасы *В/см* шамасына шекем жетеди. Тәжирийбелерди вакуумде өткериў ҳәм бетлерди пуқталық пенен тегислеў керек. Себеби, бетлер тегис болмаған жағдайда сабақ пенен сыртқы цилиндрдиң арасында разряд пайда болады. Бетлердиң жүдә тегис болыўы да шәрт. Тап усындай болған қосымша қубылыслардың жүзеге келиўин мүмкин болғанынша сапластырып, электронлардың сыртқы электр майданы тәрепинен жулып алынатуғынлығын экспериментте анықланды ҳәм электронларды жулып алыў ушын зәрүрли болған майданның кернеўлигиниң *В/см* шамасынан басланатуғынлығы табылды.

Екинши электронлық эмиссия ҳәр қыйлы затлардың бетин электронлар ямаса ионлар менен бомбалаўда бақланады. Электронлар менен бомбалаўды бет тәрепинен шығарылған электронлардың бир бөлими шағылысқан биринши электронлар, ал қалған бөлими денелерден суўырылып алынған екинши электронлардан турады. Бет тәрепинен шағарылған электронлардың улыўмалық саны бетке келип түскен электронлардың санынан көп болыўы мүмкин. Мысалы, алюминий ушын, оған келип түсетуғын электронлардың энергиясы 350 *эВ* болған жағдайда, беттен ушып шығатуғын электронлардың саны келип түсетуғын электронлардың санынан 1,75 есе үлкен болады. Қурамалы бетлерден электронлардың екинши эмиссиясы айрықша үлкен болады. Мысал сыпатында, гүмистиң бетиндеги окистиң жуқа қатламы бар цезийдиң қатламын көрсетиўге болады. Бундай пленкалар ушын екинши электронлардың саны биринши электронлардың санынан онлаған есе үлкен.

Ҳәзирги ўақытлары екинши электронлық эмиссия электровакуумлық әсбаплардың ишиндеги тоқларды күшейтиў ислеринде пайдаланылап атыр (Кубецкийдиң фотокөбейткишлери ямаса найлары).

**§ 173. Термоэлектронлық эмиссияның теориясы**. Қызған металлардың бетинен электронлардың шығарылыўы олардың жыллылық қозғалысларының есабынан жүзеге келеди. Электронның металдан ушын шығыўы ушын тек оның тезлигиниң үлкен болыўы ғана емес, ал оның сәйкес бағытқа ийе болыўы да зәрүр. Сонлықтан тезликтиң электрон ушып шығатуғын металдың бетине перпендикуляр бағыттағы қураўшысының мәниси базы бир шамаға тең болған электронларды қараймыз. Егер биз туўры мүйешли координаталар системасын алсақ ҳәм оның көшерин металдың бетине перпендикуляр етип алсақ, онда бизге тезликлериниң қураўшылары берилген интервалында болған дана электронлардың группаларын қараўымыз керек. Ал, тезликтиң басқа еки қураўшыларының мәнислери тен шамасына шекемги интервалда болыўы мүмкин.

163-параграфта айтылып өтилгениндей, электронлардың энергия бойынша тарқалыўы Ферми нызамына бағынады[[27]](#footnote-28). Бул нызамнан шамалары интервалының ишинде жататуғын қураўшылары ийе болған электронлардың саны мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул аңлатпада α - константа, , - температураның мәниси болғандағы электронлардың максималлық энергиясы. - потенциаллық энергия ҳәм арқалы шамасына тең кинетикалық энергия белгиленген

көшериниң бағытындағы қураўшысының мәниси интервалында жататуғын, ал қалған қураўшылары тезликтиң ықтыярлы мәнислерине ийе болған электронлардың санын есаплаў ушын (1)-формуланың оң тәрепин ҳәм бойынша тен ке шекем интеграллаймыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Эмиссия бақланатуғын температураларда металлардан ушын шығыўға қәбилетли болған электронлар ушын теңсизлиги орынланатуғын болғанлықтан, онда шамасы бирден көп үлкен ҳәм жуўық түрдеги

теңликлерин жаза аламыз. Буннан кейин (2)-аңлатпаны

түринде қайтадан жазыўға болады. Усының менен бирге

теңлигиниң орынланатуғынлығы белгили. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

аңлатпасына ийе боламыз.

Енди металдың бетиниң бир бирлигинен ўақыт бирлигинде ушып шығатуғын электронлардың санын есаплаймыз. қураўшысының мәниси интервалының ишинде жататуғын электронлардың группасын қараймыз. Ўақыт бирлигинде беттиң бир бирлигинен ултанының майдан бир бирликке, ал бийиклигиниң сан мәниси қа тең болған группаның электронлары беттен ушып шығыўға үлгереди (141-сүўрет, 161-параграфтағы таллаўдың усылы менен салыстырыңыз). Бундай электронлардың саны мынаған тең:

Ўақыт бирлигинде, беттиң бир бирлиги арқалы ушып шығатуғын электронлардың саны болған шамасын ты дан ке шекем интеграллаў жолы менен анықлаймыз. Бул жерде арқалы электронның металдан ушып шығыўы ушын жеткиликли болған тезликтиң қураўшысының минималлық мәниси белгиленген. Солай етип,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

шамасын мынадай пикирлерден анықлаймыз. Металдың ишиндеги потенциаллық энергия турақлы ҳәм барлық орынларда шамасына тең (101- ҳәм 123-сүўретлер)[[28]](#footnote-29). Демек, электронның металдан ушып шығыўы ушын оның тезлигиниң қураўшысы

теңлигин қанаатландыратуғын шамасынан киши болмаўы керек. Буннан

теңлигине ийе боламыз. ның бул мәнисин (4)-теңликке қойып ҳәм (3)-теңликти пайдаланып

теңлигиниң орынлы екенлигин табамыз. Интеграллаўды орынлап

формуласын аламыз. Тойыныў тоғының тығызлығы ушын аңлатпаны ушып шығатуғын электронлардың саны ди электронлардың заряды ге көбейтиў жолы менен аламыз:

Ең ақырында теңлигиниң орынлы екенлигин аңғарып (бул теңликте арқалы шығыў жумысы белгиленген), соңғы формуланы былайынша жазамыз:

Бул формулада арқалы турақлы шама белгиленген. Солай етип, Ферми тарқалыўы нызамын пайдаланып биз 172-параграфта берилген ҳәм дурыс екенлиги экспериментте тастыйықланатуғын тойыныў тоғының тығызлығы ушын жазылған аңлатпаға келдик.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 141-сүўрет.  Беттиң майдан бирлигинен ўақыттың бир бирлигинде ушып шығатуғын электронлардың санын есаплаўға. |

α турақлысының теориялық мәниси шамасына тең. Бул аңлатпада - электронның массасы, a - Планк турақлысы деп аталатуғын турақлы. Оның мәниси *эрг⋅сек* шамасына тең.

Бул ның мынадай мәнисине алып келеди:

*а/см2⋅град2.*

Экспериментлер бир қатар металлар ушын *а/см2⋅град2* шамасын, яғный еки есе киши болған шаманы береди. Бул жағдайды былайынша түсиндириўге болады: теңсизлиги орынланатуғын электронлардың барлығы металдан ушып шықпайды, олардың бир бөлими металдың бетинде шағылысады.

**XVII БАП**

**ЭЛЕКТРОЛИТЛЕР МЕНЕН ГАЗЛЕРДЕГИ ТОҚЛАР**

**§ 174. Электролитлик өткизгишлик**. Таза суйықлықлардың көпшилиги электр тоғын жаман өткереди. Солардың ишинде, пүткиллей таза суў, керосин, минераль майлар ҳ.т.б. жүдә жаман өткизгишлер болып табылады. Бирақ дузлардың, кислоталардың ҳәм силтилердиң суўдағы ҳәм басқа да суйықлықлардығы еритпелери тоқты жақсы өткереди. Мысалы, дистилляцияланған суўға аз ғана ас дузын () қосыў ямаса оған күкирт кислотасының () бир неше тамшысын тамызыў оны жақсы өткизгишке айландырыў ушын жеткиликти.

Бизиң курсымыздың ҳәр қыйлы бөлимлеринде бизге дузлар менен кислоталардың еритпелери арқалы электр тоғының өтиўинде бул затлардың қурамлық бөлимлериниң электродларда бөлинип шығатуғынлығын атап өтиўге туўры келди. Тоқ өткенде қурамлық бөлеклерге ыдырайтуғын өткизгишлердиң усындай әўладын биз екинши әўлад өткизгишлер ямаса электролитлер деп, ал олардың өткизгишлигин электролитлик өткизгишлик деп атадық. Электролитлик өткизгишлик еритпеде ионлардың, яғный зарядланған атомлар менен молекулалардың бар болыўының себебинен жүзеге келеди. Сыртқы электр майданының тәсиринде ионлардың қозғалысы электролиттеги тоқты пайда етеди, ал биринши әўлад өткизгишлерде болса (металлардағы) тоқ еркин электронлардың қозғалысының салдарынан пайда болады.

Бизлер жоқарыда толығы менен таза суўдың тоқты жүдә әззи өткеретуғынлығын көрсеткен едик. Бул суўдың тийкарынан нейтраль молекулалардан туратуғынлығын ҳәм онда сыртқы электр майданының тәсиринде қозғалып, тоқты пайда ететуғын еркин электронлар менен ямаса қандай да бир еркин зарядланған бөлекшелердиң жоқ екенлигин билдиреди. Суўда бир қатар затларды, мысалы, қантты, глицеринди ҳ.т.б. ериткенде алынған еритпе де тоқты өткермейди. I томның 85-параграфында көрсетилгендей, бул еритпелерде осмослық басым болады, оның шамасы *Вант-Гофф* формуласының жәрдеминде жақсы анықланады. Бул затлардың молекулалары еригенде қандай да бир өзгерислерге ушырамайды, олар нейтраль болып қала береди ҳәм диссоцияланбайды. Дузлар менен кислоталардың еритпелери болса Вант-Гофф формуласының жәрдеминде есаплап алынған осмослық басымға сылыстырғанда үлкен басымды пайда етеди. Бизлер осмослық басымның аномаль үлкен басымының пайда болыўын түсиндириў ушын еритилген заттың молекулаларының бир бөлимин диссоциацияланады, яғный бөлеклерге бөлинеди деп есаплаў керек. Соның менен бирге еритпениң өткизгиш болыўы молекуланың диссоциацияланған бөлиминиң зарядланған екенлигин, яғный ионлар болып табылатуғынлығын көрсетеди. Молекулалардың диссоциациясы суўдағы еритпелерде айрықша үлкен. Бул жағдай суўдың үлкен диэлектриклик турақлыға ийе болыўы менен түсиндириледи .

Мейли, ыдысына (142-сүўрет) мыс купоросы тиң суўдағы еритпеси куйылған ҳәм оған еки электрод түсирилген болсын: - көмирден ҳәм - мыстан исленген. Электродларға батареясының полюслары тутастырылған ҳәм мыстан исленген электродына батареяның оң полюсы, ал көмирден соғылған 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 катодқа қарай қозғалады ҳәм олар өзиниң зарядын электродқа берип, усы электродта нейтралланған бөлекшелер түринде бөлинип шығады. Терис ионлар анодына қарай қозғала баслайды ҳәм сол орында айрылып шығады.

Мыс куроросының еритпеси арқалы базы бир ўақыт ишинде тоқты өткерип, көмир катодтың қара болған бетинде қызғыш реңдеги металл мыстың пайда болғанлығын аңғарыўға болады. Бул бизде еритпеде мыстың оң зарядланған ионлар түринде болғанлығына исеним пайда етеди. молекуласының диссоциацияланған бөлими, яғный группасының терис ионларды пайда етиўи керек. Солай етип, биз мынадай нәтийжеге келемиз: мыс купоросының молекулалары еригенде мыстың оң ионлары менен терис зарядланған ионларына диссоциацияланады екен. Оны биз былайынша жазамыз:

ҳәм қос белгилери бул жағдайда ионлардың еки зарядлық екенлигин, яғный еки электронын жоғалтыўдың ямаса еки артық электронды қосып алыўдың нәтийжесинде пайда болатуғынлығын аңғартады.

|  |  |
| --- | --- |
| 142-сүўрет.  Мыс купоросының еритпесиндеги электролитлик өткизгишлигиндеги ҳәм ионларының қозғалыслары. |  |

Мыстың оң ионлары катодқа қарай қозғалады ҳәм сол жерде олар мыс атомлары түринде бөлигип шығады. 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 ионлары мыс пенен химиялық реакцияға кириседи ҳәм қайтадан мыс купоросының молекулаларын пайда етеди:

Бул формулада арқалы анодқа өткен электронды аңғартады.

Мыс купоросының қайтадан пайда болған молекулалары еритпеге өтеди. Нәтийжеде мыс купоросының еритпедеги муғдары өзгериссиз қалады; катодта мыс бөлинип шығады, ал анодтағы мыс ионлары менен реакцияға кирисип, еритпеге өтеди.

Бул мысалдан тән алыў керек: ол биринши тәрептен электролиттиң өткизгишлигиниң ериген заттың молекуласының диссоциациясының салдарынан пайда болған ионлардың қозғалысының салдарынан пайда болатуғынлығын, екинши тәрептен электродларда ериген затлардың қурамлық бөлимлериниң бөлинип шығыўының шәрт емес екенлигин билдиреди. Электрлиздиң ең ақырғы нәтийжеси ионлардың ажыралып шығатуғын орынларда болып өтетуғын химиялық реакциялардан ғәрезли. Бул реакцияларды *екинши реакциялар* деп атайды ҳәм оларды есапқа алмай электролитлик диссоциация процессин айқынластырыўдың мүмкиншилиги болмайды. Көринип турғанындай, екинши реакциялардың характери тек еритпениң тәбияты бойынша ғана емес, ал электродлар соғылған материалдан да ғәрезли.

Электродларды сайлап алыўға байланыслы бир еритпениң электролизиниң нәтийжелериниң ҳәр қыйлы болыўы мүмкин. Мысал ретинде күкирт кислотасының суўдағы еритпесиниң электролизин қараймыз. Күкирт кислотасының молекулалары водородтың оң ионлары менен терис ионларына диссоцияцияланады. 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 ионы бөлинип шыға баслайды ҳәм ол катодтың материалы менен химиялық реакцияға кирисип қорғасынның сульфидин пайда етеди:

Еритпедеги күкирт кислотасының муғдары кемейе баслайды, электролиздиң нәтийжесинде күкирт кислотасының ыдыраўын 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 ионлары болса платина менен химиялық реакцияға кириспейди, ал суў менен реакцияға кириседи. Бул реакция мына түрде өтеди:

.

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, суўдың бир молекуласы бир кислород атомына ҳәм еки водород атомына бөлинеди екен. Солай етип, күкирт кислотасының электролизиниң барысында жүзеге келетуғын екинши реакциялардың нәтийжесинде суў ыдырайды, ал күкирт кислотасының өзи қайтадан тикленген болып шығады.

Бул ҳәм басқа да жағдайларды таллап, металлар менен водородтың барлық ўақытта оң ионларды пайда ететуғынлығын көремиз. Оларды катионлар деп атайды. Молекулалардың басқа бөлимлери (радикаллар, галогенлер ҳ.т.б.) терис ионларды пайда етеди (анионларды).

Ҳақыйқатында, диссоциация процесси текстте баянланған жағдайларға салыстырғанда қурамалы болған характерге ийе. Себеби ионлар суўдың молекулалары менен тәсирлеседи. Мысалы, суўдағы етитпеде водородтың оң ионы (еркин протон) еркин ҳалда қалмайды, ал суўдың молекуласы менен биригип ионын пайда етеди (гидроксоний ионы). Оң ионлар гидрацияға да ушырайды (суў молекулалары менен бирикпе), мысалы мыстың дузлары еригенде группалары ҳ.т.б. пайда болады.

Суў еритпелериндеги диссоциация процессиниң өзин диссоцияацияланатуғын молекула менен суўдың молекуласының арасындағы өз-ара тәсирлесиўдиң нәтийжеси деп қараўға болады. Мысалы, күкирт кислотасының суў молекуласы менен диссоциациясының нәтийжесинде ҳәм ионлары пайда болады:

Буннан кейин, молекулалық ионы суў менен реакцияға кирисип, еки зарядлы ионының пайда болыўына алып келеди:

Әдеттеги тең салмақлық ҳалында еритпеде ионлары да, ионлары да бар ҳәм соның менен бирге екиншилери бириншилерине салыстырғанда әдеўир көп ушырасады. Бирақ, электролиздиң ҳәм екинши реакциялардың ең ақырғы нәтийжеси тийкарғы текстте көрсетилгендей болады.

**§ 175. Фарадей нызамлары**. Электролитлик өткизгишлик нызамлары 1836-жылы эксперименталлық жоллар менен М.Фарадей тәрепинен ашылды. Бундай нызамлардың саны екеў.

Фарадейдиң биринши нызамы электродта бөлинип шыққан заттың муғдары, тоқтың күши ҳәм тоқтың электролит арқалы өткен ўақыты арасындағы байланысқа тийисли. Бул нызам мынадай әпиўайы мәниске ийе: электродта бөлинип шыққан заттың массасы тоқтың күши ге ҳәм тоқ өткен ўақыт ға пропопрционал:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул аңлатпада арқалы бөлинип шыққан затқа ҳәм электролиттиң қурамына ғәрезли болған пропорционаллық коэффициенти белгиленген.

Тоқтың күши болған шамасының ўақыт ға көбеймеси электролит арқалы өткен электр зарядларының муғдары ға тең:

Буннан Фарадейдиң биринши нызамына мынадай түр бериўге болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1*а*) |

*яғный, бөлинип шыққан заттың муғдары электролит арқалы өткен электр зарядларының муғдарына туўры пропорционал*. коэффициенти бөлинип шыққан заттың *электрохимиялық эквиваленти* деп атайды.

теңлиги орынланатуғын жағдайда

теңлигине ийе боламыз. Демек, электрохимиялық эквивалент сан мәниси бойынша электролит арқалы зарядтың бир бирлиги өткенде бөлинип шығатуғын заттың муғдарына тең.

Фарадейдиң екинши нызамы электрохимиялық эквивалент ның анықлайды.

Фарадейдиң екинши нызамын келтирип шығармастын бурын затлардың базы бир химиялық характеристикаларын еске түсиремиз. 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. арқалы элементтиң атомлық салмағын, ал арқалы оның валентлигин белгилеп, химиялық эквиваленттиң шамасына тең екенлигин көремиз. Егер биз элементтиң граммын алатуғын болсақ, онда бул элементтиң муғдары бир грамм-эквивалентти қурайды.

*Фарадейдиң екинши нызамының* мәниси *элементлердиң электрохимиялық эквивалентиниң олардың химиялық эквивалентлерине пропорционал* екенлигинен ибарат:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул аңлатпада - барлық элементлер ушын бирдей болған пропорционаллық коэффициенти. Әдетте коэффициентиниң орнына оған кери болған

шамасын алатуғын болсақ, онда Фарадейдиң екинши нызамы мынадай түрге ийе болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2*а*) |

шамасын *Фарадей саны* деп атайды. (2а) формуладағы электрохимиялық эквивалент ның мәнисин Фарадейдиң биринши нызамының аңлатпасын (1)-теңликке қойсақ, Фарадейдиң еки нызамын бириктиретуғын формуланы аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3*а*) |

Буннан, егер заттың бир грамм-эквиваленти бөлинип шығатуғын болса, яғный сан мәниси бойынша шамасына тең болған заттың массасы бөлинип шығатуғын болса, онда шамасының сан мәниси ке тең болыўы керек.

Солай етип, *Фарадей саны сан мәниси бойынша заттың бир грамм-эквивалентиниң бөлинип шығыўы ушын керек болған электр зарядының муғдары ға тең*.

Электрохимиялық эквивелентлерди өлшеў Фарадей саны ушын мынадай мәнисти береди:

Электронлық теорияны дөреткенде Фарадейдиң нызамлары айрықша орынды ийеледи. (3)-формуладан қәлеген заттың бир грамм-эквивалентин ажыратып алыў ушын электролит арқалы белгили муғдардағы электр зарядының, атап айтқанда сан мәниси Фарадей саны ке тең болған электр зарядларының өтиўи керек. Грамм-эквиваленттеги атомлардың саны элементтиң валентлиги нен ғәрезли ҳәм

шамасына тең болатуғынлығы көринип тур. Бул теңликте - Авогадро саны. Солай етип, ҳәр бир граммның бөлинип шығыўы элемент арқалы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

муғдарындағы электр зарядының өтиўи менен байланыслы. Электролитлердиң өткизгишлигиниң ионлық теориясы бойынша электролит арқалы тоқтың өтиўи ионлардың орын алмастырыўына алып келинеди. Буннан (4)-формуладан ҳәр бир элементтиң ионының элементтиң валентлиги ге пропорционал болған зарядына ийе болатуғынлығы келип шығады.

Ионның ең киши заряды бир валентли ионның зарядына сәйкес келеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Элементтиң валентлиги пүтин саны менен аңғартылатуғын болғанлықтан, қәлеген ион тәрепинен алып жүрилетуғын зарядтың муғдары дың

теңлигиниң жәрдеминде анықланатуғынлығы келип шығады. Демек, ионның заряды пүтин сан еселенген ең киши болған шамасына тең болады екен. Солай етип, Фарадейдиң нызамы заттың атомлық теориясы менен биргеликте электрдиң атомлық қурылысы ҳаққындағы көз-қарасқа алып келеди. Бундай жуўмақ 1881-жылы Гельмгольц ҳәм Стоней менен бир ўақытта ҳәм бир биринен ғәрезсиз түрде исленди. Заттың ҳәр бир атомы элементар зарядына пүтин сан еселенген зарядты жоғалта ямаса қосып ала алады. Бундай элементар зарядының электронның заряды екенлиги айқын көринип тур. Егер атом (ямаса молекула) бир ямаса бир неше электронын жоғалтатуғын болса, онда оң зарядланған ион пайда болады. Егер атом (ямаса молекула) өзине бир ямаса бир неше артық электронды қосып алатуғын болса, онда терис ион пайда болады.

Электролитлик диссоциацияда водород ҳәм силтили металлар (литий, натрий, калий ҳ.т.б.) бир валентли оң ионларды пайда ететуғын болғанлықтан, олар бир электронын жоғалтқан атомлар болып табылады. Цинк пенен мыс өзлериниң сульфатларының (ZnSO4 ҳәм CuSO4) диссоциациясында еки валентли оң ионларды пайда етеди, яғный олар еки электрон жетпейтуғын атомлар болып табылады.

, , бир валентли терис ионларды пайда етеди - олардың атомлары бир бирден артық электронларды тутып алады.

Бир элементтиң өзи ҳәр қыйлы валентликке ийе бола алады. Усыған сәйкес ҳәр қыйлы зарядларға ийе ионлар да пайда болады. Мысалы, еки валентли темирдиң дузларының диссоциациясында пайда болатуғын темирдиң оң ионы еки электронын жоғалтқан темир атомы, ал, темирдиң үш валентли дузларының диссоциациясының салдарынан пайда болған темирдиң оң ионы үш электронын жоғалтқан темир атомы болып табылады.

(5)-қатнас Фарадей сыны ҳәм Авагадро саны бойынша электронның зарядын анықлаўға мүмкиншилик береди. Авагадро саны ди моль-1 шамасына тең деп болжап,

шамасын аламыз. Бул электронның зарядының ўақытлары қабыл етилген мәниси болып табылады. Бирақ Авагадро саны ди эксперименталлық анықлаў усылларының электронның зарядын тиккелей өлшеў усылларына салыстырғанда дәллигиниң төмен екенлигине байланыслы (5)-теңлик Фарадей саны пенен электронның заряды бойынша Авагадро саны ди анықлаў ушын қолланылады.

**§ 176. Электролитлик диссоциация**. 174-параграфта көрсетилип өтилгениндей, электролитлик өткизгишлик ерийтуғын затлардың молекулаларының диссоциациясының салдарынан еритпедеги ионлардың бар болыўының салдарынан жүзеге келеди. Молекулалар еритпеде ериткиштиң молекулалары менен өз-ара тәсирлесиўдиң тәсиринде диссоциацияланады. Диссоциацияның дәрежеси ериген заттың молекулаларының тәбиятынан да, ериткиштиң молекулаларының тәбиятынан да ғәрезли. Егер зат ериткиш сыпатында пайдаланылатуғын болса, онда усы заттың диэлектриклик турақлысы менен оның диссоциацияны пайда ете алыў қәбилетлиги арасында параллелизм бар: ериткиштиң диэлектриклик турақлысы қаншама үлкен болса, онда ол жоқары дәрежели диссоциацияны пайда ете алады.

Диссоциацияның дәрежесиниң характеристикасы ушын диссоциация коэффициенти α шамасын қараў ушын киргизеди. Еритпениң көлеминиң бир бирлигинде ериген заттың дана молекуласы бар болсын. Олардың ишинде

молекула ионларға диссоциацияланған, ал

молекула диссоциацияланбаған. Диссоциация коэффицинти α еритпедеги молекулалардың диссоциацияланыў дәрежесин көрсетеди, егер

теңлиги орынланатуғын болса, онда молекулалардың барлығы диссоциацияланган, ал егер

,

теңлиги орынлататуғын болса, онда диссоциация болмаған.

Диссоциацияның берилген дәрежесинде биз молекулалардың ионласыўы менен ионлардың нейтраль атомларға айланыўы (*молизация*)процесси арасындағы тең салмақлық пенен ис алып барамыз. Ўақыт бирлигиндеги диссоциацияланатуғын молекулалардың саны бар болған молекулалардың санына пропорционал. Демек, ўақыт бирлигинде көлем бирлигинде пайда болатуғын ионлардың жупларының санын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасына тең деп болжаўға болады. Бул теңликте *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 бирлигиндеги саны шамасына тең болғанлықтан, көлем бирлигинде ўақыттың бир бирлигиндеги қайтадан тикленетуғын ионлардың жупларының санын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

шамасына тең деп есаплаўға болады. Бул теңликте γ - пропорционаллық коэффициенти. Ионизация процесси менен молизация процессиниң арасындағы тең салмақлық шәртиниң жаңадан пайда болатуғын ионлардың санының қайтадан қосылатуғын ионлардың жубының санына тең болыўы керек екенлиги өз-өзинен түсиникли, яғный

теңлигиниң орынлы болыўы керек. Буннан, (1)- ҳәм (2)-теңликлер бойынша

теңликлерине ийе боламыз ҳәм усы теңликлердиң тийкарында

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

формуласын аламыз. Бул формула диссоциация коэффициенти α ны көлем бирлигиндеги ериген молекулалардың саны менен байланыстырады.

Коэффициентлердиң қатнасы ден ғәрезли емес, ал еритпениң тәбиятынан ҳәм усы еритпе турған шараятлардан (температурадан) ғәрезли.

(3)-формула еритпедеги молекулалардың диссоциациясының дәрежеси ҳаққында базы бир жуўмақларға келиўге мүмкиншилик береди. Дәслеп, еритпени жүдә әззи (суйық) деп болжаймыз, яғный көлем бирлигиндеги ериген заттың молекулаларының саны нолге жақын: , бундай жағдайда жуўық түрдеги

теңлигин аламыз, яғный әззи еритпелерде α ның мәниси бирге жақын. Бул барлық молекулалардың диссоциацияланғанлығын билдиреди.

Керисинше, егер бир диссоциацияның дәрежеси киши деп болжасақ, онда (3)-теңликтеги бөлимдеги α коэффициентин бирге салыстырғанда есапқа алмаўға болады. Бундай жағдайда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3*а*) |

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 өткизгишлиги бойынша анықлаўға болады (178-параграфқа қараңыз); α шамасы еритпениң тәбияты менен концентрациясына байланыслы бирден киши болған ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болады. Мысалы, ушын 0,0001 моль/л шамасына тең концентрацияда шамасы алынады, ал концентрация 1 моль/л шамасына тең болса, онда теңлиги алынады. Таза суў да диссоциацияланған, бирақ жүдә төмен дәрежеде. Суў оң ионларына және гидроскилдиң терис ионларына диссоциацияланады. оң ионлары суў менен биригип ионларының пайда болыўына алып келеди. Сонлықтан диссоциация процессиниң барлығы мынадай характерге ийе болады:

Жүдә таза суў ушын α ның мәниси жуўық түрде шамасына тең ҳәм α ниң усы мәнисине ионларының шама менен 1 литрге моли сәйкес келеди. Бундай жағдайда 1 см3 суўды шама менен дана ионларының ҳәм тап сондай шамадағы гидроксилдиң ионларының бар болатуғынлығын аңсат есаплап шығарыўға болады.

Электрохимияда ҳәр қыйлы еритпелердеги ионларының концентрацияларын анықлаў әҳмийетли орынды ийелейди. 1 литрдеги моллерде аңғартылатуғын бул концентрация арқалы белгиленеди. Усы шамасынан алынған онлық логарифмди символының жәрдеминде белгиленеди:

Суў ушын ҳәм, усыған сәйкес, . теңсизлиги орынланатуғын орталықты ашшы, ал, теңсизлиги орынланатуғын орталықларды силтили деп атайды.

**§ 177. Еритпедеги ионлардың энергиясы**. Потенциаллардың контактлық айырмасы қубылысын қарап, биз электронлардың металдың ишинде сыртындағы ерки электронға салыстырғанда киши потенциаллық энергияға ийе болатуғынлығын көрдик. Металдан электронды айырып алыў ушын белгили бир жумыстың ислениўи керек. Тап сол сыяқлы, еритпениң ишиндеги ион базы бир белгили потенциаллық энергияға ийе болады. Еритпедеги ионның энергиясы ҳаққындағы мәселени биз дәслеп макроскопиялық көз-қарастан қараймыз. Биз бослықта жайласқан радиусы болған шамасындағы заряд пенен зарядланған шарға ийемиз деп болжайық. Оның энергиясын мынаған тең (138-параграфқа қараңыз):

Диэлектриклик турақлысы ε ге тең болған диэлектриктиң ишинде орныластырылган тап сондай шар

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

энергиясына ийе болады.

Егер еритпедеги ионды диэлекрик орталыққа жайластырылған заряды ға тең болған тап сондай шар деп қарасақ, онда оның потенциаллық энергиясы (1)-формула менен аңғартылады. Бул ионды еритпеден бослыққа алып шығыў ушын потенциаллық энергиялардың айырмасына тең болған жумысты ислеў керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Ионның радиусы шама менен 2⋅10-8 см ге тең деп есаплап, жумысының жуўық түрде 3 *эв* шамасына тең екенлигине көз жеткеремиз.

Еритпедеги ионның энергиясын дәлирек анықлаў ушын оның өзин қоршап турған молекулалар менен өз-ара тәсирлесиўин қараў керек.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 143-сүўрет. Ионды қоршап турған суў молекулалары. | 144-сүўрет. потенциаллық энергияның қашықлығынан ғәрезлиги. |

Ериткиш сыпатында ең көп ушырасатуғын суў поляр үш атомлы молекулалардан турады. Басқалардан алыста турған ионды аламыз ҳәм оған симметриялы түрде алты тәрептен суўдың нейтраль атомын жақынластырамыз (143-сүўрет). Электр майданының тәсиринде ионның зарядының белгисинен ғәрезсиз оған суўдың поляр молекулалары тартылады. Себеби олар барлық ўақытта ионның зарядына өзиниң қарама-қарсы белгиге ийе заряды менен бурылады. Ион менен молекуланың бир бири менен тәсирлесиўине сәйкес келетуғын потенциаллық энергияның шамасы молекулалардың ионларға жақынласыўы менен кемейеди ҳәм 144-сүўреттеги иймеклигиниң төменге қараған бөлими менен көрсетиледи. Поляр молекулалар менен ионның арасындағы қашықлық киши болғанда тартысыў күши ийтерисиў күши менен алмасады ҳәм потенциаллық энергияның шамасы үлкейе баслайды (144-сүўреттеги иймеклигиниң бир бөлими). Ион менен молекуланың арасындағы қашықлықтың белгили болған мәнисине потенциаллық энергияның минимумы ҳәм ионның дөгерегиндеги молекулалардың орнықлы аўҳалы сәйкес келеди. Ионға алты молекуланы жақынластырыўдың орнына оның әтирапында қалыңлығы еки-үш молекуланың сызықлы өлшемлериндей болған қабықтың пайда болыўы ушын жеткиликли болған молекулалардың алты группасын жақынластырыўға болады. Бундай жағдайдағы потенциаллық энергияның иймеклиги де 144-сүўретте көрсетилген, бирақ тереңирек минимумлы иймекликтей болады. Молекулаларды буннан кейин де қосыў потенциаллық иймекликти күшли өзгертпейди, себеби ионның дөгерегиндеги майданның кернеўлиги қашықлыққа байланыслы тез кемейеди. Жеткиликли сандағы молекулаларды қосыў жолы менен биз суйықлықтың ишинде тамшыны аламыз. Солай етип, ионды еритпеге киргизгендеги энергиясының өзгериси 144-сүўретте көрсетилген потенциаллық энергияның иймеклигиниң тереңлиги менен бериледи. Ериткиштиң ишиндеги ионның потенциаллық энергиясын (1)-формуланың жәрдеминде көрсетиўге болады. Тек ғана ε ниң мәниси ериткиштиң макроскопиялық жоллар менен анықланған диэлектриклик турақлысының мәнисинен бир қанша өзгеше болады.

Жүдә әззи ериткиште ионлардың өз-ара тәсирлесиўин есапқа алыўдың кереги болмайды (бизлер оны есапқа алмадық). Ҳәр бир ион ериткиштиң қоңсылас молекулалары менен ғана тәсирлеседи. Нәтийжеде ион менен ериткиштиң молекулаларының арасындағы өз-ара тәсирлесиўдиң салдарынан сольват деп аталатуғын комплекс пайда болады ҳәм бундай комплекслер таза ериткиште қозғалады.

Жүдә әззи болмаған еритпелерде ионлардың өз-ара тәсирлесиўин есапқа алыў керек. Барлық ионлар сан мәниси бойынша бирдей зарядларға ийе деп болжайық. Белгили бир ионды қарайық. Оның менен оннан қашықлығында жайласқан ион менен тәсирлесиўге сәйкес келетуғын потенциаллық энергия шамасына тең. Егер ионлардың екеўиниң белгилери бирдей болса, онда потенциаллық энергияның белгиси оң, ал ионлардың зарядлары ҳәр қыйлы белгилерге ийе болса, онда потенциаллық энергияның мәниси терис. Бир ионның оны қоршап турған барлық ионлар менен өз-ара тәсирлесиўине сәйкес келетуғын потенциаллық энергия шамасына тең. Ҳәр қыйлы белгиге ийе болған зарядлары бар болған жағдайда бул сумманың ағзалары да ҳәр қыйлы белгилерге ийе болады ҳәм сумманың шамасы үлкен болмайды. Егер берилген ионның әтирапында бирдей сандағы оң ҳәм терис ионлар бар болса, онда потенциаллық энергияның шамасы нолге тең болған ҳәм олар бир биринен орташа бирдей қашықлықларда жайласқан болар еди. Бундай жағдайда ионның потенциаллық энергиясы оның әтирапында басқа ионлар болмаған жағдайдағыдай мәнислерге ийе болады. Бирақ, шын мәнисинде басқашарақ жағдай орын алады. Жыллылық қозғалысларының салдарынан ҳәр бир ион еритпениң өзин қоршаған молекулалары менен соқлығысады ҳәм, гейпара жағдайларда басқа ионларға жақынласады. Зарядлары бирдей белгиге ийе болған ионлардың ийтерисиўи олардың жақынласыўына қарсылық жасайды, ал белгилери ҳәр қыйлы болған ионлардың арасындағы тартылыс күшлери олардың бир бири менен жақынласыўына 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 аўҳалда болады.

Ионлық кристаллардың пәнжересинде (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 тарқалыўы суйықлықтағы нейтрал атомлардың тарқалыўы менен кристаллық пәнжередеги ионлардың тәртиплескен тарқалыўының аралығында болады. Буннан еритпедеги ионлардың жыйнағының ионлық кристаллық пәнжередеги жағдайға уқсас энергияның запасына ийе болатуғынлығы келип шығады. Демек, басқа да ионлары бар еритпеден ионды алып шығыў ушын исленген жумыстың шамасы таза еритпеден сол ионды алып шығыў ушын исленген жумыстан үлкен болады. Бирақ бул қосымша жумыстың шамасы (2)-формуланың жәрдеминде алынатуғын энергияның шамасынан жүдә үлкен емес.

Ионның қоршаған орталық пенен тәсирлесиў күшлери тек электростатикалық характерге ийе болмайды. Бул жағдай ҳәр қыйлы затлардың арасындағы (мысалы, еки металдың арасындағы ямаса металл менен электролиттиң арасындағы) потенциаллардың секириўлерин анықлағанда жүдә абайлы болыўды талап етеди. Мысалы, егер биз металл менен электролиттиң арасындағы бир рет металдан электролитке бир электронды, екинши рет ионды алып өткендеги потенциалдың секириўин анықлайтуғын болсақ, онда потенциалдың секириўи ушын ҳәр қыйлы мәнислерди аламыз. Бир бирлик зарядты бир ноқаттан екинши ноқатқа көширгенде электростатикалық потенциаллардың айырмасын жумыстың аңлатпасы бойынша тек қоршаған орталық пенен электростатикалық тәсирлесиў күшлеринен басқа ҳеш қандай күшлер менен тәсир етпейтуғын бир бирлик идеал ноқатлық зарядты көширген жағдай ушын ғана анықланыўы мүмкин. Қандай да бир ҳақыйқый зарядты көширгенде (электронды, ионды) электростатикалық өз-ара тәсирлесиў күшлери менен бир қатарда алып өтилетуғын бөлекшелердиң әўладына ҳәм бир бири менен шегараласатуғын затлардың түрлерине байланыслы күшлирек ямаса әззирек күшлердиң де пайда болыўы мүмкин (мысалы, квантлық механикада қаралатуғын "алмасыў күшлери"). Бундай жағдайда ҳақыйқый зарядланған бөлекшениң орнын алмасыўда исленген жумыстың шамасы бойынша потенциаллар айырмасының шамасын анықлаў тек потенциаллары анықланатуғын еки ноқат бир орталықта жайласқан жағдайда ғана әмелге асырылады. Егер ноқатлар ҳәр қыйлы орталықларда жатқан болса, қандай бөлекшениң орын алмастыратуғынына байланыслы ҳәр қыйлы мәнислердиң алыныўы мүмкин.

**§ 178. Электролитлик 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 қосымша тезлигине, ал терис ионлар оған қарама-қарсы бағытта қосымша тезлигине ийе болады. Тәртипсиз болған жыллылық қозғалысларына ионлардың көширмели тезлиги қосылады ҳәм еритпеде белгили бағыттағы зарядлардың алып жүрилиўи, яғный электр тоғы пайда болады.

Металлардың электр өткизгишлигин қарағанымызда (161-параграф) бизлер электронға майданның оның еркин жүриў жолының узынлығындағы тәсирин қарадық. Усының менен бирге биз металдың кристаллық пәнжересиниң тулғасын пайда ететуғын ионлар менен соқлығысқанда сыртқы майданның тәсиринде алынатуғын қосымша тезликти толық жоғалтады деп есапладық. Ал электролиттеги ионлардың қозғалысын биз макроскопиялық жақтан қараймыз; биз электролиттеги ионға еки күш тәсир етеди деп есаплаймыз: бириншиси электрлик күши ( арқалы ионның заряды, арқалы электр майданының кернеўлиги белгиленген) ҳәм орталықтың қарсылық күши. Бундай көз-қарастың дурыс екенлиги ионлардың электронларға салыстырғанда ири ҳәм ериткиштиң молекулалары менен тығыз қоршалғанлығы менен дәлилленеди. Көпшилик жағдайларда ионларға "нейтраль молекулалар жабысқан", сонлықтан сыртқы майданының тәсиринде сольват деп аталатуғын толық комплекс қозғалады.

Ионлардың қозғалысларының тезликлеринде сүйкелис күшлериниң шамасы тезликке пропорционал ҳәм сол сүйкелис күшлериниң бағыты ионның қозғалыў бағытына қарама-қарсы деп есаплаўға болады. Солай етип, оң ионға тәсир ететуғын сүйкелис күшин шамасына тең деп есаплаўға болады, бул жерде где арқалы сүйкелис коэффициенти белгиленген. Оң ионның массасын арқалы, ал оның тезлениўин арқалы белгилеп оң ионның бағытланған қозғалысы ушын мынадай түрдеги теңлемени жаза аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул теңлеме киши тезликлерде электр күшлериниң үлкен орынды ийелетуғынлығын, солардың тәсиринде ионның тезлигиниң үлкейетуғынлығын көрсетеди. Бирақ, тезлигиниң үлкейиўи менен сүйкелис күши де үлкейеди ҳәм ўақыттың базы бир моментинде (1)-теңликтиң оң тәрепи нолге тең болатуғын шамаға жетеди:

бундай жағдайда тезлениўи де нолге айланады ҳәм тезлик

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

шамасына тең турақлы мәниске ийе болады.

Буннан биз ионның қәлиплескен бағытланған қозғалысының тезлиги болған шамасының электр майданының кернеўлиги ге туўры пропорционал екенлигин көремиз.

Тап сондай қатнасты терис ионның тезлиги ушын да аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2*а*) |

Бул теңликте k\_— терис ион ушын сүйкелис коэффициенти.

Электролиттеги тоқ еки белгиге ийе ионлардың қозғалысынан пайда болады; ҳәр бир белгиге ийе болған ионлардың көлем бирлигиндеги саны; демек, оң ионлардың майданның бағытында, ал терис ионлардың майданға қарама-қарсы бағыттағы қозғалысларынан пайда болған тоқлардың қосындысы мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул теңликте арқалы ионлардың ҳәр қайсысы тәрепинен алып жүрилетуғын заряд белгиленген.

эквивалент концентрация деп еритпениң көлеминиң бир бирлигине сәйкес келетуғын ериген заттың грамм-эквивалентиниң санын атаймыз. Бундай жағдайда . Бул қатнаста - бир бирлик көлемдеги ериген заттың молекулаларының саны, aл - грамм-эквиваленттеги молекулалардың саны. көбеймесин шамасына көбейтип ҳәм бөлип, теңлигине ийе боламыз. Бирақ, айтылғанлар бойынша, aл . Бул теңликте - Фарадей саны. Буннан

теңлигине ийе боламыз. диң тул мәнисин (3)-аңлатпаға қойып

теңлигин ямаса бул аңлатпаға ионлардың ҳәм тезликлериниң орнына олардың (2)- ҳәм (2а)-теңликлери бойынша мәнислерин қойсақ

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

формуласына ийе боламыз.

Майданның кернеўлиги болған жағдай ушын сан мәниси бойынша ионлардың тезликлерине таң болған ҳәм қатнаслары *ионлардың қозғалғышлығы* деп аталады. Оларды ҳәм арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда (4)-теңликти былайынша көширип жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4*а*) |

Берилген еритпе ушын шамасы турақлы. Ом нызамы бойынша тоқтың тығызлығы шамасына тең болғанлықтан, (4*а*) теңлиги электролитлик өткизгишлик ушын Ом нызамын аңғартады. Электролит ушын электр өткизгишлик коэффициентиниң мәниси

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

шамасына тең болып шығады. (5)-қатнас электролиттиң электр өткизгишлигиниң диссоциация коэффициенти α ға ҳәм ионлардың қозғалмалылықларының қосындысы болған шамасына пропорционал екен.

Диссоциация коэффициенти α еритпениң концентрациясынан ғәрезли. Сонлықтан, (5)-формула менен аңғартылатуғын α ның дан ғәрезлиги қурамалы характерге ийе болады. Таза ериткиш ушын электр өткизгишлик нолге тең (), себеби концентрация нолге тең. Буннан кейин, ның үлкейиўи менен электр өткизгишлик үлкейеди ҳәм базы бир максимумға жетеди. Концентрациясы үлкен еритпелер ушын σ қайтадан киширейеди, себеби диссоциация дәрежеси α киширейеди. 145-сүўретте σ ның күкирт кислотасының суўдағы еритпесиниң концентрациясынан ғәрезлиги келтирилген.

|  |  |
| --- | --- |
| 145-сүўрет.  Күкирт кислотасының суўдағы еритпеси ушын электр өткизгишлик σ ның еритпениң концентрациясынан ғәрезлиги. |  |

шамасы *эквивалент электр өткизгишлик* деп аталады. Оны арқалы аңлатамыз. Бундай жағдайда (5)-аңлатпа бойынша

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

теңлигине ийе боламыз. Фарадей саны турақлы шама болып табылады, берилген электролит ушын ионлардың қозғалғышларының қосындысы болған шамасы да турақлы шама. Сонлықтан, (6)-формула бойынша

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6*а*) |

теңлигине аламыз. Бул теңликте - турақлы сан. Солай етип, эквивалент электр өткизгишлик диссоциация коэффициенти α ға пропорционал. Жүдә әззи еритпе ушын ҳәм бундай жағдайда , яғный жүдә әззи еритпе ушын эквивалент электр өткизгишлик концентрациядан ғәрезли болмай қалады. Эквивалент электр өткизгишликтиң бул турақлы мәнисин арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда (6а) формуладан

қатнасына ийе боламыз. Буннан диссоциация коэффициенти α ның берилген концентрациядағы ҳәм жүдә әззи концентрациядағы эквивалент электр өткизгишликлердиң қатнасы бойынша анықланатуғынлығы келип шығады.

шамасының мәниси ионлардың қозғалмалылықларының қосындысы менен тиккелей байланыслы. Ҳақыйқатында да, (6)-теңлемеден

теңлигин аламыз. Буннан жүдә әззи концентрациядағы эквивалент концентрацияны анықлап ионлардың қозғалмалылықларының қосындысын табыўға болады.

Ионлардың қозғалмалылықларының өзлерин анықлаў ушын қатнасын да анықлаў жеткиликли. Бул қатнасты төмендегидей есаплаўдың жәрдеминде анықлаўға болады. Көлем бирлигиндеги ҳәр бир белгиге ийе ионлардың саны ди электролиттиң барлық бөлимлери ушын бирдей деп есапладық. Бирақ, ионлардың ҳәр қыйлы қозғалмалылықларының болыўынан олардың саны катодтың қасында ҳәм анодтың қасында ўақыттың өтиўи менен өзгереди.

Мейли, диссоциация толық болатуғындай дәрежеде еритпе соншама әззи болсын. Бундай жағдайда көлем бирлигиндеги жуп ионлардың саны көлем бирлигиндеги ериген заттың молекулаларының саны ге тең. Бундай жағдайда катодтың қасында көлем бирлигинде оң ион болды (ҳәм соншама терис ионлар болды). Тоқтың өтиўи 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 ўақытының ишинде катодқа тийип турған көлемниң ҳәр бир бирлигинен дана ион кетеди. Усының салдарынан тап соншама оң ионлар жуптың ишине кирмей қалады ҳәм катодта бөлинип шығады.

Солай етип, ўақытының ишинде катодтың қасындағы ионлардың жупларының саны шамасына киширейеди ҳәм

шамасына тең болады. Демек, ўақыты ишинде катодтың қасындағы ионлардың жупларының саны мынадай қатнаста өзгереди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

Тап усындай жоллар менен ўақытының ишинде анодтың қасындағы ионлардың жуплары мынадай қатнаста өзгериске ушырайды

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7*а*) |

Бизиң болжаўымыз бойынша диссоциация толық, сонлықтан көлем бирлигиндеги ионлардың жубының саны көлем бирлигиндеги ериген молекулалардың санына тең, ал бул сан эквивалент концентрация ға тең. Буннан (7)-теңлик бойынша

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте арқалы электролиз басланғаннан кейин ўақыт өткеннен кейинги катодтың қасындағы эквивалентлик концентрацияның мәниси, ал арқалы эквивалентлик концентрацияның басланғыш мәниси. Соның менен бир қатарда (7а) дан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8*а*) |

теңлиги келип шығады. Бул теңликте — электролиз басланғаннан t ўақыт өткеннен кейинги анодтың қасындағы эквивалент концентрацияның мәниси.

(8)- ҳәм (8а)-қатнасларынан мынаны аламыз

Ионлардың қозғалғышлықлары ҳәм олардың тезликлерине пропопрционал, сонлықтан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

қатнасына ийе боламыз. (9)-теңликтен электролиздиң салдарынан электродлардың қасындағы еритпелердиң концентрациясының төменлеў дәрежесин изертлеп, ионлардың қозғалғышлықларының қатнасларын табыўға болады екен. (5)- ҳәм (9)-формулаларды пайдаланып, ионлардың қозғалғышлықларының өзлериниң мәнислерин де табыўға болады.

Базы бир ионлар ушын ҳәм қозғалғышлықларының мәнислери VII кестеде келтирилген.

VII кестеде келтирилген мағлыўматлардан майданның кернеўлигиниң жетисиў мүмкин болған мәнислеринде ( ниң шамасы 1 см де бир неше вольт) ионлардың тезликлериниң жүдә киши екенлиги ҳәм бир секундтағы сантиметрдиң бир неше мыңнан биринен аспайтуғынлығы көринип тур. Концентрацияланған еритпелердеги ионлардың қозғалғышлығының суйық еритпелелердегиге салыстырғнада киши. Концентрацияланған еритпелердеги сыртқы майданға салыстырғанда басқа ионлардың пайда еткен майданларын есапқа алмаўға болмайды.

VII кесте

**Ионлардың қозғалғышлықлары**

(*см2/сек·В* лердеги)

|  |  |
| --- | --- |
| Ионлар |  |
|  | 0,003263  0,000669  0,000450  0,001802  0,000677  0,000639 |

Ионлардың қозғалысларын боялған еритпелерди пайда ететуғын ионларды пайдаланыў жолы менен тиккелей бақлаўға болады. ҳәм арқалы белгиленген платина электродлары орналастырылған *U*-тәризли трубкаға бирдей болған тығызлықтағы ҳәр қыйлы болған еки еритпени қуяды: төменине интенсивли фиолет реңге ийе калий перманганаты (), ал жоқарысына реңсиз калий нитраты () еритпеси. Трубка арқалы тоқ өткерилгенде ионының боялған еритпесиниң шегарасы анодқа қарай сезилерликтей жылысады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 146-сүўрет.  Ионлардың қозғалғышлығын үйрениўдиң усылы. |

**§ 179. Электродлардың поляризациясы**. Қандай да бир электролитке бирдей болған еки металл электрод түсирилген болсын (мысалы, мыс купоросының суўдағы 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 әўлад өткизгишлерин 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 ионлары бөлинип шығады; бул ион суў менен химиялық реакцияға кириседи ҳәм усы реакцияның салдарынан күкирт кислотасы (H2SO4) пайда болады ҳәм электродтың қасында кислород бөлинип шығады.

Нәтийжеде электродлардың симметриясы бузылады: олардың бири мыстың қатламы, ал екиншиси кислород пленкасы менен қапланған болып шығады. Енди еритпеген батырылған электродлар бирдей болмайды ҳәм өзиниң э.қ.күшине ийе болған гальваникалық элементти пайда етеди. Бундай элемнетти *поляризацияланған элемент* деп атайды.

Егер оны сыртқы деректен ажыратсақ ҳәм қандай да бир қарсылық пенен туйықласақ, онда жаңадан пайда болған элемент тоқты береди. Кери тәртипте өтетуғын химиялық реакциялардың салдарынан электродлардың симметриясы тикленгенше (яғный элемент разраядланғанша) тоқтың өтиўи даўам етеди.

Электродлардың материаллары бирдей болған жағдайда еритпелердиң электролизиниң салдарынан дәслепки симметрияның бузылыўы барлық ўақытта да орын алады. Бундай жағдайдағы электродлардың өзгерисин *электродлардың поляризациясы*, ал пайда болған э.қ.күшин *поляризациялық э.қ.күши* деп атайды. Ҳақыйқатында, поляризация барлық ўақытта жоқарыда көрсетилгендей болып қайтымлы түрде өте бермейди: элементтиң разрядынан кейин дәслепки ҳалдың толық қайта тикленбеген болыўы мүмкин.

Поляризациялық э.қ.күшиниң бар болыўы бир қатар әҳмийетли жуўмақларға алып келеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 147-сүўрет.  тоқ күшиниң потенциаллар айырмасынан ғәрезлиги: – биринши әўлад өткизгиши ушын, – екинши әўлад өткизгиши ушын (электролит ушын). |

Бириншиден, биз электролитлер ушын Ом нызамын қандай түрде пайдаланыўға болатуғынлығы ҳаққындағы мәселени қарай аламыз.

Биринши әўлад өткизгиши арқалы тоғы өткенде өткизгиштиң ушларындағы потенциаллар айырмасы ҳәм оның қарсылығы Ом нызамы бойынша былайынша байланысқан:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Сонлықтан, тоқ күшиниң потенциаллар айырмасынан ғәрезлиги графикте координаталардың басынан өтетуғын туўрының жәрдеминде сүўретленеди (147а сүўрет).

Электролит арқалы тоқ өткенде электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы (бизлер оларды бирдей заттан исленген деп болжаймыз) тек биринши моментте көбеймесине тең болады, электродлардың поляризациясының нәтийжесинде базы бир ўақыт өткеннен кейин бурынғы тоғын услап турыў ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

потенциаллар айырмасын түсириўге туўры келеди. Усы жағдайға сәйкес, тоқ күшиниң потенциаллар айырмасынан ғәрезлиги

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

қатнасының жәрдеминде бериледи, яғный бул ғәрезлик (1)-Ом нызамындағыдай координата басы арқалы өтетуғын емес, ал абсцисса көшерин координатасы шамасына тең болған ноқат арқалы өтетуғын туўры сызықлық жәрдеминде көрсетиледи (147*б* сүўрет).

(2)-теңликке сәйкес, электролит арқалы ўақыты ишинде өткен тоқ

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

жумысын ислейди. Бирақ электролитте бөлинип шыққан жыллылық болып табылады. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлигин аламыз, яғный жыллылық ушын кететуғын жыллылығы менен бир *қатарда электролизде және* *шамасына тең қосымша жумыс та орынланады екен*.

Электр тоғы электролиттиң ыдыраўына алып келмейди. Ерийтуғын зат ериў процессинде ионларға диссоциацияланады. Тоқ өткенде тек электродтағы ионлардың ажыралып шығыўы ғана жүзеге келеди. Бирақ, биз 164-параграфта электролитке батырылған өткизгиш пенен электролиттиң арасында потенциаллар айырмасының пайда болатуғынлығын көрдик. Усының нәтийжесинде электролиттиң қасындағы ионларға электр күшлери тәсир етеди. Электродта ажыралып шығыў ушын, ионлардың базы бир потенциаллық барьер арқалы өтиўи керек. жумысы усы потенциаллық барьер арқалы өтиў ушын жумсалады. Қарсылық диң шамасы дым киши етип алса, онда Ленц-Джоуллық жыллылығының бөлинип шығыўы ушын исленетуғын жумыстың шамасын қәлегенше киши етип алыўға болады (оның ушын үлкен электродларды алыў ҳәм оларды бир бирине жүдә жақын жайластырыў керек). Бирақ, жумысынан қашып қутылыўға болмайды: оның мәниси электролиттиң қурамы ҳәм электродлар исленген заттан ғәрезли. Егер электродлардың поляризация қайтымлы болатуғын болса, онда шамасының мәниси поляризациялық э.қ.күшиниң шамасының мәнисине тең болады. Бирақ, көпшилик жағдайларда оның мәниси үлкен. Электродта берилген ионлардың ажыралып шығыўы процессиниң басланыўы ушын "артық кернеўдиң" болыўы керек. Бул артық кернеўдиң мәниси вольттиң бир неше оннан бирине жетеди. Мысалы,, күкирт кислотасының суўдағы еритпесиниң электролизиниң басланыўы ушын электродтағы потенциаллар айырмасының 1,22 вольтке тең болыўы талап етиледи; ал, ҳақыйқатында, таза платина электродларын пайдаланғанда (бул жағдайда суўдың ыдыраўына 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 ийе болған ионлар бар еритпеден (мысалы, ҳәм ионлары) бир сорттағы ионларды ажыратып алыўға мүмкиншилик береди. Бул жағдай электролиздиң техникалық қолланылыўында таза металларды алыў ушын әҳмийетли орынды ийелейди.

Бул параграфта қаралатуғын электродлардың поляризациясынан жүзеге келетуғын екинши нәтийже гальваникалық элементлердиң э.қ.кушиниң олардың жумысы басланғаннан кейинги төменлеўи болып табылады. Гальваникалық элементти сыртқы қарсылық пенен туйықлағанда усы қарсылық арқалы тоқ өтеди ҳәм электролиттиң ыдыраўы орын алады. Усының нәтийжесинде электродлар поляризацияланады ҳәм элементтиң ең дәслепки э.қ.күшин киширейтетуғын поляризациялық э.қ.күши пайда болады. Усының менен бирге, элементте болып өтетуғын өзгерислер оның ишки қарсылығын арттырады. Мысалы, электродлардың биринде водородтың көбиклери пайда болғанда элементтиң ишки қарсылығы күшли үлкейеди.

Поляризациялық э.қ.күшиниң зыянлы тәсиринен қутылыў ушын гальваникалық элемент ақырғы есапта электродлардың поляризациясы болмайтуғын биринши ҳәм екинши әўлад өткизгишлериниң комбинациясынан турыўы керек. Даниэль элементинде бул жағдай мыс ҳәм цинк пластинкаларының бир биринен ишинде геўекликлер бар дийўал менен ажыратылған ҳәр қыйлы еритпелерде жайластырыў жолы менен әмелге асырылады (104-сүўрет). Усының нәтийжесинде, элемент жумыс ислеп турған ўақытта тек цинк пластинкасының ериўи ҳәм мыстың мыс пластинкасының үстине барып отырыўы ғана орын алады. Ал бундай өзгерислер пластинкалардың өзлеринде өзгерислердиң болыўына алып келмейди. Бирақ, ишинде геўек орынлар бар дийўал арқалы еритпелердиң сапластырыў мүмкин болмаған диффузиясы Даниэль элементиниң жумыс ислеў ўақытын шеклейди ҳәм оны әмелий жақтан утымлы емес дүзилиске айландырады.

*Лекланше элементинде* катодтың қасында бөлинип шығатуғын водород марганец перекиси менен реакцияға кириседи. Усының салдарынан көмир электродтың поляризациясы орын алмайды.

Нормаль элементтиң салыстырмалы қурамалы дүзилиси (167-параграф), ондағы электродлар менен электролитлердиң комбинациясында поляризация ис жүзинде орын алмайды. Нормаль элементтиң жумыс ислеўиниң барысында электр қозғаўшы күши ўақыттың өтиўи менен өзгериске ушырамайды.

**§ 180. Электролиздиң техникалық қолланылыўы**. 1. Аккумуляторлар. 179-параграфта көргенимиздей, тоқтың өтиўиниң салдарынан электролитке түсирилген еки бирдей металл электродтың поляризацияланатуғынлығын ҳәм гальваникалық элементти пайда ететуғынлығын көрдик. Пайда болған гальваникалық элементтиң өзи базы бир ўақыттың ишинде тоқтың дереги болып хызмет ете алады. Солай етип, бирдей болған еки биринши әўлад өткизгиштен ҳәм екинши әўлад өткизгиштен (электролиттен) системаны пайда етиў жолы менен биз аккумуляторды, яғный электр энергиясын топлай алатуғын әсбапты ала аламыз.

Бирақ, аккумулятордың баҳалы болып шығыўы ушын оның еки шәртти қанаатландырыўы керек: а) электродлардың поляризациясының орнықлы болыўы керек, б) аккумуляторда болып өтетуғын процесслердиң қайтымлы болыўы керек. Биринши шәрт тоқ алынбаған ўақытта аккумулятордың өзинен өзи разрядланбаўы ушын зәрүрли; екиншиси оның буннан былай ислеўи ушын жарамсыз болып қалыўына алып келетуғын өзгерислердиң болмаўы ушын керек.

Биринши техникалық аккумулятор күкирт кислотасының () суўдағы еритпесиндеги еки қорғасын пластинкадан ибарат. Қорғасын пластинкалар күкирт кислотасы менен химиялық реакцияға кирисип, олардың бети қорғасын сульфатының () қатламы менен қапланады. Аккумулятор арқалы сыртқы деректен тоқты өткергенде (*аккумулятордың зарядланыўы*) мына формула бойынша 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: биреўи қорғасыннан, ал екиншиси қорғасынның перекисинен турады. Бундай аккумулятор "зарядланған", ол тоқтың дереги болып хызмет ете алатуғын гальваникалық элементтиң хызметин атқара алады.

Сыртқы шынжырға "тоқ берип", *аккумулятор разрядланады*, ондағы процесслер кери бағытта өтеди. Разрядланыўдың ақырында пластинкалардың екеўи де қорғасын сульфатының бирдей қатламы менен қапланады ҳәм аккумулятордың э.қ.күши нолге шекем төменлейди.

Биз жоқарыда тәрийиплеген аккумулятордағы болып өтетуғын химиялық реакциялар тек пластинкалардың бетлерин ғана өз ишине алатуғын болғанлықтан, онда топланған энергияның муғдары көп емес ҳәм сонлықтан бундай аккумулятор утымлы емес. Аккумулятор тез разрядланады. *Аккумулятордың сыйымлығын*, яғный онда топланған энергияның муғдарын үлкейтиў ушын ҳәр қыйлы усыллар қолланылады. Ҳәзирги заман қорғасын акуумуляторларында (148-сүўрет) оң электродтың бети бир неше рет алдын-ала зарядлаў ҳәм разрядлаў жолы менен жумсартылған (қәлиплестирилген) қабырға тәризли қорғасын пластинкасынан тұрады. Терис электрод бөлимлери қорғасынның окиси пастасы менен толтырылған тор түрине ийе. Зарядлаў процессинде қорғасынның окиси қорғасынға өтеди. Бундай аккумулятордың э.қ.күши дәслеп 2,1 вольтке шекем көтериледи, кейин узақ ўақыт даўамында турақлы болып қалады ҳәм зарядлаўдың 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. Усындай жағдайда аккумуляторды зарядлаўды тоқтатады. Разрядланыўда процесслер кери бағытта өтеди: дәслеп э.қ.күштиң шамасы 2,7 вольттен 2,1 вольтке шекем тез төменлейди ҳәм буннан кейин узақ ўақыт турақлы болып қалады. Разрядланыўдың ақырында э.қ.күшиниң шамасы және төменлейди. Әдетте резрядланыўды 1,85 вольттен төменге түсирмейди, себеби күшли разрядланыўдың ақыбетинде қайтымлы болмаған қорғасын сульфатының пайда болыўы процесси жүреди. Усының нәтийжесинде аккумулятор бузылады.

|  |  |
| --- | --- |
| 148-сүўрет.  Қорғасын аккумулятор. |  |

*Аккумулятордың сыйымлығы* деп оның э.қ.күшиниң 2,7 вольттен 1,85 вольтке шекем кемейиў барысындағы разрядланыўында беретуғын электр зарядларының муғдарына айтады. Бул сыйымлық әдетте *ампер-саатларды* өлшенеди (1 ампер-саат = 3600 кулон).

*Аккумулятордың пайдалы тәсир коэффициенти* деп оның разрядланыўында қайтып беретуғын энергияның муғдарының зарядлаўда жумсалған энергияға қатнасына тең. Ҳәзирги ўақытлардағы қорғасын аккумуляторларының пайдалы тәсир коэффициенти ке жетеди[[29]](#footnote-30).

Техникалық талапларға муўапық, аккумуляторларды анаў ямаса мынаў өлшемлердеги батареяларға тутастырады. Үлкен аккумуляторлардың сыйымлығы жүзлеген ҳәм мыңлаған ампер-саатларға, ал э.қ.күшиниң шамасы жүзлеген вольтке жетеди. Аккумуляторлардың техникада қолланылыўының түрлери жүдә көп.

Ҳәзирги ўақытлары қорғасынлы аккумуляторлар менен бир қатарда силтили *темир-никель аккумулаторлары* да қолланылады. Олардың катоды болып ишинде майда куўыслықлары бар темир пластинка хызмет етеди. Анод никель окисиниң гидратынан турады. Силтиниң () еритпеси электролит болып табылады. Темир-никель аккумуляторлардың э.қ.күши в; олардың пайдалы тәсир коэффициенти қорғасынлы аккумуляторлардың пайдалы тасир коэффициентинен киши ҳәм 60 проценттен артпайды. Бирақ, олар қорғасын аккумулаторлардан жеңил, оларды эксплуатациялаў аңсат ҳәм қысқа ўақытлардың ишинде үлкен тоқларға шыдам бере алады (разрядка тоқларының үлкен мәнислеринде қорғасын аккумулаторлар бузылады).

2. Электрометаллургия. Металлургияда электролизди ҳәр қыйлы мақсетлерде пайдаланады. Алюминий менен таза мысты электролитлик алыў кең түрде тарқалған.

Руданы балқытқанда алынатуғын мыс әдетте күкиртли ҳәм бирикпелерине ийе болады. Бундай мыстан анодларды соғады, ал электролит хызметин күкирт кислотасының еритпеси атқарады. Бундай жағдайда электролитте жүдә таза мыс бөлинип шығады (бундай мысты "электролитлик мыс" деп атайды).

Ҳәзирги заман техникасында пайдаланылатуғын алюминийди оның балқытылған дузларынан толығы менен электролиздың жәрдеминде алады. Электролит сыпатында балқытылған фторлы алюминийдиң қос дузы ҳәм глинозём қосылған натрий хызмет етеди[[30]](#footnote-31). Электродлар сыпатында көмирден исленген пластиналарды қолланады. Дуз тоқ өткенде бөлинип шығатуғын жыллылықтың есабынан балқыған ҳалда болады. Алюминий шығаратуғын заводлар арзан электр энергиясының дереклери болған гидроэлектростанциялардың қасында жайласады. Алюминийдиң дузларының электролизи болып өтетуғын ванналар арқалы онлаған мың ампер тоқты өткереди.

Электролитлик жоллар менен магний, натрий ҳәм басқа да силтили металлар өндириледи.

3. Гальванопластика. 1837-жылы Петербург илимлер академиямының академиги Б.С.Якоби мыстан жасалған рельефлик жуқа қатламлы предметлерди алыў ушын биринши болып электролизди пайдаланды; Якоби тәрепинен ойлап атылған процесс гальванопластинка атамасына ийе болды. Дәслеп бул объекттиң мумнан ямаса басқа түрдеги пластик материалдан таярланған ҳәм оған электр өткизгишлик қәсийетин пайда етиў ушын графит қатламы менен қапланған моделин таярлап алады. Бул модель мыс купоросының электролизиндеги катодтың хызметин атқарады. Ал анод сыпатында мыс пластинка қолланылады. Бундай жағдайда моделде қалыңлығы электролиздиң қанша ўақыт даўам еткенлигине ғәрезли болған мыс пластинкасы отырады. Пайда болған планка кейин моделден айырып алынады.

Электролизди бир материалдан исленген предметтиң бетине басқа материалдың (металдың) қатламын отырғызыў ушын да пайдаланылады. Мысалы, электролитлик усылдың жәрдеминде никеллеў кеңнен қолланылады Гальванопластика китаплар менен басқа да баспа басылымларындағы сүўретлерди пайда етиў ушын клише таярлаў техникасында үлкен әҳмийетке ийе.

4. Жуқа изоляциялаўшы бетлерди алыў. 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 изоляциялаўшы пленкаларды алыўдың мүмкиншилиги әмелде еки бағдарда пайдаланылады: бириншиден өзгермели тоқларды туўрылаў (237-параграфқа қараңыз) ҳәм, екиншиден, үлкен сыйымлыққа ийе болған конденсаторларды алыў ушын. Соңғы жағдайда алюминийдиң жуқа жапырақларының арасына алдын-ала электролит сиңдирилген қағазды қояды. Тоқтың өтиўиниң барысында алюминий жапырақлардың бири жуқа изоляциялаўшы пленка менен қапланады ҳәм соның нәтийжесинде жапырақ электролит пенен биргеликте конденсаторды пайда етеди. Изоляциялайтуғын пленканың қалыңлығының жүдә киши болыўына байланыслы конденсатордың сыйымлығы жүдә үлкен болады. Усындай электролитлик конденсаторлардың сыйымлығы үлкен болмаған өлшемлерде де 10-2 ф шамасына жетеди.

**§ 181. Қатты денелердиң электролитлик өткизгишлиги**. Дузлардың молекулалары тек еригенде ғана емес, ал балқығанда да диссоциацияланады. Буннан алдыңғы параграфта алюминийдиң, магнийдиң, натрийдиң ҳәм басқа да металлардың балқытылған дузларының санаатта үлкен масштабларда қолланылатуғынлығын көрдик. Усындай балқытылған дузлардың электролитлик өткизгишлиги еритпелердиң өткизгишлигинен ҳеш қандай айырмаға ийе емес. Бирақ, қатты ҳалдағы дузлар да электролитлик өткизгишликке ийе. Бундай жағдайда электролитлик өткизгишли тән болған мысал сыпатында тас дузын көрсетиўге болады.

Тас дузының кристаллары ионлық кристаллық пәнжерениң үлгиси болып табылатуғынлығы белгили (I томдағы 87-параграфқа қараңыз). Натрийдиң оң ионлары менен хлордың терис ионлары кублық пәнжерениң түйинлеринде жайласқан. Әдеттеги температураларда тас дузы жақсы изолятор болып табылады. Бирақ, жоқары температураларда, температурадан баслап ол еле қатты болып қалып, сезилерликтей электр өткизгишликке ийе болады (тас дузының балқыў температурасы ). Тас дузының кристаллының қарама-қарсы қапталларынан өткизитуғын металл пластинкалары менен қаплап, оларға потенциаллар айырмасын түсирип ҳәм кристалды қыздырғыштың жәрдеминде қыздырып, кристалл арқалы тоқтың өтиўин бақлаўға болады. Тап сондай өткизгишликке галогенлик-гүмислик дузлар, хлорлы қорғасын ҳәм басқа да кристаллар ийе.

П. И. Лукирский, С. А. Щукарев ҳәм О. Н. Трапезниковалар тас дузының қатты кристаллары арқалы тоқ өткенде Фарадей нызамының орынланатуғынлығын көрсетти. Бул өткизгишликтиң электролитлик характерге ийе екенлигиниң туўрыдан-туўры дәлили болып табылады.

Қатты кристалдың электролитлик өткизгишлиги әдетте оның қыйраўына алып келеди. Мысалы, қызған тас дузының электролизинде катодтың қасында көзге фиолет реңли сабақлардай (дендритлер деп аталатуғын) болып көринетуғын ҳәм кристалға терең киретуғын натрий ажыралып шығады.

Кристаллардың электр өткизгишлиги температура менен өседи. Потенциаллар айырмасы үлкен болғанда тоқтың кескин түрде өсиўине алып келетуғын *тесиў* орын алады[[31]](#footnote-32). Тесиў кристалға тиккелей күшли электр майданының тәсиринде (шама менен 106 в/см болған), соның менен бирге кристалдың ишиндеги жергиликли қызыўдың есабынан жүзеге келиўи мүмкин; соңғы жағдайда жыллылық тесиўи атамасына ийе. Жыллылық тесиўи қубылысының теориясы совет алымлары Н.Н.Семенов ҳәм В.А.Фок тәрепинен дөретилди.

Сыртқы электр майданының тәсиринде кристаллық пәнжере арқалы ионлардың қозғалысының механизми усы ўақытлрға шекем толық анықланбаған. Ең әпиўайы гипотезаның мәниси мынадан ибарат: жоқары температураларда ионлардың тең салмақлық орнының әтирапындағы тербелислериниң амплитудалары соншама үлкен болып, сыртқы майданның электрлик күшлери тәрепинен пайда етилген күшлердиң тәсиринде айырым ионлар гейпара ўақытлары өзиниң қоңсылары менен орын алмастыра алады. Бирақ, екинши тәрептен қәлеген ҳақыйқый кристалдың идеаллық үзликсиз пәнжереден әдеўир айырмасының бар екенлигин нәзерде тутыў керек. Кристалдың ишинде көп санлы микроскопиялық жарықлар ҳәм пәнжерениң басқа да бузақлықлары бар ҳәм олар кристалдың өзгешелигиниң қәлиплесиўинде үлкен орынды ийелей алады.

Шийше сыяқлы қатты денелердиң өткизгишлигиниң электролитлик характерге ийе екенлиги жақсы анықланған. Олар кристаллық структураға ийе емес ҳәм оларды қатты денелер менен емес, ал жабысқақлығы жүдә үлкен суйықлық пенен салыстырған дурыс болады. Әдеттеги шийше өжире температураларында тоқты жүдә жаман өткереди, бирақ оларды қыздырғанда олар жақсы өткизгишке айланады ҳәм бул өткизгишлик электролитлик характерге ийе болады.

Қыздырылған шийшениң өткизгишлигиниң электролитлик характерин аңсат демонстрациялаўға болады. Вольфрам сымға ийе болған электр лампасын төменги тәрепин температурадағы балқытылған натрий силитрасына (NaNO3) түсиреди (149-сүўрет). 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 шийшесиниң арасындағы электр тоғын пайда етеди. Буннан кейин қызған шийшениң электролитлик өткизгишлиги орын алады ҳәм, ең ақырында, балқытылған шийше менен темир ыдыс арқалы өтип тоқ тутасады. Шийшеде катод тәрепке қарай натрийдиң ионлары қозғалады; базы бир ўақыттан кейин лампа ишки тәрептен металл натрийдиң жылтыраған айнасы менен жабылады.

|  |  |
| --- | --- |
| 149-сүўрет.  Шийшениң электролитлик өткизгишлигин бақлаў усылы. |  |

Кристаллардың электролитлик өткизгишлигин бақлаў арқалы ионлардың қозғалғышлығын анықлаўға мүмкиншилик береди. Гүмистиң қатты галогенлик дузларының электролизинде (, , ) тек гүмистиң оң ионы қозғалады екен, ал галогенлердиң ионлары қозғалыссыз қалады. Тап усындай қубылыс тас дузының () электролизинде де орын алады. Бул бирикпеде жүдә жоқары болмаған температураларда тек ионлары қозғалады; ал жоқарырақ болған температураларда ионлары қозғала баслайды. Хлорлы қорғасынның () электрлизинде тек хлордың ионлары ғана қозғалады, ал кристаллық пәнжередеги металдың ионлары қозғалмайды. 154-параграфта бизлер базы бир бирикпелердиң, мысалы ның (ярым өткизгишлер), электронлық өткизгишликке ийе болатуғынлығын көрсеткен едик. Ал, енди қатты дузлардың (, ҳ.т.б.) ионлық өткизгишликке ийе екенлигин атап өтемиз. Бирақ, , сыяқлы бирикпелер де болып, олар аралас өткизгишликке 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 газдиң массасында қандай да бир жоллар менен ионлар пайда етилсе (газди ионластырса), онда ол өткизгишке айланады.

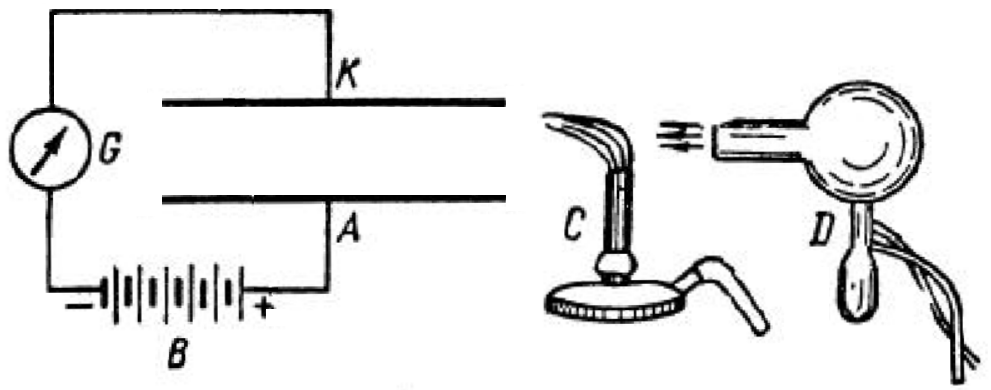
Газди ионластырыўды қыздырыў жолы менен оның молекулаларын жалынында, рентген ямаса ультрафиолет нурлар ямаса радиоактив затлардың нурларында диссоциациялаў арқалы әмелге асырыўға болады. Усындай өткизгишликти газдиң өз *бетинше емес өткизгишлиги* деп атайды.

Усының менен бир қатарда газлерде (айрықша сийреклетилген) тоқтың өтип турыўына себепши болған электр майданының тәсиринде тезлетилген бөлекшелердиң соқлығысыўларының салдарынан пайда болған ионлардың есабынан да өткизгишликтиң жүзеге келиўи мүмкин. Бундай өткизгишликти *өз бетинше өткизгишлик* деп атайды

Өз бетинше емес өткизгишликти жүдә әпиўайы түрде демонстрациялаўға болады. ҳәм пластинкаларының арасына (150-сүўрет) B батареясының жәрдеминде кернеўлиги болған электр майданы түсириледи. Ҳаўаның жақсы изоляциялық қәсийетлерге ийе болғанлығының себебинен шынжырында тоқ пайда болмайды ҳәм гальванометриниң стрелкасы бурылмайды.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 150-сүўрет.  Жалынның қасындағы ҳаўаның өткизгишлиги. |

Егер пластинкалардың арасына горелкасының жалынын жайластырсақ, онда жалында ҳаўаның ионларының пайда болыўының себебинен ҳәм пластинкаларының арасындағы ҳаўа өткизгишлик қәсийетке ийе болады ҳәм гальванометр шынжырда тоқтың пайда болғанлығын көрсетеди.



151-сүўрет. Ионлардың ҳаўаның ағысы менен алып жүрилиўи.

Жалында пайда болған ионлардың қандай да бир ўақыттың ишинде (жүдә киши болмаған) сақланатуғынлығын көрсетиўге болады. Оның ушын ҳәм электродларын горизонт бағытында жайластырамыз ҳәм горелкасын базы бир қашықлықта жайластырамыз (151-сүўрет). Бул жағдайда жалында пайда болған ионлар электродлардың арасындағы кеңисликке келип түспейди ҳәм олардың арасындағы ҳаўа өткизгишлик қәсийетке ийе емес. Бирақ, егер биз үлкен болмаған вентиляторының жәрдеминде ҳаўаны жалын арқалы үрлесек ҳәм оны электродлардың арасындағы кеңисликке бағдарласақ, онда олардың арасында тоқ пайда болады. Бул ең болмағанда ионлардың бир бөлиминиң ҳаўаның ағысы менен горелкадан электродқа бараман дегенше өзлериниң зарядларын сақлайтуғынлығын көрсетеди. Горелка менен электродлардың арасындағы қашықлықтың шамасы ҳәм ҳаўаның ағысының тезлиги бойынша ионлардың өмириниң узынлығының секундтың оннан бир бөлегиндей болатуғынлығы анықлаўға болады.

Өз бетинше емес разрядта пайда болатуғын тоқлардың шамасы жүдә киши, шама менен *а*. Усындай әззи тоқларды өлшеў көпшилик жағдайларда тарлы ямаса квадрантлық электрометрлерди пайдаланып, жанапай усыллардың жәрдеминде әмелге асырылады. Бундай жағдайларда еки усыл қолланылады. Олардың бири *соққы усылы* деп аталады[[32]](#footnote-33). Бул усылдың схемасы 152-сүўретте көрсетилген еди. ҳәм пластинкаларының арасындағы ҳаўа қандай да бир жоллар менен ионластырылады ҳәм олардың арасында тоқ пайда болады. Пластинкалардың арасындағы ионларды тезлететуғын майданды батареясы пайда етеди; ҳәм лар тарлы электрометрдиң пышақлары; оның сабағы, усы сабақтың аўысыўы бойынша оған берилген потенциалдың мәниси өлшенеди; -электрометрдиң пышақларының арасында потенциаллар айырмасын пайда ететуғын батарея. Егер *a* переключатели 152-сүўретте пунктир менен көрсетилгендай аўҳалда турған болса, онда электрометрдиң сабағы жер менен тутасқан болады ҳәм, сонлықтан, оның потенциалы нолге тең: сабақ аўыспаған ҳалда қалады. *a* переключателиның жәрдеминде сабақты жерден ажыратсақ (152-сүўретте переключателдиң аўҳалы тутас сызықтың жәрдеминде көрсетилген) сабаққа пластинасынан зарядлар аға баслайды ҳәм сабақ аўысады. Мейли, секундомер менен өлшенген ўақытының ишинде сабақтың потенциалы шамасына жеткен болсын; бундай жағдайда оған берилген зарядтың муғдары

шамасына тең болады. Бул теңликте - электрометр, ҳәм пластиналары және тутастырыўшы сымлардан туратуғын барлық системаның сыйымлығы. ҳәм пластинкаларының арасында ўақыты ишинде өтетуғын *тоқтың орташа мәниси* мынаған тең:

ның мәнисин билип ҳәм менен лардың шамаларын өлшеп, усындай жоллар менен тоқтың күши болған ди анықлаймыз. Мысалы, егер сыйымлық *ф* ҳәм электрометрдиң сабағы 27,5 сек ишинде 0,05 вольтке шекем зарядланған болса, онда

шамасына ийе боламыз. Көринип турғанындай, биз тәрийиплеген усыл жүдә киши тоқларды өлшей алады екен. Бирақ оның кемшилиги бақлаў ўақыты ишиндеги тоқтың тек орташа мәнисин ғана анықлаўынан ибарат.

Екинши усыл турақлы аўысыў усылы деп аталады. Бул усылда ҳәм пластинкаларын (153-сүўрет) туйықлайтуғын жүдә үлкен болған қарсылығының ушларындағы потенциаллар айырмасын электрометрдиң жәрдеминде өлшеўге алып келинеди (қалған белгилеўлер 152-сүўреттеги белгилеўлерге сәйкес келеди). Өлшенген потенциаллар айырмасының ҳәм қарсылығының мәнислери бойынша тоқтың күши Ом нызамы бойынша есапланады:

Мысалы, *мом* = 108 *ом* қарсылығы ҳәм в потенциаллар айырмасы болған жағдайда тоқтың күши

шамасына тең болып шығады.

Сабақтың инерциясының киши болатуғынлығына байланыслы бул усыл берилген ўақыт моментиндеги тоқтың күшин өлшеўге мүмкиншилик береди. Усылдың кемшилиги жүдә үлкен қарсылықтың шамасын дәл өлшеўдиң қыйын екенлиги менен байланыслы.

Атмосфералық басымлардағы ҳәм оннан үлкен болған басымлардағы газлердеги өз бетинше емес өткизгишлик ионлық өткизгишлик болып табылады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 152-сүўрет. Соққы усылының жәрдеминде киши тоқларды өлшеў. | 153-сүўрет. Турақлы аўысыў усылының жәрдеминде киши тоқларды өлшеў. |

Егер ионизация процессиниң 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. Газлердиң өз бетинше емес өткизгишлигиниң теориясы**. Газлердиң өз бетинше болмаған өткизгишлигиниң теориясы электролитлердиң теориясына уқсас (178-параграф).

Мейли, ионизатор ўақыттың бир бирлиги ишинде газдиң көлеминиң бир бирлигинде ҳәр бир белгиге ийе болған дана ионды пайда етсин. 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 туўры пропопрционал.

Берилген моментте газдиң көлем бирлигинде дана оң зарядланған ионлар менен тап соншама терис зарядланған ионлар бар деп болжаймыз. Бундай жағдайда көлем бирлигиндеги ўақыт бирлигинде молизацияланатуғын (рекомбинацияланатуғын) ионлардың саны мынаған тең болады:

Бул теңликте арқалы молизация коэффициенти белгиленген.

Тең салмақлық шәрти қайтадан пайда болған ионлар менен жоғалатуғын ионлардың теңлиги түринде жазылады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Буннан берилген шараятта газдиң көлем бирлигиндеги (бирдей белгидеги) ионлардың саны ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

аңлатпасына ийе боламыз.

Ионластырылған газ тегис параллель болған еки электродтың арасында жайласқан ҳәм пластинкалардың арасында кернеўлиги болған электр майданы пайда етилген деп болжаймыз. Бундай жағдайда ионлар майданның тәсиринде қозғала баслайды ҳәм тоқ пайда болады. Электродларға жетип барған ионлар оларға өзлериниң зарядларын береди. Солай етип, ионлардың жоғалыўы газдиң 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 болсын. Бундай жағдайда ўақытының ишинде муғдарындағы заряд алып өтилген болады ҳәм, соған байланыслы, ўақытының ишинде электродқа жетип барған ҳәм оған өзиниң зарядын берген ионлардың саны шамасына тең болады (яғный ўақыт бирлигинде муғдарындағы заряд жетип барады). Бул аңлатпаларда арқалы бир ионның заряды белгиленген. Мейли, - электродларды пайда ететуғын ҳәр бир пластинканың бетиниң майданы, ал - олардың арасындағы қашықлық болсын. Бундай жағдайда пластинкалардың арасындағы газдиң көлеми шамасына тең ҳәм, усыған сәйкес, газдиң көлем бирлигинде ўақыттың бир бирлигинде өткен тоқтың нәтийжесинде

шамасына тең сандағы ионлар кетеди. шамасының тоқтың тығызлығы екенлигин аңғарып, соңғы теңликти былайынша көширип жазамыз:

Тоқ болған ўақыттағы тең салмақлық шәрти (1)-теңлик бойынша емес, ал жаңадан пайда болған ионлардың саны жоғалатуғын ионлардың саны болған шамасына тең болыўы керек. Буннан мынадай теңлик келип шығады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Еки шеклик жағдайды қараймыз. Бириншиден, тоқтың тығызлығы соншама киши ҳәм усыған сәйкес

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

шәрти орынланады, яғный 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)-теңликке ҳәм оннан келип шығатуғын көлем бирлигиндеги ионлардың саны турақлы болатуғын (2)-теңликке қайтадан қайтып келемиз Мейли, оң зарядланған ионлардың тезлиги шамасына ҳәм терис зарядланған ионлардың тезлиги болсын. Бундай жағдайда биз катодқа ўақыт бирлигинде дана оң ионның келип жететуғынлығын аламыз. Усының менен бир ўақытта катодтан дана терис ион кетеди ҳәм нәтийжеде катодтың қасында еле жупласпаған дана оң ион қалады. Демек, усы жағдайға сәйкес, катодтағы бир бирлик ўақыттың ишинде бөлинип шығатуғын ионлардың саны шамасына тең болады; ал анодта болса ўақыт бирлигинде тап сондай сандағы терис ионлар бөлинип шығады. Сонлықтан, тоқтың тығызлығы ушын мынадай теңликти аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Электролиттеги ионлардың қозғалысын таллағанымыздай (178-параграфта) таллаў жолы менен биз ионлардың теңлескен тезлиги майданның кернеўлиги ге пропорционал деп болжай аламыз:

ҳәм шамалары газ ионларының қозғалғышлықлары болып табылады ҳәм олардың сан мәнислери кернеўлик бирге тең болғандағы ионлардың тезлигине тең (5)-теңликке ионлардың ҳәм тезликлериниң орнына қозғалғышлық арқалы алынған аңлатпаларды қойып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

Тәжирийбениң берилген шараятларында , ҳәм шамалары турақлы болғанлықтан, соның менен бирге тоқтың киши тығызлықларында шамасын да турақлы болып қалады деп болжап шамасының да турақлы екенлигине көз жеткеремиз. Демек, (6)-аңлатпа Ом нызамын аңғартады екен:

Бул теңликте - газдиң өткизгишлиги. Тек тоқтың тығызлығының жүдә киши мәнислери ушын ғана Ом нызамының орынлы екенлигин және бир рет атап өтемиз; тоқтың тығызлығының қандай мәнисиниң жеткиликли дәрежеде киши екенлигиниң критерийи (4)-теңлик пенен бериледи. Биз төменде бул теңликке басқа формулировканы беремиз.

Енди екинши шеклик жағдайда қараймыз. Бул жағдайда тоқтың күши ионлардың жоғалыўы олардың электродлардағы нейтралласыўы бойынша анықланатуғындай дәрежеде үлкен болыўы керек. Сонлықтан молизацияның салдарынан олардың санының кемейиўин есапқа алмаўға болады, яғный

теңсизлигиниң орынланыўы керек. Бундай жағдайда (3)-теңлик мынадай түрге ийе болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

(7)-теңликти қанаатландыратуғын тоқтың тығызлығын арқалы белгилеп,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

теңлигин аламыз. Бул (8)-теңликтен тоқтың күшиниң тығызлығы болған шамасының майданның кернеўлиги ден, соған сәйкес электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы ден ғәрезсиз екенлигин көрсетеди. Тоқтың тығызлығы берилген шараятлардағы мүмкин болған максималлық тоқ болып табылады (берилген , ҳәм шамалары ушын) ҳәм *тойыныў тоғының тығызлығы* деп аталады. (8)-теңликтен күтилмеген нәтийже келип шығады. Атап айтқанда, тоқ күши қаншама үлкен болса тоқтың тығызлығы болған шамасы да үлкен болыўы керек (яғный электродлар бир биринен қаншама алыс жайластырылған болса). Бул жуўмақ тек ионизацияның электродлардың арасындағы барлық кеңисликте жүзеге келетуғын, яғный электродлардың арасындағы қашықлық үлкен болған участка ушын дурыс. Солай етип, үлкен шамасы орын алғанда пайда болатуғын ионлардың улыўмалық саны үлкен болады, ал бул жағдай тойыныў тоғының тығызлығы болған шамасының өсиўине алып келеди.

Жоқарыда көрип өтилген еки шеклик жағдайлардың ортасындағы жағдайларда тоқтың күши потенциаллар айырмасының шамасының Ом нызамы бойынша өсиўине салыстырғанда әстерек өседи. Жоқарыда айтылғанларды жуўмақлап, биз мыналарды айта аламыз: *тойыныў тоғы ға салыстырғанда көп киши болған тоқларында Ом нызамы орынланады: тоқтың күши электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасына пропорционал өзгереди, яғный Ом нызамы орынланады. Үлкен потенциаллар айырмасында Ом нызамы орынланбайды - тоқтың шамасы тойыныў тоғының мәнисине жетеди*. тоқ күшиниң электродларға түсирилген потенциаллар айырмасынан ғәрезлигиниң улыўмалық характери 154-сүўретте иймеклиги менен берилген. потенциаллар айырмасының жүдә жоқары болған мәнислеринде "тесиў" (пробой) орын алады ҳәм тоқтың күши кескин өседи ( иймеклигиниң пунктир сызық пенен сызылған бөлими). Газлердиң өз бетинше емес өткизгишлигиндеги тоқтың тойыныўының болатуғынлығы А.Г.Столетов тәрепинен табылды. Ол төменги басымлардағы газ арқалы разрядтың катодты ультрафиолет нурлар менен жақтыландырғанда пайда болатуғын электронлардың есабынан жүзеге келетуғынлығын бақлады.

Тегис параллель пластинкалар бар болған жағдайдағы олардың арасында ионластырылған газ болған жағдайдағы потенциалдың түсиўиниң тарқалыўы ҳаққындағы мәселени қараймыз.

128-параграфта айтылып өтилгениндей, ионизация болмаған жағдайда майданның кернеўлиги электродлардың арасындағы барлық ноқатларда турақлы ҳәм оң электродтан терис электродқа қарай жылысқанда потенциал тең өлшеўли кемейеди. көшерин электродларға перпендикуляр етип түсирип ҳәм координаталар басын оң электродтың тегислигинде орналастырып, электродлардың арасындағы потенциал ның тарқалыўының туўрысы менен сүўретленетуғынлығын көрсетиўге болады (155-сүўрет).

Электродлардың арасындағы барлық кеңисликте тең өлшеўли ионизация орын алғанда, яғный қәлеген көлемниң ҳәр бир бирлигиндеги оң ҳәм терис ионлардың санлары бирдей болған жағдайда газ молекулалық өлшемлерге салыстырғандағы үлкен көлемлерде нейтраль болып табылады ҳәм потенциалдың макроскопиялық тарқалыўы туўры сызықлы болып қала береди. Ал, тоқ болған жағдайда аўҳал өзгереди. Бундай жағдайда анодтың қасында терис зарядланған ионлардың артықмашлығы, ал катодтың қасында оң зарядланған ионлардың артықмашлығы пайда болады. Электродлардың қасында тарқалыўы иймеклиги менен сүўретленетуғын көлемлик ρ зарядлары пайда болады. Көлемлик зарядлардың бар болыўы майданның кернеўлиги ни өзгертеди: электродлардың арасындағы кеңисликте кернеўлик турақлы болмайды.

|  |  |
| --- | --- |
| 154-сүўрет.  Өз бетинше емес өткизгишлик орын алған жағдай ушын тоқтың күши диң потенциаллар айырмасы ден ғәрезлиги. |  |

132-параграфта айтылып өтилгениндей, майданның кернеўлиги зарядлардың тығызлығы менен былайынша байланысқан:

майданы биз қарап атырған жағдайда тек координатасына ғәрезли. Сонлықтан жоқарыда жазылған аңлатпа мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

Электродлардан үлкен қашықлықлардағы кеңисликте (156-сүўреттеги областы)- ҳәм (9)-аңлатпа бойынша ден координата бойынша алынған туўынды нолге тең, яғный кернеўлик ниң өзи турақлы. Электродларға жакын орынларда ρ ның мәниси нолге тең емес ҳәм соған сәйкес туўындысы да нолге тең емес. Буннан ниң қа байланыслы өзгеретуғынлығы келип шығады. Анодтың қасында ρ ның мәниси терис, сонлықтан, (9)-теңлик бойынша туўындысы да терис мәниске ийе, яғный ниң мәниси анодтан узақласқан сайын киширейеди. Катодтың қасында ρ оң ҳәм бул орында үлкейеди. Усы жағдайлардың барлығын есапқа алғанда электродлардың арасындағы кернеўлик ниң тарқалыўы ушын 156-сүўреттеги менен көрсетилген иймекликти аламыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 155-сүўрет. Ионизация болмаған жағдайдағы потенциал ның электродлардың аралығындғы тарқалыўы. | 156-сүўрет. Электродлардың арасындағы - көлемлик заряд ның, - майданның кернеўлиги ниң, - потенциалдың тарқалыўы. |

Ақырында потенциал ның тарқалыўын қараймыз. потенциалы майданның кернеўлиги менен 131-параграфтағы қатнасы арқалы байланысқан. Биз қарап атырған жағдайда нормалыкөшери менен бағытлас болғанлықтан

теңлигине ийе боламыз ҳәм буннан мынадай жағдайды аламыз: көлемлик зарядлар болмайтуғын областында шамасы да, туўындысы да турақлы, яғный потенциалдың тең өлшеўли төменлеўи орын алады. шамасы үлкен болған электродлардың қасында потенциалдың төменлеўи электродлардан алыстағы орынларға салыстырғанда тезирек төменлейди. Электродлардың арасындағы кеңисликтеги потенциалдың өзгерисиниң улыўмалық жолы 156-сүўреттеги иймеклик пенен берилген.

**§ 184. Молизация коэффициентлерин ҳәм газ ионларының қозғалғышлықларын эксперименталлық анықлаў**. Молизация коэффициенти γ менен ионлардың қозғалғышлықлары ди анықлаўдың бир неше эксперименталлық усыллары бар.

Олардың ишиндеги ең туўрыдан-туўры анықлайтуғын усылларды қараймыз.

Биринши рет ҳәр қыйлы газлер ушын молизация коэффициентлери γ лардың мәнислери ионизация процесси болып өтетуғын областтан ҳәр қыйлы қашықлықлардағы газдиң ағысындағы ионлардың санын анықлаў жолы менен әмелге асырылды.

Ионизатордың тәсири тоқтағаннан кейин көлем бирлигиндеги ионлардың саны молизацияның салдарынан кемейе баслайды. Ўақыттың берилген моментиндеги көлем бирлигиндеги ионлардың санын арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда киши ўақыты ишиндеги молизацияның салдарынан жоғалатуғын ионлардың санын арқалы белгилесек, онда ўақыт бирлиги ишинде жоғалатуғын ионлардың саны шамасына тең болады. Анықламасы бойынша молизация коэффициенти шамасына тең болыўы керек (γ арқалы молизация коэффициенти белгиленген): Сонлықтан

ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

теңликлерине ийе боламыз. Ўақыт ны ионизатор тоқтатылған ўақыттан баслап есаплаймыз. Бундай жағдайда ионлардың саны ниң ўақыт дан ғәрезликти анық түрде алыў ушын (1)-аңлатпаны ден ўақыттың базы бир моментине шекем интеграллаўымыз керек:

Бул теңликте арқалы ионизатордың жумысы тоқтатылған моменттеги ионларды саны, ал арқалы ўақыт моментиндеги ионлардың саны белгиленген. Интегрллаўды орынлып мынадай теңликке ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Буннан ушын мынадай аңлаттпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

(3)-аңлатпа ионизатордың тәсири тоқтағаннан кейин ионлардың саны болған шамасының ўақытқа байланыслы өзгериўин береди.

Газдиң ағысындағы ионизация жүзеге келетуғын областтан ҳәр қыйлы қашықлықлардағы ионлардың санын анықлаў бойынша эксперименталлық өлшеўлер (2)-қатнасқа тийкарланған. Базы бир шекленген көлемде ионизацияны пайда етеди. Усы көлем арқалы газдың ағысы үрленеди. Ионизация болып өткен орыннан қашықлығында батареяның бир полюсына тутастырылған электрод жайластырылады, батареяның екинши полюси жерге тутасқан. Бундай жағдайда электродтың әтирапында пайда болған электр майданының тәсиринде оған бир белгиге ийе ионлар келип түседи. Жеткиликли дәрежеде күшли болған майданда ўақыт бирлигинде электродқа келип түсетуғын ионлардың саны ўақыт бирлигиндеги электродтың қасында өтетуғын газдиң көлеминдеги ионлардың санына, яғный шамасына тең. Бул көбеймедеги - электродтың майданы, ал -ағыстың тезлиги. Усының нәтийжесинде электродқа заряды бериледи ( арқалы бир ионның заряды белгиленген).

Өлшеўлер ҳәр қыйлы болған еки *d1* ҳәм *d2* қашықлықлары ушын өткериледи. Мейли, *d1* қашықлығында

заряды, ал *d2* қашықлығында

заряды өлшенген болсын. (2)-формула бойынша мынадай теңликлер алынады:

Бул теңликлерде менен арқалы газдиң ағысының ионизация областынан электродтың сәйкес биринши ҳәм екинши орынларына жетип барыўы ушын кеткен ўақытлар белгиленген.

Буннан мынадай теңликке ийе боламыз:

Бирақ теңлигиниң орынлы екенлигин есапқа алыўымыз керек ( арқалы ағыстың тезлиги белгиленген). Демек, мына теңликтиң орынланатуғынлығына көз жеткеремиз:

Бул теңликке менен лердиң олардың ҳәм лер арқалы аңлатылған мәнислерин қойып мынадай формуланы аламыз:

Буннан молизация коэффициенти ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

формуласына ийе боламыз.

ҳәм шамаларын өлшеп және *,*  ҳәм шамаларын билип, (4)-формула бойынша молизация коэффициенти γ ны табамыз.

Молизация коэффициенти γ ның шамасы қатнасы бойынша анықланады, бул теңликте - көлем бирлигиндеги ўақыт бирлигинде жоғалатуғын ионлардың саны, ал - көлем бирлигиндеги ионлардың саны. Демек, ның өлшеми түринде жазылады ҳәм см3⋅ сек-1 ларда өлшениўи мүмкин. Ҳәр қыйлы газлер ушын γ ның мәнислери VIII кестеде келтирилген.

коэффициентиниң шамасы басымнан әззи ғәрезли. Тек жүдә киши болған басымларда сезилерликтей киширейеди. Температураның жоқарылаўы менен киширейеди.

VIII кесте.

**1 атм басымдағы ҳәм 180C температурадағы**

**молизация коэффициентлери (см3⋅см-1)**

|  |  |
| --- | --- |
| Газ |  |
| Ҳаўа  Кислород  Водород  Углерод окиси | 1,67  1,61  1,44  0,87 |

Газлердиң өз бетинше емес өткизгишлигинде ҳәм олардың ионласыўында пайдаланылатуғын шамалардың муғдары менен танысыў ушын бир неше мысалларды келтиремиз.

1-мысал. Ҳәр қайсысының бетиниң майданы см2 шамасына тең ҳәм бир биринен см қашықлықта турған тегис электродлардың арасында рентген нурлары менен ионластырғанда *а* шамасындағы тойыныў тоғы бақланады.

1 сек ўақыттың ишинде 1 см3 көлемниң ишинде рентген нурларының тәсиринде пайда болатуғын ионлардың жупларының саны ди ҳәм 1 см3 көлемде бар болыўы мүмкин болған ионлардың саны ди анықлаңыз. Пайда болатуғын ионларды бир валентли деп есаплаў керек.

Шешими. Тойыныў тоғының тығызлығы болған шамасының мәниси мынаған тең:

Бир (бир валентли) ионның заряды дың шамасы кл. Буннан 183-параграфтағы (8)-формула бойынша

шамасына ийе боламыз. 1 см3 көлемдеги ионлардың жупларының ең мүмкин болған саны ди 183-параграфтағы (2)-формула бойынша анықлаймыз:

VIII кестеге сәйкес, ҳаўа ушын екенлигин есапқа алып мынадай мәнисти аламыз:

Атмосфералық басымда 1 см3 ҳаўада 2,7·1019 молекула болады. Демек, берилген жағдайда рентген нурлары барлық молекулалардың тек 10-12 бөлимин ғана ионластыра алады екен. Бул ионизация электролитлердеги ионизацияның дәрежесине салыстырғанда жүдә киши. Әззи еритпелерде ериген заттың дерлик барлық ионлары диссоциацияланады.

2-мысал. Жердиң бетиндеги атмосфералық ҳаўада топырақтың радиоактивлигиниң салдарынан ҳәм космослық нурлардың тәсиринде 1 сек ишинде 1 см3 көлемде ионлардың орташа 5 жубы пайда болады. Ҳәр қайсысының майданы см2­болған бир биринен  қашықлығында жайласқан еки электродтың арасындағы тойыныў тоғының мәнисин анықлаңыз.

Шешими. 183-параграфтағы (8)-формула бойынша мынадай аңлатпаны жазамыз.

Пайда болған ионлар к зарядына тең деп есаплап (электронның зарядындай), мынадай нәтийжени аламыз:

Солай етип, атмосфералық ҳаўа жүдә киши болса да, бирақ сезилерликтей тәбийий өз бетинше емес өткизгишликке ийе болады екен.

3-мысал. Рентген нурларының тәсиринде ионластырылған ҳаўада нурлардың тәсири тоқтатылған моменттен баслап қанша ўақыттан соң ионлардың жубының саны еки есе төменлейди.

Ионлардың ең дәслепки санын см-3 шамасына тең деп есаплаймыз.

Шешими.

түринде жазылатуғын (3)-формулада молизицияның салдарынан ионлардың саны еки есе кемейетуғын ўақыт ны анықлайтуғын теңлемени аламыз:

Буннан мынадай

Бул теңликке ҳәм шамаларын қойып, ионлардың жупларының санының еки есе кемейетуғын ўақыт ушын

шамасын аламыз. Солай етип, 0,6 сек ўақыт өткеннен кейин газде ионлардың ең дәслепки муғарының ярымы қалады.

4-мысал. 1-мысалда келтирилген шәртлер бойынша ионлардың эффективлик диаметрин табыңыз.

Шешими. Эффективлик диаметр деп бөлекшелердиң еркин жүриў жолының узынлығын ямаса ўақыт бирлигиндеги бир бири менен соқлығысыўларының санын анықлайтуғын бөлекшелердиң диаметрине айтатуғынлығын атап өтемиз. Бундай жағдайда соқлығысатуғын бөлекшелерди қатты шариклер түринде қарайды.

1-мысалдың шәрти бойынша 1 см3 газде 1 сек ўақыттың ишинде дана ионлардың жуплары пайда болады. Тең салмақлық ҳалда молизацияның салдарынан 1 см3 көлемде 1 сек даўамында тап сондай муғдардағы ионлардың жубының жоғалыўы керек. Ионлар өз-ара соқлығысыўлардың нәтийжесинде нейтралланады деп болжаймыз.

I томдағы 53-параграфта айтылғанлар бойынша бир бирлик ўақыттың ишинде молекула

шамасына тең соқлығысыўларға ушырайды. Бул теңликте σ - молекуланың эффективлик диаметри, - молекулалардың жыллылық қозғалысларының орташа тезлиги, - көлем бирлигиндеги молекулалардың саны. Бул формуланы ионлардың бир бири менен соқлығысыў санын анықлаў ушын қолланып, биз шамасын көлем бирлигиндеги ионлардың жубы сыпатында қабыл етиўимиз керек. Көлем бирлигиниң ишиндеги барлық ионлардың соқлығысыўларының улыўмалық саны мынаған тең болады:

Биз қабыл еткен болжаў бойынша, *Z* саны ионлардың молизацияланған жупларының саны ге тең болыўы керек:

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Ионлардың жыллылық қозғалысларының саны молекулалардың жыллылық қозғалысларының санына тең, яғный ҳаўа ушын өжире температурасында см/сек шамасы орын алады. ның бул мәнисин (5)-аңлатпаға қойып ҳәм 1-мысалдың мағлыўматлары бойынша см-8⋅сек-1 ҳәм см-8 шамалары орынлы деп болжап эффективлик диаметр ушын мынадай шаманы аламыз:

Нейтраль молекулалардың эффективлик диаметрлери см шамасының әтирапында; солай етип, ионлардың эффективлик диаметрлери шама менен 100 үлкен екен. Буны түсиндириў аңсат: ҳәр қыйлы белгиге ийе болған зарядларға ийе болып, ионлар бир бири менен электростатикалық күшлер арқалы тартысады. Бул, өз гезегинде, олардың арасындағы соқлығысыўлардың санын үлкейтеди ҳәм, соған сәйкес олардың эффективлик диаметрлериниң үлкейиўине алып келеди.

Газдиң ағысы менен ионларды иркиў жолы менен ионлардың қозғалғышлықларын анықлаўдың әпиўайы болған усылын қараймыз. Мейли, A1 ҳәм A2 лер газге жайластырылған еки тор болсын (157-сүўрет). A1 ҳәм A2 торларының арасныдағы газ қандай да сыртқы ионизатордың тәсиринде ионластырылсын. Егер A1 торы терис, ал A2 торы оң зарядланған болса, онда терис ионлар A2 торына қарай тезлиги менен қозғалады. Бул теңликте - ионлардың қозғалғышлығы, - торлардың арасындағы майданның кернеўликлери. A2 торына алып келинетуғын заряд электрометрдиң жәрдеминде бақланады. Егер, енди газди A2 торы арқалы A1 торына қарай тезлиги менен үрлене басласа (157-сүўретте стрелкалар менен көрсетилген), онда ионлардың A2 торына қарай қозғалысының тезлиги шамасына тең болады. Газди үрлеўдиң тезиги ның үлкейиўи менен бул тезликтиң шамасы киширейеди. шамасының мәниси нолге тең болғанда терис зарядланған ионлар A2 торына жетип барыўды тоқтатады ҳәм электрометрдиң зарядланыўы тоқтайды. Солай етип, теңлиги орынланатуғын моменттиң жүзеге келиўи мүмкин Буннан ҳәм шамаларының мәнислери бойынша терис ионлардың қозғалғышлығы анықланады

A1 ҳәм A2 торларының белгилерин өзгертип, тап усындай жоллар менен оң ионлардың қозғалғышлығы болған шамаларын да анықлаўға болады.

Газдиң басымы бир атмосфераға тең болғандағы ҳәр қыйлы ионлардың қозғалғышларын өлшеўдиң жуўмақлары IX кестеде келтирилген.

*Кең шеклерде ионлардың қозғалғышлығы басым ға кери пропорционал.* Оң ионлардың қозғалғышлығы майданның кернеўлиги ден сезилерликтей ғәрезли емес; жүдә үлкен болмаған майданында терис ионлардың да қозғалғышлықлары да майданның кернеўлиги ден ғәрезли емес. Бирақ үлкен лерде кернеўликтиң буннан былай өсиўи менен қозғалғышлық та өседи. Солай етип, 183-параграфта жүдә үлкен болмаған лерде ионлардың тезликлериниң майданның кернеўлигине пропорционаллығы жөнинде қабыл етилген болжаў ақланады.

IX кесте

атм басымдағы ҳәм температурадағы

ионлардың қозғалғышлығы (см2/сек⋅В)

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Газ |  |  |  |
| Водород  Кислород  Азот    Хлор | 5,91  1,29  1,27  1,10  0,65 | 8,26  1,79  1,84  1,14  0,51 | 1,4  1,4  1,4  1,0  0,8 |

Ионлардың қозғалғышлықларының, айрықша терис зарядланған ионлардың қозғалғышлықларының газдиң патасланыўынан күшли ғәрезли болатуғынлығын атап өтиў керек. Оғада киши муғдардағы қосымта, мысалы кислородтың қосылыўы, терис зарядланған ионлардың қозғалғышлықларын онлаған, ҳәтте жүзлеген есе өзгертеди. 1 атм басымдағы кислородтың излери бар гелийде *см2/сек⋅в* ҳәм *см2/сек в.* Пүткиллей таза болған гелийде оң зарядланған ионлардың қозғалғышлығы дерлик өзгериссиз қалады, ал терис зарядланған ионлардың қозғалғышлығы болған шамасының мәниси оғада үлкен болған 500 *см2/сек ⋅ в* шамасына жетеди. Бул гелийди ионластырғанда қозғалғышлықлары жүдә жоқары болған еркин электронлардың пайда болатуғынлығы менен түсиндириледи. Кислородтың ҳеш болмаса киши излери болғанда, электронлар кислородтың нейтраль атомлары менен қосылады ҳәм киши жылжығышлыққа ийе болған терис молекулалық ионларды пайда етеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 157-сүўрет.  Ионлардың қозғалғышлығын жүдә әпиўайы түрде анықлаўдың усылы. | 158-сүўрет. Ионлардың қозғалғышлығын анықлайтуғын усылдың схемасы. |

Ионлардың қозғалғышлықларын анықлаўдың басқа усылының мәниси мынадан ибарат: Газ тегис электрод A1 диң қасында ионластырылады (158-сүўрет). A1 электроды менен оған параллель болған A2 электродының арасына ўақытқа байланыслы дәўирли түрде өзгеретуғын майданы түсириледи. Бул аңлатпада - ўақыт, - дәўир, - турақлы шама. A2 электроды B электрометри менен тутасқан. Қозғалғышлығы үлкен болған бир белгиге ийе ионларды, мысалы, терис ионларды қараймыз. Ҳәр бир берилген моментте олар тезлигине ийе болады. Майданның кернеўлиги ўақытқа байланыслы өзгеретуғын болғанлықтан, тезлик да өзгереди. Мейли, биринши ярым дәўирде, яғный ден ўақытына шекем майданы терис ионларды A2 электродына қарай тезлететуғын болсын. Бундай жағдайда келеси ярым дәўирдиң ишинде майдан ионларды қарама-қарсы бағытта, A1 электродына қарай тезлетеди. ден ге шекемги ўақыт ишинде ионлар мынадай жолды өтеди:

Егер шамасы электродлардың арасындағы қашықлық дан киши болса, онда A1 электродының қасында пайда болған ионлар A2 электродына жете алмайды ҳәм оның менен тутастырылған электрометрдиң стрелкасы аўыспайды. дәўирин өзгертип, шәрти орынланатуғын жағдайды алыўға болады. Бундай жағдайда зарядлар A2 электродына жетип келеди ҳәм оны биз электрометрдиң стрелкасының аўысыўы бойынша көремиз. Бундай жағдайда

теңлиги орынланады ҳәм белгили болған ҳәм шамалары бойынша изленип атырған қозғалғышлық анықланады.

Дәўир және де үлкейтилсе A2 электродына (екинши ярым дәўирдиң ишинде) бизиң болжаўымыз бойынша әстерек қозғалатуғын оң ионлар да жетип келеди. Бундай жағдайда электрометрдиң аўысыўы киширейеди. Усындай жоллар менен басқа белгиге ийе болған ионлардың қозғалғышлығын анықлаўға болады.

Ионлардың қозғалғышлығының ийелейтуғын орнын көрсететуғын санлы мысал келтиремиз.

Мысал. 1 см3 ҳаўада тең салмақлық ҳалда ионлардың жубы болатуғындай дәрежеде рентген нурлары менен ионластырылған ҳаўаның өткизгишлиги σ ны анықлаңыз. Ионлардың зарядын бир ретлик деп есаплаңыз[[33]](#footnote-34).

Шешими. 183-параграфтағы (6)-формула бойынша мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

Ионның заряды ды кулонларда, ди см-3 те ҳәм менен шамаларын см2/сек⋅в бирликлери менен алып σ ны ом-1 см-1 бирликлеринде аламыз. Ҳаўаны тийкарынан азоттан турады деп есаплап, ионлардың қозғалғышлықларының қосындысы , ушын IX кестеде келтирилген мағлыўматлар бойынша мынадай шаманы аламыз:

Буннан, см-3 ҳәм к мәнислерин пайдаланып

шамасын аламыз.

Бул нәтийжени металлардың өткизгишлиги менен салыстырыў қызықлы. IV кестеде келтирилген мағлыўматлар бойынша Буннан берилген мысалдың шәртлеринде ионизацияланған ҳаўаның өткизгишлигиниң мыстың өткизгишлигинен шама менен 1017 есе киши екенлигин көремиз.

Электролитлердиң өткизгишлиги олардың қурамы менен концентрациясынан ғәрезли. Мысал ретинде 1 л суўға 2,92 г ас дузы еритилген жағдайда пайда болған электролиттиң өткизгишлигин есаплайық

I томның 85-параграфында осмослық басым бойынша бундай шараятларда молекулаларының 0,44 иниң ионларға диссоциацияланғанлығын көрдик. Бул ионлардың жубының санының барлық ериген молекулалардың санының 0,44 бөлегиндей екенлигин аңғартады. дың молекулалық салмағы 58 ге тең болғанлықтан, көлем бирлигиндеги ериген молекулалардың санының мынаған тең болатуғынлығы келип шығады:

Буннан көлем бирлигиндеги ионлардың жубының санының

шамасына тең екенлиги келип шығады. Электролиттиң өткизгишлигин 178-параграфтағы (5)-формула бойынша анықлаймыз:

VII кесте бойынша электролиттеги ҳәм ионларының қозғалғышлықларының қосындысы

*см2/сек⋅в*

шамасына тең ҳәм буннан мынадай шаманы аламыз:

Солай етип, көрсетилген электролиттиң өткизгишлиги биз келтирген мысалдағыдай ионластырылған ҳаўаның өткизгишлигинен шама менен 109 есе үлкен болады екен. Электролиттиң бундай салыстырмалы үлкен өткизгишлиги көлем бирлигиндеги ионлардың санының үлкен екенлиги менен түсиндириледи: 1 см3 электролиттеги ионлардың саны 1 см3 рентген нурларының тәсиринде ионластырылған ҳаўадағы ионлардың санынан шама менен 1012 есе үлкен; ал электролиттеги ионлардың қозғалғышлықлары газ ионларының қозғалғышлығынан мың есе киши.

**§ 185. Электронлық тоқтың вакуум арқалы өтиўи**. Өз бетинше емес болған өткизгишликтиң шеклик жағдайы сыпатында вакуум, яғный қалдық газдиң басымы жүдә киши ҳәм сонлықтан электронлардың еркин жүриў жолының узынлығы электродлардың арасындағы қашықлықтан үлкен болған орталық арқалы өтетуғын электронлық тоқты қараўға болады. 170-параграфта биз вакуум арқалы электронлық тоқты жүзеге келтириў ушын металдың қызған бети сыяқлы электронлардың дерегин пайдаланыўдың керек екенлигин көрдик.

Усындай жоллар менен қыздырылған катод пенен анодтың арасында алынатуғын электронлық тоқ Ом нызамына бағынбайды. 170-параграфта көрсетилип өтилгениндей тойыныў тоғы ға салыстырғанда киши болған тоқлары ушын Богуславский-Ленгмюр формуласының орынлы екенлигин көрдик (186-параграфтағы келип шығарылыўын қараңыз):

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул формула бойынша тоқтың шамасы потенциаллар айырмасының дәрежесине пропорционал өседи. диң потенциаллар айырмасы ден усындай ғәрезли болыўы электродлардың арасында электронлық булттың пайда болыўы менен байланыслы. Потенциаллар айырмасы үлкен болғанда тоқ катод тәрепинен ўақыт бирлигинде шығарылатуғын электронлардың саны менен анықланатуғын тойыныўға жетеди.

Қызған катодты пайдаланып, туўры сызықлы ушатуғын электронлардың ағысын алыўға болады. катодына үлкен болмаған тесиги бар анодын жақын жайластырсақ, биз электронлық ямаса катодлық нур деп аталатуғын электронлардың дәстесин аламыз. Бул электронлық нурды электронлардың бир қатар қатты денелердиң бетине келип урылыўының салдарынан пайда болатуғын жарқын жақтылықтың шығыўы (люминесценция) бойынша табыўға болады. Бундай қатты денелердиң қатарына уран шийшеси, виллемит, күкиртли цинк ҳ.т.басқалар киреди.

Катодлық нурлар биринши рет XIX әсирдиң ортасында бақланды, бирақ тек XX әсирдиң басында ғана олардың терис зарядқа ийе болған элементар бөлекшелердиң - электронлардың ағысы екенлиги анықланды.

Электронлардың соқлығысыўлар болмаған жағдайлардағы қозғалысы электр майданы тәрепинен күшиниң тәсиринде жүзеге келеди ( арқалы электронның заряды, арқалы майданның кернеўлиги белгиленген). Бундай жағдайда майданның барлық жумысы бул формулада шамасы арқалы электронның жолының басланғыш ҳәм ақырғы ноқатларындағы потенциаллар айырмасы белгиленген, оның кинетикалық энергиясы болған шамасының үлкейиўи ушын жумсалады. Егер басланғыш тезлик нолге тең болса, онда кинетикалық энергияның шамасы мынаған тең болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

168-параграфта биз электронның энергиясының муғдарын электронвольтлер деп аталатуғын айрықша бирликте өлшеўдиң қабыл етилгенлигин айтып өткен едик (қысқаша эВ). Бир электронвольт электронның ушларындағы потенциаллар айырмасы 1 В болған жолды өткенде алатуғын энергиясының муғдарына тең.

Сол параграфта

*эрг*

теңлигиниң орынлы екенлиги де көрсетилди. Көп санлы есаплаўларда есе ( арқалы Авагадро саны белгиленген) үлкен болған бирликти пайдаланған қолайлы; бил бирлик заттың бир молине тийисли болған энергияны көрсетеди ҳәм *эв/моль* деп аталады. Көринип турганындай,

Электронның ушларындағы потенциаллар айырмасы шамасына тең болған жол арқалы өткендеги тезлиги ны аңсат анықлаўға болады (басланғыш тезликти нолге тең деп болжаймыз):

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул аңлатпаға электронның заряды менен массасы ди қойып, мынаны аламыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

Солай етип, электронның тезлиги оның өткен жолының ушларындағы потенциаллар айырмасының квадрат коренине туўры пропорционал екен. Ушларындағы потенциаллар айырмасы 1 *В* болған жолды өткенде электрон *см/сек* шамасындағы тезликке ийе болады.

X кесте

Ушларындағы потенциаллар айырмасы шамасына тең болған жағдайдағы электронның тезлиги ушын алынған мағлыўматлар

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| В |  |  |
|  |  | 0,0198  0,0626  0,195  0,545  0,863  0,9411 |

(3)-формула электронның тезлиги жақтылықтың тезлигинен киши болған жағдайлар ушын дурыс. Электронның тезлигиниң шамасы жақтылықтың тезлигине шамаласқанда салыстырмалық теориясына сәйкес өзгерислерди есапқа алыўға туўры келеди (218-параграфқа ҳәм I томдағы 31-параграфқа қараңыз). X кестеде ушларындағы потенциаллар айырмасы шамасына тең болған жағдайдағы салыстырмалық теориясының талапларын есапқа алғандағы электронның тезликлериниң мәнислери келтирилген. Үшинши бағанада электронның тезлиги ның жақтылықтың тезлиги ға қатнасы келтирилген[[34]](#footnote-35).

X кестеде келтирилген мағлыўматлардан потенциаллар айырмасының шамасы *В* болғанда электронның ҳақыйқый тезлигиниң формула беретуғын шамаға тең болатуғынлығын көриўге болады. Бирақ потенциаллар айырмасының шамасы В шамасына жеткенде электронның ҳақыйқый тезлиги *см/сек* шамасына тең болады, ал салыстырмалық теориясының талапларын есапқа алмайтуғын -формула бойынша есапланған тезлик ның шамасы *см/сек* шамасына тең, яғный жақтылықтың тезлигиниң шамасынан да үлкен болған болар еди. Ал салыстырмалық теориясы бойынша жақтылықтың вакуумдағы тезлигинен үлкен тезлик болмайды.

Электронлық нур менен өткерилген тәжирийбе бизде электронлар ҳаққында массаға ҳәм электр зарядына ийе, белгили болған траекториялар бойынша қозғалатуғын бөлекше ҳаққындағы көз-қарасларды пайда етеди. Бирақ I томдағы 31-параграфта классикалық механиканың қолланылыў шегаралары ҳаққында гәп еткенимизде биз элементар бөлекшелерге (айырым электронларға, протонларға ҳ.т.б.) классикалық "бөлекшелерге" қолланылыўы мүмкин болған көз-қарасларды пайдаланыўға болмайтуғынлығын атап өттик. Элементар бөлекше гәптиң әдеттеги мәнисиндеги "бөлекше емес" ҳәм оның ушын траектория ҳаққындағы түсиникти қолланыўға болмайды. Элементар бөлекшелер анықсызлық қатнаслары деп аталатуғын қатнасларға бағынады ҳәм соған сәйкес, олардың ҳәр қайсысының дәл анықланған координата ҳәм дәл анықланған тезликтиң векторы менен анықланыўы мүмкин емес[[35]](#footnote-36). Анықсызлық қатнаслары бойынша координата ҳәм тезликтиң қураўшысысының бир ўақытта тек ҳәм дәлликлеринде ғана анықланыўы мүмкин:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бул аңлатпада — бөлекшениң массасы, aл *эрг⋅сек* турақлы болып табылады ҳәм оны *Планк турақлысы* деп атайды.

Кейинирек (III томға қараңыз) тек жүдә пуқталық пенен өткерилген тәжирийбелердиң (4)-қатнасқа алып келетуғынлығын көремиз ҳәм сонда оның физикалық мәнисин толық айқынластырамыз... Ҳақыйқатында бул қатнас классикалық механиканың көз-қарасларының элементар бөлекшелерге қолланылыўының шеклерин ғана көрсетеди. Сонлықтан, қандай жағдайларда электронлар ҳаққындағы көз-қараслардан пайдаланыўға болатуғынлығы, ал қандай жағдайларда электронларды классикалық механиканың "бөлекшелери" сыпатында қараўға болатуғынлығын анықлаў мүмкин екен.

Биз жоқарыда электронлық "дәсте" көз-қарасыны тийкарында таллаған жағдайлардың барлығының (4)-қатнасқа сәйкес келетуғынлығын аңсат көриўге болады.

Оның ушын биз I томдағы 31-параргафтағы мысалды еске түсириўимиз керек. Егер дәстениң кеңлиги *см* болса (ал тәрийипленген тәжирийбелерде биз дәстениң кеңлигин оннан да дәл анықлай алмаймыз), онда (4)-қатнас бойынша

шамасын аламыз.

Бирақ, барлығы болып 1 В болған тезлетиўши потенциалда (ал, электронлық дәстелерди алатуғын трубкалардағы тезлениўши потенциаллардың шамасы оған салыстырғанда әдеўир жоқары) (3a)формуласы бойынша электронның тезлиги см/сек шамасына тең ҳәм, усыған сәйкес, (4)-қатнас тәрепинен талап етилетуғын шамасының мәниси тезликтиң шама менен мәнисин қурайды, яғный эксперименттиң мүмкин болған дәллигиниң шеклеринен алыста қалады. Буннан, тәрийипленген тәжирийбелерде, тап сол сыяқлы усы томда қарап өтилетуғын басқа тәжирийбелерде де, электронды биз әдеттеги "бөлекше" сыпатында қараўға болатуғынлығы келип шығады.

**§ 186. Богуславский-Ленгмюр формуласын келтирип шығарыў; тоқ күшиниң флуктуациялары**. Әпиўайылық ушын, бир бирине параллель жайласқан еки шексиз үлкен тегис электрод берилген деп болжаймыз (160-сүўрет). Электродлардың арасындағы қашықлықты арқалы белгилеймиз, шеп тәрептеги электродты катод деп есаплаймыз ҳәм оның потенциалын нолге тең етип аламыз: . Оң тәрептеги электродтың (анодтың) потенциалын арқалы белгилеймиз. Катод электронлардың дереги болып табылады.

Майдан тәрепинен тезлетилетуғын электронлар бир электродтан екиншисине қарай қозғалады ҳәм тоқты пайда етеди.

көшерин электродларға перпендикуляр етип түсиремиз. Электродлардың жайласыўларында симметрия болғанлықтан, электронлық булт тәрепинен пайда етилетуғын зарядлардың көлемлик тығызлығының мәниси ρ тек координатасынан ғәрезли болады, эквипотенциаллық бетлер электродларға параллель болып жайласады ҳәм майданның кернеўлиги векторы ҳәмме орынларда көшери менен бағытлас.

Тоқтың тығызлығы сан мәниси бойынша беттиң бир бирлиги арқалы ўақыт бирлигинде алып өтилген зарядтың муғдарына тең.

Стационар режимде тоқтың тығызлығы ўақыт бойынша турақлы ҳәм координатасының барлық мәнислери ушын бирдей.

Зарядлардың көлемлик тығызлығы менен потенциалының арасындағы байланыс 132-параграфтағы (3)-формула менен бериледи:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Биз қарап атырған жағдайда потенциалы тек электродлардың тегислигине перпендикуляр бағытта ғана, яғный көшериниң бағытында ғана өзгереди; сонлықтан ның координатасы бойынша туўындысы ғана нолге тең емес ҳәм (1)-теңлик мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Термоэмиссияда электронлар катодтан жыллылық тезликлери менен ушып шығады. Олар электронлар тәрепинен әдеттегидей сыртқы электр майданының тәсиринде алатуғын тезликлерден киши. Сонлықтан электронлардың дәслепки тезликлерин нолге тең деп есаплаймыз. Бундай жағдайда электронлар электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы менен тәрийипленетуғын ноқатқа жеткенде

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

формуласының жәрдеминде анықланатуғын тезлигине ийе болады. тоқтың тығызлығы көлемлик зарядтың тығызлығы ҳәм электронлардың қозғалысының тезлиги арқалы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

теңлеги бойынша анықланады. Бул теңликтиң оң тәрепинен минус белгиси қойылған, себеби векторының бағыты оң зарядлардың қозғалысының бағытына сәйкес келеди.

(2)-, (3)- ҳәм (4)-аңлатпалардан мынаны табамыз:

Бул теңликтиң оң ҳәм шеп тәреплерин шамасына көбейтип

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлигине ийе боламыз. (5)-теңликти 0 ден қа шекем интеграллап, мынаны жаза аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

Шәрт бойынша теңлиги орынланғанда болыўы керек; усының менен бирге бизге теңлиги орынланғанда теңлиги де орынланады деп есаплаў керек болады.

|  |  |
| --- | --- |
| 160-сүўрет.  Богусловский-Ленгмюр формуласын келтирип шығарыўға. |  |

Бул соңғы шәрт мынадай жағдайлардан келип шығады: катодтың қасында сол катодтың электронлары тек диффузияның есабынан келип жететуғын электронлық булт пайда болады. Демек, катодтың қасында майданның кернеўлиги буннан мынадай талап келип шығады:

Бундай шараятларда (6)-теңликти интеграллаўдың нәтийжесинде төмендегидей аңлатпаны аламыз:

ямаса

Бул аңлатпаны тың өзгериў шеклерин болған 0 ден ға шекем интеграллаймыз:

ноқатында ҳәм ноқатында теңликлери орынлы болғанлықтан, шеп тәрептеги интеграл ушын интеграллаў шеги сыпатында 0 ҳәм шамаларын алдық. Интеграллаў

теңлигин береди. Бул теңликти тоқтың тығызлығы ге қарата шешип,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

аңлатпасына ийе боламыз. Тоқтың тығызлығы дан улыўмалық тоғына өтиў ушын шамасын электронларды эмиттерлейтуғын беттиң майданы ке көбейтиў керек:

Усының менен бирге бизиң белгилеўлеримизде шамасының электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы ге сәйкес келетуғынлығын есапқа алсақ, онда (7)-аңлатпадан мынадай формуланы аламыз:

Бундай жағдайда

белгилеўин қабыл етсек (бул жағдайда α шамасы электродлардың берилген өлшемлери менен жайласыўлары ушын турақлы шама), онда мынадай формуланы аламыз:

Бул формула 172-параграфтағы (3)-формула менен бирдей.

Жүдә әззи болған электронлық тоқта ўақыт бирлиги ишинде анодқа жетип келген электронлардың саны үлкен емес. Бундай жағдайларда тоқтың күши диң фруктуациялары сезиледи. Тоқтың күшиниң бул флуктуациялары I томда еслетилип өтилген газдиң басымының, оның тығызлығының ҳ.т.б. флуктуацияларына уқсас; олардың жүзеге келиўи электр зарядларының үзликли болған "автомат" тәбияты, яғный электронлардың бар болыўы менен байланыслы.

Бақлаў ўақытын бир бирине тең болған киши ўақытларына бөлемиз. Бундай жағдайда анодқа ўақыты ишинде жетип барған электронлардың орташа саны шамасына тең. Ҳәр бир айырым ўақыт аралықларында катодтан ушып шығыўдың тәртипли емес екенлигине байланыслы анодқа жетип барған электронлардың саны орташа мәнис болған шамасынан айырмаға ийе болады:

...

Усы жағдайға байланыслы тоқ күшлери де (бул теңликтеги - электронның заряды), берилген ўақыт аралығында бақланатуғын орташа мәнислер бир биринен айрылады:

...

...

Бул теңликлерде арқалы ўақыт аралықларының барлығындағы тоқтың күшиниң орташа мәнислери белгиленген.

Сәйкес статистикалық есаплаў тоқтың күшиниң орташа квадратлық аўысыўы болған шамасының мынаған тең екенлигин көрсетеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

Егер биз бақлаўды үлкен ўақыт аралығында өткеретуғын болсақ, онда бул аўысыўдың шамасы соншама киши болады: бул нәтийже айқын, себеби ўақыттың үлкен аралықларында катодтан шыққан электронлардың санының тосыннан өзгериўиниң салдарынан келип шығатуғын тоқтың күшиниң шамасындағы үлкейиўлер менен киширейиўлер жақсырақ тегисленеди. Екиншиден, аўысыўының мәниси электронның зарядының шамасы ден ғәрезли. Теорияның бул нәтийжеси де түсиникли: мысалы, егер электронның заряды болған шамасы ҳақыйқый мәнисинен үлкен болса, онда тоқтың күшиниң шамасы бурынғыдай болған жағдайда ушып шығатуғын электронлардың саны киши болған болар еди ҳәм, усыған сәйкес, тоқтың күшиниң орташа мәнистен аўысыўы сезилерликтей болған болар еди.

Ток күшиниң сондай болып "дирилдеўин" электр ҳәм магнетизмде "түйиртпек" эффект деп атайды ҳәм электронлардың дәстесиниң түйиртпеклердиң ағысы менен уқсас екенлигин көрсетеди.

Флуктуациялық тербелислерди гармоникалық қураўшыларға жайыўға болады. Требелислердиң тәртипсиз болғанлығы себепли оларды мүмкин болған жийиликлерине ийе болған шексиз көп санлы қураўшыларға, яғный *тутас спектрге* жайыўға болады (I томға қараңыз). Егер флуктуациялық тербелислерди микрофонның жәрдеминде бақлайтугын болсақ, онда олар шаўқымды пайда етеди; буннан тоқтың флуктуациялық тербелислериниң атамасы болған *электрлик шаўқымлар* атамасы пайда болды.

Түйиртпелик эффектте электронлардың катод трубкасы арқалы ушып өтиў ўақытына шекемги дәўирге шекем ( сек) барлық жийиликлер ушын гармоникалық қураўшылардың амплитудалары бирдей. Егер катод лампасын (137-сүўрет) қарсылыққа температураға ийе шынжыр деп қарасақ, онда лампаның электродларында пайда болатуғын потенциаллар айырмасының флуктуациялық айырмасының амплитудасының орташа квадратлық мәниси мынаған тең болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

Бул теңликте - Больцман турақлысы ҳәм - жийиликлердиң айырып алынған интервалының кеңлиги. Анод тоғының флуктуациялық тербелислериниң амплитудасының орташа квадратлық мәниси мынаған тең

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

Егер лампа көлемлик зарядлар болмаған жағдайда ислейтуғын болса, онда соңғы формуланы былайынша көширип жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10 *а*) |

Қызған катодтан ушып шығатуғын электронлардың тәртипсиз жыллылық қозғалысларының үзликсиз флуктуацияларға ушырайтуғынлығына байланыслы жоқарыда көрсетилген тербелислер пайда болады. Олардың амплитудасы температурадан ғәрезли ҳәм оның киширейиўи ушын тек температураны төменлетиў керек болады. Тоқтың күшиниң флуктуациялық тербелислери электрлик өлшеўлердиң дәллигин анықлайды. Өлшенетуғын тоқтың шамасы оның флуктуацияларының шамасынан үлкен болыўы керек.

Усындай флуктуациялар менен бир қатарда катодлық лампада катодтың бетиниң айырым участкаларының активлигиниң өзгерисиниң есабынан эмиссия тоғының өзгериўи де мүмкин. Анод тоғының жийилигиндеги тоқтың күшиниң тербелислерине алып келетуғын усындай өзгерислер Джонсон тәрепинен ашылды ҳәм "жылтылдаў" атамасына ийе болды.

Резонанслық контурдың жәрдеминде тоқтың күшиниң флуктуациялық тербелислериниң гармоникалық қураўшыларының бирин айырып алып, оның амплитудасының орташа квадратлық мәнисин өлшеўге болады. шамасының өлшеўде алынған мәниси менен (10а) формуласының жәрдеминде есаплаў жолы менен алынған мәнисин салыстырыў электронның заряды ни анықлаўға мүмкиншилик береди. Усындай жоллар менен өткерилген өлшеўлердеги бақлаўлардың дәллигинде электронның зарядының шамасы ушын басқа усыллар менен өлшеўлерде алынған мәниске сәйкес келетуғын шама алынды.

Тоқтың тығызлығының флуктуациялық тербелислери еркин электронлардың алып жүрилиў менен тоқ пайда болатуғын тек электронлық лампаларда ғана емес, ал тоқтың қәлеген өткизгишлеринде де орын алады (металларда, ярым өткизгишлерде, электролитлерде).

**§ 187. Электронлардың газдеги еркин жүриў жолының узынлығы**. Газ орталықта қозғалысының барысында электрон атомлар ҳәм молекулалар менен соқлығысады. Оның еркин жүриў жолының узынлығын молекулалардың еркин жүриў жолының узынлығын анықлағандағы таллаўлардың жәрдеминде анықлаўға болады.

I томның 53-параграфында биз молекулалардың еркин жүриў жолының орташа узынлығын анықлаған едик:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул формулада - молекулалардың көлем бирлигиндеги саны, σ - молекулалардың эффективлик диаметри; дәлирек айтқанда σ шамасы соқлығысыўшы молекулалардың эффективлик радиуслары болған ҳәм шамаларының қосындысы болып табылады: . Ең ақырында бөлшектиң бөлиминдеги санының соқлығысыў процессине барлық молекулалардың, яғный "ушып келип басқа молекула менен соқлығысатуғын" ҳәм "басқа молекула ушып келип урылатуғын" молекулалардың қатнасатуғынлығына байланыслы пайда болғанлығын еске түсиремиз. Электронның еркин жүриў жолының орташа узынлығын тапқымыз келетуғын болса, биз еки жағдайда есапқа алыўымыз керек: бириншиден, электронның өлшемлери атомлар менен молекулалардың өлшемлеринен жүдә киши, сонлықтан эффективлик диаметр ушын жазылған аңлатпасында молекуланың радиусы диң қасында электронның радиусы ты есапқа алмаўға болады; екиншиден, массасының киши болыўына байланыслы электронның тезлиги молекулалардың тезлигинен жүдә үлкен, сонлықтан (1)-формуланың бөлиминдеги көбейтиўшисин сақлаўдың зәрүрлиги жоқ.

Усының нәтийжесинде электронлардың еркин жүриў жолының орташа узынлығы ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпада - электрон қозғалатуғын газдиң молекулаларының эффективлик радиусы.

*Электронлардың еркин жүриў жолының орташа узынлығы* болған шамасы, *молекулалардың еркин жүриў жолының орташа узынлығы* сыяқлы газдиң басымы ға кери пропорционал.

(1)-формулада берилген газдиң молекулалары ушын (яғный, теңлиги орынланғанда) эффективлик диаметр , буннан (1)- ҳәм (2)-формулаларды салыстырыў арқалы мынаған ийе боламыз:

Демек, электронлардың еркин жүриў жолының орташа узынлығы тап сондай басымдағы газ молекуласының еркин жүриў жолының узынлығынан шама менен есе үлкен болады екен.

Ҳәр қыйлы газлердеги және ҳәр қыйлы басымлардағы электронлардың еркин жүриў жолының орташа мәниси болған шамасының сан мәнислери XI кестеде берилген.

XI кесте

температурадағы электронның еркин жүриў жолының

орташа мәнислери (*см* лердеги)

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Газ | Басым | | |
| 1 мм | 10-2 мм | 10-4 мм |
| He  Ne  Ar  H2  N2  O2 |  | 7,4  6,6  4,4  7,6  3,6  4,1 | 740  660  440  750  360  410 |

Ескертиў: "1 мм " 1 мм сынап бағанасының басымы мәнисин береди (Аўдарыўшылар).

XI кестеде келтирилген мағлыўматлардан ҳәзирги ўақытлардағы вакуумлық насослардың жәрдеминде аңсат алынатуғын *мм*  басымларда электронлардың еркин жүриў жолының узынлығының бир неше метрге жететуғынлығы көринип тур. Сызықлы өлшемлери бир неше онлаған сантиметр болған ыдысларда жақсы шекленген жайылмаған электронлық дәстелердиң алынатуғынлығы усы жағдай менен түсиндириледи.

Электронлардың еркин жүриў жолының орташа узынлығын экспериментте молекулалық дәстени пайдаланып, газ молекулаларының еркин жүриў жолының орташа узынлығы анықлаў тәжирийбесиниң идеясы менен сәйкес келетуғын усылдың жәрдеминде анықлаўға болады (I томдағы 54-параграфты қараңыз).

Бул усылдың схемасы 161-сүўретте келтирилген: K электронлардың дереги болып табылатуғын қыздырылған катод; B - тесиги бар анод. Әсбаптың барлық бөлими басымы төмен болған ыдыстың ишинде жайласқан. B аноды K катодынан электронлардың еркин жүриў жолының орташа мәнисинен киши қашықлықта жайласқан. Анод пенен катодтың арасында шамасына тең тезлетиўши потенциаллар айырмасы түсирилген ҳәм оның тәсиринде электронларға белгили болған тезлик бериледи. тесиги арқалы өтип, электронлар металл цилиндрилиниң ишинде қозғалатуғын дәстени пайда етеди. Бул цилиндрдиң потенциалы анодының потенциалы менен бирдей. цилиндри торы менен тамам болады. Солай етип, цилиндриниң ишинде майдан жоқ ҳәм электронлар турақлы тезлик пенен қозғалады. торы арқалы ушып өтип, олар электродына келип түседи ҳәм оған өзиниң зарядын береди. цилиндриниң узынлығы электронлардың еркин жүриў жолының орташа узынлығынан үлкен, ал электроды торынан шамасынан көп киши қашықлықта жайласқан.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 161-сүўрет.  Электронлардың еркин жүриў жолының орташа узынлығын анықлаў усылының схемасы. |

Дәстениң базы бир электронлары цилиндриниң ишинде газдиң молекулалары менен соқлыгысады, соның нәтийжесинде олар бир қапталға бурылады ҳәм сол цилиндриниң ишки бөлимине қарай ямаса торына қыя бағытта ушып келеди. электроды менен торының аралығына катод пенен анодының аралығына түсирилген тезлетиўши потенциаллар айырмасына тең болған иркиўши потенциаллар айырмасы түсириледи. Бундай жағдайда торына перпендикуляр бағытта қозғалатуғын электронлар, яғный соқлығысыўға ушырамаған электронлар анодына жетип келеди ҳәм гальванометри менен өлшенетуғын тоғын пайда етеди.

*B* анодынан қашықлығы ди өзгертиў ушын электроды менен торын қозғалатуғын етип ислейди.

I томдағы 54-параграта келтирилген формула бойынша дәстениң жолын соқлығысыўларсыз өткен бөлекшелериниң саны

шамасына тең. Бул формулада - дәстедеги бөлекшелердиң ең дәслепки ўақыттағы саны, ал - олардың еркин жүриў жолының орташа узынлығы.

Бул формуланы электронлық дәсте ушын да қолланыўға болады: бул формула ўақыт бирлигинде анодына жеткен электронлардың саны ди береди.

Тоқтың күши электронлардың саны ге пропорционал болғанлықтан

аңлатпасын жаза аламыз.

Бирдей басымларда ҳәм тоқтың бирдей басланғыш мәнислери ушын диң ҳәр қыйлы болған еки мәнисиндеги тоқ күшиниң мәнислерин есаплаймыз. Бундай жағдайда

ҳәм буннан

теңликлерине ийе боламыз. Соңғы формуладан электронның еркин жүриў жолының орташа мәниси ушын төмендегидей аңлатпаны аламыз:

менен қашықлықлары да, ҳәм тоқ күшлери де тиккелей өлшенетуғын болғанлықтан, усындай жоллар менен шамасының мәниси анықланады.

Эксперименталлық мағлыўматлар электронлардың еркин жүриў жолының узынлығының теориялық мәнисин тастыйықлайды. Бирақ, электронлардың еркин жүриў жолының орташа узынлығы электронлардың тезлигинен ғәрезли екенлигин атап айтыў керек; киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлар ушын газлердиң көпшилигинде оның шамасы газлердиң кинетикалық теориясы бойынша анықланған молекулалардың еркин жүриў жолының орташа узынлығынан киши. Үлкен тезликлерде оның мәниси газлердиң кинетикалық теориясы бойынша анықланатуғын мәниске жақынласады.

Бизлер усы ўақытқа шекем бир неше рет газ молекулаларының бир бири менен соқлығысыўын серпимли шарлардың бир бири менен соқлығысыўы түринде қараўды жүдә әпиўайластырылған екенлигин көрсеткен едик.

Молекулалар болса бир бири менен тиккелей тийискен жағдайда ғана емес, ал қашықлықтан да тәсирлесетуғын зарядланған бөлекшелердиң қурамалы системалары болып табылады. Электронлардың молекулалар ямаса атомлар менен соқлығысыўында мәселе оннан да қурамаласады. Электрон молекула ямаса атом менен сол молекула менен атомның ҳақыйқый өлшемлерине салыстырғанда үлкен болған қашықлықларда тәсирлесе баслайды ҳәм олардың арасындағы қашықлықлардың киширейиўи менен өз-ара тәсирлесиў күшлериниң шамасы үлкейеди. Буннан электрон менен соқлығысыўы бойынша анықланатуғын молекуланың эффективлик диаметриниң ушып келетуғын электронның тезлигинен ғәрезли екенлиги келип шығады. Эффективлик диаметр ушын бундай жағдайда алынатуғын шама молекулалардың бир бири менен соқлығысыўы ушын алынатуғын эффективлик диаметрден өзгеше болады.

Электронлардың молекулалар менен соқлығысыў теориясында температурадағы ҳәм 1 мм *Hg* басымдағы 1 см3 көлемде жайласқан барлық молекулалардың толық кесе-кесимин қарайды.

Бул толық кесим мынаған тең:

.

Бул теңликте - молекуланың радиусы, ал - молекулалардың температурадағы ҳәм 1 мм *Hg* басымдағы молекулалардың саны.

шамасын электронлардың еркин жүриў жолының орташа мәниси бойынша анықлап, мысалы, водород атомы ушын 25 В шамасындағы тезлетиўши потенциал ушын см2/см3 кесимин аламыз. Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, электронлардың тезлигинен ғәрезли.

162-сүўретте тиң ҳәм ушын алынған эксперименталлық мәнислерин келтирилген. Абсцисса көшерине тезлетиўши потенциаллардың квадрат коренлери, яғный электронлардың тезлиги ға пропорционал болған шамалар қойылған. Оң тәрепте молекулалардың еркин жүриў жолының узынлығы бойынша газлердиң кинетикалық теориясының тийкарында есапланған тиң мәнислери қойылған. Көринип турғанындай, электронлардың киши тезликлеринде водород ушын молекулалардың эффективлик кесимлери газлердиң кинетикалық теориясы бойынша есапланған мәнистен еки есе үлкен; жоқары тезликлерде болса электронлардың еркин жүриў жолы бойынша алынған кесим менен газлердиң кинетикалық теориясы бойынша есапланған басым бир бири менен сәйкес келеди.

инерт газлеринде киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлар ушын эффективлик кесимлер жүдә киши, буннан кейин олар үлкейеди ҳәм бир неше вольт шамасындағы тезлетиўши потенциалларда максимумға жетеди, ал буннан кейин киширейеди. Жүдә киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлар ушын газлердиң кинетикалық теориясы бойынша анықланатуғын эффективлик кесимлерден әдеўир киши. Атомлар электронлар ушын "мөлдир" болатуғындай болып көринеди: электронлар атом арқалы қозғалыў бағытын өзгертпестен өтеди. Рамзауэр тәрепинен ашылған бул эффектти тек квантлық механиканың тийкарында түсиндириўге болады[[36]](#footnote-37).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 162-сүўрет. температурада ҳәм 1 мм Hg басымдағы 1 см3 көлемдеги ҳәм молекулалары ушын эффективлик кесим тиң электронлардың тезлигинен ғәрезлиги. | 163-сүўрет. температурада ҳәм 1 мм Hg басымдағы 1 см3 көлемдеги ҳәм молекулалары ушын эффективлик кесим тиң электронлардың тезлигинен ғәрезлиги. |

163-сүўретте ҳәм атомлары ушын атомлардың эффективлик кесими тиң соқлығысыўшы электронлардың тезликлеринен ғәрезлиги келтирилген. Бул сүўретте де оң тәрепте газлердиң кинетикалық теориясы бойынша анықланған эффективлик кесимлер қойылған.

**§ 188. Электронлардың атомлар ҳәм молекулалар менен соқлығысыўлары**. Үлкен емес тезликлерде электронлардың атомлар ҳәм молекулалар менен соқлығысыўы серпимли характерге ийе болады. Электронлардың массасы атомның ямаса молекуланың массасы нен әдеўир киши болғанлықтан, электрон серпимли соққыда өзиниң тезлигин сан шамасы бойынша дерлик өзгертпейди: тезлик тек бағыты бойынша өзгереди. Электрон атомнан ямаса молекуладан серпимли түрде "секиреди". Усыған сәйкес, серпимли соқлығысыўдың салдарынан электронның молекулаға беретуғын энергиясының муғдары оның дәслепки кинетикалық энергиясының жүдә киши бөлеген қурайды.

Электронның тезлиги молекуланың тезлигинен көп үлкен болғанлықтан, биз молекуланы тынышлықта турыпты деп есаплай аламыз. Бундай жағдайда орайлық соққы ушын 1 томның 28-параграфында шарлардың серпимли соқлығысыўы ушын алынған формуланы пайдаланып, соқлығысыўдан кейин молекуланың

тезлигине ийе болатуғынлығын анықлаймыз. Бул формулада - электронның соқлығысыўдан бурынғы тезлиги.

Бөлимдеги электронның массасы ди атомның массасы ниң қасында есапқа алмай, жуўық түрде мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

Атом ямаса молекула тәрепинен алынған кинетикалық энергия мынаған тең:

Электрон тап сондай муғдардағы кинетикалық энергияны жоғалтады. шамасының электронның басланғыш кинетикалық энергиясы екенлигин нәзерде тутып,

теңлигине ийе боламыз. Орайлық емес соқлығысыўда жоғалған энергияның шамасы киши болады; электрон ямаса молекула менен серпимли соқлығысыўда электронның *орташа*

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасындағы энергияны жоғалтады. Бул аңлатпада

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

шамасы киши бөлшек болып табылады. Мысалы, электронлардың неон атомлары менен серпимли соқлығысыўындағы , ал аргон атомлары менен соқлығысыў ушын .

Солай етип, атом ямаса молекула менен серпимли соқлығысқанда электрон өзиниң энергиясының жүз мыңдай бөлегин ғана жоғалтады екен.

Электронның тезлиги үлкейгенде *серпимли болмаған соқлығысыўлар* жүзеге келеди, бундай жағдайда электрон соқлығысқан атомға ямаса молекулаға өзиниң энергиясын толығы менен бере алады. Берилген энергия *атомның (молекуланың) қозыўы* ямаса *оның ионласыўы*, яғный оннан *бир ямаса бир неше электронды жулып алыў ушын* жумсалады. Егер энергия атомның қозыўы ушын жумсалатуғын болса, онда ол кейин нурланыў энергиясына ямаса жыллылыққа айланады.

Бул бапта биз тек ионизацияға алып келетуғын *серпимли емес соқлығысыўларды* қараймыз; бундай жағдайда бир ретлик ионизация жүзеге келеди, яғный атом ямаса молекула электрон менен серпимли болмаған соқлығысыўда өзиниң электронларының тек биреўин ғана жоғалтады ҳәм, соған сәйкес, бир валентли оң ионға айланады деп болжаймыз.

Ионизация ушын зәрүрли болған энергияны арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда электронның атомды ионластырыўы ушын оның кинетикалық энергиясының шамасынан киши болмаўы керек. Электронның кинетикалық энергиясы

шамасына тең болғанлықтан (бул теңликте арқалы электронларды тезлететуғын потенциаллар айырмасы белгиленген), майданның ионизация ушын зәрүрли болған электронды тезлететуғын потенциаллар айырмасының ең киши мәниси

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

шамасына тең болыўы керек.

потенциаллардың айырмасын берилген атомның ямаса молекуланың *ионизациялық потенциалы* деп атайды.

ионзация потенциалын электронвольтлерде (*эВ*) аңғартады.

Ионизациялық потенциалларды анықлаўдың көп санлы эксперименталлық усыллары бар. Бул потенциалларды анықлаўдағы базы бир қыйыншылық атом менен молекуланы 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 A анодының арасында электронлық тоқ алынады. Трубкада үлкен емес муғдардағы газ болып, электронлардың еркин жүриў жолының узынлығы анод пенен катод арасындағы қашықлық ден киши болсын.

Электронлар газдиң молекулалары менен тек серпимли түрде тәсир етисетуғын болса, онда тоқ толығы менен электронлық болады ҳәм оның күши Богуславский-Ленгмюр формуласының жәрдеминде анықланады (186-параграфқа қараңыз):

Сонлықтан, егер биз абсцисса көшерине шамасының мәнислерин қоятуғын болсақ, онда тоқ күшиниң ғәрезлигиниң 164-сүўреттеги иймеклиги менен сүўретленетуғынлығын көремиз. Бирақ, электронлардың тезликлери трубкадағы газди ионластырыў ушын жеткиликли болса, онда трубканың көлеминде қосымша электронлар менен оң ионлар пайда болады ҳәм тоқтың шамасы кескин түрде өседи (164-сүўреттеги иймекликтиң бөлими). тоқтың шамасының шамасынан ғәрезлигинде кескин үзилис орын алатуғын ноқатқа сәйкес келетуғын потенциаллар айырмасы ионизациялық потенциал болып табылады.

XI кесте

Ионизациялық потенциаллар (вольтлердеги)

|  |  |
| --- | --- |
| Атомлар ямаса молекулалар |  |
| Водород,  Гелий,  Неон,  Аргон,  Сынап,  Натрий,  Калий,  Цезий,  Водород молекуласы,  Азот молекуласы, | 13,54  24,47  21,47  15,69  10,38  5,12  4,32  3,87  15,4  15,8 |

XI кестеде базы бир атомлар менен молекулалардың ионизациялық потенциаллары келтирилген.

Егер электронның тезлиги ионизация ушын талап етилетуғын тезликтен үлкен болса, онда ол соқлығысыўда тек ионизация ушын зәрүрли болған энергиясын ғана береди ҳәм оның өзи соқлығысыўдан кейин қалған кинетикалық энергиясы менен қозғалысын даўам ете береди. Соқлығысыўлардың барлығы ионизацияға алып келе бермейди. Үлкен тезликлер ушын ионизацияның итималлығы киширейеди, электрон атомның қасынан оны ионластырмай ушып өтиўге "үлгереди". 165-сүўретте ҳәр қыйлы тезликлерге ийе болған электронның 1 мм сынап бағанасының басымындай басымда 1 см жолды өткенде пайда ететуғын сынаптың оң ионларының санын беретуғын иймеклик көрсетилген. Көринип турғанындай, потенциаллар айырмасы 50 В болған тезлететуғын майдандағы ионизацияның итималлығы максимумға жетеди (сынаптың ионизация потенциалы 10,4 В); тезлетиўши потенциаллардың үлкен мәнислеринде ионизацияның итималлығы киширейеди. 165-сүўретте иймекликтиң максимумында электрон өзиниң 1 см жолында шама менен 20 дана ионын пайда етеди. Сондай шәртлер орынланғанда 1 см жолда ол шама менен 57 рет соқлығысатуғын болғанлықтан, соқлығысыўлардың тек шамасы ғана (яғный, улыўма соқлығысыўлардың проценти) ионизацияға алып келеди. Басқа барлық соқлығысыўларда ионизация алып келетуғын соқлығысыўлардың проценти киши болады.

Усы ўақытқа шекем биз тек электронның соқлығысыўының салдарынан жүзеге келетуғын ионизация ҳаққында гәп еттик. Бирақ ионлар менен соқлығысыўдың нәтийжесинде де ионизацияның жүриўи мүмкин. Бирақ, ҳәзирги ўақытлары жүдә үлкен энергияларда ионлардың ионизацияланатуғынлығы анықланған, сонлықтан, бизди қызықтыратуғын барлық газ өткизгишлигинде ионлардың ионизациясы тек екинши дәрежели орынды ғана ийелейди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 164-сүўрет. Ионизацияға байланыслы тоқтың күши диң потенциаллар айырмасы ден ғәрезлиги графигиндеги үзилистиң пайда болыўы. | 165-сүўрет. Сынаптағы () пайда болатуғын ионлардың электронлардың тезлигинен ғәрезлиги. |

Жоқарыда тәрийипленген схема менен бир қатарда, ионизациялық потенциалларды анықлаў ушын басқа ҳәр қыйлы болған схемалар қолланылады. Франк ҳәм Герц 1913-жылы ионизациялық потенциалларды мынадай схеманың жәрдеминде анықлады (166-сүўрет). Жабық ыдыста орналастырылған қыздырылатуғын сымы электронлардың дерегиниң хызметин атқарды. электрометри электродына келип түсетуғын зарядларды табыўға мүмкиншилик берди. Қыздырылатуғын сым менен электродының арасына торы орналастырылды. Контактлық потенциаллар айырмасының пайда болмаўы ушын электроды менен торы платинадан соғылды. Ыдыстың ишиндеги барлық кеңислик төменги басымдағы изертленетуғын газ ямаса пуў менен толтырылды. сымы менен торының арасына электронларды тезлететуғын потенциаллар айырмасы түсирилген. торы менен электродының аралығына электронларды иркетуғын потенциаллар айырмасы түсирилген. Егер сан мәнислери бойынша потенциаллар айырмасы потенциаллар айырмасынан үлкен болса, онда электронлар тор арқалы өтип, кери қарай ийтериледи ҳәм электродына жетип келмейди. Бирақ, егер электронлардың потенциаллар айырмасының тәсиринде алынатуғын тезлиги ҳәм лардың аралығында соқлығысыўлар атомларды ионластыра алатуғын болса, онда оң зарядланған ионлар пайда болады. Бул ионлар потенциаллар айырмасының тәсиринде тезлетиледи ҳәм электродына жетип, оған оң зарядын береди ҳәм ол электрометри тәрепинен бақланады. Солай етип, электродында оң заряд пайда болатуғын потенциаллар айырмасының шамасының анықланыўы мүмкин. Бул потенциаллар айырмасы изертленетуғын атомлардың ионизациялық потенциалын анықлайды.

Франк ҳәм Герцтиң усылы үлкен болған бир кемшиликке ийе: электродындағы оң заряд электронлардың атомларды ионизациялаўының салдарынан ғана емес, ал оларды қоздырыўдың салдарынан да пайда болыўы мүмкин. Биз кейинирек бундай жағдайда (III томға қараңыз) қозған атомның жақтылықты нурландырып, өзиниң нормаль ҳалына өтетуғынлығын көремиз. Егер бул нурланыў спектрдиң ультрафиолет областына тийисли болса, онда электродына келип түсип оннан электронларды жулып алыўы мүмкин (жақтылықтың тәсиринде электронларды усындай етип жулып алыўды фотоэффект деп атайды, III томға қараңыз). Терис электронларды жоғалтыўдың нәтийжесинде электродының өзи оң зарядланады ҳәм бундай зарядланыўды электрометриниң жәрдеминде көриўге болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 166-сүўрет. Ионизациялық потенциалларды анықлаў ушын арналған Франк ҳәм Герц усылының схемасы. | 167-сүўрет. Ионизациялық потенциалларды анықлайтуғын усылдың схемасы. |

Электронлардың соққысының нәтийжесинде жүзеге келетуғын атомлардың қозыўын олардың ионласыўынан айырыў ушын, мынадай усыл пайдаланылды: қызатуғын сымы менен электродының арасына еки ҳәм торлары жайластырылады (167-сүўрет). Сым менен торының арасына электронларды тезлетиў ушын потенциаллары, ал ҳәм торларының арасына электронларды иркетуғын потенциалы түсирилген. Ең ақырында, торы менен электродының арасында бағытын ықтыярлы түрде өзгертиўге болатуғын әззи майдан түсирилген. Егер, қызған сымнан ушып шыққан электронлар ҳәм торларының арасындағы кеңисликте ионизацияны пайда ететуғын болса, онда пайда болған оң ионлар электродына жетип келеди ҳәм оған торы ҳәм электродының арасына түсирилген қосымша әззи майданның бағытынан ғәрезсиз оң заряд береди. Ҳақыйқатында, егер бул майдан ҳәм торларының арасындағы майдан менен бағытлас болса, онда ол ионларды электроны тәрепке қарай ионды күшлирек тезлетеди. Егер майдан қарама-қарсы бағытланған болса, онда ҳәм арасындағы потенциал сан мәниси бойынша потенциаллар айырмасынан киши етип алынатуғын болғанлықтан, ионларды иркиў ушын жеткиликсиз болады.

Енди электронлардың ҳәм торларының арасында атомлар менен соқлығысып, оларды тек қоздыратуғын жағдайды қараймыз. Қозған атомлар жақтылық шығарады ҳәм бул жақтылық ҳәм торларынан және электродынан электронларды ушырып шығарады. Егер торы менен электродының арасындағы қосымша майданның бағыты ҳәм торларының арасындағы майданның бағытындай болса (бундай жағдайда оң зарядланған ионлар тәрепке қарай тезленеди), онда электронлар электродынан ийтерилип тасланады ҳәм бул электрод оң зарядқа ийе болады. Егер қосымша майданның бағытын қарама-қарсы етип алсақ, онда электродынан жулып алынған электронлар оған қайтып келеди, оған және торынан да электронлар келип жетеди ҳәм ол терис зарядқа ийе болады. Солай етип, қосымша майданның бағытын өзгертиў жолы менен атомлардың ионизациясы менен қозыўын айырыўға болады.

Сынаптың пуўлары менен өткерилген экспериментлер серпимли емес соқлығысыўлар болып өтетуғын потенциаллардың үш мәнисин алыў мүмкиншилигин жаратты: 4,9; 6,7 ҳәм 10,4 *В*. Бул потенциаллар критикалық потенциаллар атамасына ийе болды. Олардың дәслепки екеўи сынап атомларының қозыўына, ал үшиншиси ионизацияға алып келеди.

**§ 189. Төменги басымлардағы газлердеги электронлардың қозғалғышлығы**. Электролитлердеги ҳәм газлердеги жүдә үлкен болмаған басымлардағы ионлардың қозғалғышлығын қарағанда ионлардың тезлигине пропорционал болған сүйкелис күшилерниң болатуғынлығына итибар бердик. Бул ионлардың еркин жүриў жолының киши болатуғынлығына байланыслы мүмкин болды. Электронлардың газдеги қозғалысын қараған жағдайда мәселени майда-шүйдесине шекем қараў керек болады.

Әпиўайылық ушын электронлардың газдиң атомлары менен тек серпимли соқлығысыўларын ғана қараймыз. Усындай жағдайлар ушын 188-параграфтагы (1)-формуладан соқлығысыўдың нәтийжесинде электронның тезлигиниң сан мәнисиниң дерлик өзгермейтуғынлығы, тезликтиң бағытының қәлеген түрде өзгеретуғынлығы келип шығады: электронның бир тәрепке қарай ушып кетиўи ямаса оның кейин қарай секириўи мүмкин. Егер майданның кернеўлиги шамасына тең болса, онда соқлығысыўлардың аралығында электрон мынадай турақлы тезлениў алады

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

ҳәм усыған сәйкес, параболаның кесиндиси бойынша қозғалады. Газдиң атомларының арасындағы оның барлық жолы 168-сүўретте көрсетилгендей түрге ийе болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 168-сүўрет. Электронның газдиң атомларының арасындағы жолы. | 169-сүўрет. Еки соқлығысыўдың арасындағы электронның жолын анықлаўға. |

Бир биринен соң жүзеге келетуғын еки соқлығысыўдың арасындағы электронның жолын толық қараймыз. 169-сүўретте кернеўлик векторы ниң бағыты стрелканың жәрдеминде көрсетилген. Мейли, электронның тезлиги соқлығысыўдан кейин A атомы менен векторы менен мүйешин жасайтуғын болсын. Электрон тәрепинен майданның кернеўлиги ниң тәсиринде алынатуғын қосымша тезликти тезлигине салыстырғанда киши деп есаплаймыз. Бундай жағдайда доғасының жәрдеминде көрсетилген электронның жолы электр майданы болмаған жағдайда электрон ҳәм атомларының арасында өтетуғын еркин жолы ден үлкен айырмаға ийе болмайды. менен кернеўлик ниң арасындағы мүйешти арқалы белгилеймиз.

Соқлығысыўлардың арасындағы ўакыты ишинде электр күши

жумысын орынлайды. Көп соқлығысыўлар ушын орташа бул жумыс мынаған тең болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

188-параграфтағы (1)-формула бойынша соққыда электрод энергиясын жоғалтады.

Еки соқлығысыўдың арасындағы электр күшиниң тәсиринде орынланған орташа жумыс болған шамасы электронның соққыдағы энергиясының орташа жоғалтыўына тең болғнада тең салмақлық орнайды

шамасының орнына оның (2)-теңлик бойынша мәнисин қойып, қозғалыстың стационарлық шәртине ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

169-сүўретте

теңлигиниң орынлы екенлигин көремиз. Бирақ, aл бул теңликте шамасы (1)-теңлик бойынша алынатуғын тезлениў. Демек,

Буннан орташа мәниси мынадай қатнастың жәрдеминде анықланады:

Бирақ, биз соқлығысыўдан кейинги электронның қәлеген бағыты теңдей итималлыққа ийе деп есаплаймыз. Атомға келип урылатуғын электроннан қәлеген φ мүйеши менен секириўи мүмкин; бундай жағдайда ҳәм

Еки соқлығысыўдың арасындағы орташа ўақыт мынаған тең:

Буннан мынадай теңликке ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бул аңлатпада шамасы орташа тезликтиң квадратын билдиреди, ал (3)-формулада болса орташа квадратлық тезлик турыпты. Бирақ бизлердиң өткерип атырған есаплаўларымыздың жуўық характерин итибарға алып, биз бул еки орташа мәнислерди бир биринен айырмаймыз. Бундай жағдайда шамасының мәнисин (3)-теңликке қойып ҳәм алынған теңлемени ға қарата шешип,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

аңлатпасына ийе боламыз.

Солай етип, электронның газдиң атомларының арасындағы тәртипсиз қозғалысының тезлиги шамасына пропорционал екен.

Енди электронның майданның бағытындағы орын алмастырыўының тезлигин табамыз. 169-сүўретте

теңлигине ийе боламыз. Бул тезликтиң орташа мәниси

шамасына тең болады. Бурынғыдай, теңлигиниң орынлы екенлигине итибар берип, менен шамаларының орнына олардың (1)- ҳәм (4)-теңликлер бойынша мәнислерин қойып,

аңлатпасының орынлы екенлигине көз жеткеремиз. Ең ақырында шамасының орнына оның (5)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

аңлатпасына ийе боламыз. Буннан электронның майданның бағытындағы тезлиги болған шамасының шамасына пропорционал екенлигин көремиз. Электронның қозғалғышлығын шамасына тең деп анықлап

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

формуласына ийе боламыз. Солай етип, газдеги электронның қозғалғышлығы шамасына кери пропорционал түринде майданның кернеўлигинен ғәрезли екен. Усы жағдайға сәйкес, газлердиң электронлық өткизгишлиги 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* кернеўликлери ушын ғана дурыс. Инерт газлер ушын (, ҳ.т.б.) *В/см* кернеўликтеги менен шамаларының (5)- ҳәм (6)-формулалар бойынша есапланған мәнислери оларды басқа усаллардың жәрдеминде есапланған мәнислери менен жақсы сәйкес келеди. *мм Hg* басымы ҳәм *в/см* кернеўлиги ушын

мәнислерин аламыз.

Атомлардың арасындағы кернеўлиги *В/см* шамасына тең болған электр майданының тәсиринде электронның алатуғын тезлигиниң шамасы әдеттеги температуралардағы сыртқы электр майданы болмаған жағдайдағы тезлигине салыстырғанда үлкен.

Электр майданы болмаған жағдайда электронлардың жыллылық қозғалысларының орташа кинетикалық энергиясы молекулалардың жыллылық қозғалысларының кинетикалық энергиясындай болады:

Бул теңликте - Больцман турақлысы ҳәм - абсолют температура.

Буннан мынадай формулаға ийе боламыз:

температура ушын

шамасына ийе боламыз, яғный ның келтирилген мәнисинен шама менен 30 есе киши.

Электронның майданның бағытындағы орын алмасыўының орташа тезлиги оның толық орташа тезлиги болған шамасынан көп киши. Усыған байланыслы электрон тәрепинен басып өтилетуғын жолдың улыўма узынлығы де майданның бағытындағы орын алмастырыўының узынлығы ден үлкен болады. Әлбетте,

теңлиги орынлы болады. (5)- ҳәм (6)-формулаларды пайдаланып, бул аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

Неон ушын ал аргон ушын солай етип, электрон тәрепинен басып өтилген жолдың узынлығы оның майданның бағытында басып өткен жолының узынлығынан жүзлеген есе үлкен болады.

**§ 190. Газлердиң өз бетинше өткизгишлиги**. 188-параграфта биз соқлығысыўдың салдарынан ионласыўды пайда етиў ушын жеткиликли болған электронлардың тезликлеринде газдеги тоқтың күшиниң күшли үлкейетуғынлығын көрген едик. Себеби, бундай жағдайларда тәртипли қозғалысы тоқты пайда ететуғын зарядланған бөлекшелердиң саны үлкейеди. Енди бул процессти тереңирек қараймыз.

Әпиўайылық ушын биз тоқты бир бирине параллель болған тегис ҳәм пластинкаларының арасында пайда болады деп болжайық, соның менен бирге катоды электронлардың дереги болсын (170-сүўрет). Мейли, ўақыттың бир бирлигинде дана электрон ушып шықсын. Электродларға параллель етип катодтан қашықлығында қалыңлығы болған қатламды айырып аламыз. Бул қатламға шекем ушып келетуғын электронлардың санын *n* арқалы белгилеймиз.

Бундай жағдайда электронлардың келип соқлығысыўының салдарынан ионизацияның нәтийжесинде пайда болған жаңа электронлардың саны

шамасына тең болады. Бул теңликте α - ионизация коэффициенти. Бул теңликти

түринде көширип жазып, шеп ҳәм оң тәреплерин интеграллап

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

аңлатпасын аламыз. турақлысының мәниси анықлаў ушын теңлиги орынланғанда, яғный катодқа тийип турған орында теңлигиниң орынланатуғынлығын шәрт түринде қабыл етемиз. Буннан

теңлигине ийе боламыз. ның усы мәнисин пайдаланып, (1)-теңликтен

теңлигин ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

формуласына ийе боламыз.

Бул формуланы келтирип шығарғанда, биз рекомбинацияны есапқа алмадық. Егер электродлардың арасындағы қашықлық ға тең болса, онда анодқа дана электрон келип жетеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2*а*) |

Газдиң көлеминде рекомбинация болмаған жағдайда ең жақсы болғанда анодқа дана электрон жетип келген ҳәм, соған сәйкес, тойыныў тоғының күши мынаған тең болар еди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул теңликте - электронның заряды.

|  |  |
| --- | --- |
| 170-сүўрет.  Өз бетинше өткизгишлик орын алғандағы тегис электродлардың арасындағы тоқтың күшин есаплаўға. |  |

Ионизация орын алғанда анодқа электрон жетип келеди ҳәм (2а) бойынша тоқтың күши

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

(4)-теңликти (3)-теңлик пенен салыстырып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4*а*) |

формуласын аламыз. Солай етип, тоқтың шамасы шамасына үлкейеди екен.

Егер, мысалы, см деп болжасақ ҳәм катод тәрепинен шығарылған электрон 1 см жолында орташа еки жаңа электронды пайда етеди деп есапласақ, онда см-1 ҳәм

яғный тоқтың күши онлаған мың есе үлкейеди. Бул есаплаў электронның келип урылыўы менен ионизация болатуғын жағдайда өткизгишликтиң тийкарынан разряд областынан сырттан келетуғын электронлардың есабынан емес, ал оның өзинде пайда болған электронлардың есабынан болады екен. Тоқтың шамасын услап турыў ушын сырттан электронлардың ямаса басқа да зарядланған бөлекшелердиң салыстырмалы үлкен болмаған санының келип турыўы жеткиликти. Терис зарядланған электрон (катод) бул дәслепки электронлардың дереги болып табылады, бул электродтан разряд областынан келип түсетуғын оң ионлардың урылыўының салдарынан, электродтың барлық бөлиминиң күшли қызыўынан ямаса нурланыўдың (фотоэффекттиң) тәсиринде электронлар жулып алынады. Бул барлық жағдайларда электрод электронларды разрядтың өзинде болып өтетуғын процесслердиң тәсиринде шығарады ҳәм, усыған сәйкес, разряд өз бетинше услап турылады - биз газдиң өз бетинше өткизгишлиги менен ис алып барамыз.

Газлердиң өз бетинше өткизгишлиги ушын бир неше кең тарқалған жағдайларды келтиремиз.

1. Пысқыўшы разряд. Бундай типтеги разряд газлерде киши басымларда (гама менен 1 *мм* *Hg* басымда); бундай разрядты еки ушында электронлар жайластырылған узын трубкада электродларға бир неше жүз вольт болған потенциаллар айырмасын түсиргенде аңсат бақлаўға болады (171-сүўрет). Трубка арқалы өтетуғын тоқтың тәсиринде газ жақтылық шығарады. Бундай жағдайда жақтылық шығарыўдың мынадай характерли 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 (фарадейлик) қараңғы кеңислик; г) интенсивли оң жақтылық шығарыў областы. Оң жақтылық шығарыў трубканың әдеўир областын өзиниң ишине камтыйды.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 171-сүўрет.  Пысқыўшы разряд. |

Трубка бойынша потенциалдың түсиўи бир текли емес. Биринши қараңғы областқа түскен потенциаллар айырмасы ең үлкен мәниске ийе - бул потенциалдың катодлық түсиўи деп аталады (172-сүўрет); буннан кейин трубканың қалған бөлиминиң барлығына түсетуғын потенциалдың шамасы жүдә киши (шама менен 1 - 2 *В/см*) ҳәм тек анодтың касында жаңа секириў - потенциалдың анодлық түсиўи орын алады.

Потенциалдың катодлық түсиўиниң шамасы тийкарынан катодтың материалынан ҳәм газдиң тәбиятынан ғәрезли болады.

Тоқтың киши мәнислеринде терис жақтылық катодтың бетиниң бир бөлегин ғана жабады. Бундай жағдайда потенциалдың катодлық түсиўиниң шамасы тоқтың күшинен де, газдиң басымынан да ғәрезли емес (басымның өзгерисиниң базы бир интервалында); катодлық түсиўдиң бул шамасын нормаль түсиў деп атайды.

Катодтың ҳәр қыйлы материаллары ушын потенциалдың нормаль катодлық түсиўиниң мәнислери XIII кестеде келтирилген.

Тоқтың күши үлкейгенде (сырткы қарсылықтың шамасын киширейтиў арқалы) катодтың бетиниң жақтылық шығарып турған майданы да оған пропорционал өседи. Сонлықтан беттиң қасындағы тоқтың тығызлығы турақлы болып қалады. Катодтың бетиниң барлығы жақтылық шығарыў менен қапланған жағдайда тоқтың буннан былай өсиўи потенциалдың катодлық түсиўиниң үлкейиўи, яғный электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасының үлкейиўи менен байланыслы. Солай етип, пысқыўшы разрядқа Ом нызамын пүткиллей қолланыўға болмайды.

|  |  |
| --- | --- |
| 172-сүўрет.  Разрядлы трубка бойлап потенциалдың түсиўи. |  |

Катодтың қызыўы бақланатуғын күшли тоқларда түсиў характеристикасы деп аталатуғын характеристиканың жүзеге келиўи мүмкин: трубка арқалы өтип атырған тоқтың үлкейиўи менен электродлардағы потенциаллар айырмасының шамасы киширейеди.

XIII кесте

Потенциалдың нормаль катодлық түсиўи (вольтлердеги)

|  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Катодтың материалы | Газ | | | | | |
| N2 | H2 | He | Ne | Ar | Hg |
| Na  Cu  Al  Fe  Ni | 178  208  179  215  197 | 185  214  171  198  211 | 80  177  141  153  158 | 75  220  120  150  140 | -  131  100  131  131 | -  447  245  389  275 |

Разрядтың басланыўы ушын (трубканың жағыў ушын) катодлық потенциаллар айырмасына салыстырғанда үлкенирек потенциаллар айырмасының түсирилиўи керек.

Трубкада болып өтетуғын процесслердиң схема түринде былайынша көрсетилиўи мүмкин. Электродларға жеткиликли дәрежеде потенциаллар айырмасы түсирилгенде, трубкада газде барлық ўақытта аз муғдарда болса да бар болатуғын ионлар менен электронларға тезлететуғын майдан пайда болады. Электронлар өзиниң жолында газдиң атомларын ионластырады ҳәм жаңа ионларды пайда етеди, бул жағдай өз гезегинде теорияға сәйкес тоқтың кескин үлкейиўине алып келеди. Буннан кейин потенциалдың катодлық түсиўи үлкен орынды ийелейди. Ол электронлардың еркин жүриў жолының узынлығындай кеңисликте жыйналған. Бул орында электронлар соққылардың серпимли емес характерге ийе болатуғынындай тезликке ийе болады. Усы областта оң ионлар катодқа қарай тезлениў алады ҳәм оған келип урылып, оның бетинен жаңа электронларды ушырып шығарады. Бундай электронлардың болыўы газдиң өткизгишлигин және де жоқарылатады.

Оң жақтылық шығарыў областында электронлар менен оң ионлардың концентрациялары бирдей. Бирақ, электронлардың қозғалғышлығының үлкен болатуғынлығына байланыслы газдиң өткизгишлигиниң басым бөлеги электронлар тәрепинен пайда етиледи. Оң жақтылық шығарыў областындағы ионизиция дәрежесиниң жүдә жоқары болыяы мүмкин; мысалы, 0,05 мм *Hg* басымдағы сынаптың пуўларындағы разрядта атомлардың көлем бирлигиндеги санының см-3 шамасына жетиўи мүмкин. 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 тәртипсиз қозғалады ҳәм соның менен бирге анод тәрепке қарап әстелик пенен жылысады (188-параграфтағы есапларға қараңыз).

Зонд усылы деп аталатуғын айрықша усылдың жәрдеминде өткерилген өлшеўлер электронлардың тәртипсиз қозғалысларының тезлигиниң Максвеллик тарқалыўға ийе екенлигин көрсетти. Бундай жағдайда орташа кинетикалық энергияның шамасы салыстырмалы үлкен ҳәм газдиң тәбияты менен разрядтың шараятларынан ғәрезли шама менен 2 ден 10 *эВ* ке шекем жетеди. Бундай жағдайда

теңлигинен пайдаланып, электронлардың берилген қозғалысының орташа энергиясына сәйкес келетуғын температураны анықлаўға болады. *эВ* теңлиги орынланатуғын электронлар ушын

шамасын аламыз. Демек, электронлардың *эВ* шамасына тең орташа энергияларына нан шамасына шекемги температуралар сәйкес келеди. Разряд болып өтетуғын газдиң өзиниң температурасы болса бул шамадан әдеўир киши ҳәм бир неше жүз градустан аспайды. Солай етип, плазманы атомлық ҳәм электронлық еки газдиң 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, сонлықтан олардың температуралары теңлеспейди ҳәм ҳәр қыйлы болып қала береди.

2. Электр доғасы. Атмосфералық басымларға жақын басымлардағы ямаса атмосфералық бамыснан жоқары басымлардағы газ арқалы өз бетинше өткизгишлик айрықша қызығыўды пайда етеди. Разрядтың усындай типин биринши рет 1803-жылы Петербургтағы Медициналық-хирургиялық академияның профессоры В.В.Петров тәрепинен биринши рет бақланды ҳәм *электр доғасы* атамасына ийе болды. Бир неше жылдан кейин оны Дэви изертледи ҳәм оны электрлик қубылысларды ең биринши изертлеўшилердиң бири болған Вольтаның ҳүрметине вольтлық доға деп атады[[37]](#footnote-38).

Электр доғасы еки электродты (көпшилик жағдайда көмирден исленген) бир бирине тийдиргенде ҳәм оннан кейин оларды ажыратқанда пайда болады. Көмирден соғылған электродлардың арасындағы доға *В* шамасына тең болған потенциаллар айырмасында жанады. Тоқтың күшиниң шамасы көп онлаған амперлерге жетеди. Электродлардың екеўи де күшли қызады ( ға шекем, ал жоқары басымларда ҳәтте ға шекем); атмосфералық басымда оң электрод көбирек қызады, оның бетинде кратер деп аталатуғын ойыслықлар пайда болады. Бирақ, доғаның жаныўы ушын катодтағы қызған дақтың болыўы жеткиликли. Бул қызған дақ электронлардың дереги болып хызмет етеди. Анодтың салқын болып қалыўы да мүмкин. Разрядты услап туратуғын электронлардың дереги сыпатындағы қызған катодтың орны биринши рет 1905-жылы В.Ф.Миткевич тәрепинен анықланды.

Доғалық разряд қулайтуғын вольт-амперлик характерисликаға ийе болады: тоқтың күшиниң үлкейиўи менен (сыртқы қарсылықтың киширейиўиниң есабынан) электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасының айырмасы киширейеди (173-сүўрет).

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 жергиликли қыздырыў ушын қолланылады (Н.Г.Славянов пенен Н.Н.Бенардос тәрепинен әмелге ендирилген электр сваркасы).

Ҳәзирги ўақытлары жақтыландырыў ҳәм лабораториялық практикада төменги басымлардағы газлер менен пуўларда жанатуғын электр доғалары пайдаланылады. Оларда дәслепки электронлардың дереги қыздырылған катодлар болып табылады. Катодлар разрядтың өзинде жүзеге келетуғын процесслердиң ямаса тоқтың сыртқы дерегиниң есабынан қызады ("Қызған катодлар")[[38]](#footnote-39).

|  |  |
| --- | --- |
| 173-сүўрет.  Доғалық разрядтың қулаўшы вольт-амперлик характеристикасы. |  |

3. Ушқын. Ушқынлық разряд үлкен потенциаллар айырмасы түскен жағдайда салқын электродлардың арасында бақланады. Разряд қурамалы тербелмели характерге ийе болады. Тоқтың күши үлкейгенде электродлардың қызыўының нәтийжесинде ушқын доғаға айланады.

Ушқынлық разрядтың басын газдиң электрлик тесилиўи, газдеги ионлардың нөсер тәризли үлкейиўи сыпатында қараўға болады. Усының салдарынан газ өткизгиш газге айланады. Тесиўге алып келетуғын потенциаллардың айырмасы электродтың материалынан, газдиң тәбияты менен басымынан, электродлардың өлшемлери менен формасынан, олардың арасындағы қашықлықтан ғәрезли. Ушлы электродлар ушын тесиў потенциаллар айырмасының мәниси киши.

Тегис электродлар болған жағдайда электродтың берилген материалы ҳәм берилген газ ушын тесиўши потенциалдың шамасы тек көбеймесинен ғана байланыслы, бул көбеймеди - газдиң басымы, aл - электродлардың арасындағы қашықлық. Мысалы атмосфералық басымдағы электродлардың арасындағы қашықлық 5 см болған жағдайдағы тесиўши потенциалдың шамасы 0,5 *атм* басымдағы ҳәм электродлардың арасындағы қашықлық 10 *см* болған жағдайдағы тесиўши потенциалдың шамасына тең.

XIV кесте

Атмосфералық басымдағы ҳаўа ушын ушқынлық аралықлар (миллиметрлердеги)

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Вольтлердеги потенциаллар айырмасы | Келтирилген түрдеги электродлардың арасындағы қашықлық | | |
| Ушлы | Диаметри 5 см болған шар | Тегис |
| 20000  40000  100000  200000  300000 | 15,5  45,5  220  410  600 | 5,8  13  45  262  530 | 6,1  13,7  36,7  75,3  114 |

Берилген потенциаллар айырмасының шамасында ушқын пайда болатуғын электродлардың арасындағы қашықлық *ушқынлық аралық* деп аталады.

XIVкестеде бир қатар дара жағдайлар ушын ушқынлық аралықлардың шамалары келтирилген.

4. Таж тәризли разряд. Таж тәризли разряд деп аталатуғын разряд өз бетинше разрядтың айрықша түри болып табылады. Бундай разряд салыстырмалы үлкен басымларда (атмосфералық) электродлардың биреўиниң ямаса екеўиниң де бетиниң иймеклигиниң радиусы киши болған жағдайда разрядлық аралықтағы майдан жүдә тең өлшеўли емес болған жағдайда пайда болады. Ионизация менен газдиң жақтылық шығарыўы электродлардың арасындағы жиңишке қатламда жүзеге келеди; газдиң басқа бөлиминдеги өткизгишлик еки белгиге ийе ионлардың қозғалысының салдарынан жүзеге келеди. Тоқты жоқары кернеў сымлары арқалы алып бергенде тийкарғы кесент беретуғын қубылыс таз тәризли разряд болып табылады.

**АЛТЫНШЫ БӨЛИМ**

**ЭЛЕКТРОМАГНИТ ҚУБЫЛЫСЛАР**

**XVIII БАП**

**ТОҚЛАРДЫҢ МАГНИТ МАЙДАНЫ**

**§ 191. Магнит майданы ҳәм оның характеристикасы**. Электр зарядларын қоршап турған кеңисликте белгили физикалық қәсийетлерге ийе болатуғын электростатикалық майданның пайда болатуғыны сыяқлы тоқларды қоршап турған кеңисликте магнит майданы деп аталатуғын майдан пайда болады. Электростатикалық майданның бар екенлигин усы майданға алып келинген зарядларға күштиң тәсир ететуғынлығы бойынша анықлаймыз. Магнит майданы усы майдандағы тоқ өтип турған өткизгишлерге күшлердиң тәсири бойынша көринеди. Мысалы, бир бағытта тоқ өтип турған бир бирине параллель болған еки өткизгиш бир бирине тартылады (174-сүўрет). Бул фактты биз былайынша түсиндиремиз: тоқлардың ҳәр бири қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди ҳәм бул майдан басқа тоққа тәсир етеди. Тоққа магнит майданының тәсириниң характери тоқ өтип турған өткизгиштиң формасы, қалайынша жайласқанлығы ҳәм өткизгиштеги тоқтың бағыты бойынша ҳәр қыйлы болады. Сонлықтан магнит майданының характеристикасы ушын оның базы бир толық анықланған тоққа тәсирин қараў керек. Усындай жағдайда биз ҳәзирше өткизгишлер бослықта жайласқан деп есаплаймыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 174-сүўрет. Бир бағытта тоқ өтип турған еки параллель өткизгишлердиң бир бири менен тартысыўы. | 175-сүўрет. Тоғы бар рамка. |

Электростатикада биз электростатикалық майданның қәсийетлерин үйрениў ушын ноқатлық зарядтан, яғный өлшемлери майданды пайда еткен зарядларға шекемги қашықлыққа салыстырғанда киши болған денеде жайласқан зарядты пайдаландық (124-параграфқа қараңыз). Магнит майданының қәсийетин үйрениў ушын оның *тоғы бар туйық контурға тәсирин* пайдаланамыз. Бундай контурды биз *рамка* деп атаймыз. *Бундай контурдың өлшемлери магнит майданын пайда ететуғын тоқ өтип турған өткизгишлерге шекемги қашықлықтан киши болыўы керек*. Рамкада турақлы тоқтың өтип турыўы ушын оған қандай да бир өткизгишлердиң жәрдеминде тоқты алып келиўимиз керек. Магнит майданы сол өткизгишлерге де тәсир етеди; бул тәсирден қутылыў ушын алып келинетуғын өткизгишлерди бир бирине жүдә жақын етип жайластырыўымыз керек, бундай жағдайда магнит майданының оларға түсиретуғын қосынды тәсири нолге тең болады (магнит күшлериниң бағытының тоқтың бағытынан төменде келтирилетуғын ғәрезлик бойынша). Буралыў деформациясын көрсетиўге қәбилетли болған жиңишке сабаққа илдирилген усындай рамканы (175-сүўрет) биз магнит майданының қәсийетин үйрениў ушын пайдаланамыз.

Тәжирийбе тоқлар өтип турған өткизгишлердиң қасына жайластырылған кишкене рамканың белгили болған түрде бурылатуғынлығын көрсетеди. *Магнит майданы рамкаға бағытлаўшы тәсир етеди*.

тоғы өтип турған туўры ҳәм узын өткизгишти аламыз (176-сүўрет). Усындай өткизгиштиң қасына жайластырылған рамкасы өткизгиш арқалы өтетуғын тегислигинде жататуғындай болып бурылады.

Бундай жағдайда рамканың бағыты ондағы тоқтың бағытынан ғәрезли болады: рамкадағы тоқтың бағыты өзгергенде рамка 1800 қа бурылады[[39]](#footnote-40).

Майданның рамкаға түсиретуғын бағытлаўшы (ориентациялайтуғын) тәсирин ең дәслеп *магнит майданының бағытланғанлық характеристикасы* ушын пайдаланыўға болады. Оның ушын рамканың тегислигине нормаль түсиремиз. *Нормалдың оң бағыты сыпатында мынадай бағытты қабыл етемиз: егер нормалдың ушы тәрептен қарайтуғын болсақ, онда рамкадағы тоқ саат 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-сүўрет).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 176-сүўрет. Еркин бурыла алатуғын рамка өткизгиш арқалы өтетуғын тегислигинде жататуғындай болып жайласады. | 177-сүўрет.  Тоғы бар рамкадағы оң нормалдың бағыты. |

Тоғы бар рамкаға магнит майданының тәсир етиўиниң нәтийжесинде рамка берилген жағдайда белгили болған ориентацияға ийе болады[[40]](#footnote-41). Сонлықтан оған түсирилген нормаль 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 анықлаўға болады.

Буннан былай биз магнит майданының санлық характеристикасын анықлаў ушын да сол рамкадан пайдаланамыз.

Рамкаға майданның бағытлаўшы тәсириниң тийиў фактының өзи магнит майданындағы рамкаға күшлер жубының тәсир ететуғынлығын аңғартады[[41]](#footnote-42).

Күшлер жубының шамасын рамка илдирилип қойылған сабақтың бурылыўы бойынша анықлаўға болады. Тәжирийбе бул жуптың моменти ниң тоқтың күши 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 өзгериссиз қалдырамыз. Өтип турған күштиң шамасы белгили болған рамканы аламыз. Егер рамкаға түсирилген нормалдың бағыты майданның бағыты менен сәйкес келсе оған тәсир ететуғын күшлердиң моменти нолге тең болады. Рамкаға түсирилген нормалдың бағыты менен майданның бағыты перпендикуляр болған жағдайда күшлер жубының моменти максималлық мәнисине жетеди. Сонлықтан, егер биз рамканы магнит майданының санлық характеристикасы ушын пайдаланатуғын болсақ, онда барлық жағдайларда рамкаға түсирилген нормалды майданның бағытына перпендикуляр қойыўға келисемиз. Буннан кейин тәжирийбеден күш моменти M ниң рамкадағы тоқтың күши ге пропорционал болатуғынлығына аңсат исениўге болады. Ақырында, тәжирийбе ҳәр қыйлы тегис рамкалар ушын моменттиң формасынан ғәрезсиз рамканың майданы ке де пропорционал болатуғнылығын көриўге болады (рамканың туўры мүйешли, дөңгелек, эллипс тәризли ҳ.т.б. формаларға ийе болыўынан ғәрезсиз):

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Тоқтың күши менен рамканың майданы тин көбеймесине пропопрционал болған шамасын *рамканың магнит моменти* деп атайды:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Магнит майданының берилген ноқатында бирдей болған магнит моментине ийе болған рамканың барлығына бирдей болған күшлердиң моменти тәсир етеди.

Егер, берилген магнит моментине ийе болған магнит майданының ҳәр қыйлы ноқатларына жайластырсақ, онда, улыўма айтқанда, рамкаға ҳәр қыйлы күш моментлери лердиң тәсир ететуғынлығын табамыз. Мысалы, егер биз рамканы тоқ өтип турған өткизгишке қаншама жақын жайластырсақ, онда оған тәсир ететуғын күшлердиң моментиниң де үлкен болатуғынлығын көриўге болады. Бул фактты магнит майданының санлық характеристикасы ушын, атап айтқанда егер берилген моментине ийе болған рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти қаншама үлкен болса, онда рамка жайласқан орындағы майданның кернеўлиги та соншама үлкен болады:

Бул жуўмақты (1)-қатнас пенен бириклирип мынаны аламыз: магнит майданындағы тоқ өтип турған рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти рамканың магнит моменти болған шамасына ҳәм рамка жайласқан орындағы магнит майданының кернеўлиги қа туўры пропорционал:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул қатнасты биз рамканың жәрдеминде магнит майданының кернеўлиги ты анықлаў ушын пайдаланамыз. (3)- ҳәм (2)-теңликлерден мынаған ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Соңғы аңлатпадағы пропопрционаллық белгиден теңлик белгисине өтиў ушын пропорционаллық коэффициентин киргизиў керек. Бундай жағдайда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4*а*) |

теңлигине ийе боламыз.

пропорционаллық коэффициентиниң сан мәнислери ҳәм шамаларының бирликлерин сайлап алыў менен байланыслы. ның белгили болған сан мәнисин сайлап алып, (4а)-теңликтиң тийкарында магнит моментиниң шамасы белгили болған рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти ниң мәниси бойынша магнит майданының кернеўлиги тың мәнисин өлшеўге болады. Магнит майданының кернеўлиги тың бирликлери ҳаққында 195-параграфта айтылады.

Магнит майданы бағыты бойынша да, сан мәниси бойынша да тәрийипленетуғын болғанлықтан, соған сәйкес магнит майданының кернеўлиги болған **H** шамасы векторлық шама болып табылады. Бундай жағдайда, жоқарыда айтылғанларды жуўмақлап мынаған ийе боламыз: магнит майданының ҳәр бир ноқатындағы магнитлик кернеўлик **H** тың бағыты магнит майданында орнықлы ҳалда турған тоғы бар рамканың оң нормалының бағыты бойынша анықланады. Кернеўликтиң шамасы рамкаға түсирилген нормаль **Н** векторына перпендикуляр жайласқан жағдайда (4а) 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 күшлердиң моменти рамканың шеклериндеги майданның кернеўлигиниң орташа мәнисин өлшейди. Майданның кернеўлигиниң берилген ноқаттағы мәнисин өлшеў ушын *рамканың өлшемлери оның шеклеринде майданды бир текли деп есаплаўға болатуғындай дәрежеде киши болыўы керек*.

**§ 192. Магнит майданының кернеўлигин графикалық сүўретлеў**. Электростатикада биз электростатикалық майданның характеристикасы ушын кернеўлик сызықларының жәрдеминдеги графикалық усылды пайдаланған едик. Тап сол сыяқлы магнит майданының характеристикасы ушын биз қараў ушын магнитлик кернеўлик сызықларын киргиземиз. *Магнитлик кернеўлиликтың сызығы ушын ҳәр бир ноқаттағы урынба усы ноқаттағы кернеўлик векторы тың бағыты менен сәйкес келетуғын сызықты қабыл етемиз* (178-сүўрет). Кернеўлик сызығы ушын берилген ҳәр бир участкадағы майданның кернеўлик векторы пенен сәйкес келетуғын бағытты беремиз.

Тоғы бар рамканы пайдаланып, биз буннан бурынғы параграфта тәрийипленген усылдың жәрдеминде биз ҳәр қыйлы дара жағдайлар ушын магнитлик кернеўлик сызықларының түрин анықлай аламыз.

Жоқарыда көргенимиздей, туўры узын тоқ болған жағдайда рамка тоқтың бағыты арқалы өтетуғын тегисликте жайласады. Демек, рамкаға түсирилген нормаль тоқ өтип турған өткизгишти рамка жайласқан орын менен тутастыратуғын радиус-векторға перпендикуляр бағытланған. Буннан узын тоқ болған жағдайда кернеўлик сызықларының тоққа перпендикуляр тегисликте жататуғын, орайы тоқ өтип турған орында жайласқан шеңберлердиң түрине ийе болатуғынлығын көремиз. Туўры тоқтың магнит майданының кернеўлик сызықларының бағыты 179- а ҳәм b сүўретлерде көрсетилген бурғы қағыйдасы бойынша анықланады: *егер бурғының илгерилемели қозғалысының бағытын тоқтың бағыты менен бирдей етип жайластырсақ, онда усы бурғының тутқасының айланыў бағыты магнитлик кернеўлик сызықларының бағытын береди*.

Рамканың жәрдеминде қәлеген формаға ийе болған тоқлардың магнит майданларын изертлеў мүмкин. Мысал сыпатында дөңгелек тоқты аламыз; бундай жағдайда тоқтың контурына перпендикуляр болған тегисликтеги магнит майданының кернеўлигиниң сызықлары 180-сүўретте келтирилгендей иймекликлерден ибарат болады. Усының менен бирге, бул сызықлар туйық иймекликлер ямаса даўам еткенде туйықланыў тенденциясына ийе иймекликлер болып табылады.

Улыўмалық туўры сызықлы көшерге ийе болған бирдей дөңгелек тоқлардың системасын *соленоид* деп атайды.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 178-сүўрет. Магнитлик кернеўлик сызықлары. | 179-сүўрет. Туўры тоқтың магнит майданының кернеўлик сызықларының бағыты. |

Соленоидты әдетте цилиндрлик бетке оралған тоқ өтип турған өткизгиш сыпатында көрсетеди. Соленоидтың магнит майданын изертлеп, биз 181-сүўретте келтирилген картинаны аламыз. Соленоидтың ишки қуўыслығының орта бөлегиндеги магнит сызықлары көшерге параллель болған туўрылардың системасын пайда етеди; соленоидтың ушларына жақынлағанда туўры сызықлар соленоидтың ушларында тарқалатуғын ҳәм кеңисликтиң сыртқы бөлиминде туйықланатуғын ямаса оларды даўам еткенде туйықланыў тенденциясына ийе болған иймекликлерге айланады. Сыртқы бөлимдеги соленоидтың кернеўлигиниң магнит сызықлары диполдиң кернеўлигиниң электрлик сызықларын еске түсиреди (17б-сүўретке қараңыз). Бирақ, соленоидтың ишиндеги кернеўликтиң магнитлик сызықлары соленоидтың сыртындағы кернеўликтиң магнитлик сызықларына үзликсиз түрде өтеди, ал диполдағы кернеўликтиң электрлик сызықлары диполдиң зарядларында бағытын өзгертеди. Кеңисликтиң соленоидқа салыстырғанда сыртқы бөлиминдеги магнит майданы соленоидлардың ушларында ғана үлкен мәниске ийе болады, ушлардан қашықласқанда майдан тез ҳәлсирейди; соленоидтың орта бөлиминде, оның сыртында магнит майданы жүдә киши. Соленоид қаншама узын болған сайын майданның жоқарыда көрсетилген өзгешеликлери соншама кескин түрде көринеди. Соленоидтың ишки бөлиминдеги майданды бир текли деп есаплаўға болады, бир текли болыўдан сезилерликтей айырма соленоидтың ушларына жақын болған орынларда ғана алынады.

Орайлары шеңбер бойынша жайласқан бирдей дөңгелек тоқлардың системасы *тороидты* пайда етеди (182-сүўрет).

Тороидтың магнит майданы оның тек ишки бөлиминде ғана топланған, кеңисликтиң сыртқы бөлиминде тоғы бар рамкаға күшлер тәсир етпейди.

Егер тороидтың узынлығы оның кесе-кесимине салыстырғанда үлкен болса, онда оның ишиндеги майданды бир текли деп есаплаўға болады.

Тәжирийбе магнит майданында тоғы бар рамка қандай бағытта туратуғын болса, солноидтың да тап сондай бағытта туратуғынлығын көрсетеди. Бундай жағдайда соленоидқа магнит майданының кернеўлик сызығына қарама-қарсы бағытта қарасақ, онда бақлаўшы соленоидтағы тоқты саат стрелкасының қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта көреди (183-сүўрет). Әлбетте, орамнан туратуғын соленоидқа тәсир ететуғын күшлердиң моменти бир орамға тәсир ететуғын күш моментинен есе үлкен болады. Солай етип, 191-параграфтағы (4а) формуласына уқсас, егер соленоидтың көшери магнитлик кернеўлик сызықларына перпендикуляр болса, онда оған моменти

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасына тең болған күшлердиң жубы тәсир етеди. Соленоидтың магнит моменти деп айырым орамның магнит моментинен есе үлкен болған шамасына айтады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул аңлатпада - соленоид арқалы өтетуғын тоқтың күши ҳәм - оның кесе-кесиминиң майданы.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 180-сүўрет. Дөңгелек тоқтың магнит майданының кернеўлик сызықларының бағыты. | 181-сүўрет. Соленоидтың магнит майданының кернеўлик сызықларының бағыты. |

Магнит майданының кернеўлиги сызықларын қараў *олардың туйық сызықлар екенлигин көрсетеди. Магнит кернеўлигиниң сызықлары барлық ўақытта туйық иймекликлер түринде электр тоғын өзиниң ишине алады. Кернеўликтиң магнит сызықларының туйық екенлиги олардың электр майданының кернеўлик сызықларынан өзине тән болған өзгешелиги болып табылады*. Бул факт электростатикалық ҳәм магнит майданларының арасында терең аналогияның жоқ екенлигин көрсетеди. Бул майданлардың тәбияты ҳәр қыйлы.

Кернеўлик сызықлары бир зарядта басланатуғын ҳәм басқа зарядта ямаса шексизликте тамам болатуғын *электростатикалық майдан потенциаллық майдан болып табылады*. Бундай майданның ҳәр бир ноқатына потенциалдың белгили болған мәнисин бериўге болады. Магнит майданы болса оның кернеўлик сызықларының туйықлығы менен тәрийипленеди. Бундай майданды *соленоидлық деп* атайды. Биз кейинирек (198-параграфта) магнит майданының ноқатларына электростатикалық майдан ушын исленетуғындай бир мәнисли потенциалдың мәнислерин бериўге болмайды.

**H** кернеўлик сызықлары майданның ҳәр бир ноқатындағы кернеўликтиң бағытын берип, қосымша анықламалар берилмеген жағдайда кернеўлиликтиң шамасын бермейди. Егер бир электростатикада пайдаланылған кернеўлик сызықларының жийилигин (қоюлығын) кернеўликтиң сан мәниси менен салыстырсақ, онда кернеўлик сызықларының сүўрети магнит майданын санлық тәрептен де тәрийиплей алады. Жеткиликли дәрежедеги киши участкада қәлеген майданды бир текли деп есаплаўға болады; усындай участкадағы кернеўлик сызықларына нормаль бағытланған беттиң элементиниң участкасын аламыз. майданы арқалы өтетуғын сызықларды саны ди усы майданына қатнасы майданның берилген участкасындағы кернеўликке тең болатуғындай етип аламыз:

Қәлеген майданы арқалы өтетуғын кернеўлик сызықларының саны майданын усы сызықларға перпендикуляр бағытта кесип өтетуғын майданын кесип өтетуғын сызықлардың санына тең (184-сүўрет). Буннан майданын кеси өтетуғын кернеўлик сызықларының саны

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

шамасына тең. Бул теңликте α - кернеўлик сызықлары менен майданына түсирилген нормаль арасындағы мүйеш. теңлиги орынланатуғын болғанлықтан ( арқалы кернеўлик векторы тың беттиң элементине түсирилген нормалдың бағытындағы проекциясы белгиленген), (3)-теңликти былайынша көширип жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3*a*) |

(За) аңлатпасы беттиң элементи арқалы өтетуғын *кернеўликтиң элементар ағысын* анықлайды. Әлбетте, ағысы ниң белгисинен ғәрезли болған белгиге ийе болады. шамасының белгиси нормалдың бағытын сайлап алыў менен байланыслы. Егер элементи туйық бетке тийисли болса, онда оң бағыт сыпатында берилген бет пенен шекленген көлемге салыстырғанда сыртқы нормалдың бағыты қабыл етилген (126-параграфта келтирилген мағлыўматлар менен салыстырыңыз).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 182-сүўрет. Тороид. | 183-сүўрет. Сыртқы магнит майданындағы соленоидтың ориентациясы. |

Шекли бет арқалы өтетуғын толық ағыс берилген бетин пайда ететуғын барлық элементлери арқалы өтетуғын ағыслардың алгебралық суммасына тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Егер бети туйық болса, онда бетке киретуғын магнит кернеўлигиниң сызықларының саны, оннан шығатуғын сызықлардың санына тең. Себеби магнитлик кернеўлик сызықлары барлық ўақытта туйық иймекликлер болып табылады. Бундай жағдайда сыртқы нормалдың бағыты менен доғал мүйеш жасайтуғын сызықлар терис ағысты пайда етеди (185-сүўрет). Ал шығыўшы сызықлар сыртқы нормаль менен сүйир мүйешти пайда етип оң ағысты пайда етеди. Солай етип, еки ағыс бир бирин компенсациялайды ҳәм биз мынадай жуўмаққа келемиз: *қәлеген туйық бет арқалы магнитлик кернеўликтиң толық ағысы нолге тең*.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 184-сүўрет. Қыя жайласқан бети арқалы өтетуғын кернеўлик сызықлары. | 185-сүўрет. Туйық бет арқалы өтетуғын кернеўлик сызықлары. |

Бул жағдайда магнит ҳәм электростатикалық майданлардың арасындағы үлкен айырма және де көринеди; Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша **E** электр кернеўлигиниң сызықларының толық ағысы нолден өзгеше бола алады (126-параграф).

Интеграллық есаптың белгилеўлеринен пайдаланып, (4)-аңлатпадағы сумманы интеграл менен алмастырамыз ҳәм нәтийжеде бети арқалы магнитлик кернеўликтиң ағысы ушын аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

Бул интеграл барлық бетине тарқатылған.

Жоқарыда айтылып өтилгениндей, туйық бет арқалы магнитлик кернеўликтиң ағысы нолге тең. Солай етип, егер (4а) интегралын туйық бетке тарқататуғын болсақ, онда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлигине ийе боламыз. Мейли, биз қарап атырған бет пенен шекленген көлем болсын. Бундай жағдайда туйық бетти ноқатқа алып келгенде

теңлигин аламыз. Ал, шамасы барлық ўақытта нолге тең болып қала беретуғын болғанлықтан

формуласына ийе боламыз. Солай етип, *бослықта, кеңисликтиң қәлеген ноқатындағы магнит майданының кернеўлик векторы тың дивергенциясы нолге тең*.

132-параграфта көрсетилип өтилгениндей, электростатикада

теңлиги орынлы еди. Бул теңликте ρ - биз қарап атырған ноқаттағы көлемлик зарядлардың тығызлығы. Тек, көлемлик электр зарядларының тығызлығы нолге тең болған ноқатларда ғана (яғный теңлиги орынланатуғын ноқатларда) электростатикалық майданның кернеўлик векторы ниң дивергенциясы нолге тең.

Көлемлик электр зарядларының тығызлығы ρ нолге тең болмаған барлық орынларда ниң дивергенциясы да нолге тең болмайды. Айтылған жағдайлар бойынша бослықтағы векторының дивергенциясы барлық ўақытта нолге тең болғанлықтан, магнитлик қубылыслар областында электр зарядының аналогының болмайтуғынлығын көремиз.

**§ 193. Тоқлардың магнит майданын анықлаўдың усылы**. Жоқарыда көрсеткенимиздей, кеңисликтиң қандай да бир ноқатындағы майданның кернеўлиги тоқлар өтип турған өткизгишлердиң формасынан, тоқлардың күшинен ҳәм биз қарап атырған ноқаттың сол өткизгишлерде салыстырғандағы орнынан ғәрезли. Экспериментте болса кереўликтиң шамасы магнит моменти белгили болған рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти бойынша анықланады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 186-сүўрет.  Майданның кернеўлигин рамканың жәрдеминде анықлаў. |

Ең әпиўайы мысал ретинде биз туўры ҳәм узын сым алып, оннан базы бир қашықлығындағы майданның кернеўлиги ты анықлай аламыз.

Ең дәслеп эксперименталлық жол менен рамканың жәрдеминде майданның кернеўлиги тың сол сым арқалы өтип атырған тоқтың күши ден ҳәм сымга шекемги қашықлық ден қандай ғәрезликке ийе екенлигин анықлаймыз. Туўры ҳәм узын сым арқалы өтип атырған тоқтың магнит майданы бир текли емес, бирақ, егер рамканың өлшемлери қашықлығына салыстырғанда киши болса, онда рамканың шеклериндеги майданды бир текли деп қараўға болады. 191-параграфта айтылып өтилгениндей, тоқ өтип турған узын, туўры сымның қасында рамканың оның нормалы сымның ең жақын участкасынан рамкаға түсирилген туўрысына перпендикуляр болып жайласады. Егер тоғы жоқарыдан төменге қарай өтетуғын болса (186-а сүўрет), онда рамкасына түсирилген нормаль өзиниң оң ушы менен оқыўшыға қараған ҳалда сызылманың тегислигине перпендикуляр жайласады. Рамкаға түсирилген нормалды диң бағытында услап турыў ушын (186-b сүўрет) рамкаға күшлердиң M моментин түсириў керек, ал оның шамасы, жоқарыда айтылғандай, майданның кернеўлиги қа пропорционал. Рамканың турақлы болған магнит моменти де күшлердиң моменти ди өлшеп, оның AB сымы арқалы өтип атырған тоқтың күши ге пропорционал екенлигин көриўге болады. Буннан магнит майданының кернеўлиги тың усы майданды пайда еткен тоқтың күши ге пропорционал екенлиги келип шығады:

Екиншиден, рамканы сымнан ҳәр қыйлы қашықлықларында жайластырып, моментиниң сымға шекемги қашықлық ден кери пропорционал екенлигин табыў мүмкин, буннан майданның кернеўлигиниң ге кери пропорционал екенлиги келип шығады:

Туўры узын тоқтың магнит майданының кернеўлигиниң сымға шекемги қашықлыққа кери пропорционал екенлиги 1820-жылы Био ҳәм Савар тәрепинен табылды. Бирақ, бундай ғәрезлик туўры узын тоқ ушын дара жағдайда ғана орын алады. Ҳәр бир жағдайда майданның кернеўлигиниң тоқ өтип турған өткизгишлердиң улыўмалық жайласыўларынан айрықша түрде ғәрезли болады. Бирден бир, улыўмалық жағдай берилген ноқаттағы магнит майданының кернеўлиги тың усы майданды пайда еткен тоқтың күши ден ғәрезлиги болып табылады.

Өткизгиш арқалы өтетуғын тоқ тәрепинен пайда етилген магнит майданының кернеўлиги усы өткизгиштиң айырым участкаларының барлығының тәсири бойынша анықланады. Айырым участкалар элементаркернеўликлерин пайда етеди ҳәм, сонлықтан, бақланатуғын кернеўлиги олардың векторлық қосындысы болып табылады. Бул жағдай тоқтың элементар участкасы менен усы участкадағы тоқтың пайда еткен магнит майданының кернеўлиги арасындағы байланысты орнатыўға тәбийий түрдеги тырысыўларға алып келди. Тәжирийбеде биз тоқтың айырым участкасын пайда ете алмаймыз ҳәм, сонлықтан тоқтың элементи тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданын тиккелей өлшеўдиң мүмкиншилиги жоқ. Тек тоқтың барлық элементлери тәрепинен берилген ноқатта пайда етилетуғын магнит майданының қосынды кернеўлигин ғана өлшеўге болады. Бирақ, Лапласқа тәжирийбелерде алынған мағлыўматларды улыўмаластырыў арқалы сәйкес элементар нызамды келтирип шығарыўдың сәти түсти. Бул нызамды ықтыярлы формаға ийе болған контурдың участкалары ушын қолланып, тәжирийбелердеги өлшеўлердиң нәтийжелери менен сәйкес келетуғын майданның кернеўлигиниң қосынды мәнисин анықлаўға мүмкиншилик береди. *Бул нызамды Био-Савар-Лаплас нызамы деп атаў қабыл етилген*.

|  |  |
| --- | --- |
| 187-сүўрет.  Тоқтың элементи A ноқатында элементи менен радиус-векторы жатқан тегисликке перпендикуляр болған шамасына тең магнит майданының кернеўлигин пайда етеди. |  |

Оның мазмуны мыналардан ибарат: Күши болған тоқ өтип турған контурдың элементи ықтыярлы сайлап алынған ноқатында кернеўлиги шамасына тең магнит майданын пайда етеди (187-сүўрет). Оның шамасы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

формуласының жәрдеминде анықланады. Бул формулада - тоқтың элементинен ноқатына шекемги қашықлық, α арқалы ноқатына өткерилген радиус вектор менен элементи арасындағы мүйеш, ал арқалы пропорционаллық коэффициент белгиленген. векторы элементи менен радиус-векторы жатқан тегисликке перпендикуляр; векторының бағыты бурғы қағыйдасының жәрдеминде анықланады: егер бурғының илгерилемели қозғалысының бағыты контурдың элементиндеги тоқтың бағытына сәйкес келетуғын болса, онда бурғының қозғалыс бағыты векторының бағытына сәйкес келеди.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, (1)- Био-Савар-Лаплас формуласы ноқатындағы толық тоқ тәрепинен пайда етилген магнит майданының толық кернеўлиги ты емес, ал оның контурдың элементи тәрепинен пайда етилген бөлимин ғана береди. *Толық кернеўлик* *контурды ойымызда бөлген барлық элементлер тәрепинен пайда етилген* *кернеўликлериниң векторлық қосындысына тең*. Ҳәр қыйлы контурлар ушын (1)-формула тийкарында өткерилген есаплаўлардың тәжирийбелердиң нәтийжелери менен сәйкес келиўи сол формуланың дурыс екенлигин тастыйықлайды.

кернеўлигиниң шамасын да, бағытын да анықлаў ушын (1)-формуланы векторлық түрде жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1*а*) |

Бул теңликте көбеймеси ҳәм векторларының векторлық көбеймеси болып табылады.

Өткизгиштиң (сымның) узынлығының элементиниң бағыты усы элемент арқалы өтип атырған тоқтың бағыты менен бирдей деп қабыл етиледи. радиусы векторы өткизгиштиң элементинен майдан есапланып атырған ноқатына қарай жүргизиледи. Усы ноқатындағы майданның толық кернеўлиги барлық элементар майданлардың геометриялық суммасы сыпатында анықланады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | 188-сүўрет.  Туўры тоқтың магнит майданының кернеўлигин анықлаўға арналған. |

Элементар болған (1)-нызамнан туўры ҳәм узын өткизгиш арқалы өтип атырған тоқтың пайда еткен магнит майданы тың шамасына пропорционал екенлиги келип шығады. Ҳақыйкатында да, жүдә узын болған туўры сымнан қашықлығында жайласқан ноқатындағы магнит майданының кернеўлиги ты (188-сүўрет) сымның айырым элементлери тәрепинен пайда етилген элементар кернеўликлердиң суммасы сыпатында табамыз. (1)- Био-Савар-Лаплас нызамы бойынша тоқтың элементи ноқатында

кернеўлигин пайда етеди. Бул теңликте арқалы элементинен ноқатына шекемги қашықлық белгиленген; сүўрет тегислигине перпендикуляр, егер тоқ жоқарыдан төмен қарай бағытланған болса, онда оқыўшыға қарай бағытланған. Барлық элементлери пайда еткен кернеўликлер бирдей болып бағытланады ҳәм қосынды кернеўлик болса

алгебралық суммасының жәрдеминде аңғартылады. 188-сүўретте

теңлигине ийе боламыз. Буннан

қатнасын аламыз. Бирақ, ҳәм, усыған сәйкес,

қатнасына ийе боламыз. Буннан кейин ушын жазылған аңлатпа

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

түрине енеди. Биз өткизгишти ойымызда бөлген элементлерин шексиз киши деп есаплап, мүйешиниң де шексиз киши екенлигин ҳәм, усыған сәйкес, (2)-аңлатпадағы сумманың

интегралы менен алмастырылыўының керек екенлигин көремиз.

Интеграллаўды α ның барлық мәнислери бойынша шамасынан (бул ең жоқарғы элементлерине сәйкес келеди) шамасына шекем (бул ең төменги элементлерине сәйкес келеди) әмелге асырыў керек. Демек интеграллаў шеклери ҳәм шамалары болып табылады. Усының менен бирге ҳәм шамаларының турақлы екенлигин аңғарып, оларды турақлы шамалар түринде интеграл белгисиниң астынан шығарыўға болады және, нәтийжеде,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңликлерин аламыз. Солай етип, Био-Савар-Лаплас нызамынан шексиз узын туўры өткизгиш арқалы өтип атырған тоқтың пайда еткен магнит майданының кернеўлиги тың шамасына пропорционал екенлиги ҳақыйқатында да келип шығады.

**§ 194. Дөңгелек тоқ пенен соленоидтың магнит майданы**. Био-Савар-Лаплас формуласын қолланыўға бир қатар мысалларды келтиремиз.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 189-сүўрет. Дөңгелек тоқтың орайындағы майданының кернеўлигин есаплаўға. | 190-сүўрет. Дөңгелек тоқтың орайындағы магнит майданының кернеўлигиниң бағыты. |

1. Дөңгелек тоқтың орайындағы магнит майданының кернеўлиги. Мейли радиусы болған дөңгелек түриндеги контурдан күши ге тең болған тоқ өтип турған болсын (189-сүўрет). Дөңгелек контурдың қәлеген элементи орайдан бирдей болған қашықлығында жайласады. Усының менен бирге, қәлеген элементи ушын **R** радиус-векторы ге перпендикуляр. Буннан теңлигиниң орынланатуғынлығын көремиз ҳәм соған сәйкес теңлиги орынлы болады. Буннан 193-парагарфтағы (1)-формула бойынша элементи тәрепинен дөңгелектиң орайында пайда етилген магнит майданының кернеўлиги ушын

теңлигине ийе боламыз. векторының бағыты бурғы қағыйдасы бойынша анықланады: векторы дөңгелектиң тегислигине перпендикуляр ҳәм тоқтың бағыты саат стрелкасының қозғалыў бағыты менен сәйкес келгенде сүўреттиң тегислигинен арман қарай бағытланған. Солай етип, тоқтың дөңгелек контурының барлық элементлери орайда тың бирдей бағытын пайда етеди ҳәм бундай жағдайда майданның қосынды кернеўлиги болған шамасы шамаларының алгебралық суммасына тең болады:

Тоқтың күши , радиусы ҳәм пропорционаллық коэффициенти турақлы шамалар болып табылады ҳәм сонлықтан оларды сумма белгисиниң алдына шығарыўға болады. Буннан

формуласына ийе боламыз. Бирақ, суммасы радиусы ге тең болған дөңгелек контур бөлинген барлық элементлердиң қосындысы болып табылады, яғный, суммасы радиусы болған шеңбердиң узынлығына тең. Буннан ҳәм

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

пенен диң бағытларының арасындағы байланыс 190-сүўретте келтирилген.

2. Дөңгелек тоқтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги. Дөңгегек тоқтың көшери деп контурдың шеңбериниң орайынан қайта тикленген перпендикулярға айтамыз. Контурдың тегислигинен қашықлығында жайласқан ноқатындағы кернеўликти анықлаймыз (191-сүўрет); дөңгелек контурдың радиусын ал ноқатынан элементине шекемги қашықлықты арқалы белгилеймиз. Диаметрдиң қарама-қарсы тәреплеринде жайласқан ҳәм элементлери пайда еткен ҳәмкернеўликлерин қараймыз. менен арасындағы мүйеш α мүйешиниң шамасы π/2 ге тең болғанлықтан (конустың жасаўшысы менен оның ултанының дөңгелегиниң элементи арасындағы мүйештей), 193-параграфтағы (1)-формула бойынша сәйкес

формулаларына ийе боламыз.

|  |  |
| --- | --- |
| 191-сүўрет.  Дөңгелек тоқтың көшериндеги  магнит майданының кернеўлигин анықлаўға. |  |

ҳәм элементлериниң узынлықларын бирдей ҳәм шамасына тең етип алып және теңлигиниң орынлы екенлигин аңғарып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул формулада . Солай етип, ҳәм шамалары сан мәнислери бойынша тең; ал бағытлары бойынша ҳәр қыйлы: кернеўлиги ге ҳәм элементине перпендикуляр, болса ге ҳәм элементине перпендикуляр; ҳәм векторларының бағытлары бурғы қағыйдасы бойынша анықланады (191-сүўретке қараңыз). ҳәм векторларының геометриялық қосындысы болған векторы дөңгелек тоқтың бағыты менен бағытлас болып, оның сан мәниси олардың көшерине түсирилген проекцияларының қосындысына тең:

191-сүўреттен теңлигиниң орынлы екенлигин аңғарып ҳәм менен лердиң орынларына олардың (2)-теңлик бойынша анықланған сан мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

Дөңгелек контурды жоқарыда көрсетилгендей элементлериниң жупларына бөлип, магнит майданының қосынды кернеўлиги тың көшер бойынша бағытланғанлығын ҳәм шамаларының алгебралық суммасына тең екенлигин көремиз:

Барлық элементлердиң суммасы дөңгелек контурдың узынлығы ге тең, сонлықтан

191-сүўреттен екенлигин көринип тур. Буннан мынадай аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

тың бағытын былайынша анықлаймыз: усы векторының бағытында қарағанда биз тоқты саат стрелкасының қозғалыс бағытында өтетуғынлығын көремиз.

Дөңгелек тоқтың орайы ушын ҳәм (3)-формула

формуласын береди, яғный бизиң күткенимиздей, (1)-формулаға өтеди.

Дөңгелек тоқтың радиусы ден үлкен болған қашықлықлары ушын (3)-формуланың бөлиминдеги ди есапқа алмаўға болады ҳәм бундай жағдайда жуўық түрде

формуласына ийе боламыз, яғный кернеўлиги қашықлығының кубына кери пропорционал өзгереди.

3. Соленоидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги. Биз жоқарыда соленоидтың цилиндрлик бетке оралған өткизгиштен туратуғынлығын көрдик. Егер соленоидтың орамлары бир бирине тығыз жайласқан болса, онда ол улыўмалық көшерге ийе бирдей радиуслы дөңгелек тоқлардың системасына эквивалент болады. Буннан соленоидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги айырым дөңгелек тоқлардың пайда еткен магнит майданларының кернеўликлерин суммалаўдың жәрдеминде анықланыўының мүмкин екенлиги келип шығады.

Сәйкес есаплаў (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз) мынаны береди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бул теңликте - соленоидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны, - тоқтың күши.

Егер соленоидтың узынлығының киши участкасын алсақ, онда оған дана орам сәйкес келеди; ҳәр бир орамдағы тоқтың күшин арқалы белгилеп, соленоидтың участкасын күши шамасына тең болған дөңгелек тоқ деп қараўға болады. (3)-формулаға сәйкес, усы участка тәрепинен соленоидтың көшеринде жайласқан базы бир ноқатындағы магнит майданының кернеўлиги

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

шамасына тең болады. Бул теңликте арқалы көшер бойынша участкасынан ноқатына шекемги қашықлық белгиленген. Қараў ушын соленоидтың көшери менен биз қарап атырған ноқаттан участкасына түсирилген радиус-вектордың арасындағы β мүйешин киргизип (192-сүўрет),

теңлигин ҳәм оннан

теңлигин аламыз. Соның менен бирге

теңлигиниң орынлы екенлиги айқын. менен мәнислерин (5)-формулаға қойып [(5)-формулада оң шама болып табылады], мынадай теңликке ийе боламыз:

ноқатындағы кернеўлик тоқлардың көшери бойынша бағытланған болғанлықтан, ноқатындағы ең ақырғы қосынды ты алыў ушын алынған аңлатпаны β мүйешиниң барлық мәнислери бойынша интеграллаў керек. Егер соленоидтың ушларындағы сол мүйешлердиң мәнислерин ҳәм арқалы белгилесек, онда интеграллаўдың нәтийжесинде мынадай теңликти аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

Бул нәтийже ноқаты турған орыннан ҳәм соленоидтың узынлығына байланыслы. Шексиз узын соленоид ушын ҳәм теңликлери орынлы. Сонлықтан (4)-формулаға сәйкес келетуғын

аңлатпасына ийе боламыз.

|  |  |
| --- | --- |
| 192-сүўрет.  Соленоидтың ишиндеги магнит майданының кернеўлигин есаплаўға. |  |

Қәлеген шекли соленоид ушын майданның кернеўлиги шексиз узын соленоидтың майданының кернеўлигинен киши болады; шекли соленоид ушын кернеўликтиң ең үлкен мәниси соленоидтың ушларынан теңдей қашықлықта жайласқан ноқатта жүзеге келеди. Соленоидтың ушында турған ноқат ушын кернеўликтиң мәниси (6)-формуланың жәрдеминде алынады; егер усы ушта мүйешлердиң биреўиниң мәниси, мысалы шамасына тең етип алсақ, онда

аңлатпасын аламыз. Егер соленоид жүдә узын болса, онда ҳәм

яғный соленоидтың ушында майданның шамасы ишиндеги майданның шамасынан еки есе киши болады екен. Майданның кернеўлиги бурғы қағыйдасы бойынша бағытланған. Сонлықтан, кернеўликтиң бағытында қарап, биз орамлардағы тоқлардың саат стрелкасының қозғалыс бағытында өтип турғанлығын көремиз.

**§ 195. Магнит майданының кернеўлигиниң өлшем бирликлери. Бирликлердиң абсолют электромагнитлик системасы**. Егер 193-параграфтағы (1)- Био-Савар-Лаплас нызамындағы коэффициентин қандай да бир белгили болған санға тең етип алыў жолы менен магнит майданының кернеўлигиниң бирлигин сайлап алыўға болады. -системасында тоқтың күши -системасында, ал менен шамаларының мәнислерин сантиметрлерде өлшенген жағдайда коэффициентиниң мәнисин бирге тең деп болжайды; усындай жоллар менен кернеўликтиң -системасындагы бирлиги анықланады.

Бундай жағдайда Био-Савар-Лаплас формуласы мынадай түрге ийе болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Тоқ өтип турған айырым элементи тәрепинен майданын белгили болған орында пайда етилген магнит майданының кернеўлигин экспериментте тиккелей табыўға болмайтуғын болғанлықтан, магнит майданының кернеўлиги тың бирлигин анықлаў ушын қандай да бир орындағы белгили форма менен өлшемлерге ийе болған өткизгиш арқалы өтип турған тоқ пайда еткен магнит майданын қараў керек. Усындай өткизгиш сыпатында биз туўры және жүдә узын өткизгишти аламыз. Бундай өткизгиштен қашықлықта жайласқан орындағы магнит майданының кернеўлиги тың шамасы 193-параграфтағы (3)-формулаға сәйкес, мынаған тең:

Егер, бизиң келисип алғанымыздай коэффициентин бирге тең деп алсақ, онда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

қатнасына ийе боламыз.

Тоқтың күшин -бирликлеринде ҳәм ди сантиметрлерде өлшесек, онда (2)-теңликтиң тийкарында магнит майданының кернеўлигиниң -бирлигин табамыз. Бундай жағдайда мынаны аламыз: *1 -бирлигиндеги тоқ өтип турған жүдә узын туўры тоқтан 2 см қашықлықтағы магнит майданының кернеўлиги магнит майданының кернеўлигиниң 1 -бирлигине тең*.

болған жағдайда 194-параграфтағы (1)- ҳәм (4)-формулалар бойынша радиусы болған дөңгелек тоқтың орайындағы магнит майданының кернеўлигиниң

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

шамасына, ал узын ҳәм жиңишке соленоидтың ортаңғы бөлиминдеги магнит майданының кернеўлигиниң

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

шамасына тең екенлигин көремиз. Бул аңлатпалардағы - соленоидтың узынлық бирлигиндеги орамлардың саны. (3)-формуладан мынаны аламыз: *радиусы см болған дөңгелек тоқ арқалы тоқтың бир -бирлиги муғдарындағы тоқ өткенде өткизгиштиң орайында кернеўлигиниң шамасы кернеўдиң -бирлигине тең магнит майданы пайда болады*.

(4)-формуладан және мынаған ийе боламыз: узын ҳәм жиңишке соленоид арқалы күшиниң шамасы 1 -бирликке тең тоқ өткенде, онда оның ортаңғы бөлиминде шамасы -бирликке тең болған магнит майданының кернеўлиги пайда болады. -системадағы магнит майданының кернеўлигиниң өлшемин (2)-, (3)- ямаса (4)-формулалардың қәлегени бойынша табыўға болады:

Магнит майданының кернеўлигиниң көрсетилген -бирлиги салыстырмалы сийрек пайдаланылады. Физикада магнит майданының кернеўлигин әдетте электромагнитлик система деп аталатуғын системада өлшейди (төменде келтирилген).

191-параграфта айтылғанлар бойынша магнит майданының кернеўлигин тоғы бар рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти бойынша өлшеўге болады. 191-параграфтағы (4а) формула бойынша:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бул теңликте - рамкадағы тоқтың күши ҳәм - рамканың бетиниң майданы. коэффициентине белгили болған мәнисти берип, , ҳәм шамаларын өлшеўдиң белгили болған бирликлерин пайдаланып, бул формуланы магнит майданының кернеўлиги тың бирлигин табыў ушын пайдаланыўға болады. Мысалы, деп есаплап, қалған барлық шамаларды -системада өлшеўге, яғный ди дин⋅см де, ти см2 ҳәм ди тоқтың күшиниң -бирлигинде өлшеўге болады.

Магнит майданының кернеўлиги ты -бирликлерде өлшегенде (5)-формуладағы коэффициентине белгили өлшемди ҳәм белгили болған сан мәнисин бериў керек болады. Ҳақыйқатында да, (5)-формула бойынша рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

-системадағы бул формулада оған киретуғын барлық төрт физикалық шамалар болған ҳәм шамалары ушын өлшеў бирликлери сайлап алынған; сонлықтан, коэффициентине ықтыярлы мәнисти бериўге болмайды. Демек, коэффициенти белгили бир өлшемге ҳәм белгили болған сан мәнисине тең константа болып табылады. Усы жағдайдың ҳақыйқатында да орын алатуғынлығын көрсетиў ушын мысал ретинде соленоидтың магнит майданы бир текли ҳәм кернеўлиги шамасына тең болған ишки бөлиминиң ортасына рамка киргизилген деп болжаймыз (рамка арқалы өтетуғын тоғынан айырып көрсетиў ушын соленоидтағы тоқтың күшин арқалы белгилеймиз). Егер бул жағдайда рамкаға түсирилген нормаль соленоидтың көшерине перпендикуляр болса, онда рамкаға (6)-формула бойынша анықланатуғын күшлердиң моменти тәсир етеди. Бул формулаға тың орнына оның мәниси болған шамасын қойып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

формуласына ийе боламыз. Буннан коэффициентиниң өлшеми ушын мынадай теңликти аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

ҳәм шамаларының өлшемлери ушын мынадай аңлатпаларды аламыз: ҳәм . -системасындағы тоқтың өлшеми шамасы соленоидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны болып табылады. Сонлықтан . Усы өлшемлердиң барлығын пайдаланып, (8)-теңликтен мынаны аламыз:

Соңғы аңлатпадан коэффициентиниң өлшеминиң тезликтиң квадратының өлшеминдей екенлигин көремиз: . Қозғалыўшы зарядлардың магнит майданын қарағанда айқын болатуғын ойлар бойынша (215-параграф) ның орнына шамасына тең болған басқа константасын киргизиў ҳәм оны *электродинамикалық турақлы* деп атаў қабыл етилген. Электродинамикалық турақлының өлшеми тезликтиң өлшемине сәйкес келеди.

Соленоидтың ишинде жайластырылған рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти ди (7)-формула бойынша -бирликлеринде өлшеп, электродинамикалық турақлы болған c шамасының мәнисин табыўға болады. Бундай өлшеўлер

см/сек

шамасын береди. Бундай болжаўда (7)-формула мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7а) |

Биз кейинирек -бирликлеринде аңғартылған электродинамикалық турақлы ның сан мәниси бойынша бослықтағы электромагнит толқынларының (дара жағдайда жақтылық тезлигиниң) *см/сек* бирликлериндеги тарқалыў тезлигине тең екенлигин көремиз.

Бирақ, электромагнит шамаларының бирликлериниң басқа системасын дүзиўге де болады. Оның ушын, мысалы, соленоидтың майданы тәрепинен рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң жубы ушын (7)-формуланы алып ҳәм ондағы коэффициентин бирге тең деп алыўға болады. -системадағы күшлердиң моменти менен майданның бирликлери киргизилген болғанлықтан, теңлигин қабыл етиў тоқтың күши ушын жаңа бирликти киргизиў ушын ғана керек болады. Тоқтың күшиниң бул жаңа бирлиги *электромагнитлик бирлик* деп аталады. Ол бирликлердиң электромагнитлик бирликлер системасы - -системаның тийкарына жатқарылады.

Тоқтың күшиниң жаңа бирлиги менен -бирлиги арасындағы қатнасты қараймыз. (7)-формуладан өз-өзинен көринип турған теңликти аламыз:

Бул теңликтеги ҳәм индекслер тоқлардың күшлериниң қайсы системада өлшенгенлигин көрсетеди. теңлигин есапқа алып,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

қатнасына ийе боламыз, яғный -бирликлеринде өлшенген тоқтың күши -бирликлеринде өлшенген тоқтың күшинен есе киши болады екен. Демек, тоқтың күшиниң -бирлигиниң өзи тоқтың күшиниң -бирлигенен есе *үлкен* болады:

Электродинамикалық турақлы болған ның мәниси *см/сек* экспериментте анықланған ҳәм, соған сәйкес, киши болса да, бирақ базы бир қәтеликлер менен анықланған (шама менен )[[42]](#footnote-43). Буннан тоқтың күшиниң - ҳәм -бирликлериниң арасындағы санлық қатнастың абсолют дәлликте берилиўиниң мүмкин емес екенлиги, ал базы бир жуўықлаў менен берилетуғынлығы келип шығады. саны 3 ке жүдә жақын болғанлықтан, көпшилик жағдайларда тоқ күшиниң - бирлиги = тоқ күшиниң -бирлиги деп есаплаўға болады (153-параграфқа қараңыз).

Тоқтың күшиниң электромагнитлик бирлигиниң өлшемин (9)-қатнастан ҳәм электродинамикалық турақлы дан алыўға болады:

Солай етип, ҳәм -системаларындағы тоқтың күшиниң өлшемлери ҳәр қыйлы. Бир физикалық шаманың ҳәр қыйлы системаларда ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болатуғынлығын еске түсиремиз (I томдағы 30-параграфқа қараңыз).

Тоқтың күшиниң электромагнитлик бирлигин киргизип, электр зарядының муғдарының жаңа (электромагнитлик) системасын киргизиўимиз керек. теңлиги орынлы, ал ўақыт ны еки системада да секундларда өлшейтуғын болғанлықтан, тоқтың күшиниң -бирлиги тоқтың күшиниң -бирлигинен неше есе үлкен болса, электр зарядының муғдарының -бирлиги электр зарядының муғдарының -бирлигинен сонша есе үлкен болады. Демек:

Электр зарядының муғдарының -бирлигиниң өлшемин қатнасынан табамыз. Буннан мынадай қатнас келип шығады:

Ең арқырында магнит майданының кернеўлиги тың -бирлигин киргиземиз. Оның ушын 193-параграфтағы (3)-қатнастан пайдаланамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

Бул қатнастағы тоқтың күши ди -бирликлеринде, ал қашықлығын бурынғысынша сантиметрлерде өлшеймиз. Усындай жоллар менен магнит майданының кернеўлиги тың бирлигин 1820-жылы тоқтың магнитлик тәсирин бақлаған Эрстедтиң ҳүрметине эрстед (қысқаша *э*) деп атайды.

(10)-қатнастан, шексиз узын туўры өткизгиш арқалы шамасы -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 дана орам бар ҳәм шамасы -бирликке тең тоқ өтип турған узын, жиңишке соленоидтың орта бөлиминдеги магнит майданының кернеўлигиниң эрстедке тең екенлигине көз жеткеремиз. Биз төменде магнит майданының кернеўлигин эрстедлерде жийи өлшеймиз. Эрстед магнит кернеўиниң -бирлигинен есе үлкен

Био-Савар-Лаплас нызамында

пропорционаллық коэффициенти -системада -системадағыдай бирге тең. Себеби -системада тоқтың күши диң бирлиги ҳәм магнит майданының кернеўлиги тың бирлиги -системадағыға салыстырғанда бирдей шамаға артық ( есе).

-системадағы кернеўлик тың өлшемин (10)-қатнастан табамыз:

Тоқтың күшиниң ҳәм магнитлик кернеўликтиң бирликлердиң халық аралық системасындағы бирликлери ҳаққында 196-параграфта айтылған.

**§ 196. Магнит майданындағы тоққа тәсир ететуғын күш. Электрлик бирликлердиң халық аралық системасы**. Магнит майданындағы тоқ өтип турған рамканың бурылыўы бойынша өткерилген тәжирийбелер магнит майданына жайластырылған қәлеген рамкаға жуп күштиң тәсир ететуғынлығын көрсетеди. Бул жупты магнит майданында турған тоқтың контурының ҳәр бир элементине тәсир ететуғын күш тәрепинен пайда етиледи деп болжаў тәбийий.

Тоқ контурының айырым участкасына түскен күштиң бар екенлигин мынадай дүзилистиң жәрдеминде бақлаў мүмкин: бир бирине параллель болған еки металл шина бойлап узынлығы шамасына тең туўры стержени менен тутастырылған еки ролик домалай алады (193-сүўрет). Шиналардың ушлары батареяның полюслары менен тутастырылған, усының салдарынан олар батарея ҳәм стержени менен тоғы бар туйық контурды пайда етеди.

Мейли, стержени бойынша бағыты 193-сүўретте көрсетилген күши ге тең болған тоқ өтип турған болсын. Шиналар турған тегисликке перпендикуляр бағытланған кернеўлиги қа тең болған магнит майданын қоздырамыз. Бундай жағдайда стерженине күш тәсир ете баслайды ҳәм бул күштиң тәсиринде ол қозғалысқа келеди. Пружинаның ямаса қандай да бир механикалық усылдың жәрдеминде теңлестирип, бул күшиниң шамасын аңсат өлшеўге болады. Тәжирийбе күшиниң ҳәм лер жатырған тегисликке перпендикуляр екенлигин көрсетеди.

Ампер күшиниң шамасының тоқтың күши ге, магнит майданының кернеўлиги қа ҳәм өткизгиштиң участкасының узынлығы ге пропорционал екенлигин көрсетти.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 193-сүўрет. Сыртқы магнит майданындағы тоғы бар өткизгишке тәсир ететуғын күшин табыў. | 194-сүўрет. Магнит майданының тоққа тәсири майданның кернеўлиги тың нормаль қураўшысы бойынша анықланады. |

Соның менен бирге күшиниң шамасы векторының бағытынан да ғәрезли. Егер тоқтың күши диң бағытына перпендикуляр болса, онда бирдей болған басқа шараятларда күши ең үлкен мәнисине ийе болады. Егер векторының бағыты тоғының бағыты менен параллель болса, онда . Бул жағдай бизди күшиниң магнит майданының кернеўлиги тың тоқтың күши ге перпендикуляр болған қураўшысы тәрепинен пайда болатуғынлығын болжаўға мәжбүрлейди. Бундай қураўшының мәниси шамасына тең (194-сүўретке қараңыз) болғанлықтан, Ампер нызамы ушын ең ақырында

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

аңлатпасын аламыз. Теңлик белгисине өтиў ушын пропорционаллық коэффициентин киргизиў керек.

Тәжирийбелердиң көрсетиўи ҳәм төменде келтирилген есаплаўлардың тастыйықлаўы бойынша егер ҳәм шамалары электростатикалық бирликлерде, ал - диналарда өлшенген болса, онда пропорционаллық коэффициенттиң мәниси шамасына тең болады.

Сонлықтан, биз былайынша жаза аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

Биз жоқарыда күшиниң ҳәм бағытлары жатқан тегисликке перпендикуляр екенлигин айтқан едик. Егер магнит майданының кернеўлиги векторының бағыты тоғының бағытына перпендикуляр болса, онда күшиниң бағыты 195-сүўретте көрсетилген.

Улыўма жағдайда күшиниң бағытын анықлаў ушын бир неше қағыйда бар.

Бириншиден, бурғы қағыйдасын пайдаланыўға болады ҳәм бул қағыйда бул жағдайда былайынша пайдаланылады: бурғының тутқасын тоқтың күши диң бағытынан векторының бағытына қарай бураў керек (196-сүўрет); бундай жағдайда ҳәм лардың арасындағы π ден киши мүйештиң бағытында бураў керек. Бундай жағдайда бурғының илгерилемели қозғалысы күшиниң бағытын береди.

Биз беретуғын екинши қағыйда шеп қол қағыйдасы деп аталады: егер магнит майданының кернеўлиги тың ге перпендикуляр болған қураўшысын шеп қолдың алақанына киретуғын етип жайластырсақ (197-сүўрет), ал созылған төрт бармақ тоқ күши диң бағытында болса, онда бас бармақтың бағыты күшиниң бағытын береди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 195-сүўрет. Магнит майданындағы тоққа тәсир ететуғын күш тиң бағыты. | 196-сүўрет. күшиниң бағытын бурғы қағыйдасының жәрдеминде анықлаў. |

Егер

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1б) |

векторлық көбеймесин пайдалансақ, онда өткизгиштиң элементине тәсир ететуғын күштиң шамасын да, бағытын да аламыз. Бул теңликте шамасына тоқтың бағыты бериледи.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 197-сүўрет. Шеп қол қағыйдасы. | 198-сүўрет. Магнитлик кернеўлик сызықларына параллель жайласқан тоғы бар рамкаға тәсир ететуғын күшлер. |

Ампер формуласынан келип шығып, барлығынан бурын, бетине түсирилген нормаль векторына перпендикуляр болған жағдайда тегис туўры мүйешли рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти ниң мынаған тең екенлигин көремиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Мейли, рамкасына түсирилген нормаль (198-сүўрет) сүўрет тегислигине перпендикуляр, ал магнитлик кернеўлик сызықлары сызылманың бетинде жататуғын болсын. Әпиўайылық ушын рамканың ҳәм тәреплери магнитлик кернеўлик сызықларына параллель ҳәм, соған сәйкес, ҳәм тәреплери перпендикуляр болсын. Рамканың шеклеринде магнит майданын бир текли деп есаплаймыз. Рамка арқалы бағыты 198-сүўретте стрелкалар менен көрсетилген бағытта тоқ өтип турған болсын. Шеп қол қағыйдасы бойынша рамканың тәрепине сызылма тегислигине перпендикуляр ҳәм алға қарай бағытланған күши тәсир етеди. Сан мәниси бойынша бул күш (1а) формуласына сәйкес

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

шамасына тең. Бул аңлатпада арқалы рамканың тәрепиниң узынлығы белгиленген.

Шамасы усы күшке тең, бирақ сызылма тегислигиниң арғы тәрепине қарай бағытланған күши рамканың тәрепине тәсир етеди.

Бул күшлер шамасы

теңлиги менен анықланатуғын моменти пайда етеди. Бул теңликте - рамканың тәрепиниң узынлығы.

Бул теңликке күшиниң орнына оның (3)-теңликтеги мәнисин қойсақ ҳәм көбеймесиниң рамканың майданы ке тең екенлигин аңғарсақ,

формуласына ийе боламыз. теңлиги орынланған жағдайда бул формула (2)-формулаға сәйкес келеди. Ал, 195-параграфта ҳәм коэффициентлериниң арасындағы усындай байланыстың бар екенлиги көрсетилген еди.

Солай етип, өткерилген есаплаў магнит майданындағы тоқ өтип турған рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти ушын дурыс аңлатпаны берип ғана қоймай, Ампер нызамында ҳәм шамаларын -системада берген жағдайда коэффициентиниң турыўының керек екенлигин де көрсетеди.

Ампер формуласынан еки шексиз узын, параллель ҳәм туўры болған өткизгишлер арқалы өтетуғын тоқлардың өз-ара тәсирлесиў күшлерин де таба аламыз. Мейли, өткизгишлердиң арасындағы қашықлық болсын ҳәм олар арқалы ҳәм тоқлары өтип турған болсын.

тоғының магнит майданының екинши тоқтың узынлығы шамасына тең болған участкасына қандай күш пенен тәсир ететуғынлығын қараймыз.

Оның ушын тоғының кернеўлик векторының сызықларының концентрлик дөңгелеклер түрине ийе болатуғынлығын ҳәм егер тоғы жоқары қарай бағытланған болса, онда екинши өткизгиштиң ноқатларындағы кернеўлигиниң бурғы қағыйдасы бойынша сызылманың арғы тәрепине қарай бағытланғанлығын аңғарамыз (199-сүўрет). Оның сан мәниси мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Екинши тоқтың участкасына тәсир ететуғын күшиниң бағытын анықлаў ушын шеп қол қағыйдасынан пайдаланамыз. Шеп қолды кернеўлик векторы алақанға киретуғын, ал төрт бармақты тоғының бағыты менен бағытлас етип созамыз; бундай жағдайда бас бармақтың бағыты тоғының участкасына тәсир ететуғын күшиниң бағытын береди. Егер тоғы жоқары қарай ағатуғын болса, онда, көринип турғанындай, бул күш шеп тәрепке қарай бағытланған, яғный, тоғының участкасы тоғына қарай тартылады. векторы ге перпендикуляр болғанлықтан, (1а) бойынша тартылыў күшиниң шамасы

ямаса бул аңлатпаға диң (4)-аңлатпа бойынша мәнисин қойсақ,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

шамасына тең болады.

Дәл усындай таллаў тоғы тәрепинен пайда етилген майданының узынлығы ге тең болған участканың шеклеринде оқыўшыға қарай бағытланғанлығын, яғный тоғының участкасының тоғына тартылатуғынлығын көрсетеди. Тартысыў күшиниң шамасы мынаған тең болады:

Бул (5)-формула менен аңғартылатуғын күшине тең.

Солай етип, бир бирине параллель болған бирдей бағытта өтетуғын тоқлардың бир бирине тартылатуғынлығын көремиз. Ҳәр бир тоқтың узынлығы ге тең болған ҳәр бир участкасына (5)-аңлатпа бойынша тоқлардың күшиниң көбеймесине туўры пропорционал ҳәм олардың арасындағы қашықлыққа кери пропорционал күш тәсир етеди. Егер (5)-формулада менен шамалары -бирликлерде, ал менен шамалары сантиметрлерде аңғартылған болса, онда диналарда аңғартылады.

Тап усындай таллаўлар 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 туўры өткизгиш арқалы өтетуғын болса, онда усы тоқларға оларды бир бирине параллель етиўге тырысатуғын, соның менен бирге тоқлардың бир бағытта өтиўине қарай бағытланған күшлер пайда болады (200-сүўрет).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 199-сүўрет. Еки туўры сызықлы шексиз узын тоқлардың өз-ара тәсирлесиўи. | 200-сүўрет. Бир бирине салыстырғанда α мүйешине бурылған еки туўры сызықлы шексиз узын тоқлардың өз-ара тәсирлесиўи. |

Бул параграфта келтирилген барлық формулаларда электрлик ҳәм магнитлик шамалар бирликлердиң электростатикалық системасында өлшенген деп болжанды. Егер магнит майданының кернеўлиги менен тоқтың күшин бирликлердиң электромагнитлик системасында өлшесе, онда (1а), (1б), (2)-, (3)- ҳәм (5)-формуладардағы коэффициенти жоғалады.

Мысалы, Ампер нызамы ушын жазылған формула мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

Ал, параллель тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күши

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |

формуласының жәрдеминде бериледи.

Ҳәзирги ўақытлардағы бирликлердиң халық аралық системасында (I томға қараңыз) тоқтың күшиниң тийкарғы электрлик бирлиги болған ампер (5а) формуланың тийкарында табылады. Бул бирлик былайынша анықланады: *бослықта бир биринен 1 м қашықлықта жайласқан бир бирине параллель болған еки шексиз узын өткизгишлердиң арасында узынлықтың ҳәр бир метринде 2·10-7 ньютон күшти пайда ететуғын тоқтың күши ампер болып табылады*. Солай етип, (5а) формулаға киретуғын барлық шамаларды бирликлердиң халық аралық системасында өлшегенде, формула мынадай түрге енеди:

1 ньютон = 105 дина болғанлықтан, ампер менен тоқтың күшиниң -бирликлери арасында мынадай қатнасты аламыз:

Буннан анықлама бойынша ампердиң тоқтың күшиниң -бирлигиниң дәл оннан бирине тең екенлиги келип шығады.

Ампер менен тоқтың күшиниң -бирлиги арасындағы қатнасты 195-параграфтағы (9)-қатнас бойынша аламыз:

*см/сек* болғанлықтан

Бирликлердиң халық аралық системасында басқа барлық электрлик ҳәм магнитлик бирликлер ампер арқалы табылады. Мысалы, электр зарядының муғдары сыпатында кулон қабыл етилген, ол шамасы 1 болған тоқ өтип турған өткизгиштиң кесе-кесим арқалы 1 сек ўақыттың ишинде ағып өткен электр зарядларының муғдарына тең (153-параграфқа қараңыз). Әлбетте, кулон менен электр зарядларының муғдарының - ҳәм -бирликлери арасында мынадай қатнаслар орын алады:

Бирликлердиң халық аралық системасында магнит майданының кернеўлигиниң бирлиги сыпатында шамасы 1 болған тоқ өтип турған шексиз узын туўры өткизгиштен *м* қашықлықтағы магнит майданының кернеўлиги қабыл етилген. Бул бирлик "бир метрдеги ампер" деп аталады (қысқаша *а/м*). *а/м* *э* теңлигиниң орынлы екенлигин аңсат көриўге болады.

Егер арнаўлы түрде айтылған болмаса, онда биз буннан былай магнит шамаларын -бирликлерде өлшеймиз.

**§ 197. Магнит майданындағы тоғы бир туйық контур**. 196-параграфта биз Ампер нызамынан келип шыққан ҳалда магнит майданындағы тегис туўры мүйешли пластинкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти ушын аңлатпаны келтирип шығардық.

Енди магнит майданының ықтыярлы формаға ийе тегис тоғы бар контурларға тәсирин қараймыз. Усының менен бирге барлық элементлерине магнит күшлери тәсир еткенде контур өзгериссиз қалады, яғный ол қатты денениң қәсийетиндей қәсийетке ийе деп есаплаймыз.

1. Бир текли магнит майданындағы тоғы бар туйық контур. Ықтыярлы формаға ийе болған ҳәм тоғы өтип турған тегис контур кернеўлиги қа тең болған ҳәм контурдың тегислигине перпендикуляр бағытланған магнит майданында жайластырылған деп болжайық (201-сүўрет). Контурда ықтыярлы түрде элементин аламыз ҳәм оған тәсир ететуғын күшин анықлаймыз. кернеўлиги ге перпендикуляр болғанлықтан, 196-параграфтағы (6)-формула бойынша -системасында мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

күшиниң бағытын шеп қол қағыйдасы бойынша анықлаймыз: егер майдан сүўрет тегислигине перпендикуляр алға қарай бағытланған ҳәм контурдағы тоқ саат стрелкасының қозғалыс бағытында ағатуғын болса, онда күш контурдың орайына қарай бағытланған болады (201-сүўрет). Майданның бир текли болыўына байланыслы контурдың барлық элементлерине тәсир ететуғын күшлердиң барлығы сан мәниси бойынша бирдей ҳәм контурды бир текли қысыў жағдайында болады. Егер магнит майданының бағыты қарама-қарсы тәрепке қарай өзгертилсе, онда күшиниң бағыты да кери тәрепке қарай өзгереди ҳәм контур тең өлшеўли созылыў аўҳалына келеди. Тоқтың бағыты да, магнит майданының бағыты да бир ўақытта өзгерсе, онда күшлер өзлериниң бағытларын өзгертпейди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 201-сүўрет. Магнит майданының кернеўлигине перпендикуляр қойылған тоқ өтип турған контурдың элементине тәсир ететуғын күш. | 202-сүўрет. Магнит майданының кернеўлигине параллель қойылған тоғы бар контурға тәсир ететуғын күшлердиң моментин есаплаўға. |

Енди контурды магнит сызықлары оның бетиниң тегислигине параллель етип жайластырамыз (202-сүўрет). Кернеўликтиң еки параллель сызықларының арасындағы ҳәм элементлерине қандай ҳәм күшлериниң тәсир ететуғынлығын анықлаймыз. Сүўретте сайлап алынған тоқ пенен магнит майданының кернеўлигиниң бағытларында шеп қол қағыйдасы бойынша элементине контур тегислигине перпендикуляр ҳәм оқыўшыдан арман қарай бағытланған күш тәсир етеди. күшиниң шамасы мынаған тең:

шамасының ҳәм элементлерин шеклеп турған туўрылардың арасындағы қашықлығы екенлигин аңғарып ушын жазылған аңлатпаны былайынша жазамыз:

Соның менен бирге теңлигиниң орынлы екенлигин де аламыз. Буннан ҳәм күшлериниң сан мәнислери бойынша бир бирине тең екенлиги келип шығады. Солай етип, ҳәм элементлерине моменти шамасына тең жуп күш тәсир етеди екен. Бул теңликте арқалы ҳәм элементлериниң арасындағы орташа қашықлық белгиленген. көбеймеси 202-сүўретте штрихланған областтың майданы ке тең. Буннан моменти ушын аңлатпаны былайынша жазыўға болады:

Контурдың барлығын ҳәм элементлерине уқсас болған элементлердиң жупларына бөлиўге болады. Усының салдарынан контурдың барлығына моменти элементлерге түскен күшлердиң жупларының моментлериниң суммасына тең болған жуп күш түскен болады. Әлбетте бул момент мынаған тең болады:

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

формуласына ийе боламыз. Бул теңликте - барлық контур тәрепинен өзиниң ишине алынатуғын майдан.

Күшлердиң жупларының бағытына итибар берип, биз жуптың тәсиринде контур тегислигиниң магнитлик кернеўлик сызықларына перпендикуляр турыўға тырысады. Бундай жағдайда магнит майданының бағытында қарағанымызда контурдағы тоқты саат стрелкасының қозғалыс бағытында көремиз. Бул нәтийжени басқаша да айтыўға болады: магнит майданында тоқ өтип турған контур усы контардағы тоқ пайда еткен магнит майданының кернеўлигиниң бағыты сыртқы магнит майданының кернеўлигиниң бағытына параллель болатуғындай болып жайласады.

191-параграфта биз көбеймесине пропорционал болған шамасын рамканың магнит моменти деп атаған едик. -системада теңлиги орынлы болады[[43]](#footnote-44). Бундай жағдайда (1)-теңлик мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

Контурдың магнит моменти векторлық шама болып табылады. ниң бағыты сыпатында тоғы бар контурға түсирилген оң нормалдың бағыты қабыл етилген (177-сүўретке қараңыз).

Енди улыўма болған жағдайды қараймыз: контурдың тегислиги менен магнит майданының арасындағы мүйештиң шамасы ықтыярлы. Бурынғыдай, контурдың қалайынша турғанлығын усы контурдың тегислигине түсирилген нормалы менен анықланады деп есаплаймыз. Ал нормалдың бағытын, бурынғыдай, бурғы қағыйдасының жәрдеминде анықлаймыз: 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 ниң бағытына сәйкес келеди.

Мейли нормаль менен магнит майданының бағытының арасындағы мүйештиң шамасы α ге тең болсын. Магнит майданының кернеўлиги векторы ты бир бирине перпендикуляр болған қураўшыларға жиклеймиз. Олардың бири контур тегислигине перпендикуляр, ал екиншиси контур тегислигинде жатады. Бундай жағдайда

теңликлерине ийе боламыз. Жоқарыда айтылғанлар бойынша, кернеўликтиң 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 кернеўлиги тың орныны оның қураўшысын қойған жағдайда ғана моментин алады екенбиз, буннан мынадай теңликке ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

(2)-формуладан айландырыўшы моментиниң ең үлкен мәниси теңлиги орынланатуғын, яғный контурдың тегислиги кернеўлик сызықларына параллель болған жағдайда орынланатуғынлығын көремиз; болған жағдайда, яғный контурдың тегислиги кернеўликке перпендикуляр болғанда моменттиң мәниси нолге тең болады.

көбеймесиниң орнына магнит моментин киргизип, (2)-формуланы былайынша жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2a) |

Егер соленоид түриндеги контурлардың жыйнағын алсақ, оған тәсир ететуғын жуптың моменти ушын тап усындай аңлатпаны аламыз. Бирақ, бул жағдайда соленоидтың магнит моментин шамасына тең деп болжаўымыз керек. Бул теңликте арқалы соленоидтағы орамлардың саны белгиленген.

Күшлердиң жубының моменти векторы ҳаққындағы түсиникти пайдаланып (I томдағы 35-параграф), (2а) теңлигин векторлық формада жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 203-сүўрет. Майданның кернеўлиги ты еки ҳәм қураўшыларына жиклеў. | 204-сүўрет. Бир текли болмаған магнит майданындағы тоғы бар контур. |

2. Бир текли емес магнит майданындағы тоғы бар туйық контур. Әпиўайылық ушын кернеўлик сызықлары радиаллық түрде тарқалатуғын бир текли емес магнит майданындағы дөңгелек рамка түриндеги контурды қараймыз. 204-сүўретте бул рамканың сүўрет тегислиги менен кесими көрсетилген. Мейли, рамканың магнит моменти бағыты бойынша рамканың орайындағы майданның кернеўлиги тың бағыты менен сәйкес келетуғын болсын. Шептен оңға қараған бағытты оң бағыт деп есаплаўды келисип алайық. Магнит майданы тәрепинен рамканың элементине тәсир ететуғын күшин қараймыз. Рамканың элементин ноқатының қасында етип алайық ол сызылманың тегислигине перпендикуляр. Магнит майданының кернеўлиги ты еки қураўшыға жиклеймиз: рамка тегислигине перпендикуляр болған ҳәм рамка тегислигине параллель болған қураўшысына. қураўшысы рамканың орайынан сыртқа қарай бағытланған күшин пайда етеди Рамканың барлық элементлерине түскен бундай күшлердиң жыйнағы рамканы тек деформациялайды ҳәм ҳеш қандай айланбалы ямаса илгерилемели қозғалысқа алып келмейди. Сонлықтан, буннан былай бундай күшлер бизди қызықтырмайды.

Шеп қол қағыйдасы бойынша майданның қураўшысы рамканың тегислигине перпендикуляр болған күшиниң пайда болыўына алып келеди. Бул күштиң мәниси мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул аңлатпада арқалы рамка арқалы өтип атырған тоқтың күши белгиленген. Минус белгиси бул күштиң шеп тәрепке қарай бағытланғанлығын билдиреди. β арқалы ноқатының қасында магнит майданының кернеўлиги пенен рамка тегислигине түсирилген нормалдың арасындағы мүйешти белгилеймиз. Бундай жағдайда . β мүйешин киши деп есаплап, жуўық түрде деп болжаймыз. ушын жазылған бул аңлатпаны (3)-аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

Тап усындай күшлери рамканың қалған элементлерине де түседи. Олардың барлығы бирдей болып бағытланғанлықтан, барлық рамкаға тәсир ететуғын қосынды күши шамаларының алгебралық суммасы сыпатында табылады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Әлбетте, рамканың барлық элементлериниң узынлықларының қосындысы барлық рамканың контурының узынлығына тең, яғный

Бул аңлатпада - рамканың радиусы.

шамасының бул мәнисин (4)-аңлатпаға қойып рамкаға тәсир ететуғын күши ушын мынадай аңлатпа алынады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Солай етип, бир текли болмаған магнит майданында рамкаға оны жылыстырыўға тырысатуғын күш тәсир етеди екен.

|  |  |
| --- | --- |
| 205-сүўрет.  Бир текли емес магнит майданындағы тоғы бар контурға тәсир ететуғын күшти есаплаўға. |  |

β мүйешин жоқ қылып, (5)-аңлатпаны түрлендиремиз. Оның ушын рамканың тегислигин кесип өтетуғын кернеўлик сызықларының санын қараймыз (205-сүўрет). Рамка турған орындағы магнит майданының кернеўлиги болған шамасы менен

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

жуўық қатнасының жәрдеминде байланысқан. Бул қатнастағы шамасы рамканың майданы болып табылады ҳәм ағыс ушын жазылған аңлатпадағы ның мәнисин жуўық түрде бирге тең деп алынған. Бул кернеўлик сызықларының барлығы рамкадан оң тәрепинде қашықлығында жайласқан майданын кесип өтеди. Рамкадан оның оң тәрепинде қашықлықта жайласқан ноқаттағы майданның кернеўлиги мынаған тең:

Ал, кесиндисиндеги магнит майданының кернеўлигиниң өзгериси ушын мынадай аңлатпаны жазамыз:

Егер киши болса, онда шамасы шамасынан үлкен айырмаға ийе болады ҳәм, бундай жағдайда, жуўық түрде

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

аңлатпасына ийе боламыз.

Ойымызда кернеўлик сызығын шеп тәрепке қарап олар кесилискен ноқатына шекем даўам етемиз. Мейли ноқаты рамкадан қашықлығында турған болсын. Бундай жағдайда β мүйешин киши деп есаплап, теңлигине ийе боламыз. Буннан

теңликлерине ийе боламыз. пенен шамаларының бул мәнислерин (7)-теңлемеге қойып,

теңлигин аламыз ямаса (6)-теңлик бойынша ҳәм теңликлериниң орынлы екенлигин есапқа алып,

аңлатпасын, ал бул аңлатпадан

формуласына ийе боламыз. β ның бул мәнисин (5)-теңликке қойып, рамкаға тәсир ететуғын күши ушын

формуласын аламыз. көбеймеси рамканың магнит моменти болып табылады. Буннан мынадай формула келип шығады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

шамасы магнит майданының бир текли емес екенлигин тәрийиплейди - бул шама ноқаттан ноқатқа өткенде майданның кернеўлиги тың қандай дәрежеде тез өзгеретуғынлығын көрсетеди: бул шама магнит майданының кернеўлигиниң градиенти болып табылады. Солай етип, (8)-аңлатпа бойынша рамкаға тәсир ететуғын күшиниң рамканың магнит моменти ге ҳәм магнит майданының градиенти болған шамасына пропорционал екенлигин көремиз. Бир текли майдан ушын ҳәм рамкаға ҳеш қандай қосынды күш тәсир етпейди.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 206-сүўрет.  Тоғы бар рамканың соленоид пенен тәсирлесиўи. |

Биз қараған жағдайда ( магнит моменти майданның бағыты менен бағытлас) күши рамканы майдан күшлирек болған тәрепке қарай жылыстырады Егер магнит моменти магнит майданының кернеўлиги қа қарама-қарсы бағытланған болса, онда рамка майдан әззи тәрепке карай жылысқан болар еди. Бирақ, рамканың бундай жайласыўы орнықлы емес.

Бир текли емес магнит майданындағы ықтыярлы түрде бағытланған тоғы бар рамкаға күши де, моменти ге тең болған айландырыўшы жуп та тәсир етеди; сонлықтан бир текли емес магнит майданында еркин айлана ҳәм жылжый алатуғын рамка оның магнит моменти кернеўлик сызықларына параллель жайласады ҳәм буннан кейин майдан күшли болған областқа қарай тартылады. Бул жағдайды аңсат демонстрациялаўға болады. Узын ҳәм қозғалмайтуғын етип бекитилген соленоидының ушының қасына еки узын ҳәм жиңишке сымлардың жәрдеминде рамкасын жайластырамыз (206-сүўрет). Дәслеп рамканың қалайынша бағытланғанлығынан ғәрезсиз, ол өзи арқалы өтип турған тоқтың бағыты соленоидтағы өтип турған тоқтың бағытына параллель болатуғындай болып бурылады ҳәм буннан кейин соленоидқа тартылады.

Бизлер келтирип шығарған (8)-формуланы рамканың моменти менен майданның кернеўлигиниң градиенти арасындағы мүйештиң шамасы α ге тең болған жағдай ушын аңсат улыўмаластырамыз. Бундай жағдайда мынадай формуланы аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8*а*) |

Солай етип, сыртқы электр майданында электр диполы өзин қалайынша услайтуғын болса, магнит майданындағы рамка да өзин тап сондай етип услайтуғынлығын көремиз: бир текли майданда оған тек айландырыўшы момент тәсир етеди, ал бир текли емес майданда болса оған майданның градиентине пропорционал болған күш те тәсир етеди.

Мысал. 1 см де 10 орам бар 10 тоқ өтип турған соленоидтың ишинде см2 майданды өзиниң ишине қамтыйтуғын ҳәм 5 орамға ийе рамка орналастырылған. пружинасының жәрдеминде (207-сүўрет) рамка өзи арқалы тоқ өтпеген жағдайда соленоидтың көшерине параллель етип услап турылады. Егер пружинаны φ мүйешине бурыў ушын моменти шамасына тең болатуғын күшлердиң жубы керек болатуғын болса (бул теңликте Г см/рад), онда тоқ өтип турған рамка соленоидтың көшерине салыстырғанда қандай φ мүйешине бурылады?

Шешими. 195-параграфтағы (4)-формула бойынша соленоидтың ишиндеги магнит майданының кернеўлиги мынадай аңлатпаның жәрдеминде анықланады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

Бул аңлатпада - соленоидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны ҳәм - ондағы тоқтың күши.

|  |  |
| --- | --- |
| 207-сүўрет.  Соленоидтың ишиндеги тоқ өтип турған рамка. |  |

Рамканы контурлардың қабатласыўы сыпатында қарап, (2)-формула бойынша оған тәсир ететуғын күшлердиң моментин табамыз:

Бул теңликте - рамкадағы орамлардың саны, - рамкадагы тоқтың күши, - оның бетиниң майданы. Бул аңлатпаға тың орнына (9)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып

теңлигин аламыз. Бул момент пружинаның бурыўшы моменти менен теңлестирилиўи керек. Буннан

теңлиги келип шығады. екенлигин аңғарып ҳәм шамасын арқалы белгилеп,

теңлигин ҳәм буннан

қатнасына ийе боламыз. Жуўық түрдеги теңлиги орынлы деп есаплап, φ ға қарата квадрат теңлеме аламыз:

Бул теңлемеден φ ушын

аңлатпасын аламыз. менен шамаларын -бирликлеринде ҳәм ны дин⋅см/рад бирлигинде берип, мынадай шаманы аламыз:

Буннан φ ушын

шамасына ийе боламыз. Еки шешимнен шәртинен келип шығатуғын мәнисти алыўымыз керек. Буннан рад ямаса екенлигине көз жеткеремиз.

**§ 198. Магнитлик кернеўликтиң циркуляциясы**. Магнит майданы магнит майданларын есаплаўда үлкен әмелий әҳмийетке ийе болған базы бир улыўмалық қатнастың жәрдеминде тәрийиплеўге болады.

129-параграфта электр кернеўлиги векторының циркуляциясы ушын аңлатпаны қарағанымызда ҳәм электр қозғаўшы күши ҳаққындағы мәселени таллағанда тәреплик күшлердиң циркуляциясы түсинигин киргизгенимизди еслетип өтемиз.

Тап сол жағдайларға сәйкес, биз магнит кернеўлиги векторы тың циркуляциясы ушын аңлатпаны киргиземиз.

Ықтыярлы түрдеги туйық контурын аламыз. арқалы векторының контурдың элементи диң бағытына түсирилген проекциясын белгилеймиз. Туйық контурдың барлық элементлери ушын аңлатпаларының суммасы болған

шамасын есаплаймыз ҳәм бул сумманы векторының контуры бойынша циркуляциясының суммасы деп атаймыз.

Био-Савар-Лаплас нызамына сәйкес, векторының ықтыярды туйық контур бойынша циркуляциясының усы циркуляция алынып атырған контур арқалы өтип атырған тоқтың 4π ге көбеймесине тең екнелигин көрсетиўге болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (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 алынады. 208-сүўретте оң циркуляцияны беретуғын айланып шығыўдың бағыты көрсетилген.

Бизлер тек шексиз узын ҳәм туўры өткизгиш арқалы өтетуғын тоқ ушын (1)-қатнастың дурыс екенлигиниң дәлилин келтиремиз.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 208-сүўрет. Оң циркуляциядағы тоқтың өтиў бағыты. | 209-сүўрет. Магнит кернеўлиги векторы тың циркуляциясын есаплаўға. |

тоғы өтип турған туўры өткизгишти өзиниң ишине алатуғын ықтыярлы түрдеги контурын аламыз (209-сүўрет) Дәслепконтуры бойынша циркуляцияның усы контурдың тоққа перпендикуляр болған тегисликке түсирилген проекциясы болған контуры бойынша циркуляциясына тең екенлигин көрсетемиз. Ҳақыйқатында да, элементин тоққа перпендикуляр болған тегисликте жататуғын элементи менен тоққа параллель болған тегисликте жатқан элементиниң геометриялық қосындысынан турады:

Туўры тоқтың контурдың ҳәр бир ноқатындағы магнит майданының кернеўлиги

шамасына тең ҳәм тоққа перпендикуляр болған тегисликте жатады (соның менен бирге дәслеп ге перпендикуляр болған, арқалы ноқатына шекемги қашықлық белгиленген). Тең тәсир етиўшилердиң проекциясы ҳаққындағы теорема бойынша:

Сумманың екинши қосындысы нолге тең, себеби векторы векторына перпендикуляр. Солай етип, мынаны аламыз:

Бирақ, шамасы контурының элементиниң тоққа перпендикуляр болған тегисликке түсирилген проекциясы, яғный, шамасы контурының тоққа перпендикуляр болған проекциясы болған контурының элементи болып табылады. Буннан мынаны аламыз:

Демек, улыўмалықты шеклеўсиз (1)-қатнасты дәлиллегенде контурды тоққа перпендикуляр болған тегисликте жайласқан деп есаплаўға болады.

210-сүўретте тоққа перпендикуляр болған тегисликтеги контур келтирилген. Сүўретте көринип турғанындай,

теңлиги орынлы болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 210-сүўрет.  Тоқты өзиниң ишине алатуғын туйық контур бойынша векторының циркуляциясын есаплаўға. |

Но шамасы диң перпендикулярына түсирилген проекциясы болып табылады, бул аңлатпада - биз қарап атырған ноқаттан тоққа шекемги қашықлық. диң киши екенлигине байланыслы

теңлиги орынланады деп болжаўға болады. Циркуляция ушын мынаны аламыз:

Солай етип мынадай нәтийжени аламыз: ықтыярлы контур бойынша магнитлик кернеўликтиң векторы контур тәрепинен өзиниң ишине алынған тоқтың күшин ге көбейткенге тең. Егер тоқ контур тәрепинен қамтып алынбаған болса (211-сүўрет), онда контурды циркуляция элементлери сан мәниси бойынша тең, белгилери бойынша қарама-қарсы болған ҳәм жуп элементлерине бөлиўге болады:

Солай етип, циркуляцияның аңлатпасындағы берлық ағзалар жуп-жуптан компенсацияланады ҳәм биз мынадай нәтийжени аламыз: тоқты өзиниң ишине алмайтуғын контур бойынша векторының циркуляциясы нолге тең:

Алынған нәтийжелерди ықтыярлы тоқтың майданы ушын улыўмаластырыўға болады. Бирақ усындай улыўмаластырыў қурамалырақ болған математикалық есаплаўларды талап етеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 211-сүўрет.  Тоқты өзиниң ишине қамтып алмайтуғын туйық контур бойынша векторының циркуляциясын есаплаўға. |

Векторлық анализдиң терминлерин пайдаланатуғын болсақ, онда магнит майданының кернеўлигиниң циркуляциясы мынадай форманы қабыл етеди:

Бул интеграл тоғын өзиниң ишине қамтып алатуғын контур бойынша алынады.

**§ 199. Магнитлик кернеўликтиң циркуляциясы ушын аңлатпаны қолланыў**. Алдыңғы параграфта алынған нәтийжелер олардың тийкарында алынатуғын нәтийжелер бойынша үлкен қызығыўды пайда етеди. Мысалы, сол нәтийжелер көп жағдайларда магнит майданының кернеўлигин аңсат табыўға мүмкиншилик 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-сүўрет). Орамлардағы тоқтың күшин арқалы, тороидтың көшериниң узынлығын арқалы, орамлардың улыўмалық санын арқалы белгилеймиз. узынлығы тоқлардың шеңберлериниң радиусларына салыстырғанда үлкен деп болжаймыз. Симметрия көз-қарасынан тороидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги тың турақлы ҳәм бағытының усы бағытта қарағанда тоқтың саат стрелкасының қозғалыс бағытында қозғалыўына сәйкес келеди. кернеўлигиниң сан мәнисин есаплаў ушын тороидтың орта сызығы болып табылатуғын контур бойынша векторының циркуляциясын дүземиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул аңлатпада контур тәрепинен өз ишине алынатуғын толық тоқты түсиниў керек. Әлбетте, бул тоқ тороидтың барлық орамлары арқалы тоқлардың қосындысына тең:

Бул аңлатпаны (1)-теңликке қойып,

теңлигине ийе боламыз. Буннан, ге қысқартып, тың мәнисин табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул теңликте шамасы тороидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлардың санын аңғартады.

Солай етип, тороидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги тороидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлардың санына ҳәм орамдағы тоқтың күши ге пропорционал екен. Егер тороидтың көшериниң радиусы шексиз үлкен болса, онда оны шексиз узын соленоидқа эквивалент деп есаплаўға болады. Демек, (2)-формула шексиз узын болған соленоидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлигин де аңғартады екен (194-параграф).

2. Шексиз узын, туўры сызықлы цилиндрлик өткизгиш арқалы өтетуғын тоқтың магнит майданы. Радиусы болған цилиндр тәризли өткизгиш бойынша өткизгиштиң кесе-кесими бойынша тең өлшеўли тарқалған күши шамасына тең тоқ өтип турған болсын. Көшерден қашықлығында жайласқан ноқаттағы тоқтың пайда еткен магнит майданының кернеўлиги ты анықлаймыз. Кернеўликтың анықланыўы керек болған ноқаты өткизгиштен сыртта жайласқан деп болжаймыз, яғный Симметрия көз-қарасы көшерден бирдей қашықлығында жайласқан ноқатлардың барлығында кернеўлик тың бирдей болады деп жуўмақ шығарыўға мүмкиншилик береди. Цилиндрлик тоқты элементар туўры тоқлардың қосыўдың нәтийжеси деп қараўға болатуғын болғанлықтан, кернеўлик векторы өткизгиштиң көшерине перпендикуляр тегисликте жатады ҳәм ге перпендикуляр бағытланған.

Орайы цилиндрдиң көшеринде жайласқан шеңбер бойынша кернеўлиги изленип атырған ноқаттағы векторының циркуляциясын дүземиз (212-сүўретке қараңыз). кернеўлиги ге перпендикуляр болғанлықтан шеңбердиң элементлерине параллель болады, сонлықтан циркуляция ушын жазылған аңлатпа мынадай түрге ийе болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул жерде, тап жоқарыдағы сыяқлы, циркуляция алынып атырған контур тәрепинен өз ишине алынатуғын толық тоқты аңғартады. Тоқтың сыртында жатқан ноқат ушын (3)-формуладағы барлық цилиндрлик өткизгиштеги тоқтың күши болып табылады. Бул жағдайды есапқа алған ҳалда мынаған ийе боламыз:

Буннан ушын

аңлатпасын табамыз.

Солай етип, цилиндрлик тоқ тәрепинен сыртқы ноқатларда пайда етилген кернеўлик биз қарап атырған цилиндрдиң көшери бойынша өтетуғын тап сондай күшке ийе туўры тоқтың магнит майданының кернеўлигиндей болады екен.

Цилиндрдиң ишинде жайласқан ноқат ушын циркуляция алынатуғын контур тоқтың бир бөлимин ғана өзиниң ишине алады. Жоқарыдағыдай, арқалы биз қарап атырған ноқаттан орайға шекемги қашықлықты белгилесек, биз бул жағдайдағы контур тәрепинен қамтып алынған тоқтың

шамасына тең болатуғынлығын көремиз. Бул аңлатпаны (3)-формулаға қойып,

формуласына ийе боламыз. Буннан магнит майданының кернеўлигиниң тоқтың көшеринен қашықласқан сайын үлкейетуғынлығын, ал цилиндрдиң көшеринде магнит майданының нолге тең екенлигин көремиз.

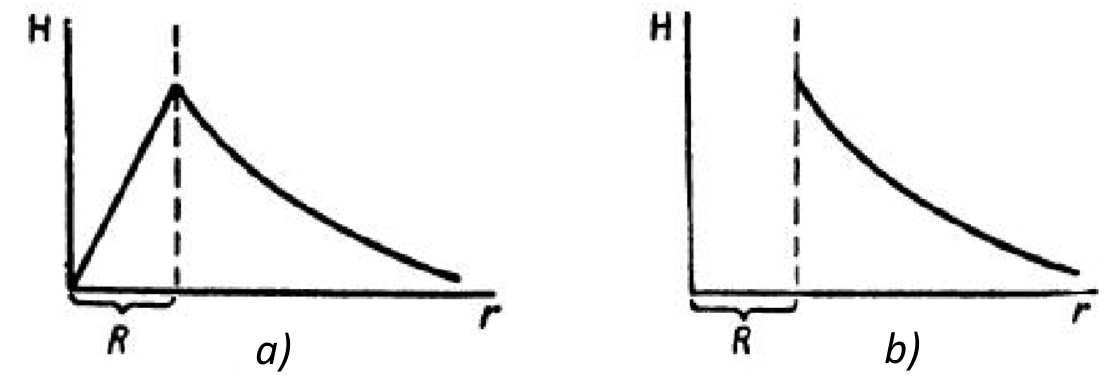
|  |  |
| --- | --- |
|  | 212-сүўрет.  Цилиндрлик өткизгиш арқалы өтетуғын магнит майданының кернеўлигин анықлаўға. |

213-сүўретте магнит майданының кернеўлигиниң цилиндрдиң көшерине шекемги қашықлықтан ғәрезлиги көрсетилген.

Егер тоқ тек өткизгиштиң бетиндеги жуқа қатлам арқалы өтетуғын болса, онда усы өткизгиштиң сыртындағы магнит майданы тоқ кесе-кесими арқалы тең өлшеўли өтетуғын өткизгиштиң пайда ететуғын магнит майданындай болатуғынлығын аңсат көрсетиўге болады. Бирақ, бундай жағдайда өткизгиштиң ишиндеги магнит майданы нолге тең. Ҳақыйқатында да, өткизетуғын цилиндрдиң ишиндеги қуўыслықтағы векторының циркуляциясы, буннан алдыңғы қарағанымыздай, мынаған тең:

Бирақ, бул жағдайда циркуляция контуры тоқты өзиниң ишине алмайды, сонлықтан теңликтиң оң тәрепи нолге тең. Буннан, тиккелей ишки ноқатлар ушын

теңлигин аламыз.



213-сүўрет. Магнит майданының кернеўлиги тың цилиндрдиң көшерине шекемги қашықлықтан ғәрезлиги. - өткизгиштиң кесими бойынша тең өлшеўли өтетуғын тоқ ушын, - өткизгиштиң бети арқалы өтетуғын тоқ ушын.

Тоқ цилиндр тәризли өткизгиштиң бети бойынша өтетуғын жағдайдағы тың ден ғәрезлиги 213-b сүўретте келтирилген.

**§ 200. Магнетиклер**. Усы ўақытқа шекем биз бослықтағы, яғный атомлардың, электронлардың ҳәм заттың басқа бөлекшелериниң сезилерликтей саны болмаған кеңисликтеги магнит майданын қарадық. Енди затлардың магнит майданына тәсирин қараймыз ҳәм магнит майданына тәсир ете алатуғын қәбилетликке ийе затты *магнетик* деп атаймыз.

Ең дәслеп биз диэлектриклердиң электростатикалық майданға тәсирин қарағанымызды еске түсиремиз. Электростатикалық майданның тәсиринде диэлектрик биз поляризация деп атаған айрықша ҳалға келеди. Поляризацияның салдарынан диэлектриктиң шегараларында ҳәм ол бир текли болмаған орынларда сәйкес бетлик ҳәм көлемлик тығызлықларына ийе болған электр зарядлары пайда болады ("байланысқан" зарядлар). Бул зарядлар өзиниң электростатикалық майданын пайда етеди, ал бул майдан болса дәслепки электростатикалық майдан менен қосылады ("еркин" зарядлар пайда еткен майдан менен).

Егер дәслепки электростатикалық майданның кернеўлиги шамасына тең болса, диэлектриктиң поляризациясының салдарынан пайда болған электростатикалық майданның кернеўлиги шамасына тең болады. Сонлықтан, майданның қосынды кернеўлиги олардың векторлық суммасына тең:

Тап сол сыяқлы, өткизгишлер бойынша өтетуғын тоқлардың магнит майданында турған қәлеген магнетик айрықша ҳалға өтеди, оны *магнитленеди* деп айтады. Магнитленген ҳалда магнетик магнит майданының қосымша кернеўлиги ты береди, ал ол өткизгишлер арқалы өтетуғын тоқлар пайда ететуғын кернеўлиги болған магнит майданы менен қосылады. Бул кернеўликлердиң векторлық суммасы болған шамасын диэлектриклердеги электр майданын белгилеў ушын киргизилген атамаға сәйкес магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги атамасын киргизиў керек болады. Бирақ, тарийхый характердеги себеплерге байланыслы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

векторы *магнит индукциясы векторы* атамасына ийе болды. *Солай етип, магнит индукциясы векторы* *макроскопиялық (орталыққа салыстырғанда сыртқы) ҳәм микроскопиялық (орталықтың молекулалары пайда еткен) тоқлардың пайда еткен кернеўлик болып табылады*.

Тәжирийбелер майдан нолге тең емес кеңисликти пүткиллей толтырып туратуғын бир текли магнетиклерде қосымша магнит майданының кернеўлиги тың бағытының диң бағыты менен бағытлас болыўының да, оған қарама-қарсы болыўының да мүмкин екенлигин көрсетеди. векторының бағыты векторының бағыты менен бирдей болатуғын магнетиклерди *парамагнетиклер*, ал қосымша магнит майданының кернеўлиги тың бағыты векторының бағытына қарама-қарсы болған магнетиклерди *диамагнетиклер* деп атайды. Майдан нолге тең болмаған барлық кеңисликти толтырып туратуғын бир текли диэлектриклердеги қосымша майданының бағытының еркин зарядлар пайда еткен электр майданының бағытына барлық ўақытта қарама-қарсы болатуғынлығын еске түсиремиз. Барлық диамагнитлик денелерде ҳәм парамагнетиклердиң көпшилигинде майданның кернеўлиги болған шамасы ге салыстырғанда жүдә киши. Бирақ тың шамасы диң шамасынан үлкен болатуғын затлардың топары да бар. Соның менен бирге, бундай денелер және бир қатар өзгешеликлери менен де айрылады; олар *ферромагнетик* денелердиң айрықша топарын пайда етеди (олардың қатарына темир киреди). Олардың қәсийетлерин биз төменде көремиз, ал ҳәзирше әдеттеги парамагнитлик ҳәм диамагнитлик денелерди қараў менен шекленемиз.

Ең биринши рет Ампер тәрепинен айтылған гипотеза бойынша парамагнит затлардың молекулаларында дөңгелек тоқлар болады; бундай тоқларды *молекулалық тоқлар* деп атаў 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 бағытларға ийе болады, нәтийжеде олар тәрепинен пайда етилген магнит майданы орташа нолге тең болмаған кернеўлигин береди ҳәм бул кернеўлик магнит майданының ең дәслепки кернеўлиги ге қосылады. Солай етип, парамагнитлик заттағы қосынды магнит майданының кернеўлигиниң үлкейиўи түсиндириледи. Парамагнетикти магнитлеў оның молекулалық тоқларының белгили болған ориентациясының пайда болыўына алып келеди.

Ҳәзирги ўақытлары, магнетиклердиң магнитлик қәсийетлериниң тек молекулалық тоқлар менен ғана емес, ал атомлардың қурамына киретуғын элементар бөлекшелердиң (электронлар ҳәм ядролар) магнитлик қәсийетлери менен байланыслы деп тастыйықлаўға болады. Төменде элементар бөлекшелердиң олардың қозғалыс ҳалынан ғәрезсиз болған магнит моментине ийе болатуғынлығы түсиндириледи. Бул магнит моментин магнит майданының бөлекшелерге тәсири бойынша табыўға болады (199-параграфқа қараңыз), бирақ, элементар бөлекшелердиң магнит моментлериниң болыўын қандай да бир қозғалыслардың жәрдеминде моделлер көринисинде түсиндириўдиң мүмкиншилиги жоқ. Элементар бөлекшелердиң басқа да бир қатар қәсийетлерин классикалық механиканың көз-қарасларында турып түсиндириўге болмайтуғынлығын нәзерде тутыў керек (III томға қараңыз).

Магнетиклердиң тийкарғы қәсийетлерин молекулалық тоқлар ҳаққындағы амперлик көз-қарастан сапалы түрде түсиндириўге болады.

Диамагнит затлардың молекулаларында турақлы дөңгелек тоқлар болмайды (ямаса ҳәр бир молекулада магнит моментлери бир бирин 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 кернеўлигиниң киширейиўи усы жағдай менен байланыслы.

Барлық ўақытта дөңгелек тоқлар бар болған молекулаларда да кери бағыттағы индукциялық тоқлар пайда болады. Бирақ, егер бул бурыннан болған тоқлар жеткиликли 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 келиўи менен түсиндириледи (214-параграфқа қараңыз).

Электростатикада (143-параграф) диэлектриктеги майданның кернеўлиги ни макроскопиялық зарядланған денеге тәсир ететуғын күш бойынша анықлаўда пайда болатуғын қыйыншылық ҳаққында гәп етип едик. Биз заряд турған орындағы майданның кернеўлиги тәрепинен пайда етилетуғын күшлер менен бир қатарда (бул кернеўлик ге сәйкес келмейди), диэлектрикке батырылған (киргизилген) зарядланған денеге поляризацияланған диэлектрик тәрепинен пайда етилген күшлердиң де тәсир ететуғынлығын көрдик.

Тап усындай қыйыншылықлар магнетиктеги магнит индукциясы векторы болған векторын анықлаўда 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 етисиў күшлери қосынды магнит майданының кернеўлиги бойынша анықланады.

Ампер формуласы бойынша, узынлығы шамасына тең болған тоқ элементине кернеўлиги болған сыртқы магнит майданы тәрепинен

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

шамасына тең күши тәсир етеди. Бул теңликте - тоқтың күши ҳәм - магнит майданының кернеўлигиниң бағыты менен сымдағы оң зарядлардың қозғалыў бағыты арасындағы мүйеш.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, бир текли шексиз магнетик болған жағдайда биз (2)-формулада магнит майданының кернеўлиги ты магнит индукциясы менен алмастырып, күши ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

Солай етип, шекленбеген магнетик болған жағдайда биз *магнит майданының тоққа тәсири магнит индукциясы* *бойынша анықланады деп есаплаймыз*.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, магнит индукциясы кернеўликлердиң суммасы болғанлықтан, оны шамасы өлшенген бирликлерде, яғный -системада эрстедлерде өлшеў керек. Бирақ, бирликлердиң -системасында магнит индукциясының бирлиги ушын айрықша атама - гаусс қабыл етилген. Ис жүзинде гаусс эрстедке сәйкес келеди.

195-параграфта (2)-формуланың -системасында дурыс екенлиги айтылған еди (яғный тоқтың күши -бирликлеринде, - эрстедлерде, - сантиметрлерде ҳәм - диналарда өлшенген жағдайда). (2а) формула -системада да, яғный ди тоқтың күшиниң -бирликлеринде ҳәм - гауссларда өлшенген жағдайда да дурыс.

Принципинде (2а) формула майданның ҳәр бир ноқатындағы магнит индукциясы векторы ның мәнисин сымның элементине тәсир ететуғын күши бойынша анықлаўға болады. Әлбетте, бундай сымның шеклеринде майданның бир текли болыўы ушын, оның жеткиликли дәрежеде жиңишке болыўы керек ҳәм оның магнит майданына алып келиниўи майданды пайда ететуғын тоқлардың шамасын да, конфигурацияларын да өзгертпеўи керек, соның менен бирге магнетиктиң қосымша магнитлениўине алып келмеўи керек. Бул талаплардың барлығы, әсиресе қатты магнетик болған жағдайда әмелий жақтан орынланбайды. Мысалы, қатты магнетиктеги тоғы бар рамкаға магнит күшлериниң тәсирин анықлаў ушын магнетиктиң ишинде қуўыслықты пайда етиў керек болады.

Электростатикадагыдай, рамкаға тәсир бул қуўыслықтың формасынан ғәрезли болады. векторын анықлаўдың мүмкиншилиги ҳаққында биз 207-параграфта гәп етемиз.

**§ 201. Молекулалардың, атомлардың ҳәм электронлардың магнит моментлери**. Ампердиң молекулалық тоқлардың бар екенлиги ҳаққындағы гипотезасы атомлар менен молекулалардың қурылысы ҳаққындағы ҳәзирги көз-қарасларына сәйкес келеди. Биз усы ўақытқа шекем атомның қурамалы электрлик системасы екенлигин ҳәм электронлардың оған қурамлық бөлим сыпатында киретуғынлығын бир неше рет атап өттик. Резерфорд тәрепинен усынылған модель бойынша атом аўыр ҳәм оң зарядланған ядродан ҳәм оның дөгерегинде белгили болған орбиталар бойынша қозғалатуғын электронлардан турады. Туйық орбита бойынша қозғалатуғын электрон туйық контур бойынша өтетуғын тоққа усайды. Ол магнит майданын пайда етеди ҳәм сыртқы магнит майданы оған бағытлаўшы тәсир жасайды.

Әпиўайылық ушын атомның изинде радиусы ге тең болған дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электронды қараймыз. Оның қозғалыс муғдарының механикалық моменти мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул теңликте - электронның массасы ҳәм - оның тезлиги. Дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электрон тоққа уқсас болғанлықтан, ол магнит моментине де ийе болады. Электронның магнит моментин анықлаймыз. Егер бизлер ойымызда орбитаның кесимин бөлип қарайтуғын болсақ, онда электронның ҳәр бир айланып шығыўында бул кесим арқалы электронның зарядына тең болған заряды алып өтиледи. Ўақыттың бир бирлигинде муғдары көбеймесине тең болған заряд өтеди (бул көбеймеде - электронның ўақыт бирлигиндеги орбита бойынша айланып шығыўларының саны).

Тоқтың күши сан мәниси бойынша ўақыт бирлиги ишинде алып өтилген зарядқа тең болғанлықтан, орбита бойынша айланатуғын электрон күши

шамасына тең тоққа сәйкес келеди. Айланыўлар саны буннан

теңлигине ийе боламыз.

Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, тоғы өтип турған контурдың магнит моменти ниң шамасы ке тең, бул көбеймеде - контурдың майданы.

Буннан, радиусы ге тең болған дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электронның магнит моменти

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

шамасына тең болады. (1)- ҳәм (2)-аңлатпаларды салыстырып, мынадай аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Демек, туйық орбита бойынша қозғалатуғын электронның магнит ҳәм механикалық моментлери ҳәм лер бир бири менен тиккелей байланысқан екен. (3)-формула бирликлердиң электромагнитлик системасында жазылған. Егер бул формулада аралас системаны пайдаланатуғын болсақ, атап айтқанда магнит моментин -бирликлерде, ал электронның зарядының массаға қатнасы болған шамасын -бирликлерде өлшесек (әдетте усындай етип алынады), онда оң тәрепте сек/см коэффициентин киргизиў керек болады. Бундай жағдайда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

Егер атомда ямаса молекулада ҳәр қыйлы орбитада қозғалатуғын бир неше электрон болатуғын болса, онда айырым электронлардың механикалық моментлери векторлық түрде қосынды моментине қосылады, ал айырым электронлардың магнит моментлери векторлық түрде барлық атомның ямаса молекуланың қосынды магнит моменти болған шамасына қосылады.

Парамагнит затлардың ишиндеги белгили 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 ның өзгеретуғынлығына алып келеди. Бирақ, қозғалыс муғдарының толық механикалық моменти өзгериссиз қалатуғын болғанлықтан, стержень толығы менен кери бағыттағы қозғалыс муғдарының моментин алыўы, яғный айланыўға келиўи керек. Бул қубылыс I томда тәрийипленген таза механикалық қубылысқа уқсас: қозғалмайтуғын орынлықта отырған адам қолы менен услап отырған айланып турған дөңгелектиң көшерин бурады, бундай жағдайда адамның өзи айланысқа келеди.

Эйнштейнниң ҳәм Де-Гааздың тәжирийбесинде вертикаль бағыттағы соленоидтың көшери бойлап темир стержень жиңишке сабаққа илдирилип қойылған (214-сүўрет). Соленоидтағы тоқтың бағыты өзгергенде стержень қайтадан магнитленеди ҳәм усының нәтийжесинде айланыў импульсин алады. Стерженниң бурылыўы сабаққа жабыстырылған кишкене айнасында шағылысқан жақтылық нурларының жәрдеминде бақланған. Бурылыў мүйешин үлкейтиў ушын резонанс принципи пайдаланылды: соленоидтағы тоқтың бағыты сабаққа илдирилип қойылған стерженниң тербелис дәўирине теңдей дәўир менен өзгертилген.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 214-сүўрет. Эйнштейн ҳәм Де-Гааз тәжирийбесиниң схемасы. | 215-сүўрет. Штерн ҳәм Герлах тәжирийбесиниң схемасы. |

Стерженниң бурылыўының бағыты электронның зарядының терис мәнисине сәйкес келеди. (3)-формуладан пайдаланып ҳәм магнитлик ҳәм механикалық моментлердиң арасындағы қатнасты өлшеп, электронның зарядының оның массасына қатнасын анықлаўға болады.

Бирақ, өлшеўлердиң нәтийжелери ушын басқа усыллардың жәрдеминде алынған мәнистен айырмаға ийе мәнис алынады. Бундай сәйкес келмеўдиң себеплери усы параграфтың ақырында көрсетиледи.

Ҳәзир ғана тәрийипленген эффектке кери болған эффект те бар.

Парамагнетиктен исленген стерженди айландырғанда барлық молекулалық тоқлардың көшерлери стерженниң айланыў көшерине параллель турыўға умтылыўы керек. Бул эффект механикада бақланатуғын гироскоплық эффектке усайды: егер зырылдаўықты айланып турған подставканың үстине жайластырса, онда зырылдаўықтың көшери подставканың көшерине параллель болып турыўға тырысады. Нәтийжеде айланғанда стерженниң магнитлениўи керек. Ҳақыйкатында да, темир стерженди тез айландырғанда оның магнитленгенлигин анықлаўға болады. Солай етип, сапалық жақтан бул қубылыс та тастыйықланады; ал санлық тәрепке келетуғын болсақ, онда бул тәжирийбелер де Эйнштейн ҳәм Де-Гааз тәжирийбеси сыяқлы ушын басқа усыллардың жардеминде алынған нәтийжелерден парқы бар нәтийжелерди береди.

Парамагнит заттың ишинде магнитлик ҳәм механикалық моментлер менен байланыслы болған молекулалық тоқлардың бар екенлиги 1917-дылы А.Ф.Иоффе ҳәм П.Л.Капица тәрепинен өткерилген тәжирийбелерде де дәлилленди. Олар турақлы магнитлердиң қалдық магнитленгенлигиниң қыздырғанда жоғалыў фактынан пайдаланды (204-параграф). Магнитленген никель стержень жиңишке сабаққа илдирилип қойылды. Қыздырғанда молекулалардың магнит моментлериниң барлық бағытлардағы тәртипсиз тарқалыўы орын алады. Усының салдарынан қосынды механикалық момент нолге тең болады. Бундай жағдайда, қозғалыс муғдарының сақланыў нызамы бойынша стержень қозғалысқа келеди.

Атомлар менен молекулалардың магнит моментлерин тиккелей өлшеў Штерн ҳәм Герлах тәрепинен әмелге асырылды[[44]](#footnote-45). Штерн ҳәм Герлах тәжирийбесиниң идеясы мынадан ибарат: бир текли емес магнит майданында магнит моменти бар бөлекшеге жылыстырыўшы күш тәсир етеди (197-параграфқа қараңыз). Жоқары вакуумда алынатуғын атомлық нур (215-сүўрет) электромагниттиң полюсларының арасынан өткерилди Атомлық нурдың бағытына перпендикуляр бағытта кескин түрдеги бир текли болмаған магнит майданының пайда болыўы ушын электромагниттиң полюсларына сәйкес форма берилди. Нур пластинкасына келип түсип, онда жиңишке жолақ түриндеги из қалдырған. Магнит моменти болған атомға тәсир ететуғын күш мынаған тең (197-параграфқа қараңыз):

Бул теңликте — майданның градиенти. Солай етип, күштиң шамасы атомның магнит моменти дан, магнит майданының бир текли емеслигиниң дәрежесинен ҳәм менен майданның градиентиниң арасындағы мүйеш α дан ғәрезли екен. Биринши рет қарағанда, жыллылық қозғалысларының себебинен атомлардың магнит моментлери мүмкин болған барлық бағытларға ийе болыўы, сонлықтан ҳәр қыйлы атомлардың ҳәр қыйлы мүйешлерге бурылыўы керек. Нәтийжеде бир текли болмаған магнит майданы арқалы өткен атомлық дәстениң созылыўы керек (216-сүўрет). 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- сүўретке 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 элементлердиң атомларының магнит моментлерине ийе емес екенлиги келип шығады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 216-сүўрет.  *a*) магнит майданындағы атомлық дәстениң күтилген кеңейиўи; b) гүмис атомларының дәстесиниң магнит майданындағы еки дәстеге ажыралыўы. |

Атомлық нурдың ҳәр қыйлы кескин түрде көринетуғын дәстелерге ажыралыўы сыртқы магнит майданының бағытына салыстырғанда атомлардың магнит моментлериниң қәлегенинше жайласа алмайтуғынлығын, ал магнит майданының бағытына салыстырғанда тек белгили болған мүйешлер менен ғана жайласатуғынлығын көрсетеди. Мысалы, натрий атомлары тек еки усыл менен жайласа алады: олардың магнит моментлери майданның бағыты бойынша ямаса майданның бағытына қарама-қарсы жайласады; ванадий атомлары бойынша майданға салыстырғанда төрт усыл менен бағытланады ҳ.т.б. Бул факттың себеби квантлық механикада түсиндириледи (III томға қараңыз).

Аўысыўларды өлшеўлер барлық атомлардың магнит моментлериниң проекцияларының толық белгили болған магнит моментлериниң рационаллық бөлшек мәнисине тең екенлигин көрсетеди:

Бул теңликтеги ҳәм - пүтин санлар; магнит моменти *Бор магнетоны* деп аталады. Оның мәниси мынаған тең:

эрг/гаусс.[[45]](#footnote-46)

Базы бир атомлардың магнит моментлериниң максималлық мәнислери XV кестеде келтирилген.

Бул тәжирийбелердиң нәтийжелерин таллаў, атомлық спектрлердиң қурылысының характери сыяқлы (III томға қараңыз) ҳәр бир электронның өзиниң белгили болған магнит моментине ийе болатуғынлығына исендиреди. Буннан, тәбийий түрде, классикалық электродинамиканың шеклеринде мынадай гипотеза пайда болды: электрон өзиниң орайы арқалы өтетуғын көшердиң дөгерегинде үзликсиз түрде айланыста болады; бундай айланыўға электронның қозғалыс муғдарының моментиниң турақлы мәниси сәйкес келеди (инглиз тилиндеги *spin* сөзи айланыў дегенди аңғартады). Қозғалыс муғдарының бундай мәниси менен бир Бор магнетонына тең болған магнит моменти де байланысқан.

XV кесте

**Атомлардың магнит моментлериниң проекцияларының**

**максималлық мәнислери**

(Бор магнетонының үлеслеринде)

|  |  |
| --- | --- |
| Атом |  |
| Водород  Натрий  Ванадий  Хром  Темир  Индий | 1  1  3/5  6  6  1/3 |

Бирақ, бундай көргизбели гипотеза жүдә әпиўайыластырылган гипотеза болып табылады ҳәм, сонлықтан, квантлық механиканың электронның қәсийетлери ҳаққындағы көз-қараслары менен алмастырылды. Соның менен бир қатарда теорияның нәтийжелери менен тәжирийбелердиң нәтийжелерин бир бирине сәйкес келтириў ушын электронның магнитлик моменти менен механикалық моментиниң арасында мынадай қатнас бар деп болжаўға туўры келди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Демек, меншикли моментлер ушын қатнасының электронның орбиталық магнит ҳәм механикалық моментлериниң қатнасынан еки есе үлкен екенлиги келип шықты. Олардың арасындағы қатнас (3)-теңликтиң жәрдеминде бериледи.

Атомның (ямаса молекуланың) толық магнит моменти электронлардың туйық орбиталар бойынша қозғалыўының нәтийжесинде пайда болатуғын магнит моментлери менен электронлардың меншикли магнит моментлери ниң қосындысынан турады. Бундай жағдайда, квантлық механиканың нызамлары бойынша, айырым электронлық орбиталар менен электронлардың өзлериниң магнит моментлери бир бирине салыстырғанда тек белгили болған мүйешлерде бағытланған болады. Қосынды магнит ҳәм механикалық моментлер арасындағы байланыс (3)-формула беретуғын нәтийжелерге қарағанда әдеўир қурамалы болады. Бул жағдай Эйнштейн ҳәм Де-Гааз тәжирийбесинде алынған нәтийжелер менен теорияның арасында бардай болып көринетуғын қарама-қарсылықты түсиндиреди.

**§ 202. Магнитлениў векторы**. Орталықтың магнитлениў дәрежесин шамасы орталықтың көлем бирлигиниң магнит моментине тең болған магнитлениў векторы деп аталатуғын вектор менен тәрийиплеў қабыл етилген. Магнетиктиң көлеминде жайласқан молекулалардың магнит моментлериниң геометриялық қосындысын арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда бир текли магнитленген магнетиктиң магнитлениў векторы мынадай теңликтиң жәрдеминде анықланады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Егер магнетик бир текли магнитленбеген болса, онда магнитлениў векторы ҳәр қыйлы көлемлерде ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болады; бундай жағдайда берилген ноқаттағы магнитлениў деп көлеми шексиз киширейгенде (1)-аңлатпа умтылатуғын шекке айтамыз:[[46]](#footnote-47)

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Жоқарыда көргенимиздей, бир бөлек магнетиктиң ишиндеги магнит майданының кернеўлиги сыртқы тоқлар (магнитлеўши тоқлар) пайда еткен майданның кернеўлиги ден ҳәм магнитленген заттың молекулалары пайда еткен кернеўликтен қосылады. Қосынды кернеўлик болған

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

шамасын биз магнит индукциясы деп атадық.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 217-сүўрет.  Магнитленген орталықтағы молекулалық тоқларды қосыў. |

Майдан нолге тең болмаған кеңисликти пүтинлей толтырып турған бир текли магнетик болған жағдайда молекулалардың пайда еткен майданының кернеўлиги ты магнитлениў векторы 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 магнитлениўи тәртиплескен молекулалық тоқлардың бар болыўының себебинен пайда болған деп есаплаймыз. Бул молекулалық тоқлардың тегисликлери цилиндрдиң көшериниң бағыты менен бағытлас болған магнитлениў векторына перпендикуляр (217-сүўрет). Молекулалық тоқларды цилиндрдиң кесиминде қарап, биз цилиндрдиң қалыңлығында қарама-қарсы бағытланған еки тоқтың өтетуғынлығын көремиз. Олар қарама-қарсы бағыттағы магнит майданларын пайда етеди ҳәм олар бир бирин компенсациялайды. Тоқлар тәрепинен пайда етилген цилиндрдиң қаптал бети арқалы өтетуғын майданлар компенсацияланбайды. Бул тоқлар соленоидтағы тоққа усайды ҳәм, сонлықтан, олар цилиндрдиң ишинде кернеўлиги ты 195-параграфтағы (4)-формуланың жәрдеминде есаплаўға болатуғындай магнит майданын пайда етеди.

Цилиндрдиң узынлығының бир бирлигинде өтетуғын тоқты арқалы белгилеп, усы шамасының тоқтың күшиниң узынлықтың бир бирлигиндеги орамлар санына көбеймесине тең орынды ийелетуғынлығын көремиз ҳәм буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

формуласына ийе боламыз.

менен магнитлениў векторының арасындағы байланысты аңсат табыўға болады. Магнитлениў векторы көлемниң бир бирлигиниң магнит моментине тең. Цилиндрдиң кесиминиң майданын арқалы белгилеп, узынлығы болған цилиндрдиң участкасының көлеминиң ке тең екенлигин көремиз. Демек, егер биз шамасына тең болған цилиндрдиң участкасының магнит моментин ге бөлсек, онда магнитлениў векторы ның мәнисин алады екенбиз, яғный

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Солай етип, магнитлениў векторы сан мәниси бойынша узынлықтың бир бирлигине тийисли болған молекулалық тоқлардың қосындысына тең екен. Магнитлениў векторы ның бағыты кернеўлик тың бағыты менен багытлас. Буннан, (4)- ҳәм (5)-формуларады салыстырып,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

теңлигине ийе боламыз. тың бул мәнисин магнит индукциясы ушын жазылған (3)-аңлатпаға қойып,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

аңлатпасын аламыз. *Ферромагнитлик емес денелер ушын магнитлениў векторы* *ны сыртқы тоқлар пайда еткен майданның кернеўлиги* *ге (магнитлеўши майданға) пропорционал деп есаплаўға болады*:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

Берилген магнетикти тәрийиплейтуғын шамасын *магнитлениў коэффициенти* ямаса *магнитлик сиңиргишлик* деп атайды.

Парамагнетиклер ушын магнитлениў векторы болған векторы векторы менен бағытлас (олар ушын ) ҳәм, усыған сәйкес, ның мәниси оң. Диамегнетиклер ушын пенен қарама-қарсы бағытланған (олар ушын ) ҳәм ның мәниси терис.

ның мәнисин (8)-аңлатпа бойынша арқалы аңлатып (7)-формулаға қойсақ,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

формуласын аламыз. Турақлы болған шамасын бир μ ҳәрипи менен аңғартыў, яғный

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

ҳәм оны *орталықтың магнит сиңиргишлиги* деп атаў қабыл етилген. Парамагнит орталықлар ушын диамагнитлик орталықлар ушын ал бослық ушын

(9)-формуладағы ның орнына магнитлик сиңиргишлик ди қойып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9*а*) |

Формулы (6)-, (7)-, (8)-, (9)- ҳәм (9а) формулалар магнит майданы нолге тең болмаған кеңисликти толығы менен толтырып туратуғын бир текли магнетик ушын дурыс. Ықтыярлы магнетик ушын ушын улыўмалық формуланы бериўге болмайды. Ҳәр бир айқын жағдайда шамасы барлық молекулалық тоқларды есапқа алыўдың тийкарында есапланады.

Ықтыярлы магнетик бар болған жағдайды қараймыз (яғный, бир текли емес магнетик ямаса бир текли магнетиктиң айырым бөлеклери). Бундай орталықтың ҳәр бир ңоқатында магнитлениў коэффициенти χ, соның менен бирге магнитлик сиңиргишлик μ [(10)-формула] өзиниң мәнисине ийе. Ҳәзирше векторын өлшеўдиң усылын қараўға тоқтамастан, биз оны белгили деп есаплаймыз.

Берилген ноқатта

|  |  |
| --- | --- |
|  | (11) |

аңлатпасы менен анықланатуғын векторын киргиземиз, бул теңликте - орталықтың усы ноқатындағы магнитлик сиңиргишлиги. векторын *берилген магнетиктеги магнит майданының кернеўлик векторы деп атаймыз*.

Егер магнетик бир текли ҳәм майдан нолге тең емес барлық кеңисликти толығы менен толтырып туратуғын болса, онда векторының (11)-формула бойынша анықламасы менен бир қатарда (9а) формула да бар болады.

Бул формулаларды салыстырыўдан майдан нолге тең болмаған кеңисликти толығы менен толтырып туратуғын бир текли магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги тың берилген тоқлар (магнитлейтуғын) пайда ететуғын кернеўлик ге сәйкес келетуғынлығын көриўге болады.

Ықтыярлы магнетик ушын магнит майданының кернеўлик векторы векторына сәйкес келмеўи мүмкин (203-параграфқа қараңыз).

Ықтыярлы ферромагнетик болмаған дене ушын магнитлениў векторы ны магнит майданының кернеўлиги пропорционал болады деп есаплаўға болады:[[47]](#footnote-48)

|  |  |
| --- | --- |
|  | (12) |

Бул теңликте - қарап атырылған ноқаттағы магнитлениў коэффициенти.

(10)-, (11)- ҳәм (12)-формулалардан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (13) |

теңликлери келип шығады. Майдан нолге тең болмаған барлық кеңисликти толтырып туратуғын бир текли магнетик болған дара жағдайда ҳәм (11)-, (12)- ҳәм (13)- формулалар сәйкес (9а), (8)- ҳәм (7)-формулаларға өтеди.

200-параграфта айтылғанларға сәйкес, векторы магнетиклер бар болған жағдайдағы тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиўди анықлайды; бул принципинде тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлериниң өзгериси бойынша магнитлик сиңиргишликти анықлаўға мүмкиншилик береди. Бирақ, әмелий жақтан бул усылды қолланыўдың мүмкиншилиги жоқ. Себеби μ шамаси бирден жүдә аз шамаға айрылады, сонлықтан тоқлардың арасындағы жоқарыда айтылған өз-ара тәсирлесиў жүдә киши. Сонлықтан шамасы жанапай түрде (туўрыдан-туўры емес) формасы белгили болған магнетиктиң магнит моменти бойынша анықланады.

XVI кесте

**Магнитлик сиңиргишликтиң мәнислери**

(газлер атмосфералық басымда алынған)

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Парамагнит затлар | | Диамагнит затлар | |
| Затлар |  | Затлар |  |
| Азот  Кислород Алюминий  Платина | 0,013  1,9  23  360 | Водород  Мыс  Тас дузы  Висмут | 0,063  8,8  12,6  176 |

Изертленетуғын заттан кесип алынған кишкене шарик кернеўлиги менен оның градиенти белгили болған күшли ҳәм бир текли емес магнит майданына жайластырылады. Майданның тәсиринде зат магнитленеди. Егер - оның магнит моменти болса, онда, тоғы бар контурдағы сыяқлы (197-параграфтағы 2-пунктке қараңыз), ол майданның градиентине пропорционал болған

|  |  |
| --- | --- |
|  | (14) |

күшиниң тәсирине ушырайды.

Шариктиң магнит моменти магнитлениў векторы менен байланысқан болыўы мүмкин. Жуўық түрде, шариктиң шеклеринде магнитлеўши майдан ты турақлы деп есаплаўға болады. Бундай жағдайда (шарик ҳәм эллипсоид ушын көрсетиў мүмкин болғандай) көлем бирлигиниң магнит моментине тең болған магнитлениў векторы турақлы болады. Демек,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (15) |

Бул теңликте арқалы шариктиң радиусы белгиленген. Парамагнит шарик ушын майданның бағытында, ал диамагнит шарик ушын - 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 магнитлениў векторы ны шариктеги магнит майданының кернеўлиги арқалы аңлатпа [(12)-формула], мынадай формуланы аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (16) |

Сәйкес есаплаў шарик ушын

формуласының орынлы екенлигин көрсетеди.

Барлық диа- ҳәм парамагнит денелер ушын μ бирден жүдә киши шамаға айрылатуғын болғанлықтан, жоқары дәлликте теңлиги орынланады ҳәм (16)-формуланың орнына мынаны жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (17) |

(17)-формула ны шарикке тәсир ететуғын күштиң шамасы бойынша анықлаўға мүмкиншилик береди.

Магнитлениў коэффициенти χ ны ҳәм магнитлик сиңиргишлик μ ды анықлаў ушын созылған айланыў эллипсоидын да пайдаланыўға болады. Эллипсоидтың магнит моментин теориялық жоллар менен есаплаўға да болады. Сырткы бир текли магнит майданында бундай эллипсоидқа майданның кернеўлиги сызығының бойынша айландырыўшы күшлердиң моменти тәсир етеди.

Бир қатар пара- ҳәм диамагнит затлар ушын магнитлик сиңиргишликтиң мәнислери XVI кестеде келтирилген.

**§ 203. Ферромагнетизм**. 200-параграфта айтылып өтилгениндей, парамагнит затлардың бир қатары жүдә үлкен болған қосымша майданын бере алады ҳәм усыған сәйкес үлкен болған μ магнит сиңиргишликке ийе болады; бундай затларды *ферромагнит* затлар деп атайды. Ферромагнит затлардың қатарына темир, никель, кобальт, гадолиний ҳәм олардың қуймалары (мысалы, Fe-Ni, және Fe-Ni-Al ҳ.т.б.), ферромагнит емес затлардың базы бир қуймалары, мысалы , ҳәм қуймасы және марганц-висмуттың, хром-теллурдың ҳ.т.б. қуймалары киреди.

Ферромагнитлик затлардың өзгешеликлери тек μ дың үлкен болыўы менен шекленбейди, ал мынадай қәсийетлери менен байланыслы: 1) ферромагнит затлар магнитлеўши майдан өзиниң тәсирин тоқтатқаннан кейин де магнитленгенлик ҳалын сақлайды, 2) олар ушын магнитлик сиңиргишлик (соның менен бирге магнитлениў коэффициенти χ да) турақлы шама болып табылмайды, ал магнитлеўши майданның кернеўлиги ден ғәрезли.

Кристаллық ферромагнетиклер, мысалы, темирдиң монокристаллары, магнитлик қәсийеттиң анизотропиясына ийе: кристал бир бағытта екинши бағыттағыға салыстырғанда аңсат магнитленеди. Майда кристаллық структураға ийе болған тап сондай зат магнитлик қәсийетлери бойынша изотроп[[48]](#footnote-49).

Темирдиң магнитленгенлигиниң сыртқы майданның кернеўлигинен ғәрезлиги биринши рет 1872-жылы "Жумсақ темирдиң магнитлениў функциясын изертлеў" атамасындағы мийнетин баспадан шығарған Москва университетиниң профессоры А.Г.Столетов тәрепинен терең изертленди. Столетовтың эксперименталлық усылы инкукция қубылысына тийкарланған (221-параграфқа қараңыз). Бул жерде биз қатты денелер болып табылатуғын ферромагнитлердиң магнит индукциясын өлшеўдиң басқа усылын қараймыз. Бизде ишине изертленетуғын ферромагнетиктен соғылған сердечник салынған тороид түриндеги соленоид бар деп болжаймыз.

Өзектиң ишиндеги толық магнит майданы соленоидтағы тоқ пайда еткен магнит майданының кернеўлиги ҳәм молекулалық тоқлар пайда еткен майданның кернеўлиги тың қосындысы болып табылатуғын индукция векторы менен анықланады:

Егер биз соленоидтың өзегиниң ишинде енсиз көлденең саңлақ пайда етсек (218-сүўрет) ҳәм бул саңлақ теңлиги орынланатуғын орталық пенен толтырылған (парамагнитлик қәсийети есапқа алынбайтуғын ҳаўа менен толтырылған) болғанлықтан, бул орталықтан индукция векторы менен магнит майданының кернеўлик векторы бир бирине тең болады.

Саңлаққа тийисли болған шамаларды "s" индекси менен тәрийиплеймиз. Бундай жағдайда саңлақ ушын мынаған ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Өзектиң ишинде индукция векторы тороидтың көшерине параллель; егер тороидтың ишиндеги саңлақ жүдә енсиз болса, онда (бул жағдайды биз 207-параграфта көремиз), онда бул саңлақ индукцияны сезилерликтей өзгертеди; демек, өзектиң ишиндеги индукция қандай болса, саңлақ областындағы индукция да тап сондай болады:

Буннан, (1)-қатнасқа сәйкес

яғный, саңлақтың ишиндеги кернеўлик өзектиң ишиндеги индукцияға тең, басқа сөз бенен айтқанда, оның шамасы соленоидтағы тоқ тәрепинен ҳәм өзектиң молекулалық тоқлары тәрепинен пайда етилетуғын майданлардың кернеўликлериниң қосындысы қа тең.

Солай етип, магнитлениўдиң салдарынан өзек саңлақтың ишиндеги майданның кернеўлигин үлкейтеди екен. Саңлақтағы кернеўлик ты өлшеп (мысалы, тоғы бар контурға тәсир етиўи бойынша), биз өзектеги индукция В ның мәнисин өлшеймиз.

|  |  |
| --- | --- |
| 218-сүўрет.  Саңлақтағы магнит майданының кернеўлиги тиң мәниси ферромагнетиктеги магнит индукциясы ның мәнисиндей. |  |

Ферромагнетик затлар ушын да, пара- ҳәм диамагнетик затлардағыдай индукция векторы менен майданның кернеўлиги тың арасындағы байланыс 202-параграфтағы (11)-аңлатпа бойынша бериледи деп есаплаймыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул аңлапада μ арқалы ферромагнетиктиң магнитлик сиңиргишлиги белгиленген.

Солай етип, магнитлик сиңиргишлик болған μ шамасын бизлер

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

қатнасының жәрдеминде анықлайды екенбиз.

202-параграфтағы (10)-формула менен аңғартылатуғын μ менен магнитлениў коэффициенти χ ның арасындағы

түриндеги байланысты пайдаланып, магнитлениў векторы ның мәнисин табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Өзек майдан тәрепинен ийеленген барлық кеңисликти әмелий жақтан ийелейтуғын болғанлықтан (өзектеги саңлақ жүдә енсиз), тороидта жайластырылған өзектеги магнит майданының кернеўлиги өзексиз тороидтағы қа тең (202-параграфқа қараңыз). Сонлықтан, соленоид болған жағдайдағыдай, оның шамасы мынаған тең:

Бул теңликте - тороидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны. Сондай жоллар менен тоқтың ҳәр қыйлы күшлери ушын тың шамаларын өлшеп ҳәм саңлақтағы магнит майданының кернеўлиги ты өлшеў бойынша ның мәнислерин таўып [(1)-формула], ферромагнетиктеги ҳәр қыйлы болған кернеўликлери ушын (ямаса магнитлеўши майданның ҳәр қыйлы болған кернеўликлери ушын) менен лардың мәнислерин табыўға болады.

Өлшеўдиң нәтийжелерин графикалық түрде сүўретлеўге болады. Дәслеп магнитлениўдиң майданның кернеўлиги тан ғәрезлигине тоқтаймыз (219-сүўрет). Биз дәслеп магнитленгенликтиң тың өсиўи менен дәслеп кескин үлкейетуғынлығын, буннан кейин үлкейиўдиң киширейетуғынлығын ҳәм, ең ақырында, базы бир мәнисинен кейин оның буннан былай өсиўиниң ның үлкейиўине алып келмейтуғынлығын көремиз. Бул жағдай графиктиң горизонт бағытындағы участкасына сәйкес келеди. А.Г.Столетов тәрепинен ашылған бул қубылысты *магнитлик тойыныў* деп атайды. ның тан ғәрезлигиниң усындай характерин былайынша түсиндириўге болады: дәслеп үлкейиўши магнитлеўши майданның тәсиринде молекулалық магнит моментлериниң майданның бағытындағы бағытланыўының дәрежеси үлкейеди, бирақ, бул эффекттиң үлкейиўи менен еле бағытланбаған моментлердиң санлары кем-кемнен азаяды; ең ақырында, барлық молекулалық моментлер майдан бойынша бағытланған жағдайда ның буннан былай өсиўи тоқтайды ҳәм тойыныў қубылысы басланады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 219-сүўрет. Ферромагнетик ушын магнитлениў векторы ның кернеўлик тан ғәрезлиги. | 220-сүўрет. Ферромагнетик ушын магнит индукциясы ның кернеўлик тан ғәрезлиги. |

Магнит индукциясы ның магнитлеўши майдан ден ғәрезлиги уқсас болған график пенен көрсетиледи. Бирақ, теңлиги орын алатуғын болғанлықтан, бул графиктиң горизонт бағытындағы участкасы болмайды. Тойынғанда турақлы болып қалады, ал болса тың өсиўи менен сызықлы түрде өседи.

Магнит сиңиргишлик μ дың (ямаса магнитлениў коэффициенти χ ның) тан ғәрезлиги былайынша тәрийипленеди: олар дәслеп магнитлеўши майданның кернеўлигиниң өсиўи менен өседи, ал буннан кейин максимумға жетип, және де киширейеди. Магнитлеўши майдан тың үлкен мәнислеринде μ дың мәниси бирге, ал χ ның мәниси нолге умтылады. 221-сүўретте Столетовтың темирдиң магнитлениў коэффициенти χ ушын майданның кернеўлиги тың функциясы сыпатындағы иймеклиги көрсетилген. μ коэффициентиниң бир шамасына умтылыўы магнитлеўши майдан тың сондай үлкен мәнислеринде орын алады, бундай майданда

аңлатпасындағы молекулалық майданның кернеўлиги ты қа салыстырғанда есапқа алмаўға болады.

*Гистерезис* деп аталатуғын жағдайдың орын алыўы ферромагнетиклердиң жүдә әҳмийетли өзгешелиги болып табылады. Гистерезис қубылысының мәниси мынадан ибарат: магнитлениў (соған сәйкес магнит индукциясы да) тек тың берилген моменттеги мәнисинен ғана ғәрезли емес, ал оның буннан бурынғы мәнисинен де ғәрезли. 222 сүўретте ның тан ғәрезлиги келтирилген. Иймекликтиң шақасы магнитлениў биринши рет жүзеге келип атырғандағы майданы үлкейгендеги магнитлениў ның үлкейиўин береди. ноқаты тойыныўға сәйкес келеди (тойыныў өзиниң максималлық мәнисине шекем үлкейеди).

Егер, тойыныў жүзеге келгеннен кейин майданның кернеўлиги ни киширейтсек, онда магнитленгенлик ның мәниси иймеклиги менен емес, ал жаңа иймеклиги менен жүреди; кери бағытта жүргендеги тың сол мәнислерине ның үлкен мәнислери сәйкес келеди. теңлиги орынланғанда магнитлениў жоқ болмайды, ал кесиндисине сәйкес келетуғын қалдық магнитленгенлик сақланады. ның буннан былайғы киширейиўин болдырыў ушын магнитлеўши майданының бағытын қарама-қарсы тәрепке өзгертиў керек. Белгили болған базы бир мәнисинде магнитленгенлик жоғалады. кесиндиси менен аңғартылатуғын мәниси *коэрцитивлик күш* деп аталады. майданының кери бағытындағы майданды және де үлкейткенде, кери бағыттағы магнитлениў пайда болады. Бул жағдайда да тойыныўы жүзеге келеди. Егер буннан кейин магнит майданын үлкейеўге мәжбүрлесек, онда ның тан ғәрезлиги симметриялы иймеклигиниң жәрдеминде сүўретленеди. Бундай жағдайда гистерезис туйықланады деп айтады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 221-сүўрет. Ферромагнетик ушын магнитлениў коэффициенти χ ның майданның кернеўлиги тан ғәрезлиги. | 222-сүўрет. Гистерезис қурығы. |

Гистерезис қубылысының орын алатуғынлығына байланыслы магнитлеўши майданының бир мәнисине магнитленгенлик ның ҳәр қыйлы мәнислери сәйкес келеди. Мысалы, мынаған сәйкес келеди: 1) магнитленгенликтиң жоқ екенлигине ( ноқаты); 2) кесиндиси менен сүўретленетуғын магнитленгенликке (өзекти магнитленгеннен кейин орын алады); 3) кесиндиси менен сүўретленетуғын магнитленгенликке (өзекти қайтадан магнитлегеннен кейин орын алады).

Ҳәр қыйлы ферромагнитлик затлар ҳәр қыйлы гистерезис қурықларын береди. Техникалық қолланылыўы ушын гистерезистиң ҳәр қыйлы типлери талап етиледи. Киши коэрцитивлик күш пенен тәрийипленетуғын "жумсақ" магнитлик материаллар менен үлкен коэрцитивлик күшлер менен тәрийипленетуғын "қатты" магнитлик материалларды айырыў қабыл етилген. Жумсақ магнитлик материаллардың қатарына жумсақ темир, кремнийли полат, темирдиң никель менен қуймасы (айрықша "пермаллой" деп аталатуғын ҳәм өзиниң ишине ди алатуғын қуйма) киреди; бундай материалларды, мысалы, трансформаторлардың өзеклерин соғыў ушын пайдаланады. "Қатты" магнитлик материаллардың қатарына углеродлы ҳәм арнаўлы полатлар (мысалы, қурамында ҳәм болған "магнико" қуймасы). Бундай қатты материаллар турақлы магнитлерди соғыў ушын пайдаланылады. 223-сүўретте "жумсақ" ҳәм "қатты" материаллар ушын гистерезис иймекликлери көрсетилген.

XVII кестеде көп ушырасатуғын бир неше жумсақ магнитлик материаллар ушын магнит сиңиргишликтиң максималлық мәнислери болған лар, максималлық магнитлениў шамасының ҳәм коэрцитивлик күш ның мәнислери келтирилген. Усының менен бирге максималлық магнитлениў ушын диң ге көбейтилген мәнислери берилген. Себеби, 202-параграфтагы (7)-формула бойынша магнитлик индукция (тиккелей өлшенетуғын шама) менен қатнасы бойынша байланысқан.

|  |  |
| --- | --- |
| 223-сүўрет.  ) - "жумсақ" материаллар ҳәм ) "қатты" материаллар ушын гистерезис қурықлары. |  |

XVIII кестеде базы бир әдеттеги қатты магнит материаллар ушын көбеймесиниң сан мәнислери (бул көбеймеде - максималлық магнитлениў), көбеймесиниң сан мәнислери ( арқалы қалдық магнитленгенлик белгиленген) ҳәм коэрцитивлик күштиң мәнислери берилген.

XVII кесте

**Әдеттеги "жумсақ" магнит материаллардың қәсийетлери**

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Зат |  | , гаусларда | , эрстедлерде |
| Темир (таза)  Кремнийли темир  Пермаллой  Супермаллой | 5000  10000  100000  900000 | 21500  20000  16000  8000 | 1,0  0,2  0,05  0,004 |

Ферромагнит денелердиң магнитлениў процесси олардың сызықлы өлшемлери менен көлеминиң өзгериси менен жүреди. Бул қубылысты магнитострикция деп атайды. Эффекттиң шамасы менен белгиси магнит майданының кернеўлигинен ҳәм майданның бағыты менен кристаллық көшердиң арасындағы мүйештен ғәрезли (монокристаллық денелерде). Узайыўдың мәниси үлкен емес ҳәм, улыўма айтқанда, дәслепки узынлықтың жүз мыңнан бирин қурайды.

XVIII кесте

**Әдеттеги "қатты" магнит материаллардың қәсийетлери**

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Зат |  | , гаусларда | , эрстедлерде |
| Углеродлы полат  Вольфрам полат  Кобальт полат  Магнико | 10000  10500  90000  12500 | 20000  16500  16300  14000 | 42  65  250  575 |

**§ 204 Ферромагнетизмниң тәбияты**. Ферромагнетизм затлардың қатты фазасы менен айрықша түрде байланыслы. Ферромагнит элементлердиң еркин атомлары қандай да бир айрықша магнитлик қәсийетлерге ийе емес. XV кестеден темир менен хромның магнит моментлериниң бирдей екенлиги көринип тур. Бирақ, темир әдеттеги ферромагнитлик зат, ал хром болса әдеттеги парамагнетик. Ферромагнит емес болған затлардың ферромагнит қуймалары бар.

Парамагнетиклер жетиў мүмкин болған магнит майданларының барлығында тойыныў ҳалынан алыста жайласады. Бул ҳәтте ең күшли майданларда молекулалардың ориентациясы толық емес. Ферромагнетиклер болса, керисинше, тойыныў ҳалына жеңил түрде жетеди.

Қәлеген ферромагнетик ушын ферромагнитлик ҳал жоғалатуғын температура бар. Бул температурасы Кюри температурасы ямаса Кюри ноқаты деп аталады (усындай ноқаттың бар екенлигин ашқан француз физиги П.Кюрдиң фамилиясы бойынша). Кюри ноқатынан жоқарыдағы температураларда ферромагниттиң қәсийети әдеттеги парамагниттиң қәсийетиндей. Әдеттеги парамагнетиклердиң магнитлениў коэффициенти χ температураға байланыслы

нызамы бойынша өзгереди. Бул теңликте - берилген зат ушын турақлы шама (Кюри турақлысы). Ал ферромагнитлер ушын Кюри ноқатынан жоқары температураларда:

Таза темир ҳәм никель ушын Кюри ноқаты сәйкес 0C ҳәм 3650C шамаларына тең; бул температуралар көрсетилген затлардың балқыў температураларынан әдеўир төмен (темир ушын балқыў температурасы 15300C). Кюри ноқатында тек денелердиң магнитленгенлиги ғана жоғалып қоймайды, ал олардың бир қатар қәсийетлериндеги аномалиялар бақланады (мысалы жыллылық сыйымлығының, электр өткизгишликтиң ҳәм басқа да қәсийетлердиң аномалиялары); магнитострикция жоғалады. Кюри ноқатының бар екенлигин көрсететуғын ферромагнетизмниң ең әпиўайы теориясы Вейсс тәрепинен ислеп шығылды.

1892-жылы рус физиги Б.Л.Розинг биринши болып денелердиң ферромагнитлик қәсийетлерин түсиндириўге тырысты. Ол ферромагнетиклердиң ишинде қосымша "молекулалық магнит майданлары" бар деп болжады. Оның болжаўы бойынша, қосымша майданлар ферромагнетиктиң магнитленген киши областларында өзинен-өзи пайда болады. Сыртқы майдан болмаған жағдайда айырым усындай областлардың магнитлениў векторлары тәртипсиз түрде бағытланған ҳәм олар бир бирин компенсациялайды. Сыртқы майдан болған жағдайда векторлар бир бирин күшейтетуғындай болып бурылады ҳәм қосымша майданды береди. Бул гипотеза кейинирек (1907-жылы) Вейсс тәрепинен раўажландырылды. Ҳәзирги ўақытлардағы 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" тәртипсиз магнитленген, усының салдарынан дене орташа магнитленбеген. Сыртқы майдан айырым молекулалардың бағытын өзгертпейди, ал "өз-өзинен магнитленген областлар" ды өзгертеди. Нәтийжеде, ферромагнетикте тойынғанға шекемги күшли магнитлениўди пайда ете алады. Н.С.Акулов пенен М.В.Дехтяр тегисленген бетке себилген магнит порошоктың жәрдеминде магнитсизлендирилген ферромагнетиктиң өзинен өзи магнитленген областларының шегараларын айқынластыратуғын фигураларды алды (224-сүўрет).

Өз-өзинен магнитленген областлардың бар екенлиги әззи майданлардағы магнитлениў иймеклигиниң секирмели жүриси бойынша да дәлилленеди. Сыртқы майдан әстелик пенен өскенде ферромагнетиктиң кескин көтерилиў областындағы магнитлениўи секирмели түрде үлкейеди (225-сүўрет). Бул айырым областлардың магнитленгенлигиниң бағытының өзгериўи менен жүзеге келеди. В.К.Аркадьев магнитлениўдиң секирмели түрде өзгеретуғынлығын анықлайтуғын акустикалық усылды ислеп шықты.

Өз бетинше магнитленген областлардың бар болыўы көз-қарасы менен гистерезис қубылысын улыўма түрде айырым областлардың ориентацияларын өзгертиўге кесент беретуғын өзинше "сүйкелис" пенен түсиндириўге болады. Магнитлеўши майданның тәсири тоқтағаннан кейин усындай сүйкелистиң ақыбетинде өз бетинше магнитленген областлардың базы бир ориентациясы сақланады. Өз бетинше магнитленген областлардың толық тәртипсиз тарқалыўына "коэрцитивлик күш" кесент береди. Усы күштиң тәсирин жоғалтыў ушын кери бағыттағы магнит майданын түсирип, соның салдарынан затты магнитсизлендириўге болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 224-сүўрет. Магнитлениў областлары. | 225-сүўрет. Ферромагнетиктиң магнитленгенлигиниң секирмели өсиўи. |

Бул көз-қарастың дурыслығы ферромагнитлерди силкиўдиң салдарынан магнитленгенликтиң жоғалыўы менен тастыйықланады. Соның менен бирге қалдық магнитлениў, жоқарыда айтылып өтилгениндей, қыздырыўдың салдарынан жоғалады (Кюри ноқатында).

Магнитленген областлардың бағытларының өзгериўине кесент беретуғын "сүйкелистиң" болыўы ферромагнетиклердиң қәсийетлериниң өзгермели магнит майданындағы жийиликтен ғәрезли болатуғынлығына алып келеди. Бул ғәрезлик В.К.Аркадьев ҳәм ол басқарған хызметкерлер топары тәрепинен қысқа электромагнит толқынлар диапазонына шекемги жийиликлер ушын терең үйренилди. 1010 *гц* ҳәм оннан да жоқары жийиликлерде μ жийиликтен ғәрезли болыўын тоқтатады ҳәм бирге тең болады.

Ферромагнетизмниң тәбияты тийкарынан атомлық физиканың раўажланыўы менен анықланды. 1927-жылы Я.Г.Дорфман ферромагнит денелердеги тез қозғалатуғын электронлардың (β-нурларының) аўысыўын изертлеў бойынша өткерилген тәжирийбелерде электронлардың атомның ишиндеги қозғалысларының салдарынан пайда болған магнитлик өз-ара тәсирлесиў күшлериниң өз-өзинен магнитлениўге алып келе алмайтуғынлығын көрсетти. 1928-жылы Я.И.Френкель биринши болып өз-өзинен магнитлениўдиң квантлық механикада қаралатуғын "алмасыў күшлериниң" бар болыўының салдарынан жүзеге келетуғынлығын атап өтти. Белгили болған шараятларда электронлардың меншикли магнит моментлерин бир бирине параллель етип услап турады ҳәм бундай жағдай өз-өзинен магнитленген областлардың пайда болыўына алып келеди. Бул идея Гейзенберг тәрепинен майда-шүйдесине шекем ислеп шығылды.

Солай етип, ферромагнитлик қубылысларды электронлардың меншикли магнит моментлерин есапқа алған ҳалда квантлық механиканың тийкарында түсиниўге болатуғынлығы анықланды.

Ферромагнитлик қәсийетлер заттың кристаллық структурасы менен тығыз байланысқан болып шықты. Айқын материаллардың магнитлениў иймекликлери (гистерезис қурықлары) олардың майда кристаллық структурасынан ғәрезли ҳәм сыртқы тәсирлерге байланыслы өзгереди (мысалы, қыздырыў арқалы қайта ислеўден, созыўдан ҳ.т.б.). Гистерезис қубылысының өзи қурамалы тәбиятқа ийе ҳәм белгили бир дәрежеде өз-өзинен магнитленген областлардың арасындағы шегаралардың жылысыўы менен де байланыслы.

Ҳәзирги заман техникасында *ферритлер* деп аталатуғын магнитлик затлар үлкен әҳмийетке ийе. Олар мынадай химиялық бирикпелер болып табылады: бул формулада арқалы металларының бири (ямаса екеўи) белгиленген; мысалы ямаса ҳ.т.б. Ферритлер жумсақ ферромагнетиклер болып табылады. Усының менен бирге, олар өзлериниң электрлик қәсийетлери бойынша шама менен 102 - 108 ом·см омлық қарсылыққа ийе ярым өткизгишлер болып табылады. Бул жағдай ферритлерди электротехникада пайдаланғанда жүдә әҳмийетли. Себеби оларда зыянлы қуйын тәризли тоқлар пайда болмайды (Фуко тоқлары, 231-параграфқа қараңыз). Ферритлерден трансфрматорлардың өзеклерин, индукциялық катушкалардың стерженлерин ҳ.т.б. соғады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 226-сүўрет. Антиферромагнетик ушын магнитлениў коэффициенти χ ның температурадан ғәрезлиги. | 227-сүўрет.Турақлы магниттеги ампер тоқлары. |

Магнетиклердиң айрықша болған түрлериниң қатарына антиферромагнетиклер деп аталатуғын затлар киреди. Берилген ферромагнетик ушын анықланған температурасынан жоқары болған температураларында антиферромагнетик әдеттеги парамагнетикке айланады, олардың магнитлениў коэффициенти χ температура ның төменлеўи менен төменлейди ҳәм болған жағдайда нолге тең болады (226-сүўрет). температурасы төменги температуралар областында жатады (шама менен 20 - 30 K ҳәм төмен). Антиферромагнетиклерге мысал сыпатында ҳәм басқаларды көрсетиўге болады.

Тек квантлық механиканың тийкарында ғана антиферромагнетиклердиң қәсийетлерин теориялық жақтан түсиндириў мүмкин.

**§ 205. Турақлы магнитлер**. Ферромагнит затларда қалдық магнитлениўге ийе болыў мүмкиншилиги олардан *турақлы магнитлерди* алыўға мүмкиншилик береди. Турақлы магнитлер қандай да бир сыртқы дереклердиң тәсиринде пайда болған электр тоқлары болмаған жағдайларда қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди.

Турақлы магнитлер үлкен қалдық магнитлениўге ҳәм үлкен коэрцитивлик күшке ийе болған ферромагнитклерден соғылады ("қатты" полатлар).

Ферромагнит денелердеги қалдық магнитлениў спонтан магнитлениў областларының сақланыўы менен байланыслы. Бизлер буннан алдыңғы параграфта спонтан магнитлениў областларының өзлериниң электронлардың меншикли магнит моментлери менен байланыслы екенлигин көрсетиўге болатуғынлығын айтқан едик. Бирақ, қалдық магнетизмниң қәсийетлерин сапалы түрде түсиндириў ушын тек ғана электронлардың қозғалысын ҳәм усындай қозғалыстың салдарынан пайда болатуғын молекулалық тоқларды қараўға болады. Бундай жағдайда қалдық магнитлениўди молекулалық тоқлардың сақланатуғын бағыты менен байланыслы деп есаплаўға болады. Усының салдарынан қосынды молекулалық тоқ орташа нолге тең болмайды ҳәм ол магнит майданын пайда етеди. 227-сүўретте туўры магниттиң кесе-кесими көрсетилген. 202-параграфтағыдай таллаў өткерип, биз магниттиң ишинде молекулалық тоқлар бир бирин компенсациялайды деп есаплай аламыз. Бирақ, оның бетинде компенсацияланбаған қосынды тоқ қалады (молекулалық тоқ). Бул тоқ магниттиң бети бойынша ағады ҳәм, солай етип, туўры *магниттиң соленоид пенен уқсаслығын пайда етеди*.

Туўры ҳәм узын турақлы магниттиң майданының магнитлик кернеўлигиниң сызықлары соленоидтың сыртындағы кернеўлик сызықларына усайды (228-сүўрет). Магнит пенен соленоидтың арасындағы айырма мыналардан ибарат: соленоидта кернеўлик сызықлары бойынша жүре аламыз ҳәм ҳәр бир сызықтың туйық иймекликти пайда ететуғынлығына көз жеткеремиз. Турақлы магнитте магниттиң денесиниң ишиндеги кернеўлик сызықларының жүрисин биз тиккелей анықлай алмаймыз. Бизге кернеўлик сызықларының магниттиң арқа полюсы деп аталатуғын ушынан шығып, түслик полюс деп аталатуғын ушында киретуғындай болып көринеди. Туўры магнитке мысал ретинде стрелка түриндеги магнитти көрсетиўге болады (магнитлик стрелка).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 228-сүўрет. Туўры турақлы магниттиң кернеўлик сызықлары. | 229-сүўрет. Магниттиң көшерине перпендикуляр болған майданның кернеўлиги **H** тың қураўшысы. |

Туўры магнит бир текли магнит майданы тәрепинен бағытлаўшы тәсирди сезеди, бул тәсир магнитти магнит кернеўлиги тың сызықларының бағытына параллель етип жайластырыўға тырысады. Магнит кернеўлик сызықлары бағытында жайласқанда оған тәсир ететуғын күшлердиң моменти нолге тең болады (); магнит кернеўлик сызықларына перпендикуляр жайласқан жағдайда күшлердиң моменти максималлық мәнисине жетеди.

Буннан, моментиниң майданның кернеўлиги тың магниттиң көшерине перпендикуляр болған қураўшысы тәрепинен пайда етилетуғынлығын болжаў тәбийий:

Бул теңликте - магниттиң өзиниң қәсийетлеринен ғәрезли болған шама. 229-сүўреттен мынаған ийе боламыз: бул теңликте - магниттиң көшери менен майданның бағытының арасындағы мүйеш; Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

теңлигине ийе боламыз. Бул аңлатпаны соленоидқа тәсир ететуғын моменти ушын арналған формула менен салыстырсақ (192-параграф), онда олардың толық уқсаслығын көремиз. шамасы магниттиң *магнит моменти деп аталады*.

Солай етип, жоқарыда айтылғанларды жуўмақлап, биз сыртқы магнит майданы тәрепинен тоқ өтип турған контурға, соленоидқа ямаса магнит стрелкасына тәсир ететуғын күшлердиң жубының моментиниң бир (1)-формула менен аңлатылады деп айта аламыз. Тоқ өтип турған контур, бирдей магнит моментлерине ийе болған соленоид ҳәм магнит стрелкасы берилген майданда бирдей бағытлаўшы тәсирге ушырайды. Тоқ өтип турған контур болған жағдайда оның магнит моменти усы контурдан өтип турған тоқтың күши ҳәм майдан менен анықланады; магниттиң магнит моменти оның индивидуаллық қәсийетлеринен - оның өлшемлеринен ҳәм "магнитленгенлик дәрежеси бойынша анықланады.

Сыртқы магнит майданында жайласқан магнитке тәсир ететуғын күшлер оның барлық элементлерине түседи. Егер магнит стрелкасын екиге бөлсек, онда оның ҳәр бир бөлими сыртқы магнит майданында бағытлаўшы тәсирге ушырайды. Бирақ, бир қатар мәселелерди қарағанда бул күшлерди локализациялаў қолайлы. Бундай локализация мынадай пикирлеўлердиң тийкарында мүмкин. Қос күшлердиң моментиниң усы қос күшти пайда ететуғын күшлердиң биреўи болған тиң қос күштиң ийини болған шамасына көбеймесине тең. Соның менен бирге бирдей моментин пайда ете алатуғын барлық жуплар ушын шамалары бирдей, өзиниң тәсири бойынша эквивалент. Сонлықтан, магниттиң барлық элементлерине түсирилген барлық күшлер өзиниң қосынды моменти бойынша оның ушларына түсетуғын шамалары бирдей болған күшлерине эквивалент. Егер бул күшлер олардың моменти магнитке ҳақыйқатында тәсир ететуғын күшлерге тең етип сайлап алынатуғын болса, онда олардың бири майданның бағытында, ал екиншиси майданға қарама-қарсы жайласады (230-сүўрет).

|  |  |
| --- | --- |
| 230-сүўрет.  Магнитке тәсир ететуғын күшлердиң моментин анықлаўға. |  |

Солай етип, биз формаллық жақтан магнит майданы тәрепинен магнитке оның ушларына еки күши тәсир етеди деп есаплай аламыз. 230-сүўретте қос күшлериниң ийининиң шамасына тең екенлигин көремиз. Бул аңлатпада - магниттиң узынлығы; буннан олардың моментиниң шамасына тең болады. Бул моментке (1)-формула бойынша магнит майданы тәрепинен магнитке тәсир ететуғын күшлердиң моментин теңлестирсек, мынадай теңликти аламыз:

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

теңлигине ийе боламыз.

Буннан кейин, магниттиң магнит моменти менен электр диполиниң моменти дың арасындағы базы бир аналогияны (уқсаслықты) көрсете аламыз. Бул аналогия мынадай жағдайдан келип шығады: туўры ҳәм узын магнит өзинен жеткиликли дәрежеде қашықтағы ноқатта майданының кернеўлиги өзиниң магнит моментине пропорционал ҳәм оған шекемги қашықлықтың кубына кери пропорционал болған диполь пайда еткендей майданның кернеўлигин пайда етеди. Бирақ, усындай жағдайға қарамастан, бундай аналогия тек сыртқы ҳәм рәсимий характерге ийе. Бирақ, сонда да бир қатар жағдайларда есаплаўларды аңсатластыратуғынлығына байланыслы бул аналогия пайдаланылады. 124-параграфта биз электр диполиниң моментиниң еки денениң биреўиниң заряды дың олардың арасындағы қашықлыққа көбеймесине тең екенлигин көрдик:

Формаллық жақтан биз ҳақыйқатында магнит зарядларының жоқ екенлигин билсек те, магниттиң моменти ны оның узынлығы диң ойымыздағы магнит заряды ниң (ямаса, әдетте магнитлик массаға) көбеймесине тең деп есаплай аламыз. Бундай жағдайда магнит заряды қатнасатуғын мынадай формуланы жазыўымыз керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Ойымыздағы усындай магнитлик массалардың турған орынларын полюслер деп атаў қабыл етилген. (3)-теңликке сәйкес, полюслар магниттиң ушларында жайласқан. (3)-теңлик бойынша полюста жайласқан магнит массасы мынаған тең

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бул тенликте - магниттиң узынлығының бир бирлигине тийисли болған магнит моменти.

(2)- ҳәм (3)-теңликлерден

ҳәм, буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлигине ийе боламыз. Демек, ойымыздағы магниттиң магнит полюсине сан мәниси бойынша полюста жайласқан магнит массасы ниң сыртқы магнит майданының кернеўлиги тың көбеймесине тең күш тәсир етеди. Кернеўлик векторы тәрепке қарай бурылатуғын магниттиң ушын "арқа", ал, қарама-қарсы тәрепке қарай бурылатуғын ушты "түслик" полюс деп атаймыз. Егер "арқа полюста" жайласқан магнитлик масса ди оң, ал "түслик полюста" жайласқан магнитлик массаны терис деп есапласақ, онда (5)-теңликти векторлық түрде жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5*а*) |

Магнитлик масса ге тәсир ететуғын күш ти киргизиў көп мәселелерди таллаўды әпиўайыластырады (мысалы магнит стрелкаларының бағыты ҳәм тартылыўы мәселелери). Буннан, ҳақыйқатында да тәбиятта магнитлик массалар болмаса да, магнетизм ҳаққындағы тәлиматтағы магнитлик масса ҳаққындағы түсиниктиң базы бир дәрежеде сақланыўының себеби усының менен түсиндириледи. Бир текли магнит майданында күшлери стрелканы майданның бағытында жайластырыўға умтылады. Егер стрелка көшериниң бағыты магнит майданларының бағыты менен бағытлас етип жайластырылған болса, онда стрелкаға тәсир ететуғын күшлердиң 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 күшлердиң жубы стрелканы дәслепки ҳалына қайтарыўға тырысады (231*а* сүўрет). Керисинше, егер стрелка майданға параллель жайласқан болса, онда түслик полюстан арқа полюсқа қараған бағыт майданның бағытына қарама-қарсы, сонлықтан оны тең салмақлық ҳалдан шығарғанда стрелканы оннан да бетер бурыўға тырысатуғын күшлер пайда болады (231б сүўрет).

Көринип турғанындай, бир текли магнит майданында магнит стрелкасына (соленоид пенен тоғы бар контурға да) тек қос күшлер тәсир етеди. Магнит стрелкасы майдан бағытында жайласыў ушын бурылыўға умтылады. Егер магнит майданы бир текли болмаса, онда стрелкаға қос күшлерден басқа тоғы бар рамкаға бир текли емес майданда тәсир ететуғын күш сыяқлы оны илгерилемели қозғалыўға мәжбүрлейтуғын күш те тәсир етеди. Мейли, магнит стрелкасы сыртқы магнит майданының кернеўлигиниң бағытына салыстырғанда α мүйешине бурылған болсын (232-сүўрет). Әпиўайылық ушын, майданның кернеўлиги майданның өзиниң бағытына сәйкес келетуғын бағытта өзгереди деп болжайық. Мейли, стрелканың түслик полюсы жайласқан орындағы майданның кернеўлиги қа тең болсын; бундай жағдайда стрелканың арқа полюсы жайласқан орындағы майданның кернеўлиги шамасына тең болады. Бул аңлатпада шамасы майданның градиенти болып табылады. Усыған сәйкес, стрелканың полюсларына тәсир ететуғын күш мынаған тең болады:

Мейли, теңлиги орынлы болсын. Бундай жағдайда стрелкаға моменти шамасына тең күшлердиң моменти (бул аңлатпада - стрелканың магнит моменти) ҳәм

шамасына тең күш тәсир етеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 231-сүўрет. Сыртқы магнит майданында магнит стрелкасына тәсир ететуғын күшлердиң жубы. | 232-сүўрет. Бир текли емес магнит майданындағы магнит стрелкасына тәсир ететуғын күш. |

232-сүўретте көринип турғанындай, , буннан

ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

теңликлерине ийе боламыз.

Солай етип, бир текли болмаған магнит майданында стрелкаға оның магнит моменти ға, майданның градиенти болған шамасына пропорционал ҳәм α мүйешиниң косинусынан ғәрезли болған күш тәсир етеди.

Усы ўақытқа шекем алынған усы параграфтың барлық нәтийжелериниң тек бослықта жайласқан турақлы магнит ушын ғана емес, ал *магнитиктиң ишине жайластырылған магнит ушын да дурыс*. Бундай жағдайда барлық формулаларда жазылғанда магнит жайласқан орындағы *магнетиктеги магнит майданының кернеўлигин нәзерде тутыў керек*. Бул жағдайға түсиник 209-параграфта бериледи.

Бир текли болмаған майданға жайластырылған магнитке ямаса соленоидқа тәсир ететуғын күш магнитлердиң ҳәм соленоидлардың өз-ара тартысыўын ямаса ийтерисиўин түсиндиреди. Бир текли магнит майданында магнит (ямаса соленоидқа) тек бағдарлаўшы тәсирди сезеди. Егер еки магнитти (ямаса соленоидты) бир бирине жақын жайластырсақ, онда олардың ҳәр қайсысы екиншисиниң бир текли болмаған магнит майданында жайласады ҳәм усыған сәйкес, оған күшлердиң жубынан басқа майданның қайсы бағытта үлкейетуғынлығына байланыслы тартысыў ямаса ийтерисиў күши де тәсир етеди.

Магниттиң (ямаса соленоидтың) темирдиң бөлеклерин тартыўы усылайынша түсиндириледи. Бул бөлекшелер ең дәслеп майданда магнитленеди, ал буннан кейин магниттиң (ямаса соленогидтың) қасындағы магнит майданының бир текли емес екенлигине байланыслы илгерилемели қозғала баслайды.

**§ 206. Магнит индукциясының векторының сызықлары. Магнит индукциясы векторы менен магнит кернеўлигиниң векторының циркуляциясы. Шегаралық шәртлер**. Бизлердиң бослық ушын магнит майданының кернеўлигиниң сызықларын киргизгенимиздей, улыўма жағдайда *магнит индукциясының сызықларын* киргиземиз. Магнит индукциясы сызығы дегенде ҳәр бир ноқатында жүргизилген урынба усы ноқаттағы индукция векторы ның бағыты менен сәйкес келетуғын сызықты түсинемиз.

Индукция векторының бағытына нормаль бағытланған беттиң бир бирлиги арқалы сан мәниси бойынша усы беттиң шеклериндеги магнит индукциясына тең индукция сызықларын өткеремиз. Индукция сызықларының оған нормаль болған элементар майдан арқалы өтетуғын толық саны усы бет арқалы өтетуғын магнит индукциясының элементар ағысын анықлайды:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Ықтыярлы түрде бағытланған элементар бет болған жағдайда усы бет арқалы өтетуғын индукцияның ағысы мынадай теңликтиң жәрдеминде анықланалады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул теңликте арқалы индукция векторы менен бетине түсирилген нормаль ниң арасындағы мүйеш, ал арқалы ның ке нормаль бағытқа түсирилген қураўшысы белгиленген.

(2)-қатнас бойынша индукцияның ағысының бети арқалы өтетуғын элементар ағысының шамасы индукция векторының сызықлары нормалдың сайлап алынған бағыты менен сүйир ямаса доғал α мүйешин жасайтуғынлығына байланыслы оң да терис те болыўы мүмкин. Шекли бет арқалы өтетуғын индукцияның толық ағысы беттиң барлық элементлери арқалы өтетуғын элементар ағыслардың алгебралық суммасына тең, яғный

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Егер бет туйық болса, онда нормалдың оң бағыты сыпатында көлемнен шығатуғын сыртқы нормалдың бағыты қабыл етиледи; демек, берилген бет пенен шекленген көлемнен шығатуғын сызықлар оң ағысты, ал, көлемге киретуғын сызықлары терис ағысты береди.

Тәжирийбелер магнит индукциясы сызықларының барлық ўақытта туйық екенлигин көрсетеди; демек, қәлеген туйық бет ушын индукцияның киретуғын ҳәм шығатуғын сызықларының толық саны нолге тең; буннан қәлеген туйық бет ушын магнит индукциясының толық ағысының нолге тең болатуғынлығы алынады:

|  |  |
| --- | --- |
| . | (4) |

Бул электростатикадағы көлемниң ишинде зарядлар болмаған жағдай ушын Остроградский-Гаусс теоремасына уқсас (126-параграфқа қараңыз) ҳәм ҳеш қандай ҳақыйқый магнит зарядларының жоқ екенлиги фактына сәйкес келеди.

192-параграфта биз бослықтағы магнит майданында барлық ўақытта шәртиниң орынланатуғынлығын көрсеттик. Магнетиклер болған жағдайда индукция векторы ның туйық бет арқалы ағысы нолге тең:

Буннан, магнит майданының барлық ўақытта

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

шәртин қанаатландыратуғынлығы келип шығады.

Индукция ағысын өлшеўдиң бирликлери индукция менен беттиң майданының бирликлерин сайлап алыўдан ғәрезли. Егер -системасын пайдалансақ, яғный индукцияны гауссларда, ал беттиң майданын квадрат сантиметрлерде өлшесек, онда ағыс *максвеллер* деп аталатуғын бирликте алынады; солай етип, ағыстың -бирлиги индукция сызықларына перпендикуляр қойылған 1 *см2* бет арқалы индукциясы 1 *гс* болған тең өлшеўли магнит майданының индукция сызықларының ағысына тең.

векторының циркуляциясын қараймыз. 198-параграфта ықтыярлы контур бойынша магнит кернеўлиги векторының циркуляциясының ге тең екенлиги көрсетилди, бул көбеймеде - контур тәрепинен өзиниң ишине алынатуғын тоқтың күши. Магнетикте макроскопиялық ҳәм микроскопиялық тоқлар тәрепинен пайда етилетуғын толық магнит майданының кернеўлигиниң векторы менен аңлатылатуғынлығы көрсетилди. Демек, векторының циркуляциясы шамасына тең, бул аңлатпада ҳәм контур тәрепинен өзиниң ишине алынатуғын макроскопиялық ҳәм микроскопиялық тоқлардың күшлерин аңғартады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Молекулалық тоғын есаплаймыз. Контурдың ишинде өтетуғын компенсацияланбаған тоқтың молекулалық тоқлары контурдың сызықлары менен кесилисетуғын молекулалар тәрепинен пайда етилетуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Контурдың элементи менен кесилисетуғын қандай молекулалық тоқларының компенсацияланбайтуғын тоқлардың пайда етилетуғынлығын қараймыз. Молекулалық тоқларды күши ге тең болған ҳәм шамасына тең контур менен орап алынған майданға ийе деп көз алдымызға елеслетемиз. Бундай молекулалық тоққа сан мәниси ке тең магнит моменти сәйкес келеди; моментиниң бағыты контурдың элементи менен α мүйешин жасайды (233-сүўрет). Әлбетте, элементи орайлары ултаны ҳәм жасаўшысы ге тең болған цилиндрдиң ишиндеги молекулалық тоқларды ғана кеседи. Егер - көлем бирлигиндеги молекулалардың саны болса, онда усындай цилиндрдиң ишинде молекулалық тоқлардың дана орайы болады. Бул молекулалық тоқлар контур тәрепинен оның участкасында қамтып алынатуғын компенсацияланбайтуғын тоқты пайда етеди. участкасындағы компенсацияланбағын тоқтың күши мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

Орап алатуғын барлық контур тәрепинен қамтып алынатуғын молекулалық тоқтың күши ди контурдың барлық узынлығы бойынша (6)-аңлатпаны суммалаў жолы менен аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

Бирақ, айтылып өтилгенлер бойынша, шамасы молекулалық тоқтың моментиниң шамасына тең. Демек, шамасы көлем бирлигиниң моменти, яғный магнитлениў векторы болып табылады. Солай етип, (7)-аңлатпа бойынша мынаған ийе боламыз:

Бул аңлатпада - магнитлениў векторының элементине түсирилген проекциясы. ниң алынған мәнисин векторының циркуляциясы ушын жазылған (5)-аңлатпаға қойып,

теңлемесин аламыз. Поляризация векторының проекциясы бар ағзаларды теңликтиң шеп тәрепинен шығарып

аңлатпасына ийе боламыз. Жоқарыда айтылғандай, шамасы кернеўлик векторы болып табылады:

Демек, биз магнитлик кернеўлик векторының циркуляциясы ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

Солай етип, магнетик болған жағдайда да, магнитлик кернеўлик векторының циркуляциясы контур тәрепинен қамтып алынатуғын *макроскопиялық тоқтың* шамасының ге көбеймесине тең; магнитлик кернеўликтиң циркуляциясының аңлатпасына молекулалық тоқтың шамасы кирмейди.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 233-сүўрет.  Молекулалық тоқлардың санын есаплаўға. |

Ҳәр қыйлы магнитлик сиңиргишликке ийе болған еки заттың шегарасындағы индукция сызықларының қандай қәсийетке ийе болатуғынлығын қараймыз. Магнитлик сиңиргишликлери ҳәм шамаларына тең болған затлардың арасындағы шегараға ийемиз деп болжаймыз. Егер биз бөлип туратуғын шегараның киши участкасын алсақ, онда оны тегис, ал оның еки тәрепиндеги майданды бир текли деп есаплай аламыз. Магнитлик сиңиргишлиги болған заттағы магнит индукциясы векторының мәнисин ал магнитлик сиңиргишлиги болған заттағы магнит индукциясы векторының мәнисин арқалы белгилеймиз. Шегараның қасындағы ноқатлардағы магнит индукциясы векторы ны еки қураўшыға жайыўға болады. олардың бири айырып турған шегараға перпендикуляр, ал екиншиси - шегараға параллель. Бундай жағдайда:

Дәслеп магнит индукция векторларының шегараның еки тәрепиндеги нормаль қураўшыларының арасындағы байланысты табамыз. Оның ушын сынық цилиндр түриндеги туйық бет арқалы өтетуғын магнит индукциясы ағысын қараймыз (234-сүўрет). Бул цилиндрдиң ултанлары болған ҳәм шамалары бир бирине тең ҳәм шегараның участкасына параллель, ал жасаўшылары цилиндрдиң берилген бөлими жайласқан затлардағы индукция сызықларына параллель болсын. Бул цилиндрдиң бети арқалы өтетуғын толық ағыс, қәлеген туйық бет арқалы өтетуғын толық ағыстай, (4)-аңлатпа бойынша нолге тең болады.

Бул ағыс еки бөлимнен турады: ултаны арқалы өтетуғын ағысы ҳәм ултаны арқалы өтетуғын ағысынан. Қаптал бети арқалы өтетуғын ағыс индукция сызықларына параллель болғанлығы себепли нолге тең болады. Демек, мынаған ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

234-сүўретте сайлап алынған индукцияның сызықларының бағытында ағысы оң, ал ағысы терис. нормалын бөлип турған шегарада биринши заттан екинши затқа қарай бағытлаймыз. Бундай жағдайда ултаны ушын бул бағыт сыртқы нормаль болып табылады, ал ултаны ушын ол сыртқы нормалға салыстырғанда қарама-қарсы болады. Буннан ҳәм ултанлары арқалы өтетуғын ҳәм ағыслары ушын төмендегидей аңлатпаларды аламыз:

Биринши теңликтеги минус белгиси шамасының векторының бет элементине түсирилген сыртқы нормалдың бағытына түсирилген проекциясы болғанлығы себепли пайда болған. ҳәм шамаларын (8)-аңлатпаға қойып ҳәм теңлигиниң орынлы екенлигин аңғарып

теңлигин жаза аламыз ҳәм буннан мынадай теңликти аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

Солай етип, магнит индукциясының нормаль қураўшысы бир заттан екинши затқа өткенде өзгериске ушырамайды екен.

|  |  |
| --- | --- |
| 234-сүўрет.  ҳәм майданлары арқалы өтетуғын индукция векторының ағысы. |  |

ҳәм векторларының урынба қураўшыларының арасындағы қатнасты анықлаў ушын векторының циркуляциясы ушын арналған аңлатпаға итибар беремиз. Циркуляция алынатуғын контур сыпатында туйық контурын аламыз (235-сүўрет). Контурдың ҳәм тәреплери затты айырып турған шегараға параллель, ал ҳәм тәреплери шексиз киши. Затлардың арасындағы шегарада тоқлар жоқ деп есапланғанлықтан, бул контур бойынша векторының циркуляциясы нолге тең. Екинши тәрептен бул циркуляцияның еки орталықтағы векторлары арқалы аңлатылыўы мүмкин. контурын саат стрелкасының қозғалыў бағыты бойынша айланып өтемиз ҳәм бөлиў шегарасына түсирилген урынбаның бағыты сыпатында шептен оңға қарай бағытта аламыз (235-сүўрет). ҳәм участкаларын шексиз киши болжаған едик, сонлықтан барлық циркуляция ҳәм участкаларына тийисли болған ағзалар арқалы аңлатылады. ҳәм арқалы сәйкес еки заттағы кернеўликлерди белгилеп, мынаны аламыз:

Екинши ағзадағы минус белгиси төменги орталықтағы айланып шығыўдың бағыты урынбаның бағытына қарама-қарсы екенлиги менен байланыслы. шамасына қысқартып,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

яғный, кернеўлик векторының урынба қураўшысының еки азыттың арасындағы шегарадан өткенде өзгермейтуғынлығын көремиз. Магнит индукциясы векторына өтип, теңлигиниң орын алатуғынлығын еске алып

қатнасларына ийе боламыз. Бул қатнасларда ҳәм шамалары ҳәм векторларының бөлип туратуғын шегараға түсирилген урынбадағы проекциялары болып табылады. менен мәнислерин (9) ға қойып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (11) |

Солай етип, *магнит индукциясы векторы* *ның затлардың арасындағы шегараға урынба бағыттағы проекцияларының қатнасы бул затлардың магнитлик сиңиргишликлери болған μ лардың қатнасындай болады*.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 235-сүўрет.  Еки магнетиктиң арасындағы шегараның қасындағы айланып шығыў контуры. |

(9)- ҳәм (11) қатнаслары шегара арқалы өткендеги магнит индукциясы векторы ның өзгерисин анықлайды. Егер шегара индукция сызықларына перпендикуляр болмаса, онда индукция сызықларының сыныўға ушырайтуғынлығын аңсат көриўге болады. ҳәм векторларын шегараға параллель ҳәм шегараға перпендикуляр қураўшыларға жайып (236-сүўрет), биз мынаны аламыз:

Буннан, (9)- ҳәм (11)-қатнасларды пайдаланып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (12) |

қатнасын табамыз, яғный индукция векторларының еки заттағы нормалларға салыстырғандағы қыялық мүйешлериниң тангенслериниң қатнасы затлардың магнитлик сиңиргишлериниң қатнасындай болады екен. Магнит сиңиргишлиги μ киши болған заттан магнит сиңиргишлиги үлкен болған затқа өткенде индукция сызықлары перпендикулярдан аўысады ҳәм қойыўланады, яғный, оларға нормаль болған тегисликтиң бир бирлигиндеги саны үлкейеди. Егер бөлип туратуғын бет бир заттағы индукция сызықларына перпендикуляр болса, онда сызықлары басқа затқа сыныўсыз өтеди. ҳәм теңликлерин орынлы болғанлықтан, бул жағдайда индукция векторлары өзлериниң нормаль бағыттағы қураўшылары бойынша бир бирине тең болады:

Усының менен бирге (9)-шәрттен

теңлигине ийе боламыз, яғный, бул жағдайда еки заттың шегарасы арқалы өткенде индукция векторы өзгериске ушырамайды. Бул қатнасты биз 203-параграфта пайдаланған едик.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 236-сүўрет. Еки магнетиктиң арасындағы шегарадағы магнит индукциясы векторының сызықларының сыныўы. | 237-сүўрет. Ишинде қуўыслық бар денедеги магнит индукциясы сызықларының жайласыўы. |

Индукция сызықларының сыныў нызамына *магнитлик қорғаў* деп аталатуғын қубылыс тийкарланған. Магнитлик қорғаў мынадай жағдайдан жүзеге келеди: индукция сызықларының сыныўына байланыслы үлкен магнит сиңиргишликке ийе болған заттың ишиндеги магнит майданы нолге жақын болады. 237-сүўретте ишинде қуўыслығы бар үлкен магнит сиңиргишлик μ ге ийе заттағы индукция сызықларының жайласыўына мысал келтирилген. Қуўыслықтың ишиндеги индукция сызықларының сийрек жайласыўы сол орындағы магнит майданының ҳәлсиз екенлигин билдиреди. Әмелге магнитлик қорғаў ушын үлкен массаға ийе темир қаплар пайдаланылады.

**§ 207. Электростатикалық ҳәм магнит майданларының арасындағы аналогия**. Тарийхый жақтан магнетизм ҳаққындағы тәлимат турақлы магнитлер ҳаққындағы тәлимат сыпатында пайда болды. Сақланып келген аңызлар бойынша, шарўалар Киши Азиядағы әййемги Магнезия қаласының қасында табылатуғын темир рудасының бөлеклериниң бир бирине тартылатуғынлығын аңғарған. Магнезия қаласының атамасынан магнит сөзи келип шыққан. Магнитленген темир рудасы сезилерликтей қалдық магнитленгенликке ийе ҳәм, сонлықтан, турақлы магнитлер болып табылады.

XVII әсирдиң ақырында Кулон ноқатлық электр зарядларының арасындағы өз-ара тәсирлесиў нызамын тапқаннан кейин магнитлердиң арасындағы тап сондай тәсирлесиў нызамын табыўға тырысқан. Ол ҳақыйқатында да мынадай жағдайдың орын алатуғынлығын тапқан: егер еки жуқа ҳәм узын магнитти алса, онда полюслардың арасындағы қашықлық магнитлердиң узынлығынан киши ҳәм олардың кесе-кесиминен үлкен болғанда олардың полюсларының арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшиниң олардың арасындағы қашықлықтың квадратына кери пропорционал екенлигин тапты. Кулон "магнетизмниң муғдары" түсинигин киргизди, усыған байланыслы буннан кейинги магнит майданы ҳаққындағы тәлимат электростатикалық майдан ҳаққындағы тәлиматқа усаған ҳалда раўажланды. Бул аналогия электростатикалық ҳәм магнитлик майданларды тәрийиплейтуғын шамалардың атамаларының келип шығыўында анықлаўшы әҳмийетке ийе болады: биз электр майданының кернеўлиги ҳәм электростатикалық индукция , магнит майданының кернеўлиги ҳәм магнит индукциясы ҳаққында гәп етемиз. Бирақ, бул аналогиялар электростатикалық ҳәм магнит майданлардың тәбиятына барлық ўақытта дурыс сәйкес келе бермейтуғын болып шықты.

Биз электростатикалық ҳәм магнит қубылысларының арасында терең айырманың бар екенлигин көрдик. Электр зарядлары бар; электростатикалық майданның кернеўлик сызықлары бир зарядларда басланады ҳәм екинши зарядларда тамам болады ямаса шексизликке кетеди. Магнит майданы болса электр тоқларының қасында пайда болады, магнитлик кернеўлик сызықлары тоқты иймекликлер түринде орап алады ямаса шексизликке кетеди; тәбиятта ҳеш қандай магнит зарядлары жоқ. Соленоидтың ямаса туўры турақлы магниттиң магнит майданы менен (соленоидқа ямаса магнитке қатнасы бойынша сыртқы кеңисликтиң областында) электр диполиниң арасында аналогияны жүргизиўге болады.

Бир бири менен тәсирлесетуғын денелер арасындағы күшлердиң қашықлықтың квадратына кери пропорционаллық нызамы (Кулон нызамы) кернеўлик сызықлары бир текли радиаллық тарқалатуғын майданға сәйкес келеди. Электр зарядлары менен зарядланған денелер, усы денелердиң өлшемлеринен үлкен болған қашықлықларда кернеўлик сызықларының тап усындай тарқалыўын береди (16-сүўретке қараңыз); усы жағдайға байланыслы зарядланған денелердиң арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлери Кулон нызамы менен жүдә дәл аңғартылады (егер олардың өлшемлери арасындағы қашықлықтан киши болса). Тоқлар менен турақлы магнитлердиң ҳеш бир комбинациясы магнит кернеўлиги радиаллық тең өлшеўли тарқалған магнит майданын бере алмайды. Узын ҳәм жиңишке магниттиң полюсының қасындағы шекленген областта ғана кернеўлик сызықлары радиаллық бағытлар бойлап жайылады (238-сүўрет). Усы жағдайға сәйкес, соның менен бизиң ҳәзир ғана көрсеткенимиздей, магнит полюсларының өз-ара тәсирлесиўи ушын Кулон нызамы жүдә шекленген мәниске ийе болады.

|  |  |
| --- | --- |
| 238-сүўрет.  Туўры ҳәм узын магниттиң ушының қасындағы магнитлик кернеўлик сызықлары. |  |

Электростатикалық майдан ҳаққындағы тәлиматта электростатикалық майданның бослықтағы кернеўлиги ҳаққында гәп еткенде биз зарядына тәсир ететуғын күшти нәзерде туттық:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Диэлектрик қатнасқан жағдайда оның поляризациясының тәсиринде қосымша майданы пайда болады ҳәм сонлықтан мынадай теңликти жаза аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул теңликте - берилген ("еркин") зарядлар пайда еткен майданның кернеўлиги. Электростатикалық индукция ҳаққында гәп етилгенде биз берилген ноқаттағы майданның кернеўлиги менен

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

қатнасы бойынша байланысқан шаманы түсиндик. Поляризацияланған диэлектриктиң ҳалын биз поляризация векторы менен анықладық[[49]](#footnote-50):

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Поляризация коэффициенти диэлектриклик турақлы ε менен қатнасы түринде байланысқан; усы қатнастың тийкарында (3)- ҳәм (4)-формулалардан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлигин аламыз. Майдан менен ийеленген кеңисликти толтырып турған бир текли диэлектрик болған жағдайда барлық диэлектриклер ушын қосымша майданның кернеўлиги векторына қарама-қарсы бағытланған ҳәм

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

теңлигин қанаатландырады.

Бул жағдайда (2)- ҳәм (5)-формулаларды салыстырўдан: екенлигин, яғный бир текли диэлектрик майдан бар болған кеңисликти тутасы менен толтырып турғанда электростатикалық индукция векторы ның бослықтағы еркин зарядлар пайда еткен майданның кернеўлиги ге сәйкес келетуғынлығын көремиз. Улыўма жағдайда бундай сәйкес келиў орын алмайды (айрықша симметриялы жағдайдан басқа жағдайларда; 142-параграфтағы сноскаға қараңыз).

Ал магнитлик қубылыслар областында (196-параграфта айтылғанларға қараңыз), биз бослықтағы тоқ элементине тәсир ететуғын күштиң

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

шамасына тең болатуғынлығын көрдик. Бул теңликте - бослықтағы магнит майданының кернеўлиги. Магнетик болған жағдайда толық кернеўлик (оны магнит индукциясы деп атайды) өткизгишлер арқалы өтетуғын тоқлар тәрепинен пайда етилген кернеўлиги менен магнетиктиң магнитлениўиниң салдарынан пайда болған қосымша кернеўлигиниң қосындысынан турады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

Магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги ҳаққында гәп етилгенде биз берилген ноқатта магнит индукциясы менен былайынша байланысқан шамасын түсинемиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

Магнетиктиң ҳалы магнитлениў векторы менен тәрийипленеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

Магнитлениў коэффициенти магнит сиңиргишлиги μ менен қатнасы бойынша байланысқан. Усы қатнастың тийкарында (За) ҳәм (4а) формулаларынан мынадай теңликке ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |

Майдан бар болған кеңисликти толығы менен толтырып турған бир текли магнетик бар болған жағдайда қосымша майданның кернеўлиги болған векторының бағыты векторының бағытына қарама-қарсы (диамагнит денелер), векторының бағытына параллель (парамагнит денелер) болыўы да мүмкин. Еки жағдайда да мынадай теңлик орынлы болады (202-параграф):

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6а) |

Бул жағдайда (2а) ҳәм (5а) формулаларын салыстырып теңлигине ийе боламыз. Бирақ, мына жағдайды нәзерде тутыў керек: *магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги* *тың бослықтағы өткизгишлер арқалы өтетуғын тоқлар пайда еткен майданның кернеўлиги* *менен сәйкес келиўи тек бир жағдайда - майдан менен ийеленген кеңисликти бир текли магнетик толығы менен толтырып турған жағдайда ғана орын алады*.

Бундай сәйкес келиў бир текли болмаған магнетик болған улыўма жағдайда орын алмайды. Ҳақыйқатында да, бир текли болмаған магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги өткизгишлер арқалы өтетуғын тоқлар пайда еткен ҳәм Био-Савар-Лаплас нызамы бойынша табылатуғын кернеўлигине тең емес. 206-параграфта биз еки магниттиң арасындағы шегарада индукция векторы ның нормаль қураўшысының [(6)-формулаға қараңыз]

шәртин қанаатландыратуғынлығын көрдик. (3а) формуласы менен аңлатылатуғын ҳәм векторларының арасындағы қатнасты пайдаланып, мынаны аламыз:

Яғный, *еки магнетикти айырып турған шегарада магнитлик кернеўликтиң нормаль қураўшысы үзилиске түседи*; усы өзгешелиги бойынша кернеўлиги ден өзгешеликке ийе ( сызықлары барлық орынларда үзликсиз өтеди). Соның менен бирге бир текли болмаған, қәсийети бир ноқаттан екиншисине өткенде өзгеретуғын магнетикте магнетиктиң бир текли емес болғанлығына байланыслы тың өзгериўи орын алады.

(2)- ҳәм (2а) формулаларын салыстырыўдан мынадай жағдай келип шығады: *магнит индукциясы электр майданының кернеўлиги* *ге уқсас*. Айырма соннан ибарат, магнит майданының ге қарама-қарсы бағытланған болыўы да (диамагнитлик денелер), менен бағытлас болыўы да (парамагнитлик денелер) мүмкин, буннан магнит индукциясы ның ден киши де, үлкен де болыўы мүмкин.

Магнетиктеги *магнит майданының кернеўлиги* *электростатикалық индукция* *ға уқсас*. Бул (3)-, (5)- ҳәм (За), (5а) формулаларын салыстырыўдан келип шығады. Сол формулаларды салыстырыўдан магнит сиңиргишликке кери болған шамасының диэлектриклик турақлы ε ге уқсас екенлигин көриўге болады. (4)- ҳәм (4а) формулаларды салыстырыў қатнасының ге уқсас екенлигин көрсетеди. Биз және электростатикалық индукция векторы ның майдан тәрепинен ийеленген кеңисликти тутасы менен толтырып туратуғын тек бир ғана диэлектрик болған жағдайда еркин зарядлардың пайда еткен электростатикалық майданының кернеўлиги ге сәйкес келетуғынлығын көрдик; улыўма жағдайда векторы векторынан өзгеше; демек, бул жағдайда да векторы векторына усайды.

Диэлектриклер диамагнит затларға усайды. Затлардың басым көпшилиги ушын диэлектриклик турақлы ε ниң мәниси ден ғәрезсиз. Усыған сәйкес электростатикада көпшилик денелер гистерезиске ҳәм қалдық электростатикалық поляризацияға ийе болмайды. Тек ғана сегнет дузы менен титанның айырым дузлары бундай диэлектриклердиң қатарына кирмейди (146-параграфқа қараңыз). Олар гистерезиске ҳәм қалдық электризацияға (поляризацияға, *Аўдарыўшылар*) ийе ҳәм бундай қәсийетлери бойынша ферромагнит затларға усайды[[50]](#footnote-51).

**§ 208. Тоғы бар рамкаға тәсир ететуғын күшлер бойынша ҳәм вектораларын анықлаў**. 200-параграфта бизлер магнетикке киргизилген өткизгиш сымларға тәсир ететуғын күшлер бойынша векторын анықлаўдың қыйын екенлигин көрсеттик. Қатты магнетиктиң ишинде қуўыслықты соғыў керек; бул қуўыслыққа рамканы жайластырып, оның ишиндеги магнит майданының кернеўлигин анықлаўға болады. Бул кернеўликтиң шамасы басқа барлық шараятлар бирдей болғанда қуўыслықтың формасы менен өлшемлеринен ғәрезли болады.

Енди қуўыслықтың сондай формасы менен өлшемлерин сайлап алыўға болатуғынлығын ҳәм бундай жағдайларда өлшенген кернеўликтиң шамасының магнетиктиң ишиндеги ноқатларда шамасына ямаса шамасына тең болатуғынлығын көрсетемиз. Қуўыслықтың ишинде усы қуўыслыққа салыстырғанда сыртқы болып есапланатуғын магнетиктиң бөлими майданның қосымша кернеўлиги ты пайда етеди. Усының салдарынан рамкаға тәсир қуўыслықтың ишиндеги

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасына тең майданның кернеўлиги бойынша анықланады.

шамасы қуўыслықтың өлшемлери менен формасынан ғәрезли болады.

|  |  |
| --- | --- |
| 239-сүўрет.  Қуўыслықтың бетиндеги молекулалық тоқларды қосыў. |  |

Магнетиктиң ишинде жиңишке узын цилиндр түриндеги қуўыслықты пайда етемиз, оның көшери векторына параллель болсын. Магнетиктиң магнитлениўин молекулалық тоқлардың бирдей бағытының (ориентациясының) салдарынан пайда болған деп есаплаймыз. Бундай жағдайда қуўыслықтың шегарасында (239а сүўрет) компенсацияланбаған тоғы пайда болады. Егер элементар тоқлар саат стрелкасының қозғалыў бағытында жүретуғын болса, онда тоғы саат стрелкасының қозғалыў бағытына қарама-қарсы бағытланған. Әлбетте, бул тоғы шамасы бойынша магнитиктиң бөлегиниң бетиндеги элементар тоқлардың қосылыўынан пайда болатуғын ҳәм өлшемлери менен формасы бойынша қуўыслықтың өлшемлери менен формасына сәйкес келетуғын тоғының шамасына тең ҳәм бағыты бойынша қарама-қарсы (139 b сүўрет). 202-параграфта бундай тоғының өзи орап алатуғын магнетиктиң бөлегиниң ишиндеги майданның мынадай кернеўлигин пайда ететуғынлығы көрсетилди:

Бул теңликте - магнитлениў векторының сан мәниси (Қатаң түрде айтқанда, бул формула тек шексиз узын цилиндр ушын ғана дурыс. Узынлығы шекли болған цилиндр ушын оның ортасында қуўыслықтың бетиндеги тоқлардың радиусы узынлығына салыстырғанда қаншама киши болса, соншама дәл орынланады). тоғы тоғына қарама-қарсы бағытланған, усыған байланыслы ол қуўыслықтың ишинде мынадай кернеўликти пайда етеди:

Буннан, (1)-формула бойынша көрсетилген формаға ийе қуўыслықтың ишиндеги майданның кернеўлиги мынаған тең:

ямаса 207-параграфтағы (5а) бойынша

теңлигине ийе боламыз. Демек, қуўыслықтың ишиндеги көшери векторына параллель жиңишке, узын цилиндр тәризли қуўыслықтың орта бөлиминдеги майданның кернеўлигиниң 207-параграфтағы (3а) теңлиги менен анықланатуғын кернеўлигине тең екенлигин аламыз.

Егер усындай қуўыслықтың ишине рамканы орналастырсақ, онда оған тәсир ететуғын күшлердиң моменти ты өлшеўге мүмкиншилик береди.

Егер қуўыслықты ултаны векторының бағытына перпендикуляр болған кең қысқа цилиндр тәризли етип соқсақ, онда усындай қуўыслықтың орта бөлиминде тоғы оғада киши болған майданды пайда етеди: ; демек, бундай қуўыслықтың ишинде:

Солай етип, көшери векторына параллель болған қысқа, кең цилиндр тәризли цилиндрдиң орта бөлиминдеги майданның кернеўлиги магнетиктеги индукция векторы ға тең болады екен.

145-параграфта биз диэлектриктиң ишинде пайда етилген жиңишке узын формаға ийе болған ҳәм жасаўшылары кернеўлик сызықларына параллель болған қуўыслықтың орта бөлиминдеги электростатикалық майданның кернеўлигиниң диэлектриктеги майданның кернеўлиги менен сәйкес келетуғынлығын көрген едик.

Егер диэлектриктиң ишинде ултаны кернеўлик сызықларына перпендикуляр болған қысқа цилиндр тәризли қуўыслықты пайда етсек, онда усындай қуўыслықтың орта бөлиминдеги майданның кернеўлиги диэлектриктеги электростатикалық индукция ның мәнисине сәйкес келеди. Бул жуўмақтың бизиң векторы векторына, ал векторы векторына усаған деген жуўмағымызға қайшы келетуғындай болып көринеди. Бирақ, бул ондай емес. Диэлектрик болған жағдайда узын жиңишке цилиндрдиң ишиндеги майданның кернеўлиги ге сәйкес келеди, себеби қуўыслықтың бетинде пайда болатуғын қосымша бетлик қуўыслықтың ишиндеги ноқатлар ушын сезилерликтей тәсир жасай алмайды. Ал магнетик болған жағдайда болса, қуўыслықтың бетинде пайда болатуғын қосымша тоқлары қысқа ҳәм кең цилиндр ушын ҳеш қандай әҳмийетке ийе емес. Бундай жағдайда майданның кернеўлиги ға сәйкес келеди. Солай етип, ниң ға уқсас болатуғынлығын және алынады. Соның менен бирге мына жағдайды да есапқа алыў керек: диэлектрик болған жағдайда қысқа ҳәм кең цилиндр түриндеги қуўыслықтағы қосымша бетлик зарядлар сезилерликтей әҳмийетке ийе, ал магнетикте болса қосымша тоқлар жиңишке ҳәм узын цилиндр формасына ийе қуўыслықта сезилерликтей орынды ийелейди. Буннан, жоқарыда айтылғанларға сәйкес, векторын векторы менен салыстырыў керек.

Ең ақырында магнитлик индукция векторы ның мәнисин басқа усылдың жәрдеминде, атап айтқанда затлардың макроскопиялық структурасын қараўға өтиў арқалы анықлаўдың мүмкин екенлигин көрсетемиз.

векторын тоқ өтип турған қандай да бир макроскопиялық өткизгишке тәсири бойыншаанықлаўға тырысыўдың орнына, биз қандай да бир зарядланған элементар бөлекшениң қозғалысынан пайда болған элементар тоққа тәсир бойынша анықлай 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. Усындай элементар тоқтың жәрдеминде анықланған майданның кернеўлиги макроскопиялық өткизгишлер бойынша өтип турған тоқлар пайда еткен кернеўлигинен ҳәм қоңсылас молекулалар тәрепинен пайда етилген магнит майданының кернеўлигиниң қосындысынан турады. Бул қосынды майданның кернеўлигин арқалы белгилеймиз. Бизиң элементар тоғымыздың аныў ямаса мынаў молекуладан қандай қашықлықтан жайласқанлығына байланыслы ның ҳәр қыйлы мәнислери алынады. Бирақ, шамасы көп санлы тосыннан сайлап алынған ноқатлар ушын шамасының мәниси ҳәм магнетиктиң ишинде оның бөлекшелериниң тәртиплескен ориентациясы менен байланыслы болған қосымша майданы бойынша анықланады. Солай етип,

яғный шамасының мәниси индукция векторы ның мәнисине сәйкес келеди.

**§ 209. Соленоид пенен магниттиң арасындағы айырма**. Буннан алдыңғы параграфта көрсетилген **Н** ҳәм векторларының арасындағы айырмалар соленоидлар менен магнитлердиң өз-ара тәсирлесиўинде 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 (2а) формуласы бойынша

күши тәсир етеди. Соленоидқа тәсир ететуғын күшлердиң моменти магнит индукциясының шамасы бойынша теңлигиниң тийкарында анықланады. Бул теңликте - орталықтың магнитлик сиңиргишлиги. Магнит майданын пайда ететуғын тоқлардың шамасы өзгериссиз қалғанда, кеңисликти бир текли шексиз магнетик пенен толтырыў соленоидқа тәсир ететуғын күшлердиң моментин есе үлкейтеди.

Магнит болған жағдайдағы аўҳал басқаша болады. Магнит қатты дене болып табылады ҳәм кеңисликтиң усы магнит ийелеп турған бөлимин сол ўақытта басқа магнит ийелей алмайды. Басқа сөзлер менен айтқанда, магнит барлық ўақытта магнетиктиң ишиндеги қуўыслықта жайластырылған болады. Сонлықтан, бул қуўыслықтың ийелейтуғын орнын есапқа алыў зәрүр.

Магнитке қуўыслықтың ишинде пайда болатуғын майдан тәсир етеди. Мейли узын ҳәм туўры магнит базы бир тоқлар тәрепинен пайда етилген магнит майданында, оның кернеўлик сызықларын параллель етип жайластырылған болсын. Бизлер 208-параграфта бундай қуўыслықтың ишиндеги майданның кернеўлигиниң қа тең екенлигин көрдик. Усының салдарынан, магнит майданы тәрепинен туўры және узын магнитке майданның кернеўлиги тәрепинен анықланатуғын күш тәсир етеди. Демек, магнетиктиң болыўы магнитке тәсир ететуғын күшти өзгертпейди. 205-параграфта магнит полюсына тәсир ететуғын күштиң

шамасына тең екенлигин көрдик. Енди туўры ҳәм узын магнитти қарап атырған жағдайда бул формуланың бослық ушын да, магнетик болған жағдайда да дурыс екенлигин көремиз.

Егер магнит моментлери тең болса, онда бослықта узын магнит пенен соленоид бир бирине эквивалент. Бирақ магнетик болған жағдайда магнит пенен соленоидтың арасындағы айырма көринеди. Ҳакыйкатында да, егер биз еки соленоидқа ийе болсақ ҳәм бослықтағы олардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшиниң шамасы болса, онда кеңисликти магнетик пенен толтырғанда тәсирлесиў күшиниң шамасы ке тең болады. Егер биз соленоид пенен туўры ҳәм узын магниттиң өз-ара тәсирлесиўин қарайтуғын болсақ, онда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күши кеңисликти магнетик пенен толтырғанда да тап бурынғыдай болып қала береди. Солай етип, бир соленоидты магнит пенен алмастырыў күшти есе киширейтеди. Егер биз еки соленоидты да магнитлер менен алмастыратуғын болсақ, онда магнетикте еки қуўыслықтың бар болатуғынлығын есапқа алыў зәрүр болады. Бундай жағдайда еки туўры ҳәм узын магнитлердиң арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшиниң шамасы және есе кемейеди екен. Солай етип, егер еки туўры ҳәм узын магнит бослықтан бир бири менен күши менен тәсирлесетуғын болса, онда кеңисликти магнит сиңиргишлиги μ ге тең болған магнетик пенен толтырғанда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күши шамасына тең болады.

Жоқарыда айтылғанларды жуўмақлап, мыналарды аламыз:

1) тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күши μ ге туўры пропорционал;

2) туўры ҳәм узын магнит пенен тоқтың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күши μ ден ғәрезли емес;

3) туўры ҳәм узын магнитлердиң арасындағы өз-ара тәсирлесиў күши μ ге кери пропорционал.

Турақлы магнитлер ушын жоқарыда көрсетилген өз-ара тәсирлесиў күшлериниң μ ден ғәрезлиги тек туўры ҳәм узын болған магнитлер ушын ғана дурыс. Ықтыярлы формаға ийе болған магнитлер ушын күшлердиң магнит батырылған магнетиктиң магнит сиңиргишлиги μ менен ҳеш қандай әпиўайы ғәрезлигин көрсетиўге болмайды. Себеби, жоқарыда көрсетилип өтилгендей, магнетиктиң тутқан орны усы магнетиктиң ишинде магнит пайда еткен қуўыслықтың формасынан ғәрезли болады.

**§ 210. Магнит майданында тоғы бар контурды жылыстарғанда исленген жумыс**. 200-параграфта магнит майданында турған тоқтың элементине күшиниң тәсир ететуғыны ҳаққында айтылған еди. Оның бағыты шеп қол қағыйдасының жәрдеминде анықланады. Буннан, магнит майданында тоғы бар участканы жылыстырыўдың усы күшлер тәрепинен исленген жумыс пенен байланыслы екенлиги келип шығады. Бул жумыс ушын аңлатпаны табамыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 240-сүўрет.  Туўры сызықлы участкасы бар контур. |

Биз узынлығы ге тең туўры мүйешли қозғалмалы контурға ийемиз деп болжайық (240-сүўрет). Соның менен бирге, бул контур бағыты сызылма тегислигине перпендикуляр ҳәм сызылманың арғы тәрепине қарай бағытланған бир текли магнит майданында жайласқан болсын. Демек, индукция векторы турақлы ҳәм участкасына перпендикуляр. Шеп қол қағыйдасын пайдаланып, контурдың қозғалатуғын участкасына оң тәрепке қарай бағытланған күшиниң тәсир ететуғынлығын көремиз. теңлиги орынлы болғанлықтан, бул күштиң шамасы мынаған тең:

Бул күштиң тәсиринде участка оңға қарай қозғалады. Тоқтың күши ди турақлы деп есаплаймыз, бундай жағдайда участканы ара қашықлығы қа тең болған 1-аўҳалдан 2-аўҳалға көширгенде күши

жумысын орынлайды. көбеймеси участкасы көширилгенде оның басып өтетуғын майданына тең. Буннан мынадай теңликти аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

(1)-аңлатпаға магнит индукциясының ағысын киргизип

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

теңлигин аламыз ҳәм буннан жумыс ушын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул аңлатпа кесиндиси күшине параллель емес қозғалғанда да дурыс. Бул жағдайда мынадай теңликлер орынлы болады:

Бирақ көбеймеси және де участкасы басып өткен майданға тең, буннан мынадай аңлатпаны аламыз:

Солай етип *магнит майданында тоғы бар участка қозғалғанда исленген жумыс усы участкадағы тоқтың күшиниң магнит индукциясының келип өтилген ағысының көбеймесине тең болады*.

Алынған нәтийжени ықтыярлы майдан менен контурдың участкасы менен майданның ықтыярлы өз-ара ориентациясы ушын улыўмаластырыўға болады.

|  |  |
| --- | --- |
| 241-сүўрет.  Магнит майданында тоқ өтип турған участкасының орын алмастырыўындағы исленген жумысты есаплаўға. |  |

Тоғы бар контурдың кишкене участкасын аламыз ҳәм бул участканың орын алмастырыўын кишкене аўысыўларына бөлемиз; ҳәм участкаларын олардың шеклеринде индукция векторы турақлы болып қалатуғындай дәрежеде киши етип аламыз. Мейли, векторы менен диң бағытының арасындағы α мүйештиң шамасы ықтыярлы болсын (241-сүўрет). участкасына тәсир ететуғын күшиниң шамасы мынаған тең:

ҳәм лерге перпендикуляр болған күшиниң бағытын шеп қол қағыйдасы бойынша анықлаймыз. кесиндиси шамасына орын алмастырғанда ол базы бир тегис майданын басып өтеди. Бундай орын алмастырғанда күш мынадай жумысты орынлайды:

Бул теңликте шамасы күшиниң орын алмасыў тегислигине түсирилген проекциясы, ҳәм кесиндилериниң арасындағы мүйеш . Магнит майданында тоқ элементине тәсир ететуғын күштиң бағыты барлық ўақытта магнит индукциясына перпендикуляр болғанлықтан, орын алмастырыў тегислигинде жатқан күштиң проекциясы диң индукция векторының орын алмастырыў тегислигине перпендикуляр етип пайда етилетуғынлығы түсиникли. Буннан мынаны аламыз:

Бул теңликте арқалы индукция векторының орын алмастырыў тегислигине проекциясы белгиленген. Буннан

теңлиги келип шығады. Бирақ, ҳәм буннан элементар жумыс ушын

аңлатпасын аламыз. Басып өтилген беттиң майданы тиң бул тегисликке перпендикуляр бағытта түсирилген проекциясы болған шамасына көбеймеси элементиниң кесип өткен магнит индукциясының ағысы ке тең ҳәм буннан өзиниң мәниси бойынша (3)-формулаға сәйкес келетуғын

формуласын аламыз.

Алынған нәтийжени тоқтың шамасы орын алмастырыўдың ўақытында турақлы болып қалатуғын жағдайдағы тоқ өтип турған туйық контурды магнит майданында орын алмастырғанда исленген жумысты есаплаў ушын қолланыўға болады. Әлбетте, оның ушын контурды ойымызда айырым участкаларға бөлиўимиз ҳәм усы участкалардың орын алмастырыўында оларға тәсир ететуғын күшлердиң ислеген жумысларын суммалаў керек. 242-сүўретте 1-аўҳалдан 2-аўҳалға орын алмастыратуғын тоқ өтип турған контур көрсетилген. Контурдың орын алмастырыўы сызылма тегислигинде жүзеге келеди, ал магнит майданы сызылма тегислигине перпендикуляр ҳәм сызылма тегислигиниң арғы тәрепине қарай бағдарланған; контурдағы тоқ саат стрелкасының қозғалыў бағытында өтеди. Бундай жағдайда контурдың ярымындағы ҳәр бир элементине түсетуғын күш орын алмастырыўдың бағыты менен сүйир мүйешти пайда етеди ҳәм, демек, белгиси терис болған жумысты орынлайды. Егер биз ҳәр бир элемент ушын исленген жумысларды суммалайтуғын болсақ, онда участкасына түскен күшлердиң толық жумысын аламыз. Ҳәр бир элементти қозғағанда исленген жумыс тоқтың күши менен орын алмастырыўдың барысында кесип өтилген индукцияның ағысының көбеймесине тең, демек, жумыслардың қосындысы тоқтың күши диң участкасы тәрепинен аўҳалына келемен дегенше кесип өтилген индукцияның ағысының көбеймесине тең

242-сүўреттен шамасының фигураның майданы арқалы өтип атырған индукцияның ағысы екенлигин көринип тур. участкасын аўҳалына алып келгендеги исленген жумыстың белгиси оң болады, себеби, оң қол қағыйдасы бойынша, бул участканың элементине орын алмастырыў бағыты менен сүйир мүйешти қурайтуғын күшлер тәсир етеди. Бул жумыстың сан мәниси тоқтың күши менен участкасы тәрепинен кесип өтилетуғын индукцияның ағысының көбеймесине тең, ал бул ағыстың мәниси болса ге тең. Әлбетте, бул ағыс фигурасы арқалы өтетуғын ағысқа тең.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 242-сүўрет.  Тоқ өтип турған туйық контурды магнит майданында қозғағанда исленген жумысты есаплаўға. |

Солай етип, мынаны аламыз:

қосынды жумысы биз қарап өткен жумыслардың қосындысына тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

айырмасының тоқ өтип турған контур тәрепинен шекленген майдан арқалы өтетуғын магнит индукциясының өзгерисине тең екенлигин аңсат көриўге болады. Ҳақыйқатында да: арқалы өтетуғын ағыс қурамлық бөлим сыпатында ағысына да, ағысына да киреди, демек, айырмасы усы бет арқалы өтетуғын ағысты өзиниң ишине алмайды. ҳәм бетлери арқалы өтетуғын ағыслардың айырмасы ғана қалады. Сонлықтан, ең ақырында мынаған ийе боламыз: *өтип турған тоқтың шамасы турақлы болған туйық контурды бир аўҳалдан екинши аўҳалға жылыстырғанда исленген механикалық жумыс контурдағы тоқтың күшиниң магнит индукциясының контур тәрепинен дәслепки аўҳалдағы және кейинги аўҳалдағы кесип өтилген ағысларының айырмасына тең болады екен*. Демек, егер контур тәрепинен шекленген майдандағы магнит индукциясының ағысы өзгермейтуғын болса, онда орын алмасыўда исленген жумыс нолге тең болады. Егер, мысалы, тоқ өтип турған 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 барлық ўақытта турақлы болып қалады деп есапладық. Кейинирек (XX бапта) биз белгили болған шараятларда контурдың орын алмастырыўының барысында электромагнитлик индукция қубылысының контурдағы тоқтың күшиниң мәнисин өзгерте алатуғынлығын да көремиз. Сонлықтан, егер бундай жағдайларда контурдағы тоқтың күши ди турақлы етип услап турыў ушын илажлар қолланылмаса (мысалы, ўақыттың зәрүрли болған моментлеринде қосымша батареяларды ҳәм реостатларды жалғаў жолы менен), онда (3)- ҳәм (4)-формулалар *усындай шексиз киши орын алмастырыўлар ушын кеткен ўақыттың ишинде тоқтың күши ди турақлы деп есаплаўға болатуғын контурдың шексиз киши орын алмастырыўлары ушын ғана дурыс болады*. Бундай жағдайда шекли орын алмастырыўда исленген жумысты интеграллаў жолы менен анықлаўға болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 243-сүўрет.  Рамканың майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысын есаплаўға. |

(4)-аңлатпа орынланған жумыстың тек шамасын ғана емес, ал белгисин де береди. Оның ушын индукцияның қандай ағысының оң екенлигин анықлап алыў керек. Контурдың бетине түсирилген оң нормаль менен сүйир мүйешти пайда ететуғын магнит индукциясының сызықлары оң ағысты пайда етеди; нормалының оң бағыты контурдағы тоқтың бағыты менен бурғы қағыйдасы бойынша байланысқан (243-сүўрет). Бундай жағдайда, егер беттиң майданы арқалы индукцияның ағысы үлкейетуғын болса, онда контурдың элементлерине тәсир ететуғын күшлер оң жумысты ислейди; егер беттиң 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. Бетиниң майданы ке тең ҳәм тоғы өтип турған тегис рамканы қараймыз. Рамканың бетине бағыты бурғы қағыйдасы бойынша анықланатуғын нормалын жүргиземиз.

Мейли, нормалы индукцияның сызықлары менен α мүйешин жасайтуғын болсын. Бундай жағдайда рамканың бетиниң майданы арқалы өтетуғын ағыс мынаған тең (243-сүўрет):

Рамканы бурғанда мынадай жумыс орынланады [(4)-формулаға қараңыз]:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бул аңлатпада ҳәм арқалы рамканы бурмастан бурынғы ҳәм бурғаннан кейинги нормаль менен индукция сызықларының арасындағы мүйешлер белгиленген. шамасының рамканың магнит моменти екенлигин есапқа алып, (5)-аңтапаны былайынша көширип жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

|  |  |
| --- | --- |
| 244-сүўрет.  Сырғанайтуғын контактлары бар айланатуғын диск. |  |

2. Сырғанайтуғын контакты бар дискти айландырғанда исленген жумыс. Мейли метал диск магнит майданының күш сызықларына нормаль бағытта қойылған болсын. Диск өзиниң орайы арқалы өтетуғын күш сызықларына параллель қойылған көшериниң дөгерегинде айланатуғын болсын (244-сүўрет). Дискке тоқ сырғанайтуғын ҳәм контактларының жәрдеминде алып келинеди ҳәм диск бойынша радиаллық бағытта өтеди[[51]](#footnote-52). Егер магнит майданы сызылма тегислигиниң арғы тәрепине қарай бағытланған ҳәм тоқ радиус арқалы жоқарыдан төменге қарай өтетуғын болса, онда тоққа майдан тәрептен оң тәрепке қарай бағытланған күш тәсир етеди ҳәм диск айлана баслайды. Бул жағдайда тоқтың контуры арқалы өтетуғын индукцияның ағысы турақлы болып қалады, бирақ, сонда да жумыс орынланады. Буның себеби мынадан ибарат: бул жағдайда тоқ белгили болған өткизгиш сымлар арқалы емес, ал үзликсиз айланатуғын дисктиң ҳәр қыйлы болған радиуслары арқалы өтеди. Дискти шексиз киши мүйешке бурғанда бойы бойынша тоқ өтип турған радиус та мүйешке бурылады ҳәм ол

шамасына тең майданды басып өтеди. Бул теңликте арқалы дисктиң радиусы белгиленген. Усы майдан арқалы өтетуғын индукцияның ағысы шамасына тең. Дисктиң үзликсиз түрде айландырғанда контактқа жаңа радиуслар келе баслайды ҳәм олардың барлығы тәрепинен басып өтилген майдан мынадай формуланың жәрдеминде анықланады:

Дисктиң бир толық айланыўы ушын буннан ҳәм индукцияның ағысының өзгериси шамасына тең. (4)-формула бойынша бундай жағдайда орынланған жумыстың мәниси

шамасына тең болып шығады.

Бул мысал (4)-формуланы сырғанаўшы контактлар бар жағдайда тоқ тутас қозғалатуғын өткизгиш арқалы өтетуғын жағдайда абайлап пайдаланыўдың керек екенлигин көрсетеди.

**§ 211. Магнит шынжырының нызамлары**. Магнит индукциясының ағысы өтетуғын магнетиклердиң ағысын *магнит шынжыры* деп атайды. Егер ағыс бир орталықтан екинши орталыққа тутасы менен өтетуғын болса, онда биринши ҳәм екинши орталықтың магнит индукциясының ағысларының избе-из жалғаныўы ҳаққында гәп етиледи; егер ағыс бир неше ағысларға бөлинип, оннан кейин олар қайтадан қосылатуғын болса, онда ағысларының параллель жалғаныўы ҳаққында айтамыз.

Тороидтың орамлары арқалы өтетуғын индукцияның ағысы тармақларға бөлинбеген магнит шынжырына мысал болады. Тороидты қараймыз ҳәм оның орамларының санын , көшериниң узынлығын , ал кесе-кесимин арқалы белгилеймиз. Орамлар материалының магнит сиңиргишлиги μ болған сердечникке оралған ҳәм орамлар арқалы тоғы өтетуғын болсын. Тороидтың көлденең кесими арқалы өтетуғын ағыс ушын аңлатпаны жазамыз. Майданда бир текли ҳәм тороидтың көшериниң бағытында бағытланған деп есаплап, мынаған ийе боламыз:

199-параграфтағы (1)-формула бойынша тороидтың ишиндеги магнит майданының кернеўлиги тың мәниси шамасына тең ҳәм бул аңлатпада арқалы тороидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны белгиленген. Буннан

теңлигиниң орынлы екенлигин еске алып

теңлигин жаза аламыз, ал бул теңликти

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

түринде жазыўға болады.

Бул формула шынжыр участкасы ушын жазылған Ома формуласына формаллық жақтан усайды.

Ҳақыйқатында да, егер аңлатпаны *магнит қозғаўшы күш* деп атасақ ҳәм оны арқалы белгилесек, ал бөлиминдеги шамасын *магнитлик қарсылық* деп атасақ, яғный

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |
|  | (3) |

белгилеўин қабыл етсек, онда (1)-формула мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

(1а) формуладан мынадай жуўмақ шығарамыз: *магнит индукциясының ағысының сан мәниси магнит қозғаўшы күш* *ниң шынжырдың магнитлик қарсылығы* *ниң қатнасына тең*. Магнитлик қарсылықтың шынжырдың узынлығына туўры пропорционал ҳәм шынжырдың кесе-кесиминиң майданы менен шынжырдың магнитлик сиңиргишлигине кери пропорционал. Магнит қозғаўшы күш көбеймесине туўры пропорционал, ал бул шама магнит шынжыры менен орап алынатуғын тоқтың толық күшине тең.

Егер (1)-формулада тоқтың күши ди абсолют электромагнитлик бирликлерде, менен ти сәйкес сантиметр ҳәм сантиметрдиң 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 коэффициентти киргизиў керек болады; бундай жағдайда:

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте менен , бурынғыдай, сантиметрлерде ҳәм сантиметрдиң квадратында аңғартылған. Бирликлердиң халық аралық системасындағы магнит қозғаўшы күш менен магнитлик қарсылығының бирликлери ҳаққында төменде айтылады (223-параграф).

Магнит қозғаўшы күш пенен магнитлик қарсылығы шамалары сыяқлы шамалардың киргизилиўи электрлик ҳәм магнитлик шынжырлардың арасындағы формаллық аналогияның еле де бар екенлиги менен байланыслы. Бул жағдайды көрсетиў ушын магнит шынжырының избе-из жалғанған участкаларын қараймыз. Егер биз магнит сиңиргишлиги μ, узынлығы болған өзекте узынлығы , ал магнит сиңиргишлиги болған ҳаўа саңлағы бар деп болжасақ, онда ағыслардың избе-из жалғаныўына жоқарыда қарап өтилген тороид хызмет ете алады (245-сүўрет). Биз ҳәзир ағыстың мәнисин бул саңлақтың әдеўир өзгертетуғынлығын көремиз.

|  |  |
| --- | --- |
| 245-сүўрет.  саңлағы арқалы өтетуғын магнит ағысы. |  |

Бул жағдайдағы ағысты табыў ушын тороидтың орта сызығы болған контур бойынша векторының циркуляциясы ушын жазылған аңлатпадан пайдаланамыз. Усы контур тәрепинен қамтып алынған толық тоқ ге тең (тороидтың барлық орамларындағы тоқ). Нәтийжеде мынадай аңлатпаны аламыз:

Тороидтың ишиндеги магнит майданының кернеўлиги оның ортасындағы сызық пенен сәйкес болатуғын болғанлықтан өзектеги кернеў менен саңлақтағы кернеўди ҳәм арқалы белгилеп,

түриндеги ямаса ҳәм шамаларының орнына ҳәм магнит индукцияларын киргизип, мынадай аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бул қатнасқа өзекте де, саңлақта да бирдей болған ағысын киргиземиз.

Мейли, тороидтың орамларының кесе-кесиминиң майданы ке, aл ағыс өтетуғын саңлақтың кесе-кесиминиң майданы ге тең болсын (саңлақтағы ағыстың кесе-кесими турақлы деп болжаймыз). Бундай жағдайда

ҳәм буннан кейин (4)-формула мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бирақ көбеймеси магнит қозғаўшы күш ал ҳәм шамалары болса сәйкес өзектиң ҳәм саңлақтың магнитлик қарсылықлықлары бола алады. Буннан

формулалары алынады. арқалы қарсылықлардың қосындысы болған шамасын белгилеп,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |

формуласына ийе боламыз.

ағысы және магнит қозғаўшы күш ниң магнитлик қарсылығы ге қатнасы бойынша анықланады, ал *шынжырдың магнитлик қарсылығы болса оның избе-из жалғанған участкаларының магнитлик қарсылықларының қосындысына тең*.

Енди магнитлик шынжырдың параллель тармақларға бөлиниўин таллаймыз. Усындай тармақланыў 246-сүўретте көрсетилген.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 246-сүўрет.  Магнит шынжырының параллель тармақларға бөлиниўи. |

Шынжырдың ортаңғы бөлиминде магнит қозғағыш күшиниң пайда болыўына алып келетуғын орам қойылған Шынжырдың ортаңғы бөлиминдеги индукцияның ағысы болған шамасы шынжырдың басқа бөлиминдеги ҳәм ағысларға тармақланады, демек,

Бир бири менен параллель тутасқан бөлимлер ушын мынадай қатнасларға ийе боламыз:

Бул теңликлерде ҳәм арқалы ағыслар өтетуғын участкалардың магнитлик қарсылықлары, ал арқалы магнит қозғаўшы күш белгиленген. теңлиги орынлы болғанлықтан,

теңликлери келип шығады. Буннан параллель тутастырылған участка ушын толық қарсылық диң параллель тутастырылған өткизгишлердиң қарсылығындай

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

қатнасының жәрдеминде анықланатуғынлығын көремиз.

Магнит шынжырының жоқарыда келтирилген нызамларына электромагнитлердиң, яғный интенсивли магнит майданларын алыўға мүмкиншилик беретуғын әсбаплардың дүзилиси тийкарланған. Электромагнитлерде магнит майданы соленоид бойынша өтетуғын тоқ тәрепинен қоздырылады; майданды күшейтиў ушын соленоидқа темир өзеклер киргизиледи. Темир өзектиң тутатуғын орнын айкынластырыў ушын мынадай жағдайды таллаймыз. Мейли, узынлығы кесе-кесиминиң майданы ҳәм орамлардың улыўмалық саны болған тороид болсын. Бундай жағдайда күши ге тең болған тоқ өтип турған тороидтың ишинде кернеўлиги

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

шамасына тең магнит майданы пайда болады.

Енди тороидтың ишине оны толығы менен толтырып туратуғын темир өзекти киргиземиз; мейли, тек енсиз жуқа саңлақты ғана бос қалдырамыз (245-сүўрет). Саңлақтың ишиндеги майданның кернеўлиги ты анықлаймыз. Оның ушын дәслеп тороидтың ишиндеги индукцияның ағысын (5)-формула бойынша анықлаймыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

Бул теңликте - темир өзектиң узынлығы, μ - оның магнитлик сиңиргишлиги, - саңлақтың кеңлиги, - саңлақтағы ағыстың кесе-кесиминиң майданы (саңлақтағы ҳаўаның магнитлик сиңиргишлиги ди 1 ге тең деп есаплаймыз). Егер саңлақ теңсизлиги орынланатуғындай дәрежеде жуқа болса, онда (8)-формуланың бөлиминдеги ағзасын шамасына салыстырғнада есапқа алмаўға болады ҳәм бундай жағдайда ағыс ушын мынадай формулаға ийе боламыз:

Өзектеги индукция мынаған тең болады:

Жуқа саңлақта индукция сызықлары өзекти саңлақтан айырып турған шегараға түсирилген нормалдың бағытында жайласады. Сонлықтан саңлақтың ишиндеги индукция өзектеги индукция ға тең болады (206-параграф).

Магнит сиңиргишлиги болған саңлақ областында магнит майданының кернеўлиги буннан, жуўық түрде теңлиги орынланады деп есаплап, мынадай формуланы аламыз:

Бул аңлатпаны (7)-формула менен салыстырып, биз жеткиликли дәрежедеги енсиз сақлақта майданның кернеўлигиниң тороидта өзек болмаған жағдайдағыдан μ есе үлкен болатуғынлығын көремиз.

Өзеги бар тап усындай тороид сақыйналы электромагнит болып табылады. Әдетте, лабораториялық электромагнитлерге бир қанша басқа түрди береди, бирақ, темир өзекти пайдаланыўдың эффективли болыўы ушын магнит шынжыры дерлик туйық ҳәм ҳаўа саңлағының ени жүдә енсиз болыўы керек. 247-сүўретте көп пайдаланылатуғын лабораториялық электромагнитлердиң бири көрсетилген. Электромагнитлердеги өзектиң тутқан орнын дурыс баҳалаў ушын усы өзек соғылатуғын темир ушын магнит сиңиргишлик μ дың майданның кернеўлигинен ғәрезли екенлигин есте тутыў керек. Сонлықтан, майданның кернеўлигиниң ҳәр қыйлы кернеўликлериндеги өзектиң тутқан орны ҳәр қыйлы. Электромагниттиң магнит шынжырының енсиз саңлағы орын алғанда, ондағы магнит майданының кернеўлиги сан мәниси бойынша өзектеги индукция ға тең. Ал, өзектеги ның майданның кернеўлиги тан ғәрезлиги 220-сүўретте көрсетилгендей характерге ийе. Өзектеги майданның кернеўлиги электромагниттиң орамларындағы тоқтың күши ге пропорционал. Буннан орамдағы тоқтан ның ғәрезлиги, ал демек, саңлақтағы майданның кернеўлиги диң ғәрезлиги 220-сүўретте келтирилген иймекликке усаған иймеклик пенен аңғартылады. Өзеги темирдиң белгили болған сортынан исленген белгили болған электромагнит ушын диң ден ғәрезлиги 248-сүўретте келтирилген. Тап усы сүўретте тоқтың күши диң өсиўи менен тың өсиўин көрсететуғын туўры да келтирилген. Егер электромагнитте өзек болмағанда, онда ол пайда еткен магнит майданы кернеўлигине ийе болған болар еди. Көринип турғанындай, дәслеп тоқтың күшиниң өсиўи менен кернеўлиги қа салыстырғанда тезирек өседи. Бул жағдай тойыныў боламан дегенше ҳәм темирдиң магнит сиңиргишлиги μ үлкен болмаған жағдайда орын алады. Тойыныў жүзеге келгеннен кейин диң буннан кейинги өсиўи сызықлы характерге ийе болады, майданның кернеўлиги барлық ўақытта тан кесиндисиниң узынлығы менен анықланатуғын бир шамаға үлкен болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 248-сүўрет. Электромагниттиң полюсларының арасындағы магнит майданының кернеўлиги диң орамлардағы тоқтың күши ден ғәрезлиги. |
| 247-сүўрет. Электромагнит. |

Төмендегидей айқын мысалды таллаймыз. Мейли, тороидтың темир өзегиниң узынлығы (245-сүўрет) см, саңлақтың кеңлиги см, тороидтың кесе-кесиминиң майданы см2, орамлардың толық саны ҳәм орамлар арқалы күши болған тоқ өтип турған болсын. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, өзектиң магнит сиңиргишлиги μ тек ғана темирдиң сортынан емес, ал тоқтың күши тәрепинен анықланатуғын майданның кернеўлиги тан да ғәрезли. Бул мысалдың шәрти ушын деп болжаймыз.

Саңлақтағы магнит майданының кернеўлиги ди анықлаймыз. Тороидтағы индукцияның ағысы:

Бул аңлатпада - амперлердеги тоқтың күши. Саңлақ енсиз болғанда ондағы индукция өзектеги индукцияға тең ҳәм ди ке тең деп есаплаўға болады. Демек, сан мәниси бойынша магнит индукциясына тең болған саңлақтағы майданның кернеўлиги диң мәниси ағыс арқалы аңлатылады, демек:

Бул аңлатпаға жоқарыда келтирилген мәнислерди қойып, кернеўликтиң

шамасына тең екенлигин табамыз. Егер тороидта темир өзек болмағанда, онда майданның кернеўлиги

шамасына тең болған болар еди.

Солай етип, өзек болған жағдайда саңлақтағы майданның кернеўлиги 300 есе үлкен болады екен. Кеңирек саңлақ болған жағдайда саңлақтағы майданның өсиўи кемирек болады.

**§ 212. Магнит шынжыры ушын Кирхгоф теңлемеси**. Қурамалы магнит шынжырының есаплары электр шынжыры ушын Кирхгоф теңлемелерине усаған теңлемелердиң жәрдеминде исленеди.

246-сүўретте параллель тутастырылған участкаларға ийе шынжыр көрсетилген. Ағыс тармақланған ҳәр бир орында келетуғын ағыстың шамасы усы орыннан кететуғын ағыслардың қосындысына тең; келетуғын ағысларды оң, ал кететуғын ағысларды терис деп есаплаў шәрти қойылатуғын болса, онда ҳәр бир тармақларға бөлинетуғын орын ("түйин") ушын "түйинниң" қасында ағыслардың алгебралық ағысының нолге тең болыўы шәрти орынланады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

(1)-теңлик пенен аңлатылатуғын теңлемелер тармақланатуғын тоқлар ушын жазылған Кирхгофтың биринши теңлемелерине сәйкес келеди.

Егер биз магнит шынжырында қандай да бир туйық контурды айырып алсақ, онда оған векторының циркуляциясы ушын аңлатпаны қолланып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул теңлемеде сумма туйық контурдың барлық участкаларына тарқатылған: суммасы контур тәрепинен орап алынған орамлар саны менен олардағы тоқлардың күшлерине көбеймелериниң қосындысын билдиреди; егер орап алыў тоғы пайда еткен майданның бағытында болса, онда көбеймесин оң ҳәм оған кери болған жағдайда терис деп есаплаў керек. Майданның кернеўлигиниң ағыс бойынша аңлатпасы мынадай түрге ийе:

Бул аңлатпада - ағыстың кесе-кесиминиң майданы, а μ болса орталықтың магнит сиңиргишлиги. (2)-аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул аңлатпаны былайынша да жазыўға болады:

Бул қатнас Кирхгофтың екинши теңлемелер системасына усайды: туйық шынжыр ушын магнит ағысларының магнитлик қарсылыққа көбеймелериниң суммасы шынжырдағы магнит қозғаўшы күшке тең.

Магнит шынжыры менен электр шынжырының арасындағы уқсаслықтың тек формаллық характерге ийе екенлигин атап өтиў жүдә әҳмийетли. Бун нызамлардағы физикалық нызамлар арасындағы улыўмалық пүткиллей жоқ.

Жоқарыда келтирилген қатнасларды қолланыўдағы қолайлылықларды иллюстрациялаў ушын магнитлик шынжырларды есаплаўға мысаллар келтиремиз.

1-мысал. Өзеги 249-сүўретте көрстилгендей формаға ийе электромагнит берилген. Егер ампер-орамлардың саны , саңлақтың ени см ҳәм саңлақтың магнитлик қарсылығы шынжырдың участкаларының ҳәр бириниң магнитлик қарсылығынан 30 есе үлкен болған жағдай ушын электромагниттиң ҳаўа саңлағындағы магнит майданының кернеўлигин анықлаңыз.

Шешими. участкаларындағы магнит индукциясының ағысларын арқалы, ҳаўа саңлақтағы ағысты арқалы белгилеймиз. Саңлақтың магнитлик сиңиргишлиги бирге тең болғанлықтан, саңлақтағы магнит майданының биз излеп атырған кернеўлиги мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бул теңликте - саңлақтың кесе-кесими.

участкалары, ҳаўа саңлағы және ҳәм участкалары арқалы өтетуғын туйық контур ушын Кирхгофтың екинши теңлемелер системасын дүземиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |
|  | (6) |

Еки контурдағы магнит қозғаўшы күшлер бирдей ҳәм тоғының шамасы амперлерде берилген деген болжамның тийкарында аңғартылған. Магнит индукциясының ағысының үзликсизлигинен, мынаған ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

Себеби участкасынан ағыстың барлығы ҳаўа саңлаққа өтеди. "түйининдеги" тармақланыўды қарап, Кирхгофтың биринши әўлад теңлемесин аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

(7)- ҳәм (8)-теңлемелерин пайдаланып, (5)- ҳәм (6)-теңликлерди былайынша көширип жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |
|  | (6а) |

(5а) ны 2 ге көбейтип ҳәм оннан (6а) ны ағзама-ағза алсақ, онда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

теңлемесин аламыз. Ҳаўа саңлақтағы магнитлик қарсылық ке тең, ал шәрт бойынша участкалардың қарсылығы 30 есе киши, буннан мынадай теңликти аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

ниң бул мәнисин (9)-теңлемеге қойып, индукцияның ағысы ушын

аңлатпасын аламыз. Буннан (4)-теңлик бойынша саңлақтағы магнит майданының кернеўлиги мынаған тең болатуғынлығын көремиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 249-сүўрет. Тармақланған магнит шынжырына ийе электромагнит. | 250-сүўрет. Электромагниттеги индукция ны табыўдың графикалық усылы. |

2-мысал. 211-параграфтағы мысалда талланған сақыйна тәризли электромагниттиң саңлағындағы оның кеңлигин 0,2 см ге шекем үлкейткен жағдайда майданның кернеўлиги диң неге тең болатуғынлығын анықлаңыз. Өзектиң темириндеги магнит индукциясы ның майданның кернеўлиги тан ғәрезлиги 250-сүўретте келтирилген 00C температурасы ушын қурылған иймекликтиң жәрдеминде бериледи.

Шешими. Өзектеги ағысты саңлақтағы ағысты ҳәм өзек пенен саңлақтың магнитлик қарсылықларын сәйкес ҳәм арқалы белгилеп, электромагниттиң шынжыры ушын Кирхгофтың теңлемелериниң екинши системасын жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

Бурынғыдай, өзектеги ҳәм саңлақтағы ағыслардың кесе-кесимлерин бирдей ҳәм ке тең деп есаплап мыналарға ийе боламыз:

, , ҳәм шамаларының бул мәнислерин (10) ға қойып,

ямаса бул аңлатпаға , ҳәм шамаларының мәнислерин қойып,

теңлигине ийе боламыз. Саңлақтағы магнит индукциясы өзектеги магнит индукциясы ға тең болғанлықтан, бул қатнасты былайынша көширип жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (11) |

Бул теңлеме еки белгисизге ийе: майданның кернеўлиги қа ҳәм өзектеги индукция ға. Екинши теңлеме хызметин 250-сүўретте келтирилген ҳәм лардың арасындағы байланыс атқарады. Бул теңлемелерди биргеликте шешиў ушын графикалық усылдан пайдаланамыз, атап айтқанда (11)-теңлемеге сәйкес келетуғын туўрысы менен графиктеги иймекликтиң (250-сүўрет) кесилисетуғын ноқатын излеймиз. Бул кесилисиў ноқатына гс сәйкес келеди. ал болса өз гезегинде сан мәниси бойынша саңлақтағы майданның кернеўлиги те тең болғанлықтан, биз излеп атырған кернеўлик

э

шамасына тең. Саңлықтың кеңлиги 0,1 *см* болғанда кернеўлик э (211-параграф). Көринип турғанындай, саңлақтың кеңлигиниң үлкейиўи майданның кернеўлигиниң әдеўир кемейиўине алып келеди екен.

**§ 213. Өлшеў әсбаплары.** Тоқ өтип турған өткизгишлердиң арасындағы ямаса тоқ өтип турған өткизгишлер менен турақлы магнитлердиң арасындағы өз-ара тәсирлесиўлер тоқлардың күшлерин өлшеў ушын хызмет ете алады. Усындай өз-ара тәсирлесиўлерге үш классқа бөлиўге болатуғын көп санлы өлшеўши әсбаплардың дүзилислери тийкарланған: 1) турақлы магнитлер менен тоқ өтип турған өткизгишлер тәсирлесетуғын әсбаплар (магнитоэлектрлик); 2) жумсақ темирден исленген бөлими тоғы бар катушкаға тартылатуғын әсбаплар (электромагнитли); 3) тоғы бар еки катушка тәсирлесетуғын әсбаплар (электродинамикалық).

Биринши классқа киретуғын ең әпиўайы әсбап тангенс-гальванометр болып табылады. Ол дөңгелек өткизгиштиң бир неше орамларынан турады, ал орамлардың орайында вертикал бағыттағы көшердиң дөгерегинде айлана алатуғын магнит стрелкасы жайласқан (251-сүўрет). Стрелка жайласқан областтағы дөңгелек тоқтың орамлары пайда еткен магнит майданның кернеўлигиниң турақлы болыўы ушын стрелканың жүдә кишкене болыўы керек. Бундай жағдайда 194-параграфта айтылғанлар бойынша:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул теңликте - орамлар арқалы өтетуғын тоқтың күши, - дөңгелек өткизгиштиң узынлық бирлигиндеги орамлардың саны, - олардың радиусы. Тоқ болмаған жағдайда стрелка жердиң магнит меридианының бойында жайласады; егер бундай жағдайда орамлардың тегислиги меридиан тегислигинде жайласқан болса, онда стрелка орамлардың тегислигинде жайласқан болады. Тоқ өте баслағанда орамлардың магнит майданлары орамлардың тегислигине перпендикуляр бағытланады ҳәм усыған сәйкес магнит стрелкасы магнит майданы ҳәм жердиң магнит майданының горизонт бағытындағы қураўшысының қосындысы пайда еткен күштиң бағытында бурылады. Бундай жағдайда, 252-сүўретте көрсетилгендей, стрелка менен орамлар тегислигиниң арасындағы мүйеш φ диң шамасы

қатнасының жәрдеминде анықланады. Бул теңликте - Жердиң магнит майданының кернеўлигиниң горизонт бағытындағы қураўшысы. Бул теңликте тың орнына оның (1)-теңлик бойынша анықланған мәнисин қойсақ, онда

теңлигине ийе боламыз. Буннан мынадай теңлик алынады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Егер бул қатнаста Жердиң магнит майданының горизонт бағытындағы қураўшысы эрстедте, ал сантиметрлерде өлшенетуғын болса, онда тоқтың күши тоқтың күшиниң электромагнитлик бирликлеринде өлшенеди. Жер шарының берилген ноқатында турған әсбап ушын шамасы турақлы. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

формуласын аламыз, яғный тоқтың күши аўысыў мүйеши φ диң тангенсине пропорционал. Гальванометрдиң турақлысы ны белгили болған ҳәм шамаларының тийкарында есаплаў ямаса гальванометр арқалы күши белгили болған тоқты өткерип градуировкалаў усылы менен анықлаўға болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 251-сүўрет. Тангенс-гальванометр. | 252-сүўрет. Тангенс-гальванометрдиң стрелкасының тең салмақлық ҳалын анықлаўға. |

Магнитлердиң қозғалмалы системасына ийе болған өлшеў әсбабының түри өзгертилген типи 253-сүўретте көрсетилген. Ондағы магнитлердиң системасын *астатикалық* деп атайды. Бул система магнитлердиң еки топарынан турады. Олардың бириндеги барлық магнитлердиң арқа полюслары бир тәрепке, ал екиншисинде қарама-қарсы тәрепке қарай бағытланған. Магнитлердиң усындай жайласыўының себебинен оларға Жердиң магнит майданы тәрепинен түсетуғын тәсир компенсацияланған. Усы магнитлердиң ҳәр бир топары өлшемлери арқалы шамасы өлшенетуғын тоқ өтетуғын еки катушканың бириниң ишинде жайласады. Катушкалардағы тоқ қарама-қарсы бағытларда өтеди, сонлықтан катушкалардың тәсирлери қосылады. Тоқ болмаған жағдайда магнитлер системасы илдирилип қойылған сабақтың серпимли күшлери оларды катушкалардың тегислигинде услап турады. Катушкалар арқалы тоқ өткенде магнитлер системасы бурылады ҳәм бурылыў мүйешиниң шамасы тоқтың күшин өлшеўге мүмкиншилик береди. Жиңишке кварц сабаққа илдирилген магнитлердиң жүдә жеңил системасын пайда етиў жолы менен ҳәм сабаққа бекитилген айнадағы жақтылық дәстесиниң бағытының бурылыўын бақлаў жолы менен шамасы 10-12 болған жүдә киши тоқларды өлшеўге болады.

Екинши типке сезгирлиги киши болған, бирақ жүдә кең тарқалған, ал ислеў принципи темирдиң берилген формаға ийе бөлеги катушканың ишине тартылатуғын әсбаплар киреди. Бундай әсбап биринши рет рус электротехниги М.О.Доливо-Добровольский тәрепинен усынылды. Бундай әсбаптың схемасы 254-сүўретте көрсетилген. Онда -өлшенетуғын тоқ өтетуғын катушка, арқалы пружинасына илдирилген темирден соғылған стержень белгиленген. Катушка арқалы өтетуғын тоқ магнит майданын пайда етеди, оның тәсиринде стержени магнитленеди ҳәм магнит майдан күшли болған областқа, яғный катушканың ишине тартылады. Кишкене стерженге усы стержень катушканың ишине тартылғанда бурылатуғын стрелка тутастырылған.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 253-сүўрет. Магнитлердиң астатикалық системасы бар гальванометрдиң схемасы. | 254-сүўрет. Доливо-Добровольскийдиң амперметри. |

Тап усындай принциптиң тийкарында ҳәзирги заман техникалық амперметрлери соғылады. 255-сүўретте турақлы тоқтың техникалық амперметриниң кесими көрсетилген. Онда: 1 арқалы катушка, 2 арқалы 5 пружинасының жәрдеминде услап турылатуғын магнитленген темирдиң кишкене бөлеги белгиленген. Катушка арқалы тоқ өткенде 2 арқалы белгиленген темирдиң бөлеги катушкаға тартылады ҳәм стрелканы бурады. Темирдиң бөлеги стрелка менен дәўирли тербелиске келмеўи ушын 4 цилиндрдиң ишинде жүретуғын 3 поршеннен туратуғын "тынышландырыўшы" қолланылады.

Өлшеўши әсбаплардың биринши типине жылжыйтуғын рамкалы гальванометрлер де киреди. Оларда магнит майданы таға тәризли формаға ийе турақлы магнит тәрепинен пайда етиледи. ҳәм полюслары (256-сүўрет) 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, усының салдарынан магнит шынжыры дерлик туйықланған аўҳалға келеди ҳәм индукция сызықлары полюслар менен цилиндрдиң арасындағы цилиндрлик саңлақта концентрацияланған. Бул саңлақтан сымның бир неше орамынан туратуғын ҳәм усы орамлар арқалы өлшенетуғын тоқ өтетуғын жеңил рамкасы жайластырылған. Жиңишке пружина рамканы белгили болған ҳалда услап турады. Рамка арқалы тоқ өткенде ол оған тәсир ететуғын электромагнитлик күшлердиң моменти менен пружинаның буралыўының салдарынан пайда болған механикалық момент теңлескенге шекем бурылады. Рамка менен тутастылырған жеңил стрелка оның бурылыў мүйешин көрсетеди. Рамка жайласқан саңлақтағы магнит майданының радиаллығының салдарынан кең шеклерде оның бурылыўы тоқтың күшине пропорционал.

Усындай типтеги гальванометрлер өзлериниң сезгирлигиниң турақлылығы ҳәм олардың көрсетиўлериниң сыртқы майданлардан әззи ғәрезликке ийе болғанлығы себепли жүдә қолайлы. Олардың дүзилислериниң тийкарында жататуғын принцип турақлы тоқларды өлшейтуғын лабораториялық ҳәм техникалық өлшеў әсбапларын соғыўда қолланылады. Бундай әсбапқа үлкен қарсылықлардан туратуғын рамканы параллель етип жалғаў жолы менен амперметр сыпатында ямаса сондай рамканы избе-из жалғаў жолы менен вольтметр сыпатында пайдаланыўға болады (158-параграфқа қараңыз).

Сезгирлиги жоқары болған әсбаплар тоғы бар қозғалатуғын рамканы жиңишке сабаққа илдирип қойыў жолы менен соғылады (257-сүўрет). Рамканың бурылыў мүйешиниң шамасы оған жабыстырылып қойылған айнадағы жақтылықтың шағылысыўы бойынша анықланады. Бундай әсбапты *айналық гальванометр* деп атайды.

Қозғалыўшы өткизгиши бар өлшеў әсбапларының усындай типине тарлы гальванометр де киреди. Ол күшли магниттиң полюсларының арасына керип қойылған жүдә жуқа сымынан турады (258-сүўрет). Өткизгиш сым арқалы тоқ өткенде ол шеп қол қағыйдасына сәйкес бурылады (196-параграф). Сымның орынның өзгериси магнетиктиң өзеги арқалы өткерилген өлшеўши микроскоптың жәрдеминде бақланады. Бундай тарлы гальванометрдиң сезгирлигиниң *а* ге шекем жеткериўлиўи мүмкин. Жиңишке сабақтың киши инерциясының салдарынан тарлы гальванометр ўақыт бойынша өзгеретуғын тоқларды регистрациялаў ҳәм фотосүўретин түсириў ушын жарамлы.

Барлық гальванометрлердиң сезгирлигиниң шеги тоқ күшиниң флуктуациялары менен шекленген (186-параграф).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 255-сүўрет. Турақлы тоқты өлшеўге арналған техникалық амперметр. | 256-сүўрет. Қозғалыўшы рамкаға ийе болған гальванометрдиң схемасы. |

Ең ақырында, үшинши типтеги өлшеўши әсбапты соғыўға болады (электродинамикалық). Онда қандай да бир турақлы магнитлер болмайды ҳәм олардың көрсетиўи тоқ өтип турған өткизгишлердиң бир бири менен тәсирлесиўине тийкарланған. Бундай әсбаптың ең әпиўайы болған схемасы соленоидтың ишине илдирилген тоғы бар рамка болып табылады (197-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). Рамкаға түсетуғын айландырыўшы моменттиң шамасы рамка арқалы өтетуғын тоғының шамасына да, соленоид арқалы өтетуғын тоғының шамасына да пропорционал. Егер рамка бойынша да, соленоид бойынша да өлшенетуғын тоғы өтетуғын болса, онда рамканы айландыратуғын моменттиң шамасы қа пропорционал.

Тоғы бар еки катушканың арасындағы өз-ара тәсирлесиў *ваттметрлерди*, яғный шынжырдың усы участкасында жутылатуғын қуўатты өлшейтуғын әсбапларды соғыў ушын да қолланылады. Шынжырдың берилген участкасындағы пайдаланылатуғын қуўаттың ондағы тоқтың күшине ҳәм оның ушларындағы потенциаллар айырмасы ге пропорционал екенлигин еске саламыз. Ваттметр бир бири менен тәсирлесетугын еки катушкадан турады. Олардың бири киши қарсылыққа ийе болады ҳәм ол шынжырдың участкасы менен избе-из жалғанады. Ал, екинши катушка үлкен қарсылықка ийе болып, ол шынжырдың участкасы менен параллель жалғанады. Биринши катушкадағы тоқтың күши шынжырдагы тоқтың күши ге тең, ал екинши катушкадағы тоқтың күши потенциаллар айырмасына пропорционал. Катушкалардың ҳәр бирине шамасы көбеймесине, яғный шамасына пропорционал болған ямаса, басқа сөзлер менен айтқанда, шынжырдың участкасында пайдаланылатуғын қуўатына пропорционал айландырыўшы момент түседи.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 257-сүўрет. Айналы гальванометр. | 258-сүўрет. Тарлы гальванометр. |

ўақытының ишинде пайдаланылған электр энергиясының шамасын өлшейтуғын есаплағыштың (счетчиктиң) дүзилиси де усындай 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 шамасындағы тоқ өтип турған узынлығы тең болған өткизгиштиң участкасына

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

күшиниң тәсир ететуғынлығын көрдик. Бул теңликте α арқалы тоқтың бағыты менен магнит майданының кернеўлигиниң бағытының арасындағы мүйеш белгиленген. Бул формулаға киретуғын барлық шамалардың -системада өлшениўи керек. күшиниң бағыты шеп қол қағыйдасының жәрдеминде анықланады (196-параграфқа қараңыз). Бирақ, қәлеген тоқ зарядланған бөлекшелердиң - электронлардың ямаса ионлардың қозғалысы менен байланыслы. Буннан сыртқы магнит майданы тәрепинен тоқ өтип турған өткизгишке тәсир ететуғын күштиң қозғалатуғын зарядланған бөлекшелерге тәсир ететуғын күштиң салдарынан жүзеге келеди деп болжаў тәбийий. Бул жуўмақты тиккелей бақлаў арқалы тексерип көриўге болады: егер электронлардың ағысы пайда болатуғын трубканы, мысалы, турақлы магнит пайда еткен сыртқы магнит майданына алып келсек (259-сүўрет), онда электронлар дәстеси бурылады. Оны электронлардың дәстесиниң флуоресценцияланыўшы экрандағы пайда ететуғын жақты дақтың аўысыўы бойынша аңғарыўға болады. Иши бос трубкада электронлар еркин қозғалады ҳәм магнит майданы тәрепинен пайда етилетуғын күштиң тәсиринде тек олардың траекториялары ғана майысады. Егер электронлар ямаса басқа зарядланған бөлекшелер тутас денениң ишинде қозғалатуғын болса (қатты ямаса суйық денелердиң), онда олардың атомлар менен үзликсиз соқлығысыўының салдарынан оларға тәсир ететуғын күш бул денеге бериледи. Күштиң усындай болып берилиўин 244-сүўретте көрсетилген айланыўшы дисктиң жәрдеминде 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 үзликсиз соқлығысыўларының ақыбетинде электронларға тәсир ететуғын күш дискке бериледи ҳәм ол айлана баслайды. Усыған усаған тәжирийбени электролитлик өткизгиш болған жағдай ушын да өткериўге болады. Оның ушын металдан соғылған қапталларға ийе, ал ултаны изоляцияланған материалдан исленген сақыйна сыяқлы ыдыс алынады. Ыдыстың дийўаллары электродлардың хызметин атқарады. Тоқ радиаллық бағытта дийўаллардың арасындағы электролит арқалы өтеди. Электролиттеги тоқ еки белгиге ийе ионлардың қозғалысларының себебинен жүзеге келеди, ал ҳәр қыйлы белгиге ийе ионлар қарама-қарсы бағытларда қозғалады. Мейли, ыдысқа оның ултанына перпендикуляр болған магнит майданы алып келинген болсын. Буны, мысалы, ыдысты вертикал бағытта жайласқан туўры маятниктиң ушына жайластырыў арқалы әмелге асырыўға болады (260-сүўрет). Бундай жағдайда қозғалыўшы ионларға магнит майданы тәрепинен олардың қозғалысларының бағытына перпендикуляр, ал суйықлықтың бетине параллель болған күшлер тәсир етеди. Бул күшлер еки белгиге ийе ионлар ушын бирдей болып бағытланған, сонлықтан ҳәр қыйлы белгилерге ийе болған ионлар қарама-қарсы бағытларда қозғалады. Бул күшлердиң тәсиринде ионлар өзиниң қозғалыс бағытынан бурыла баслайды ҳәм ишинде дөңгелек ағыс пайда болған суйықлықты өзи менен алып жүреди.

Енди, магнит майданы тәрепинен қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын күш ушын аңлатпаны табамыз. Оның ушын тоқ өтип турған, яғный зарядлар қозғалып турған өткизгиштиң участкасына тәсир ететуғын күш ушын жазылған (1)-аңлатпадан пайдаланамыз. Тоқтың күши сан мәниси бойынша ўақыт бирлигиндеги өткизгиштиң көлденең кесе-кесими арқалы ағып өткен зарядтың муғдарына тең. Егер айырым зарядтың шамасы , ал өткизгиштиң кесе кесими арқалы ўақыт бирлигинде өткен зарядлардың саны болса, онда . Әлбетте, бул теңликте - көлем бирлигиндеги қозғалыўшы зарядлардың саны, - олардың тезлиги ҳәм - өткизгиштиң кесе-кесиминиң майданы. Демек, ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

диң бул мәнисин (1) ге қойып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул күш узынлығы ге тең болған өткизгиштиң участкасына тәсир етеди. Демек, ол өткизгиштиң биз қарап атырған участкасындағы барлық қозғалыўшы зарядларға тәсир ететуғын күшлердиң қосындысына тең; бул зарядлардың саны шамасына тең. Буннан, бир зарядқа тәсир ететуғын күш мынаған тең:

Бул теңликке күшиниң орнына оның (2)-аңлатпа бойынша алынған мәнисин қойып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңлигине ийе боламыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 259-сүўрет. Электронлық дәстениң магнит майданындағы бурылыўы. | 260-сүўрет. Магнит майданындағы электролитлик ионлардың бурылыўы. |

Лоренц формуласы деп аталатуғын бул формула кернеўлиги қа тең магнит майданында тезлиги менен қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын биз излеп атырған күшти береди. теңлиги орынланатуғын жағдайда Лоренц формуласы бойынша . Бул тынышлықтағы зарядқа магнит майданының тәсир етпейтуғынлығы фактына сәйкес келеди (бул электростатикада орын алатуғын жағдайға сәйкес келеди). Лоренц формуласындағы тезлиги ҳаққында гәп еткенде күши менен майданның кернеўлиги өлшенип атырған координата системасына қарата алынған тезликти түсиниў керек. Күш зарядтың қозғалыў тезлиги ға да, магнит майданының кернеўлиги қа да перпендикуляр, яғный, күши ҳәм векторлары жатқан тегисликке перпендикуляр. Оң заряд қозғалатуғын жағдайда күштиң бағыты шеп қол қағыйдасының жәрдеминде анықланады: егер төрт бармақтың бағытын зарядтың қозғалыў бағытында усласа, ал алақанды магнит майданының кернеўлигиниң сызықлары перпендикуляр болатуғындай етип жайластырса, онда күшиниң бағытына бас бармақтың бағыты сәйкес келеди. Терис белгиге ийе заряд қозғалғанда күш қарама-қарсы бағытланған (261-сүўрет).

Лоренц күшиниң шамасы тек тезлик пенен магнит майданының кернеўлиги тан ғәрезли болып ғана қоймай, олардың арасындағы мүйештиң синусы дан да, яғный олардың салыстырмалы бағытларынан да ғәрезли болады. Заряд магнит майданының кернеўлиги тың бағытына перпендикуляр бағытта қозғалса күштиң шамасы максималлық мәнисине жетеди, ал заряд майданның кернеўлигиниң сызықларының бойы менен қозғалса, онда күш нолге тең.

Ҳеш қандай пропорционаллық коэффициенти киргизилмеген (3)-формулада оған киретуғын барлық шамалардың -бирликлеринде өлшенген болыўы керек. Әдетте аралас бирликлер системасынан да пайдаланады: ни -бирликлеринде, ал майданның кернеўлигин - эрстедлерде өлшейди, бундай жағдайда (3)-формуладағы пропорционаллық коэффициентин киргизиў керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

Бул формулада

|  |  |
| --- | --- |
| 261-сүўрет.  Кернеўлиги болған магнит майданында тезлиги менен қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын Лоренц күши тиң бағыты. |  |

күшиниң бағыты векторлық көбеймесиниң бағытына сәйкес келетуғынлығын аңғарып, (За) формуланы векторлық түрде жазыўға болады. Буннан:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3б) |

Егер магнит майданы менен бир қатарда кернеўлиги болған электр майданы да бар болса, онда тезлиги менен қозғалатуғын зарядына тәсир ететуғын толық күш электрлик күшинен ҳәм (3б) Лоренц күшинен турады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3в) |

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 баслайды ҳәм бул күштиң шамасы (3)- ямаса (За) формуланың жәрдеминде аңғартылады. Бирақ, биз бере алатуғын зарядларда ҳәм тезликлерде бул күштиң мәнисиниң киши болатуғынлығын аңсат көриўге болады. Мысалы, егер радиусы 1 *см* болған шарикти V потенциалға шекем зарядласақ, онда оның заряды шамасына тең болады. Бул шарик кернеўлиги эрстед болған майданға перпендикуляр бағытта *см/сек* тезлиги менен (оқтың тезлиги!) қозғалса, онда

шамасындағы, яғный көринип турғанындай, шамасы кишкене болған күш пайда болады. Бирақ, бул нәтийже әдеттегидей жағдайға қайшы келетуғындай болып көринеди: тоқ өтип турған өткизгишлерге (сымларға) магнит майданында әдеўир үлкен күшлер тәсир етеди. Бундай жағдайда әдеттегидей күшлердеги тоқларда алып өтилетуғын зарядлардың жүдә үлкен екенлигин нәзерде тутыў керек. 1 a болған тоқ күши орын алғанда өткизгиштиң кесе-кесими арқалы бир секундтың ишинде 1 кулон, яғный -бирлик электр заряды өтеди.

\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_

Қозғалмайтуғын оң зарядтың дөгерегинде радиусы болған дөңгелек орбита бойынша ω мүйешлик тезлиги менен қозғалатуғын электронға магнит майданының тәсирин де қараймыз. Электронның қозғалысы Кулон күшиниң тәсиринде жүреди, - электронның заряды, ал - оң зарядтың шамасы. арқалы электронның орайға умтылыўшы тезлениўин қараймыз. Бундай жағдайда Ньютонның екинши нызамы бойынша мынадай теңликти жаза аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Енди электронның орбитасының тегислигине перпендикуляр болған магнит майданы бар деп болжаймыз. Бундай жағдайда кулонлық күшине Лоренц күши қосылады:

Электронның мүйешлик тезлиги ω ны киргизип теңлигине ийе боламыз, нәтийжеде Лоренц күши ушын аңлатпа мынадай түрге ийе болады:

Лоренц күши радиустың бағытында бағдарланған ҳәм, демек, магнит майданы бар болған жағдайда қозғалыс теңлемеси болған (4)-теңлеме

түриндеги теңлеме менен алмастырылады.

Буннан кейин, электронның орбитасы тегислигине перпендикуляр болған көшердиң дөгерегинде турақлы мүйешлик тезлиги менен қозғалатуғын координаталар системасын киргиземиз. Егер теңлемени усы айланыўшы системаға салыстырғанда жазатуғын болсақ, онда тәсир ететуғын күшине және орайдан қашыўшы инерция күши болған күшин ҳәм Кориолис күши болған күшин киргизиўимиз керек (I томдағы 24-параграфқа қараңыз).

Солай етип, айланыўшы системаға қарата қозғалыс теңлемеси мынадай түрге енеди:

Егер шамасын киши деп есапласақ, онда киши болған көбеймесин есапқа алмаўға болады. Бундай жағдайда

Егер шамасын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлиги орынланатуғындай етип сайлап алатуғын болсақ, онда айланыўшы системаға қарата қозғалыс теңлемеси мынадай түрге ийе болады:

Бул аңлатпаны (4)-аңлатпа менен салыстырып мынаған ийе боламыз: (5)-шәрт орынланатуғын айланыўшы координата системасында қозғалыс теңлемесиниң бурынғы түри, ал соған сәйкес, электронның траекториясының бурынғы түри сақланады. Буннан, магнит майданындағы қозғалмайтуғын координаталар системасында электронның радиусы ге тең болған дөңгелек бойынша, бирақ өзгериўши мүйешлик тезлик пенен қозғалатуғынлығы келип шығады.

ушын (5)-шәрттен мынадай аңлатпаны табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

майданының бағыты орбитаның тегислиги менен ықтыярлы мүйешти жасайтуғын улыўма жағдайда, электрон векторына салыстырғанда мүйешлик тезлиги менен айланатуғын координаталар системасындағы траекториясының дәслепки түрин сақлайды. Орбитаның усындай болған өзгериске ушыраўын *прецессия*, ал шамасын *прецессияның мүйешлик тезлиги* деп атайды.

Бул жуўмақ Лоренц күшиниң шамасы Кулон күши тен киши болғанда, яғный ағзасын есапқа алмаўға болатуғын жағдайда дурыс.

Электронның зарядының терис екенлигине байланыслы теңсизлиги орынланған жағдайда (6)-формула бойынша прецессияның тезлиги . Екинши тәрептен дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электронның магнит моменти болған жағдайда оң болғанлықтан (201-параграфқа қараңыз) биз мынадай жуўмаққа келемиз: егер орбитаның магнит моменти майданның бағыты менен бағытлас болса, онда сыртқы магнит майданы электронның орбита бойынша қозғалысының тезлигиниң сан мәнисиниң кемейиўине алып келеди. Нәтийжеде айланыўшы электронның дәслепки магнит моменти де киширейеди. Солай етип, атомлар менен молекулалардың ишинде айланатуғын электронлар бар деп есаплаған жағдайда диамагнитлик эффектти түсиндириўге болады екен.

**§ 215. Қозғалатуғын зарядтың магнит майданы**. Егер сыртқы магнит майданы қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын болса, онда, өз гезегинде, қозғалыўшы заряд қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди. Бул электр тоғының қозғалатуғын зарядлардың жыйнағы ҳәм қоршаған орталықта магнит майданын пайда ететуғынлығынан келип шығады. Қозғалыўшы заряд тәрепинен пайда етилетуғын майданның шамасын Био-Савар-Лаплас формуласынан келип шыққан ҳалда анықлаўға болады (193-параграфқа қараңыз), бул формула бойынша узынлығы ге тең болған тоқтың элементи оннан қашықлықта жайласқан ноқаттағы магнит майданының кернеўлиги

шамасына тең болады. Бул аңлатпада - тоқтың бағыты менен радиус-векторының арасындағы мүйеш.

Бул теңликке тоқ күшиниң орнына оның қозғалыўшы бойынша мәнисин, олардың көлем бирлигиндеги саны ди ҳәм олардың тезлиги ны қойсақ, яғный теңлиги орынланады деп болжап, мынаны аламыз:

Бул теңликте - өткизгиштиң кесе-кесиминиң майданы. Өткизгиштиң биз қарап атырған элементинде дана зарядланған бөлекше қозғалатуғын болғанлықтан, олардың ҳәр бири кернеўлиги

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасына тең магнит майданын пайда етеди деп есаплаўға болады. Бул формулада зарядтың тезлиги ҳаққында гәп етилгенде шамасы өлшенетуғын координаталар системасындағы тезлик нәзерде тутылады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 262-сүўрет.  тезлиги менен қозғалатуғын заряд тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданының бағыты. |

Қозғалатуғын заряд тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданының кернеўлик сызықлары бөлекшениң тезлигиниң векторы ҳәм радиус-векторы жатқан тегисликке перпендикуляр. Оң зарядқа ийе бөлекше қозғалғанда кернеўлик тиң бағыты бурғы қағыйдасы бойынша анықланады: егер ның бағыты бурғының илгерилемели қозғалысының бағытына сәйкес келетуғын болса, онда оның тутқасының айланыў бағыты тың бағытын береди, ал терис белгиге ийе заряд қозғалатуғын болса, онда тың бағыты қарама-қарсы болады (262-сүўрет). Усы параграфта келтирилген (1)-формула оған киретуғын барлық шамалардың бирдей болған бирликлер системасында өлшенген жағдай ушын дурыс (яғный шамалардың - ямаса -системаларында өлшенгенлигинен ғәрезсиз).

Бул жағдайдың орын алыў себеби мыналардан ибарат: ҳеш қандай санлы коэффициентке ийе болмаған Био-Савар-Лаплас формуласы -системасында да, -системасында да дурыс. Ал Ампер формуласы болса тек -системасында санлы коэффициентке ийе емес (195-параграфқа қараңыз), сонлықтан Лоренц формуласы (214-параграф) тек -системасында ғана дурыс; ал -системасында болса формуланың оң тәрепинде көбейтиўшисиниң турыўы керек.

Егер аралас системадан пайдаланатуғын ҳәм зарядты -бирликлерде, те эрстедлерде, ны *см/сек* лерде ҳәм ди сантиметрлерде өлшесек, онда (1)-формуланың оң бөлимине коэффициентин киргизиў керек болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1а) |

(1а) формула қозғалыўшы зарядтан қашықлығында турған ноқаттағы майданның кернеўлигин анықлайды. Бирақ, (1а) бойынша алынған тың мәниси диң жүдә үлкен болмаған ҳәм тезлигиниң жүдә үлкен болмаған мәнислери ушын ғана дурыс. Ал басқа жағдайларда электромагнит майданының тарқалыў тезлигиниң шекли екенлигин дыққатқа алыў керек.

Лоренц формуласы сыяқлы (1а) формуланы да, векторлық формада жазыўға болады. 262-сүўретте көрсетилгендей, магнит майданының бағыты векторлық көбеймениң бағытындай. Буннан:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

формуласы келип шығады.

Еки заряд бир ўақытта қозғалатуғын жағдайда, олардың арасындағы электрлик өз-ара тәсирлесиўден басқа магнитлик өз-ара тәсирлесиў күши де пайда болады. Себеби зарядлардың ҳәр қайсысы өзин қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди, ал екинши заряд болса сол магнит майданында қозғалады. Бул күшлердиң шамаларын салыстырамыз. Оның ушын бир биринен қашықлығында жайласқан, белгилери бирдей болған еки ҳәм зарядларын қараймыз. Олар бир бири менен Кулон нызамы бойынша

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

күши менен тәсир етиседи. Усындай түрде Кулон нызамы бирден өзгеше болған пропорционаллық коэффициентине ийе емес, яғный нызам ҳәм зарядлары -системада берилген деген болжамның тийкарында жазылған.

|  |  |
| --- | --- |
| 263-сүўрет.  Қозғалыўшы зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшин есаплаўға. |  |

Зарядлардың екеўи де ҳәм туўрысы бойлап, бирдей тезлиги менен қозғалады деп болжайық (263-сүўрет). Бундай жағдайда (1а) формуласы бойынша заряды екинши заряд жайласқан орында кернеўлиги -системада

түринде жазылатуғын магнит майданын пайда етеди. Бул майдан ҳәм векторлары жататуғын тегисликке перпендикуляр бағытланған.

Лоренц формуласы бойынша [214-формуладағы (За) формула], бул майдан зарядына

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

күши менен тәсир етеди, қала берсе, бул күш зарядына қарай бағытланған. Шамасы бойынша тап усындай күш пенен заряды зарядына тәсир етеди. Солай етип, турақлы 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:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Еки күштиң қатнасы өлшем бирлигине ийе болмағанлықтан, (5)-формуладан электродинамикалық турақлы болған шамасының тезликтиң бирлигине тең екенлиги айрықша көргизбели түрде келип шығады.

Жоқарыда көрсеткенимиздей (195-параграфқа қараңыз), электродинамикалық турақлысының сан мәнисиниң бослықтағы жақтылықтың тезлигине тең. Бул жағдайда нәзерде тутып, (4)- ҳәм (5)-формулалардан зарядлардың магнитлик өз-ара тәсирлесиў күшиниң шамасының олардың тезлиги ның электромагнит толқынларының тезлиги ға қатнасының квадраты бойынша анықланатуғынлығы келип шығады. Көпшилик жағдайлар ушын теңсизлиги орынланатуғын болғанлықтан, зарядлардың арасындағы магнитлик тәсирлесиўдиң шамасы кулонлық күштиң шамасына салыстырғанда киши.

(4)-формула бойынша анықланатуғын зарядлардың арасындағы магнитлик күш пенен өз-ара тәсирлесиўдиң бар болыўының нәтийжесинде бир бағытта тоқ өтип турған өткизгишлер бир бирине тартысады.

**§ 216. Қозғалатуғын зарядлардың магнит майданын эксперименталлық үйрениў**. Тәжирийбелерде қозғалыўшы зарядлардың магнит майданының табылыўы тарийхый жақтан үлкен әҳмийетке ийе болды. Бул өткизгишлердеги электр тоғының зарядлардың ағып өтилиўи деген көз-қарасты тастыйықлады. Усының менен бирге, қозғалыўшы зарядлардың магнит майданын үйрениўдиң нәтийжелери электромагнит майданның теориясының, соның ишинде эфир теориясының раўажланыўына алып келди.

Қандай да бир макроскопиялық зарядланған денениң қозғалыўы менен байланыслы болған электр тоғын *конвекциялық тоқ* деп атайды.

Конвекциялық тоқтың магнит майданын ең терең изертлеў XX әсирдиң басында Москва университетиниң профессоры А.А.Эйхенвальд тәрепинен әмелге асырылды.

Эйхенвальд тәжирийбесиниң схемасы төмендегилерден ибарат. Изоляцияциялаўшы материалдан соғылған дөңгелек пластинкасы сақыйна тәризли станиол астардың бетине желимленген. Пластинка айланатуғын ҳәм сырғанаўшы контактқа ийе көшерине бекитилген, соның жәрдеминде астары батареядан белгили болған турақлы потенциалға шекем зарядланады. астары конденсатордың пластинкаларының бири болып хызмет етеди; конденсатордың екинши пластинкасы болып қозғалмайтуғын, соның менен бирге электростатикалық қорғаўдың да орнын ийелейтуғын металл қуты хызмет етеди. диски сақыйна менен бирге тез айланыўға алып келинеди.

Солай етип, сақыйнасында топланған электр заряды қозғалыста болады ҳәм қоршаған орталықта магнит майданын қоздырады. Бул майданның кернеўлиги узын ҳәм жиңишке сабаққа илдирилген магнит стрелкасының жәрдеминде өлшенеди. Стрелканың бурылыўы сол сабаққа бекитилген кишкене айнада шағылысқан жақтылық нурының бурылыўы менен өлшенеди. Электр майданының тәсиринде пайда болатуғын тәсирлерди жоқ етиў ушын магнит стрелкасы металл қаптың ишинде жайластырылады. Усындай жоллар менен өлшенген магнит майданының кернеўлигиниң шамасы 215-параграфтағы (1)-формула менен есапланған мәниске толық сәйкес келген.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 264-сүўрет. Эйхенвальд тәжирийбесиниң схемасы. | 265-сүўрет. Қозғалатуғын диэлектриктиң магнит майданын анықлаў бойынша Эйхенвальдтың тәжирийбесиниң схемасы. |

Диэлектрик поляризацияланғанда оның бетинде пайда болатуғын бетлик зарядлардың қозғалыўының салдарынан пайда болатуғын магнит майданы да проф. А.А.Эйхенвальд тәрепинен эксперименталлық изертленди. Өзиниң тәжирийбесиниң вариантларының биринде Эйхенвальд ҳәм дөңгелек пластинкаларынан туратуғын ҳәм олардың ортасында диэлектрик болған конденсаторды көшериниң дөгерегинде айланысқа келтирди (265-сүўрет). Конденсатордың барлық бөлими диэлектрик пенен бирге пүтини менен айланды. Мейли, магнит стрелкасы астарлардың бирине жүдә жақын жайласқан болсын ҳәм бул жағдайда бул стрелка тек бир астардың ҳәм диэлектриктиң оған жақын жайласқан бети тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданын ғана өлшейтуғын болсын. Конденсатор потенциаллар айырмасына шекем зарядланған болсын. Бундай жағдайда оның астарларында бетлик тығызлығы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

шамасына тең болған зарядлар пайда болады. Бул теңликте - астарлардың арасындағы орталықтың диэлектриклик турақлысы, ал - конденсатордың тек өлшемлери менен геометриялық формасынан ғәрезли болған турақлы. Пластинкаға тийип турған диэлектриктиң бетинде кери белгиге ийе бетлик зарядлар пайда болады. 139-параграфта айтылғанлар бойынша, бул зарядлардың тығызлығы мынаған тең болады:

Бул теңликте - поляризация коэффициенти. Поляризация коэффициенти χ диэлектриктик түрақлы менен қатнасы бойынша байланысқан болғанлықтан, соңғы аңлатпаны былайынша көширип жазыўға болады:

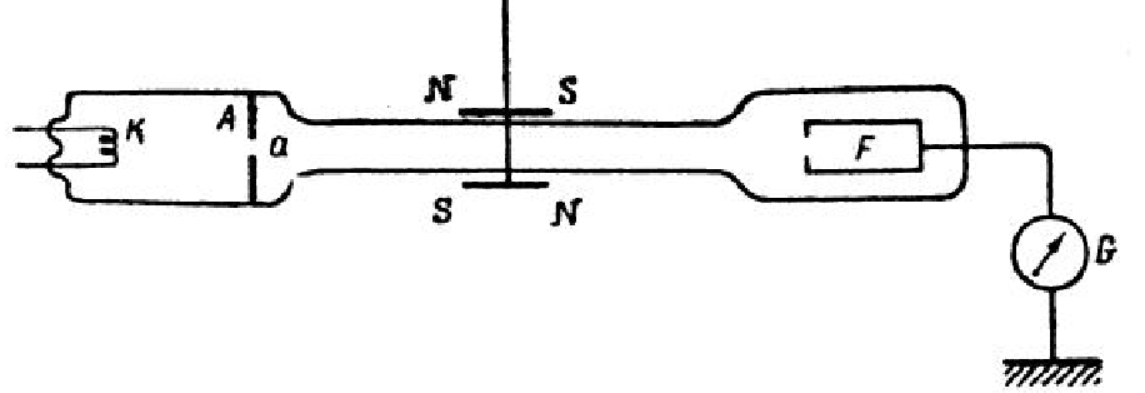
Егер, σ ның орнына (1)-формула бойынша оның мәнисин қойсақ мынадай теңликке ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Зарядлардың тығызлығы менен лер қарама-қарсы белгилерге ийе болады. Сонлықтан, пластинкалар қозғалғанда олар бир бирине қарама-қарсы бағытланған магнит майданларын пайда етеди. Магнит майданының қосынды кернеўлиги зарядлардың тығызлықларының айырмасы бойынша анықланады.

(1)- ҳәм (2)-теңликлер бойынша

Көринип турғанындай, тығызлықлардың айырмасы диэлектриклик турақлы болған ε шамасынан ғәрезли емес. Солай етип, берилген өлшемлерге ҳәм формаға ийе болған берилген потенциаллар айырмасы де диэлектриктиң поляризациясына байланыслы магнит майданын пайда ететуғын қосынды зарядтың муғдары диэлектриктиң тәбиятынан ғәрезли емес екен. Ҳақыйқатында да, Эйхенвальд базы бир потенциаллар айырмасына шекем зарядланған зарядланған ҳәм дисклерин айландырғанда олар пайда еткен магнит майданы олардың арасында қандай диэлектриктиң жайласқанлығынан ғәрезсиз екенлигин анықлады. Буннан, поляризацияланған диэлектриктиң байланысқан зарядларының қозғалысының салдарынан қоршаған орталықта магнит майданын пайда болатуғынлығы дәлилленди.



266-сүўрет. Электронлық дәстениң магнит майданын анықлаў бойынша Иоффениң тәжирийбесиниң схемасы.

Ең ақырында, еркин қозғалатуғын электронлардың магнит майданы академик А.Ф. Иоффе тәрепинен өлшенди. Қыздырылған катоды (266-сүўрет) электронлардың дереги болып хызмет етти, олар катоды менен анодының арасында тезлетилген. Буннан кейин электронлардың айырымлары тесиги арқалы өткеннен кейин тең өлшеўли қозғалады. Жолының ақырында олар Фарадей цилиндри тиң ишине келип түседи ҳәм оған өзиниң зарядын береди; бул электронлар пайда еткен тоқ гальванометри тәрепинен өлшенген. Трубканың орайлық бөлиминиң қасында магнитлердиң астатикалық системасы қойылған. Электронлар дәстеси тәрепинен қоздырылған магнит майданы бул магнитлердиң бурылыўына алып келди.

Электронлардың дәстесин электр тоғы өтип турған сым менен де алмастырыўға болады. Стрелкалардың тап сондай бурылыўын алыў ушын электронлар дәстеси болған жағдайда сым арқалы гальванометриниң жәрдеминде өлшенгендей тоқты өткериў керек. Солай етип, магнит майданын қоздырыўы бойынша электронлық дәсте менен әдеттеги өткизгишлик тоғының арасындағы эквивалентлик дәлилленди.

215-параграфтағы формулаларда зарядтың тезлиги болған шамасы ҳаққында айтқанда *күши өлшенип атырған координаталар системасындағы тезликтиң нәзерде тутылатуғынлығын атап* өтиў әҳмийетли XIX әсирдиң ақырында электромагнитлик процесслердиң алып жүриўшилери сыпатында барлық кеңисликти тутас орталық сыпатында толтырып туратуғын эфир қабыл етилген еди. Бундай көз-қарасларға байланыслы магнит майданы зарядлардың эфирге салыстырғандағы қозғалысының салдарынан жүзеге келиўи керек. Сонлықтан, зарядлардың магнит майданын бақлаў эфирге салыстырғандағы тезликти анықлаўға мүмкиншилик береди деп есапланды. Эфир бизиң бақлаўларымыздың өткерилиўи мүмкин болған барлық кеңисликти толтырып туратуғын орталық деп есапланғанлықтан, оған (эфирге) салыстырғандағы қозғалыстың абсолют қозғалыс болып есапланыўы керек. Механикалық салыстырмалық принципи бойынша (I том, 19-параграф) механикалық процесслердиң жәрдеминде абсолют илгерилемели қозғалысты табыў мүмкин емес.

215-параграфта биз бирдей тезлиги менен параллель траектория бойынша еки ҳәм зарядларының қозғалысын қарадық. Бундай зарядлар Кулон күши менен бир қатарда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

магнит күши менен де тәсирлеседи. Бундай жағдайда мынадай альтернатива айрықша түсиникли - магнит майданының пайда болыўы: 1) зарядтың күши өлшенип атырған координаталар системасындағы салыстырмалы қозғалысы менен ямаса 2) эфирге салыстырғандағы қозғалысы менен байланыслы. Ҳақыйқатында да, егер зарядлардың екеўи де өзлери менен бирге қозғалатуғын координаталар системасында магнит күшлерин пайда етпеўи керек. Екинши жағдайда туўры сызықлы ҳәм тең өлшеўли қозғалатуғын координаталар системасына салыстырғанда тынышлықта турған зарядлар болған жағдайда да магнит күшлериниң бар болыўы 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 сораў туўылады: Кулон күшинен басқа зарядлардың арасындағы басқа да қосымша өз-ара тәсирлесиў күшлери бола ма? Биринши болжаў бойынша бундай тәсирлесиўдиң болыўы мүмкин емес, ал екинши болжаў бойынша қосымша күштиң болыўы керек. Бул күшти тиккелей анықлаўдың мүмкиншилиги жоқ: (3)-формуладан көринип турғанындай, оның шамасы Кулон күшинен көбейтиўшиси менен айрылады. Бул көбейтиўшиде -зарядлардың тезлиги, ал - электромагнит толқынлардың (солардың ишинде жақтылықтың) бослықтағы тарқалыў тезлигине тең электродинамикалық турақлы. Жақтылықтың тезлиги жүдә үлкен болғанлықтан ( *см/сек*), бул қатнастың жүдә киши болатуғынлығын биз атап өттик. Бирақ, усындай жағдайларға қарамастан, тәжирийбениң қосымша күшлер табылатуғындай вариантын ойлап табыўға болады. Бул тәжирийбе 1904-жылы Трутон ҳәм Нобль тәрепинен усынылды ҳәм әмелге асырылды.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 267-сүўрет.  Трутон менен Ноблдиң тәжирийбесиниң схемасы. |

тезлиги менен астарларына параллель бағытта қозғалатуғын тегис конденсаторды қараймыз (267-сүўрет). Егер конденсатор зарядланған болса, онда оның пластинкаларының ҳәр бири қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди. 215-параграфтағы (1а) формуласы бойынша конденсатордың пластинкаларының арасындағы магнит майданының кернеўлиги тың мәниси (конденсаторлардың астарларының зарядларының бетлик тығызлықлары ҳәм шамаларына тең ҳәм олардың арасындағы орталықтың магнит сиңиргишлиги болған жағдайда)

шамасына тең.

Усының менен бирге, конденсатордың пластинкаларының арасында кернеўлиги

шамасына тең электр майданы да бар (пластинкалардың арасындағы орталықтың диэлектриклик турақлысы шамасына тең).

Конденсатордан сыртта еки майданның кернеўликлери нолге тең. 138-параграфта электростатикалық майданның көлемлик тығызлығы шамасына тең энергияға ийе болатуғынлығын көрдик.

Буннан барлық конденсатордың электр энергиясының мынаған тең екенлигин аламыз:

Бул теңликте арқалы конденсатордың пластиналарының арасындағы кеңисликтиң көлеми белгиленген.

227-параграфта магнит майданының көлемлик тығызлығы шамасына тең энергияға ийе болатуғынлығын көремиз. Буннан конденсатордың магнитлик энергиясы мынаған тең болады:

Демек, конденсатордың толық энергиясы

шамасына ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

шамасына тең.

Егер тезлиги менен конденсатордың астарларының арасындағы мүйеш α ге тең болса, онда тезликтиң астарларға параллель болған проекциясын алыў керек. Нәтийжеде (4)-формула мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

Солай етип, конденсатордың энергиясы α мүйешинен ғәрезли болады ҳәм теңлиги орынланғанда, яғный конденсатор қозғалыстың бағытына перпендикуляр жайласқанда минимумға ийе болады. Энергияның минимумына ең орнықлы ҳал сәйкес келеди, сонлықтан конденсатор теңлиги орынланатуғындай ҳалға қайтып келиўге тырысады. Оны буратуғын күшлердиң жубының моменти кери белги менен алынған энергияның α мүйеши бойынша алынған туўындысына тең:

Трутон ҳәм Нобль усындай моменттиң бар екенлигин былайынша анықлаўға тырысты: Үлкен болмаған конденсатор узын ҳәм жиңишке сабаққа илдирип қойылды. Конденсатор потенциаллар айырмасы *в* ке шекем зарядланды. Конденсаторға жабыстырылған айнада шағылысқан жақтылық дәстесиниң жәрдеминде олар оның айланбалы тербелислерин бақлаған. Буннан олар конденсатордың тең салмақлық аўҳалын анықлаған. Бул тең салмақлық ҳалы сабақтың серпимли қәсийети менен ҳәм моментиниң бар болыўы менен байланыслы. Жердиң эфирге салыстырғандағы қозғалысының тезлиги менен бағыты белгили емес. Бирақ, қандай болғанда да, Жердиң өзиниң көшериниң дөгерегинде суткалық айланыўының нәтийжесинде α мүйешиниң мәниси өзгереди ҳәм, соған сәйкес, конденсатордың тең салмақлық ҳалы өзгереди. Бақлаўлар сутканың ишинде ҳеш қандай системалық аўысыўлардың бақланбайтуғынлығын көрсетти. Суткалық аўысыўлар шамасы жағынан Жердиң эфирге салыстырғанда 12 *км/сек* шамасындағы қозғалысына сәйкес келетуғын аўысыўлардан үлкен емес. Ҳақыйқатында, Жердиң Қуяштың дөгерегиндеги орбиталық қозғалысының тезлиги 30 *км/сек* қа тең. Тәжирийбелер жылдың ҳәр қыйлы ўақытлары қайталанды, сонлықтан Жердиң жылдың ҳәр қыйлы мәўсимлердеги тезлиги менен кеңисликтеги пүткил Қуяш системасының қозғалысларының өз-ара компенсацияланыўы мәселеси жоғалды. Кейинирек бул тәжирийбе бир неше рет қайталанды. 1926-жылы Томашек Трутон менен Ноблдиң усылының сезгирлигин сондай дәрежеде жоғалтты, ҳәтте Жердиң эфирге салыстырғандағы 0,5 *км/сек* тезлиги менен қозғалысын табыўдың мүмкиншилиги туўылды. Томашектиң барлық бақлаўларында моментиниң бар екенлиги табылмады.

Солай етип, өткерилген бақлаўлар зарядлардың магнит майданының усы майдан өлшенетуғын системаға салыстырғанда пайда болатуғынлығын көрсетти. Электромагнит қубылыслары менен өткерилген тәжирийбелер таза механикалық тәжирийбелер сыяқлы системаның кеңисликтеги абсолют тең өлшеўли қозғалысын табыўға мүмкиншилик бермейди. Эфир есаплаў системасы хызметин атқара алмайды (152-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). Кейинирек биз (III том) жақтылық қубылысларын бақлаўдың да абсолют тең өлшеўли қозғалысты табыўға мүмкиншилик бермейтуғынлығын көремиз. Бул фактлердиң барлығы да Эйнштейнниң салыстырмалы қозғалыстың тутқан орнын толық ашып берген салыстырмалы теориясында улыўмаластырылды.

Салыстырмалық теориясының мазмунын биз толығырақ III томда қараймыз. Бул жерде биз тек физикалық процесслердиң есаплаў системаларының салыстырмалы тезлигинен ғәрезлиги бизиң барлық билимлеримизди салыстырмалы деп есаплайтуғын жалған философиялық релятивизм менен ҳеш қандай байланысқа ийе емес. Салыстырмалық теориясы ақырғы есапта физикалық нызамлардың қандай есаплаў системасына қарата ғәрезли емес екенлигин ашып көрсетеди (бир бирине салыстырғанда туўры сызықлы ҳәм тең өлшеўши қозғалатуғын бир есаплаў системасынан екиншисине өткендеги инвариант ямаса "ковариант" деп аталатуғын нызамлардың түрин анықлаўға мүмкиншилик береди).

|  |  |
| --- | --- |
| 268-сүўрет.  Еки координаталар системасы. |  |

Еки есаплаў системасын көз алдымызға елеслетейик: ҳәм (268-сүўрет). Мейли системасы системасына салыстырғанда турақлы тезлиги менен қозғалатуғын болсын. системасында өлшенген электр ҳәм магнит майданының кернеўликлерин ҳәм арқалы, ал системасында өлшенген кернеўликлерди ҳәм арқалы белгилейик. Мейли, системасында усы есаплаў системасындағы электр ҳәм магнит майданларындағы кернеўликлери ҳәм болған электр ҳәм магнит майданларының дереклери бар болсын. Бундай жағдайда системасындағы системасына салыстырғанда қозғалмайтуғын зарядына тәсир ететуғын күштиң шамасы Лоренц формуласы бойынша мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

214-параграфтағы (Зв) формуласына салыстырғанда бул аңлатпада векторлық көбеймедеги көбейтиўшилердиң тәртиби өзгерген, себеби зарядының системасына салыстырғандағы тезлиги — ға тең.

Егер тезлиги жақтылықтың тезлиги ға салыстырғанда киши болса, онда күши системасында өлшенетуғын күшине тең. Солай етип, координаталар системасында усы системаға салыстырғанда қозғалмайтуғын зарядына мынадай күш тәсир етеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |

Электростатикада электр майданының кернеўлиги зарядқа тәсир ететуғын күшиниң зарядтың шамасына қатнасына тең: Сонлықтан, (5а) формуласы тәрепинен берилетуғын күшиниң бар болыўы системасында кернеўлиги

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

шамасына тең электр майданының бар болыўына эквивалент.

Тап сол координаталар системасында майданның кернеўлигинен басқа системасына салыстырғанда қозғалмайтуғын зарядының системасына салыстырғанда тезлиги менен қозғалатуғынлыгына байланыслы қосымша магнит майданы болады. Бул қосымша магнит майданының кернеўлиги мынаған тең:

Бирақ, шамасы системасында зарядынан қашықлығында турған ноқатта өлшенген электр майданының кернеўлиги болып табылады.

Солай етип:

ҳәм, демек, системасындағы магнит майданының толық кернеўлиги мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

(6)- ҳәм (7)-формулалар бир бирине салыстырғанда қозғалатуғын еки системада өлшенген электр ҳәм магнит майданларының кернеўликлериниң арасында байланыстың бар екенлигин көрсетеди. Олар салыстырмалы қозғалыстың қәлеген жағдайын таллаўға мүмкиншилик береди.

Мысалы, системасында усы системаға салыстырғанда қозғалмайтуғын тек бир заряды болсын. Бул системада зарядтан қашықлығындағы базы бир ноқатындағы электр майданының кернеўлиги шамасына тең болады. системасында ҳеш қандай магнит майданы болмайды Демек, егер сол ноқатына системасына салыстырғанда қозғалмайтуғын басқа зарядын жайластырсақ, онда зарядлардың арасында Кулонлық күштен басқа күш тәсир етпейди ( системасы системасына салыстырғанда тезлиги менен қозғалатуғын болса да). Бул Трутон менен Ноблдиң тәжирийбесиниң шәртине ҳәм оның күтилген нәтийжени бермеўине сәйкес келеди.

системасында болса, (7)-формула бойынша электрлик күш пенен бир қатарда кернеўлиги

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

аңлатпасының жәрдеминде анықланатуғын магнит майданы да бар болады.

Бул майданды ноқатына магнит стрелкасын қойыў жолы менен табыўға болады. Бундай схема Эйхенвальд тәжирийбесине сәйкес келеди: координаталар системасына салыстырғанда қозғалатуғын заряд усы системада магнит майданын пайда етеди.

Ең ақырында, ноқатына магнит стрелкасының зарядын қойыўға болады. Егер бул заряд системасына салыстырғанда тынышлықта турған болса, онда оған (6)-аңлатпа бойынша тек кернеўлиги болған электр майданы тәсир етеди. Бул қозғалмайтуғын электр зарядларының магнит майданын пайда етпейтуғынлығын фактына сәйкес келеди. Егер зарядын системасына салыстырғанда тезлиги менен қозғалыўға мәжбүрлесек, онда Лоренц формуласы бойынша бул зарядқа және

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

күши де тәсир етеди.

Егер тезлик векторын векторына теңлестирсек, онда заряды зарядына салыстырғанда тынышлықта турады, бирақ олардың екеўи де системасында параллель туўрылар бойынша бирдей тезликлер менен қозғалады. Егер, әпиўайылық ушын, тезлигин ге перпендикуляр деп болжасақ онда (8)-формула мынадай түрге

ал, (9)-формула мынадай түрге енеди:

Бул формула (3)-формула менен бирдей ҳәм бирдей бағытта тоқ өтип турған өткизгишлердиң бир бирине тартысыўына сәйкес келеди.

Майданларды түрлендириў формулалары болған, (6)- ҳәм (7)-формулалар зарядлардың қозғалыс тезлиги жақтылықтың тезлиги дан киши болған жағдайларда ғана дурыс. Салыстырмалық теориясы болса қәлеген тезликлер ушын дурыс болған бир есаплаў системасынан екиншисине өтиўдиң улыўмалық формулаларын береди.

**§ 217. Холл эффекти**. Магнит майданында қозғалатуғын электр зарядына тәсир ететуғын күштиң болыўы мынадай қубылысты түсиндире алады: сыртқы майданына перпендикуляр қойылған өткизгиш пластинка арқалы тоғы өткенде (269-сүўрет) пластинканың ҳәм шетлериниң арасында потенциаллар айырмасы пайда болады. Бул қубылысты Холл эффекти деп атайды.

Пайда болған потенциаллар айырмасы тоқтың күши менен магнит майданының кернеўлигиниң көбеймеси қа ҳәм пластинканың қалыңлығы ға кери пропорционал:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бут формулада турақлы шама болып табылады.

Егер тоқ зарядларының қозғалысы менен байланыслы болса, онда магнит майданында оларға тоқтың бағытына перпендикуляр бағытта Лоренц күши тәсир етеди. Усының нәтийжесинде, бул зарядлар пайда болған электр майданы магнит күшин теңлестиргенше пластинканың шетине жыйналады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 269-сүўрет.  Магнит майданында потенциаллар айырмасының пайда болыўы. |

Биз қарап атырған жағдайда Лоренц формуласы бойынша [214-параграфтағы (3)-формула] зарядқа тәсир ететуғын күш мынаған тең:

Бул теңликте - тоқтың тарқалыў бағытындағы зарядлардың қозғалысының орташа тезлиги.

потенциаллар айырмасының пайда болыўы менен байланыслы пайда болған электр майданының кернеўлиги

формуласының жәрдеминде анықланады. Бул формулада - пластинканың кеңлиги.

Демек, зарядқа тәсир ететуғын электр күши мынаған тең болады:

Стационар ҳал күшлер теңлескен жағдайда, яғный теңлиги орын алған жағдайда жүзеге келеди. Буннан мынадай қатнасты аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Өткизгиштеги зарядлардың қозғалысының орташа тезлиги ны тоқтың күши өткизгиштиң көлеминиң бир бирлигиндеги зарядлардың саны ҳәм олардың қозғалыс тезликлериниң арасындағы қатнас бойынша табамыз (214-параграфқа қараңыз):

Буннан

қатнасына ийе боламыз. ның усы мәнисин (2)-аңлатпаға қойып, мынадай теңликке ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Солай етип, (1)-эмперикалық формулаға сәйкес, шамасы көбеймесине пропорционал ҳәм пластинканың қалыңлығы ға кери пропорционал екен. турақлысы мынаған тең болады екен:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Буннан, турақлысының белгисиниң зарядының белгисинен ғәрезли екенлиги келип шығады. турақлысының оң белгиси ноқатының потенциалының (269-сүўрет) ноқатының потенциалының жоқары екенлигин аңғартады.

161-параграфта айтылғанлардан металлардың электр өткизгишлигиниң еркин электронлардың бар болыўы менен байланыслы екенлиги келип шығады. Қала берсе, металдың ҳәр бир атомына шама менен бир еркин электрон сәйкес келеди. Сонлықтан, металлар ушын турақлысының мәниси терис болыўы ҳәм оның сан мәниси электронның заряды ҳәм металдың көлеминиң бир бирлигиндеги еркин электронлардың саны бойынша анықланыўы керек.

турақлысы ушын (4)-аңлатпаның келип шығарылыўы дәл емес. Ҳақыйқатында да, магнит майданында қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын күшиниң шамасын орташа тезлиги арқалы анықлаўға болмайды. Егер, электронның еркин жүриў жолында оның тезлиги тоқтың тарқалыў бағытында тең өлшеўли өседи, сонлықтан ушын жазылған аңлатпаға және 2/3 санлы көбейтиўшиси де киреди. Сонлықтан мынадай аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

Металдың көлеминиң бир бирлигиндеги атомлардың санын арқалы белгилеймиз ҳәм теңлиги орынланады деп болжаймыз; бундай жағдайда бир атомға сәйкес келетуғын еркин электронлардың санын көрсетеди. Көлемниң бир бирлигиндеги атомлардың саны ди Авагадро саны менен аңсат байланыстырыўға болады. Ҳақыйқатында да, бир тәрептен бир атомның массасы шамасына тең ( - атомлық салмақ), ал, екинши тәрептен ге тең ( - тығызлық). Буннан

ямаса

қатнасына ийе боламыз ҳәм буннан

формуласын аламыз. ниң бул мәнисин (4а) ға қойып, мынадай теңликти келтирип шығарамыз:

Бирақ, егер арқалы Фарадей санын белгилесек, онда теңлигине ийе боламыз; онда металлар ушын турақлысы ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

формуласына ийе боламыз.

Ҳақыйқатында да, көп санлы металлар ушын ның мәниси терис. Тәжирийбелерде табылған турақлысының мәниси бойынша шамасын анықлаўға болады; бир қатар бир валентли металлар ушын тиң мәниси бирге жақын болып шығады: мысалы натрий ушын гүмис ушын ; алтын ушын . Үлкенирек валентликке ийе болған металлар ушын тиң мәниси үлкен (мысалы, алюминий ушын ). Бирақ сондай материаллар да бар ( ҳәм басқалар), олар ушын оң мәниске ийе болып шығады.

Жоқарыда келтирилген элементар теорияның көз-қарасы бойынша бул факт түсиниксиз ҳәм оны тек квантлық механиканың тийкарында ғана түсиндириўге болады.

Холл эффекти тек электронлық өткизгишликке ийе болған өткизгишлерде бақланады[[52]](#footnote-53). Ионлық өткизгишлик орын алатуғын электролитлерде болса сезилерликтей эффект бақланбайды. Бул аўыр ионлардың электронларға салыстырғанда әдеўир киши тезлик пенен қозғалатуғынлығы менен байланыслы.

Ярым өткизгишлерде турақлысы температураның төменлеўи менен күшли үлкейеди. Бул жағдай температураның төменлеўи менен көлемниң бир бирлигиндеги электронлардың санының тез кемейиўи менен байланыслы. Ярым өткизгишлердеги Холл эффектиниң белгиси ярым өткизгиштиң өткизгишлигиниң электронлық характерге ямаса "тесиклик" характерге ийе екенлигин анықлаўға мүмкиншилик береди (171-параграф). "Аралас" өткизгишликке ийе ярым өткизгишлер ушын қубылыс әдеўир қурамалы характерге ийе болады.

**§ 218. Электронлардың салыстырмалы зарядын анықлаў**. Лоренц күши ушын жазылған аңлатпа қозғалыўшы бөлекшениң заряды ниң оның массасы ге қатнасын анықлаўға мүмкиншилик береди. Бул қатнасын *салыстырмалы заряд* деп атайды.

Вакуумда сыртқы магнит майданының кернеўлиги қа перпендикуляр тегисликте қозғалатуғын зарядланған бөлекшелердиң ағысын көз-алдымызға елеслетейик (270-сүўретте майданның кернеўлиги сызылма тегислигине перпендикуляр). Бундай жағдайда бөлекшениң тезлиги ның бағыты менен тың арасындағы мүйеш ге тең ҳәм 214-параграфтағы (3а) формуласы бойынша бөлекшеге

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

күши тәсир етеди.

Бул күш қозғалыўдың барысында бөлекшениң тезлигиниң векторына перпендикуляр. Шәрт бойынша бундай жағдайда бөлекшеге басқа ҳеш қандай күшлер тәсир етпейтуғын болғанлықтан, оның тезлиги сан шамасы бойынша турақлы ҳәм, демек, бөлекшениң траекториясы дөңгелектиң доғасы болып табылады. Егер, бул дөңгелектиң радиусы болса, онда бөлекшениң орайға умтылыўшы тезлениўи шамасына тең болады ҳәм Ньютонның екинши нызамы бойынша тезлениў менен күшиниң арасындағы қатнас

аңлатпасы менен бериледи.

Бул аңлатпадағы күшиниң орнына оның (1)-аңлатпа бойынша мәнисин қойсақ, мынадай теңликти аламыз:

Буннан бөлекшениң салыстырмалы заряды ушын төмендегидей қатнасты табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бөлекшениң траекториясының иймеклик радиусы ди ҳәм магнит майданының кернеўлиги ты тиккелей өлшеўге болады. Солай етип, қатнасын анықлаў ушын тек бөлекшениң тезлиги ны табыў керек болады. Бөлекшениң тезлиги ны ҳәр қыйлы усыллардың жәрдеминде анықлаўға болады. Оны, мысалы, тезлетиўши потенциаллар айырмасының жәрдеминде анықлаў мүмкин. Бөлекшелер вакуумда қозғалғанда электрлик күшлердиң барлық жумысы олардың кинетикалық энергиясының өсими ушын жумсалады. Буннан

ҳәм, усыған байланыслы,

теңликлерине ийе боламыз. ның бул мәнисин (2)-аңлатпаға қойып ҳәм алынған теңликтиң оң ҳәм шеп тәреплерин квадратқа көтерип және түрлендирип, мынадай теңликке ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

тезлигин салыстырмалы зарядтың аңлатпасынан жоқ етиў ушын Томсон басқа усылды пайдаланды. Оның ушын ол бөлекшелердиң дәстесин магнит ҳәм оған көлденең болған электр майданларында қозғалыўға мәжбүрледи. Электронның салыстырмалы зарядын анықлаў ушын Томсон пайдаланған усыл 271-сүўретте келтирилген; - электронлардың дереги хызметин атқаратуғын катод; - электронлар дәстесин айырып алыў ушын қолланылатуғын диафрагма. менен ның арасына электронларға тезлигин беретуғын потенциаллар айырмасы түсирилген. Диафрагма арқалы өткен электронлар кеңисликте усы тезлиги менен қозғалады. Пунктир дөңгелек пенен сызылма тегислигине перпендикуляр ҳәм кернеўлиги қа тең магнит майданы қоздырылатуғын область көрсетилген. Бул майдан полюсларының арасында трубка жайласатуғын электромагнит тәрепинен алынады. ҳәм арқалы арасында электр майданы қоздырылатуғын еки параллель пластинкалар белгиленген. - флуоресценция бақланатуғын экран, бул экранда жақтылық шығарып туратуғын дақ катод нуры түсетуғын орынды анықлайды. Мейли, магнит майданының бағыты электронлардың төменге қарай аўысыўына сәйкес келетуғын болсын. Тек магнит майданы бар болған жағдайда электронлар майдан областында дөңгелектиң доғасы бойынша қозғалады (пунктир сызық) ҳәм флуоресценцияланатуғын экрандағы жақтылық шығарып турған дақ төменге қарай жылысады. Бул жылжыўдың шамасы бойынша иймеклик радиусы есапланады. Буннан кейин менен пластинкаларының арасында магнит майданы менен бирге электростатикалық майданы да қоздырылады. Бул электростатикалық майдан тәрепинен электронға тәсир ететуғын күши магнит күши тиң бағытына қарама-қарсы бағытланған (биз қарап атырған жағдайда электр күши жоқарыға қарай бағытланған болыўы керек). Электр майданының шамасы электронлар дәстесиниң ҳеш қандай аўысыўға ушырамайтуғындай, яғный электрлик күш пенен магнитлик күштиң бир бирине тең болатуғындай етип сайлап алынады. Бундай жағдайда мынадай теңлик орынлы болады:

Буннан тезлик ушын

теңлигине ийе боламыз. ның бул мәнисин (2)-теңликке қойып ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

Солай етип, майданлардың кернеўликлери менен тың ҳәм иймеклик радиусы диң мәнислери бойынша электронның салыстырмалы заряды анықланады екен.

Томсон усылының бир қатар өзгертилген түрлери де бар (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз). Олардың өлшеўлердиң дәллигин жоқарылатыў мақсетинде ислеп шығылған. Жоқарыда көрсетилгендей, электронлардың тезликлери киши болған жағдайларда мынадай шама алынады:

Буннан электронның белгили болған заряды бойынша электронның массасы есапланады[[53]](#footnote-54).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 270-сүўрет. Магнит майданының бағытына перпендикуляр қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын күши. | 271-сүўрет. Электронның салыстырмалы зарядын анықлаў ушын Томсон өткерген тәжирийбениң схемасы. |

Электронлардың үлкен тезликлеринде салыстырмалық принципине сәйкес массаның тезликтен ғәрезлиги сезиле баслайды[[54]](#footnote-55). Усының нәтийжесинде тезликтиң өсиўи менен қатнасы киширейеди. Электронлардың тезлигин жүдә үлкен етиўге болғанлықтан, қатнасының кемейиўи сезилерликтей болады ҳәм массаның тезликтен ғәрезлигиниң эксперименталлық тастыйықланыўы болып табылады. Электронлар ушын қатнасының тезликтен ғәрезлигин муқыятлы түрде өткерилген эксперименталлық изертлеўлердиң нәтийжелери теориялық изертлеўлердиң нәтийжелери менен жүдә жақсы сәйкес келеди.

272-сүўретте ҳәр қыйлы тезликлер ушын электронның массасының өлшенген мәнислери көрсетилген; тутас сызық болса

формуласының тийкарында есапланған массаның тезликтен ғәрезлигине сәйкес келеди - шексиз киши тезликтеги масса ("тынышлықтағы масса") ҳәм бул қатнаста - бослықтағы жақтылықтың тезлиги. Жоқарыда айтылып өтилгендей, электронның "тынышлықтағы массасы" мынаған тең:

*г.*

Енди қатнасын электронлар дәстесин бойлық магнит майданындағы фокуслаў жолы менен анықлаўды қараймыз. Мейли, электрон турақлы тезлиги менен магнит майданы тың бағыты менен α мүйешин жасайтуғын бағытта қозғалатуғын болсын. Егер биз электронның қозғалысын биреўи магнит майданы бағытындағы, ал екиншиси оған перпендикуляр бағыттағы еки қураўшыға жиклесек бул жағдайдағы электронның траекториясының түрин аңсат анықлай аламыз. Магнит майданының бойындағы қураўшы ал магнит майданының бағытына перпендикуляр болған қураўшы .

|  |  |
| --- | --- |
|  | 272-сүўрет.  Электронның массасының тезликтен ғәрезлиги. |

қа перпендикуляр болған тегисликтеги электронның жолының проекциясы шеңбер болып табылады ҳәм оның радиусы (2)-қатнастың жәрдеминде анықланады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

қа параллель болған бағыттағы электронның қозғалысының проекциясы тезлиги менен тең өлшеўли қозғалыс болып табылады. Себеби, магнит майданында майданның бағытында зарядқа тәсир ететуғын қураўшы жоқ. Солай етип, электронның траекториясының өзи винтлик сызық болып табылады.

Бул винтлик сызықтың бойы менен электронның бир рет айланып шығыўы ушын кеткен ўақыт мынаған тең:

Бул теңликке диң орнына оның (4)-аңлатпа бойынша алынған мәнисин қойып, мынадай теңликке ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Солай етип, ўақыты электронның тезлиги ның шамасына да, бағытына да ғәрезли емес, ал магнит майданының кернеўлиги ҳәм электронның салыстырмалы қарсылығы бойынша анықланады екен. шамасын анықлаў усылы усы қатнасқа тийкарланған. Оның мәниси төмендегилерден ибарат:

Ҳаўасы сорап алынған трубканың ишинде жайласқан қызған катоды тәрепинен шығарылатуғын электронлар (272-сүўрет) диафрагмасындағы тесик арқалы өтеди.

катоды менен диафрагмасының арасында потенциаллар айырмасы шамасына тең тезлетиўши майдан пайда етиледи. Солай етип, тезлиги

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

қатнасының жәрдеминде анықланатуғын электронлардың дәстеси пайда етиледи.

Буннан кейин электронлар дәстеси конденсаторының пластиналарының арасынан өтеди, ал бул пластинкалардың арасында кернеўлиги ге тең болған өзгермели электр майданы қоздырылады. Усы өзгермели майданның тәсиринде электронлар ўақыттың ҳәр қыйлы моментлеринде әсбаптың көшерине салыстырғанда ҳәр қыйлы болған α мүйешлерине аўысады. конденсаторы менен флуоресцентли экранның аралығында ишине труба салынған соленоидтың жәрдеминде өзгермели магнит майданы қоздырылады. Жоқарыда айтылғанлар бойынша, бул жағдайда электронлар винтлик сызықлар бойынша қозғалады. Винтлик сызық бойынша бир рет айланып шығыў ушын кететуғын ўақыты ишинде электронлар

кесиндисиниң узынлығындай жолды өтеди. Бул теңликке (5)-аңлатпадағы ўақыт ның мәнисин қойып, мынаған ийе боламыз:

Егер α мүйешиниң шамасы киши болса, онда ҳәм

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

теңлигин аламыз.

Солай етип, кесиндиси жуўықлаўдың жеткиликли дәрежесинде электронлардың конденсаторында қандай α мүйешине аўысқанлығынан ғәрезсиз болып шығады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 273-сүўрет.  Магнитлик фокусировка (Буш усылы) усылы бойынша электронның салыстырмалы зарядын анықлаў. |

Тап сол ўақытының ишинде электронлар винтлик сызық бойынша бир рет айланып шығатуғын болғанлықтан, демек, олардың барлығы конденсаторынан бирдей қашықлығында әсбаптың көшерин кесип өтеди екен. 273-сүўретте электронлардың бир неше траекториялары көрсетилген. Олардың барлығының бир ноқатында кесилисетуғынлығы көринип тур. Бул ноқат, оптикалық нурлардың кесилисиў ноқаты сыяқлы *электронлардың фокусы* деп аталады. Бойлық магнит майданының кернеўлиги өзгергенде фокустың турған орны өзгереди. кернеўлигиниң мәнисин фокустың флуоресценциялаўшы экранына сәйкес келетуғындай етип сайлап алыўға, ал бул жағдайда экрандағы дәстениниң изиниң кескин түрде көриниўи бойынша анықлаўға болады. Бундай жағдайда кесиндисиниң шамасы конденсаторы менен экранының арасындағы қашықлыққа тең ҳәм сонлықтан оны өлшеўге болады. Ал диң мәнисин билгеннен кейин электронның салыстырмалы заряды ди анықлаўға болады. Ҳақыйкатында да, (7)-аңлатпадан мынаған ийе боламыз:

Бул теңликке (6)-теңлик бойынша ның мәнисин қойып

формуласына ийе боламыз.

Бул формуланың оң тәрепинде өлшеўге болатуғын шамалар тур. Нәтийжеде қатнасы анықланады.

Электронның салыстырмалы заряды ниң мәнисин дәл анықлайтуғын басқа усылды *тезликлерди фильтрлеў усылы* деп атайды. Ҳаўасы сорып алынған трубкада (274-сүўрет) қызған катодының ҳәм диафрагмасының жәрдеминде электронлар дәстеси алынады. Буннан кейин дәсте еки ҳәм конденсаторлары арқалы өтеди. Кондансаторлардың арасында екинши диафрагмасы болып, ол конденсаторында бурылмаған электронларды ғана өткереди. Конденсаторлардың екеўиниң де пластинкаларына ўақытқа байланыслы дәўири ға тең синусоидаллық нызам бойынша өзгеретуғын синхронлы түрде өзгермели потенциаллар айырмасы түсириледи. Бундай жағдайда пластинкаларының арасындағы потенциаллар айырмасы нолге тең болған жағдайда конденсаторы арқалы өткен электронлар ғана диафрагма арқалы өте алады. Егер электронлар екинши конденсаторға жетип келемен дегенше кеткен ўақыт ның ишинде конденсаторларға түсетуғын потенциаллардың айырмасы өзгерип үлгеретуғын болса, онда электронлар дәстесиниң бағыты бурылады. Егер ўақыт ның шамасы ден пүтин сан еселенген болса ғана аўысыў (бурылыў) орын алмайды. Бундай жағдайда электронлар дәстеси өзиниң изин флуоресценцияланатуғын экранның орайында береди.

Солай етип, дәстениң еки конденсатор тәрепинен аўыстырылмаўы ушын мынадай шәрттиң орынланыўы керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

Бул теңликте арқалы пүтин сан белгиленген.

Екинши тәрептен ўақыты былайынша анықланады: мейли, конденсаторлардың арасындағы қашықлық болсын. Бундай жағдайда теңлиги орынлы болады, бул теңликте - электронлардың тезлиги. Бул тезликтиң мәнисин катод пенен диафрагманың арасына түсирилген потенциаллар айырмасының мәнисин бойынша төмендегидей қатнастың жәрдеминде анықлаўға болады:

Буннан

аңлатпасына ийе боламыз. Усы шамасы менен (8)-формуланы пайдаланып, салыстырмалы заряд ушын мынаған ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

Өлшеўлерди орынлаў ушын электронлар дәстесиниң экранына түсетуғындай етип дәўири киширейтиледи. Бул теңлигине сәйкес келеди. Буннан ҳәм шамаларының белгили болған мәнислериниң тийкарында (9)-формула бойынша салыстырмалы заряд анықланады.

**§ 219. Оң зарядланған ионлардың салыстырмалы зарядын анықлаў**. Бөлекшелердиң электр ҳәм магнит майданларындағы аўысыўына тийкарланған жоқарыда көрсетилген усыллар принципинде тек электронлардың салыстырмалы заряды ғана емес, ал қәлеген ионлардың салыстырмалы зарядын анықлаў ушын жарамлы. Бирақ, атомлық ямаса молекулалық ионлар ушын салыстырмалы зарядты анықлаўдағы қыйыншылық мынадай ибарат: ионлардың дереги сыпатында қандай да бир қатты электрод хызмет ете алмайды, ал оның орнына разряд орын алатуғын газ хызмет етеди. Усының менен бирге ионлар потенциаллары ҳәр қыйлы болған ҳәр қыйлы орынларда пайда болатуғын болғанлықтан, олар ҳәм қыйлы тезликлерге ийе болады. Сонлықтан, ҳәр қыйлы тезликлерге ийе болған ионлар бирдей майданларда ҳәр қыйлы аўысыўларға ушырайды ҳәм бул жағдай өлшеўлерди өткериўге мүмкиншилик бермейди. Тезликтиң тәсирин жоқ етиў ушын Томсон *параболалар усылы* деп аталатуғын усылды қолланды. Бул усыл бир тәрепке карай бағытланған электр ҳәм магнит майданларын пайдаланыўға тийкарланған. көшериниң бағытында басланғыш тезлиги менен ушатуғын бөлекшени көз алдымызға келтирейик (275-сүўрет). Мейли, электр майданының кернеўлиги менен магнит майданының кернеўлиги бир тәрепке қарай көшерине параллель бағытланған ҳәм бөлекшелерге олардың жолындағы бирдей болған участкасында тәсир ететуғын болсын. Электр майданы тәрепинен заряды ге тең болған бөлекшеге көшериниң бағытындағы мынадай күш тәсир етеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Тап сол бөлекшеге магнит майданы тәрепинен шеп қол қағыйдасы бойынша көшериниң бағытындағы Лоренц күши тәсир етеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Солай етип, электр ҳәм магнит майданлары бөлекшени өз-ара перпендикуляр бағытта бурады екен ҳәм бөлекше тегислигине параллель болған тегислигин координаталары ҳәм болған базы бир ноқатында кесип өтеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 275-сүўрет.  Параболалар усылының схемасы. |

Мейли, бөлекшениң массасы ге тең болсын, бундай жағдайда оның тезлениўиниң қураўшысы (1)-теңлик бойынша мынаған тең:

Тезлениўдиң усы қураўшысының мәниси турақлы болғанлықтан, бөлекшениң бағытындағы аўысыўы тең өлшеўли тезлениўши характерге ийе болады ҳәм бөлекшениң кесиндиси арқалы өтиў ўақыты ның ишинде мынадай шамаға аўысады:

Бирақ, буннан:

Тәжирийбениң берилген шараятларында турақлы болған шамасын арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Тап усындай жоллар менен (2)-теңлик бойынша тезлениўдиң қураўшысының

шамасына тең екенлигин табамыз. шамасы да турақлы болғанлықтан, бөлекшениң көшериниң бағытындағы аўысыўы мынаған тең болады:

Егер усы теңликтеги ның орнына оның мәнисин қойып

теңлигин табамыз. Тәжирийбениң берилген шараятында турақлы болған шамасын арқалы белгилеп,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

теңлигине ийе боламыз.

(3)- ҳәм (4)-формулалар бөлекшениң электр ҳәм магнит майданларындағы аўысыўын анықлайды. Көринип турғанындай, тәжирийбениң берилген шараятларында аўысыўлар еки фактордың тийкарында анықланады екен: бөлекшениң салыстырмалы заряды ҳәм оның тезлиги . Бирдей болған салыстырмалы зарядқа, бирақ ҳәр қыйлы болған тезликлерине ийе бөлекшелер тегислигиниң ҳәр қыйлы ноқатларында кесилиседи. Бул ноқатлардың барлығы белгили болған бир иймекликтиң бойынша жайласады. Бул иймекликтиң теңлемесин (3)- ҳәм (4)-аңлатпалардағы шамасын қысқартыў арқалы аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Көринип турғанындай, бул параболаның теңлемеси болып табылады. Томсон бөлекшелердиң жолына фотопластинканы қойған ҳәм оның бетинде бөлекшелердиң параболалық иймеклик түриндеги излери алынған. Ҳәр бир парабола ниң бир мәнисине, бирақ ҳәр қыйлы тезликлерге сәйкес келеди. Ҳәр қыйлы параболалар ҳәр қыйлы қатнасларына ийе болған бөлекшелерге сәйкес келеди. Бақланған параболадан оның параметри болған шамасын таўып ҳәм менен 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, ҳәм ), онда ҳәм салыстырмалы зарядларының қатнасы пүтин санлардың қатнасындай болады. Себеби ҳәм зарядларының шамасы электронның заряды ден пүтин сан еселенгендей шамаға үлкен бола алады.

Егер зарядлары бирдей, бирақ тәбияты ҳәр қыйлы болған ионлар (мысалы, ҳәм ) ҳаққында гәп етсек, онда олардың ҳәм салыстырмалы зарядлары берилген бөлекшелердиң массалары болған ҳәм шамаларының қатнасындай болады. Солай етип, параболалар усылы атомлар менен молекулалардың массаларын бир бири менен салыстырыўға мүмкиншилик береди. Неонға тийисли болған параболаларды бақлап, Томсон неонның 20 ға тең атомлық салмағына жуўап беретуғын интенсивли парабола менен бир қатарда интенсивлиги әдеўир әззи болған және шамасының басқа мәнисине сәйкес келетуғын әззи параболаны да тапқан. Өлшеўлер бул қатнастың атомлық салмағы 22 ге тең болған атомларға сәйкес келетуғынлығын көрсеткен. Солай етип, бирдей зарядқа, бирақ ҳәр қыйлы массаларға ийе болатуғын неонның атомларының еки түрли сорты болады екен.

Ҳәзирги ўақытлары элементлердиң үлкен бөлиминиң еки ямаса оннан да көп санлы изотоплардың, яғный физикалық ҳәм химиялық қәсийетлери бойынша бир бирине жүдә уқсас, бирақ ҳәр қыйлы атомлық салмақларға ийе затлардың араласпаларынан туратуғынлығы белгили.

Ионлардың электр ҳәм магнит майданларындағы аўысыўы бойынша массаларын салыстырыў усылы Астон тәрепинен жетилистирилди. Астон усылында ионлар қарама-қарсы бағытларда аўыстыратуғын электр ҳәм магнит майданларының тәсир ететуғын областлары арқалы избе-из өтеди.

Астон әсбабының схемасы 276-сүўретте көрсетилген. ҳәм диафрагмалары ионлардың жиңишке дәстесин бөледи ҳәм олар буннан кейин бир бирине параллель болған ҳәм пластинкаларының арасынан өтеди. ҳәм пластинкаларына белгили шамадағы потенциаллар айырмасы түсириледи. Сонлықтан олардың арасында кернеўлиги болған электр майданы пайда болады. Ойымызда бөлекшелердиң ағысында бирдей салыстырмалы зарядқа ийе болған бөлекшелерди айырып аламыз; бул бөлекшелер ҳәр қыйлы тезликлерге ийе болады, сонлықтан олар ҳәр қыйлы шамаларға аўысады ҳәм нәтийжеде дәсте кеңейеди. Оның шетине ең киши тезлик пенен қозғалатуғын, ал шетине ең үлкен тезлик пенен қозғалатуғын бөлекшелер келип түседи. Пунктир дөңгелек пенен көрсетилген областта бөлекшелер сызылма тегислигине перпендикуляр магнит майданына келип түседи. Бул орында бөлекшелер электр майданындағы аўысыўға салыстырғанда қарама-қарсы бағыттағы аўысыўға ушырайды. Ҳәр қыйлы тезликлерге ийе болған бөлекшелер ҳәр қыйлы аўысыўларға ушырайды: тезлиги киши болған бөлекшелер - күшлирек, ал ең үлкен тезликке ийе болған бөлекшелер - киширек шамаға аўысады. Усының салдарынан ҳәр қыйлы тезликлерге ийе болған бөлекшелердиң траекториялары бир ноқатында кесилиседи. Тап сол сыяқлы, басқа салыстырмалы заряд ге ҳәм ҳәр қыйлы тезликлерге ийе болған бөлекшелер базы бир ноқатында кесилиседи. Басқа қатнасына ийе болған бөлекшелердиң траекторияларының кесилисиў орынлары шама менен туўрының бойында жайласады. Солай етип, егер туўрысының бойында фотопластинканы қоятуғын болсақ, онда саңлақлардың кескин түрдеги "сүўретлери" пайда болады. Бул сызықлардың ҳәр қайсысы салыстырмалы заряд ниң белгили болған мәнислерине сәйкес келеди. Бирдей зарядларға ийе ионлар болған жағдайда сызықлардың турған орны олардың тек массаларынаң қатнасы бойынша ғана анықланады. Усындай сызықлардың салыстырмалы орынларын өлшеў арқалы массаларының арасындағы қатнасты анықлаў мүмкин.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 276-сүўрет.  Масс-спектрограф. |

Алынатуғын фотограмманың түри (277-сүўрет) оптикалық спектрографтың жәрдеминде алынатуғын сызықлы спектрдиң түрин еске түсиреди. Сонлықтан Астон өзиниң әсбабын масс-спектрограф деп атады.

Масс-спектрографтың жәрдеминде ҳәр қыйлы изотоплардың массаларының қатнасларын жүдә жоқары дәлликте анықлаўға болады.

Изотоплардың массаларын өлшеўлердиң барысында алынған базы бир мағлыўматлар XIX кестеде берилген.

Атомлардың қурылысының теориясы ушын үлкен әҳмийетке ийе болатуғын изотоплардың үстинен исленген тәжирийбелердиң нәтийжелери III томда талланады.

|  |  |
| --- | --- |
| 277-сүўрет.  Масс-спектрограмма. |  |

Ионлардың салыстырмалы зарядын анықлаў усылларының ишинде белгили болған тезликке ийе болған бөлекшелерди көлденең магнит майданындағы фокуслаўға тийкарланған усылды көрсетемиз. 278-сүўретте әсбаптың схемасы көрсетилген (әпиўайылық ушын схемада ишинде әсбаптың барлық бөлимлери жайласатуғын ҳәм ҳаўасы сорып алынатуғын металл қуты көрсетилмеген). Қыздырылатуғын сымы анодтың хызметин атқарады. Бул сымның бетине қурамында изертленетуғын элемент бар болған дуздың жуқа қатламы пайда етиледи; бундай шараятларда сым оң зарядланған ионлардың дереги болып хызмет етеди. Ионлар сымы менен саңлағының арасына түсирилген потенциаллар айырмасына сәйкес келетуғын электр майданының тәсиринде тезлетиледи. Усы саңлақ арқалы ушып өтетуғын ионлар сызылма тегислигине перпендикуляр, кернеўлиги болған бир текли магнит майданы тәсир ететуғын кеңисликке келип жетеди. Бул майданның тәсиринде олар радиусы 218-параграфтағы (2)-формуланың жәрдеминде анықланатуғын ге тең болған шеңбер бойынша қозғалады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

Бул теңликте - ионлардың массасы, - олардың заряды, - тезлик.

XIX кесте

Изотоплардың массалары

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Атом | Химиялық атомлық салмақ | ға салыстырғандағы изотоплардың массалары |
|  |  |  |
|  |  |  |
|  | 6.940 |  |
|  | 16,00 (анықламасы бойынша) |  |
|  | 35,457 |  |

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 278-сүўрет. Бөлекшелердиң көлденең магнит майданында аўысыўының схемасы. | 279-сүўрет. Магнийдиң изотоплары ушын алынған иймеклик. |

саңлағы арқалы сымының өлшемлериниң шекли болыўына байланыслы тезликлери ҳәр қыйлы болған ионлар ушып өтеди. менен тиң орталығындағы кеңислигинде саңлағының тегислигине перпендикуляр бағытта қозғалатуғын ионлардың траекториясы тутас сызық пенен көрсетилген. Бул ионлар саңлағы жайласқан тегисликти екинши рет ноқатында ден қашықлығында кесип өтеди. менен лардың арасында биз қараған траекторияны α мүйеши менен кесип өтетуғын ионлар саңлағы жайласқан тегисликти ноқатында кесип өтеди. α мүйешин киши деп болжасақ (278-сүўретке қараңыз)

ямаса теңлиги орынлы болғанлықтан

теңлигине ийе боламыз. α мүйеши киши болғанлықтан, жуўық түрде мынадай теңликти аламыз:

α мүйеши киши болғанда шамасы ге салыстырғанда дым киши. Демек, ионлардың барлық траекториялары тегислигин киши кесиндисиниң шеклеринде кесип өтеди. Бул орында саңлағы, ал оннан кейин Фарадей цилиндри жайластырылады.

Бул цилиндр электрометр менен тутастырылады ҳәм сонлықтан оған келип түсетуғын ионларды регистрациялайды. Ионлардың тезлиги потенциаллар айырмасы менен

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

аңлатпасы бойынша байланысқан.

(6)- ҳәм (7)- аңлатпалар бойынша тезлиги ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

Солай етип, берилген қашықлығында ҳәм саңлақларының арасында ҳәм магнит майданының берилген мәнисинде Фарадей цилиндрине шамасы тезлетиўши потенциалға кери болған пропорционал қатнасына ийе болған ионлар келип түседи. потенциаллар айырмасын өзгертиў арқалы ҳәр қыйлы ионларды регистрициялаўға болады.

279-сүўретте анодының бетине магнийдиң дузы себилген жағдайда алынған иймеклик көсетилген. Абсцисса көшерине тезлетиўши потенциаллар айырмасына кери болған шамалар, ал ордината көшерине электрометрдиң аўысыўларының саны қойылған. Иймекликте төрт пик бар. Олардың бириншиси молекулалық салмағы 28 болған азоттың молекулалық ионларына сәйкес келеди. Қалған үш пик атомлық салмақлары 24, 25 ҳәм 26 ға тең болған магнийдиң изотопларының бир зарядлы ионларына жуўап береди.

Соңғы ўақытлары изотоплардың массаларын анықлаўдың усыллары және де жетилистирилди. Мысалы, электр ҳәм магнит майданларының жәрдеминде қос фокуслаўға ийе болған масс-спектрограф пайдаланылады. Бул әсбаптың ажырата алыўшылық күши соншама үлкен, оның жәрдеминде атомлық салмағы 2,01471 шамасына тең болған водородтың аўыр изотопының изи менен молекулалық салмағы 2,01624 шамасына тең водородтың жеңил изотопының молекулалық ионының излерин ажыратып көриўге болады.

**§ 220. Электронлық дәстениң техникалық қолланылыўы**. Ҳәзирги ўақытлары электронлық нур ҳәр қыйлы техникалық мақсетлерде пайдаланылады. Ең дәслеп ўақыт бойынша тез өзгеретугын электрлик процесслерди үйрениў ушын хызмет ететуғын катодлы осциллографтың дүзилисин тәрийиплеймиз. Катодлық осциллографтың дүзилиси схема түринде 280-сүўретте көрсетилген. Ишинен ҳаўасы сорып алынған шийше ыдыстың ишинде электронлардың дереги хызметин атқаратуғын қыздырылатуғын катоды жайластырылған. Электронлар турақлы майданның жәрдеминде тезлетиледи. ҳәм диафрагмаларының жәрдеминде олардан жиңишке дәсте кесип алынады. Бул дәсте ыдыстың барлығы бойынша ушып өтеди ҳәм флуоресценциаланыўшы зат пенен қапланған дийўалында жақтылық шығарып туратуғын дақты пайда етеди. Ушыў жолында электронлар дәстеси бир бирине перпендикуляр тегисликте жайласқан ҳәм , пластинкалардың арасы арқалы өтеди. пластинкасына ўақыттан ғәрезлигин үйрениў мақсетке муўапық келетуғын потенциаллар айырмасы түсиндириледи. Әдетте ўақытқа байланыслы дәўирли түрде өзгеретуғын потенциаллар айырмасы менен ис алып барылады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 280-сүўрет.  Катодлы осциллограф. |

пластинкаларының арасындағы потенциаллар айырмасы қандай дәўир менен өзгеретуғын болса кернеўлиги де тап сондай дәўир менен өзгеретуғын электр майданы пайда болады. Бул майданның тәсиринде электронлық дәсте аўысады, соның менен бирге электронлардың массасы жүдә киши болғанлықтан әмелий жақтан дәстениң аўысыўы майданның өзгериўи менен дәл бирдей болады. Электронлық дәсте тәрепинен экранында пайда етилетуғын жақты дақ дәстениң аўысыўына байланыслы тербеле баслайды. Көпшилик жағдайда орын алатуғын жеткиликли дәрежедеги жоқары жийиликлерде бул тербелислерди көз бенен тиккелей бақлаўдың мүмкиншилиги жоқ - жақтылы дәсте тутас жолаққа созылады. Тербелислерди бақлаў мүмкиншилигине ийе болыў ушын пластинкалардың екинши жубы болған лардың арасына ўақыт пенен белгили байланысқа ийе өзгермели майданы пайда етиўге болады. Мысалы, пластинкаларының жубының арасында гармоникалық тербелислердиң нызамы бойынша өзгеретуғын цикллық жийилиги болған майданды пайда етиўге болады; бундай жағдайда:

Егер үйренилетуғын потенциаллар айырмасы да ўақытқа байланыслы гармоникалық нызам бойынша өзгеретуғын болса, онда

теңлигине ийе боламыз ҳәм бундай жағдайда электронлық дәсте бир бири менен перпендикуляр болған еки гармоникалық тербелмели қозғалысқа қатнасады (I томға қараңыз) ҳәм экранындағы жақтылық шығарып турған дақ Лиссажу фигураларының бирин пайда етеди. Бул фигураның түрин билип ҳәм диң ўақыт бойынша өзгерисиниң жийилиги менен амплитудасын билиў жолы менен үйренилетуғын потенциаллар айырмасының өзгериўиниң характерин де анықлаўға болады. Егер ҳәм жийиликлери бирдей болса, онда флуоресцияланатуғын экранда эллипс пайда болады ҳәм оның белгили болған жағдайда дөңгелекке ямаса туўры сызыққа айланыўы мүмкин. экранында пайда болған фигуралардың сүўретин түсириўге болады ҳәм бундай жағдайда *осциллограммалар* деп аталатуғын сүўретлер алынады.

Соңғы ўақытлары өзгермели майданның тәсиринде пластинкаларының арасында пайда болатуғын электронлық дәстениң тербелислериниң қолайлырақ болған "ўақытлық сканнерлеў" пайдаланыла баслады. Оның ушын пластинкаларының арасында ўақытқа байланыслы сызықлы өзгеретуғын кернеўлиги ге тең майдан пайда етиледи:

Оны әмелге асырыў ушын пластинкаларына параллель түрде конденсаторды тутастырады ҳәм бул конденсатор ўақыттың өтиўи менен үзликсиз зарядланады. Бундай жағдайда экранындағы жақтылық шығарып турған дақ иймекликти тиккелей түрде сызады. Бундай иймекликти биз ордината көшерине ўақыттың базы бир функциясы болған диң мәнислерин, ал абсцисса көшерине ўақыт ны қойыў менен алған болар едик (281-сүўрет). майданының үзликсиз үлкейиўи дәстени экранының шеклеринен сыртқа шығарған болар еди, сонлықтан базы бир ўақыттан кейин шамасының мәнисин нолге шекем тез киширейиўге мәжбүрлейди ҳәм буннан кейин ол қайтадан ўақытқа байланыслы сызықлы түрде өседи. кернеўлигиниң усындай болып тосыннан нолге шекем кемейиўи, мысалы, конденсатордың қысқышларына разрядлы трубканы жалғаў жолы менен әмелге асырыўға болады; конденсатордың пластинкаларындағы потенциаллар айырмасы тутандырыў[[55]](#footnote-56) 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 ўақытта, трубка жақтылық шығарады ҳәм конденсатор усы трубка арқалы зарядсызланады. Конденсатордың зарядсызланыўы процессине жақтылық шығарып турған ноқаттың орнына тез қайтып келиўи сәйкес келеди (281-сүўреттеги пунктир туўры). Буннан кейин жақтылық шығарып турған ноқат қайтадан иймекликти сыза баслайды. Үйренилип атырған потенциаллар айырмасының ўақыт бойынша өзгериси таза гармоникалық характерге ийе болған жағдайда таза иймекликтиң бурынғы иймекликтиң үстине түсиўин жүзеге келтириўге болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 281-сүўрет. Осциллограмма. | 282-сүўрет. Электростатикалық электронлық линза. |

Ҳәзирги ўақытлардағы осциллографлар жийилиги *сек*-1 шамасына тең жийиликлерди үйрениўге мүмкиншилик береди ҳәм жақтылық шығарып турған дақтың 1 *в* кернеўде 1 *мм* шамасындағы аўысыўды бере алады.

Осциллографлары өзгермели тоқларды үйрениўде кең түрде қолланылып атыр (232-параграфқа қараңыз).

Электронлық дәстениң басқа қолланылыўы оның электр ҳәм магнит майданларындағы аўысыўы болып табылады. Бундай жағдайда электронлық дәстени фокуслаўдың мүмкиншилиги пайда болады. Бундай фокусланыўда электронлық дәстелердиң аўысыўы менен линзалардағы жақтылық нурының сыныўының арасындағы аналогия табылады. Усыған байланыслы электронлық дәстелердиң бир текли болмаған майданлардағы тарқалыўы *электронлық оптика* атамасына ийе болды.

"Электронлық линза" ушын ең әпиўайы мысал ретинде тең өлшеўли терис зарядланған пластинкасындағы дөңгелек тесигиниң қасында пайда болатуғын бир текли емес электр майданын көрсетиўге болады (282-сүўрет). Бундай тесиктиң қасындағы кернеўлик сызықлары пунктир менен сүўретленген. Тесиктиң көшери тың бағытында қозғалатуғын электронлар симметрияның орын алыўына байланыслы ҳеш қандай аўысыўға ушырамайды. көшерин базы бир ноқатында кесип өтетуғын қәлеген электрон өзи ушып өтетуғын тесигине жақынласқан сайын көбирек аўысады.

Солай етип, пластинкадан кейин электрон қайтадан көшерин базы бир ноқатында кесип өтеди.

Егер ноқаты арқалы үлкен болмаған денелик мүйештиң ишиндеги траекториялардың ағысы өтетуғын болса, онда олардың барлығы да бир ноқатында кесилиседи ҳәм сонлықтан усы ноқаты ноқатының "сүўрети" болып табылады. Ал кеңирек дәстелерде траекториялардың барлығы ноқатында кесилиспейди, яғный оптикадағы сфералық аберрацияға сәйкес келетуғын қубылыс бақланады.

Электронлық оптиканың усыллары электронлық дәстелердиң бир текли болмаған электростатикалық майдандағы тарқалыў нызамлары менен жақтылық нурларының сыныў көрсеткиши өзгермели болған мөлдир орталықлардағы тарқалыў нызамларының арасындағы формал түрдеги уқсаслыққа тийкарланған. Бул аналогияны әпиўайы мысалда түсиндиремиз. Мейли электронлар потенциал турақлы мәниске ийе болған кеңислигиниң областында турақлы тезлиги менен туўры сызықлы қозғалатуғын болсын (283-сүўрет). Буннан кейин ол потенциалы турақлы, бирақ басқа шамасына тең областына өтетуғын болсын. Бул областта электрон және де туўры сызықлы траектория бойынша қозғалады. Шегаралық областында потенциал мәнисинен мәнисине шекем өзгереди, усының нәтийжесинде бул областта нолге тең болмаған майданның кернеўлиги болады ҳәм, демек, бул орында ҳәр бир электронға областларды айырып турған шегараға перпендикуляр болған күш тәсир етеди. Бул күштиң тәсиринде электронның тезлигиниң нормаль қураўшысы өзгериске ушырайды, ал тезликтиң тангенциаллық қураўшысы өзгериссиз қалады. менен арқалы шегараға түсирилген нормаль менен электронлардың ҳәм траекторияларының арасындағы мүйешлерди белгилесек, онда мынадай қатнасларды аламыз:

теңлиги орынлы болғанлықтан

қатнасына ийе болады. Бул қатнас

түринде жазылатуғын оптикалық сыныў нызамына уқсас. Бул қатнаста менен арқалы еки мөлдир заттың сыныў көрсеткишлери белгиленген.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 283-сүўрет.  Электронлық дәстениң сыныўы. |

Электростатикалық фокусировка усылы ҳәзирги заман техникасында кеңнен қолланылмақта. 284-сүўретте бир қатар цилиндрлер менен дөңгелек тесиклери бар диафрагмалардан туратуғын ҳәзирги заман осциллографының фокуслаўшы системасы көрсетилген. Сүўреттиң төменги бөлиминде оған уқсас болған оптикалық линзалардың системасы келтирилген.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 284-сүўрет.  Осциллографтың фокуслаўшы системасы. |

285-сүўретте соңғы ўақытлары кең түрде қолланыла баслаған *электронлық-оптикалық түрлендиргиш* атамасына ийе әсбаптың схемасы көрсетилген. Бул сүўретте арқалы ҳақыйқый сүўрети оптикалық линзаның жәрдеминде мөлдир болған пластинкасына алып берилетуғын белгиленген. пластинкасының бетине катодының хызметин атқаратуғын металдың жуқа қатламы отырғызылған. объекти шығаратуғын жақтылық нурларының тәсиринде бул катодтан электронлар ушып шығады (III томдағы фотоэффект қубылысы); электронлардың бул ағысы электростатикалық ҳәм линзаларының жәрдеминде флуоресценцияланатуғын экранына фокусланады. Солай етип, экранында объектиниң көзге көринетуғын сүўрети қайтадан алынады. Бундай түрлендириўдиң мақсети мынадан ибарат: объекти көзге көринбейтуғын ультрафиолет ямаса инфрақызыл нурларды шығара алады; электронлық-оптикалық түрлендиргиш болса объекттиң флуоресценцияланыўшы экраны тәрепинен шығарылатуғын көзге көринетуғын нурлардағы сүўретин пайда етиўге мүмкиншилик береди. Усының менен бирге, электронлық-оптикалық түрлендиргиш "күшейткиштиң" хызметин атқара алады: объект тәрепинен берилетуғын нурланыўдың интенсивлигиниң жүдә киши болыўы мүмкин, ал флуоресценцияланыўшы экранның интенсивлиги болса электронлардың тезлетиўши электростатикалық майданда алған энергиясының есабынан әдеўир жақтылы болады.

|  |  |
| --- | --- |
| 285-сүўрет.  Электронлық-оптикалық түрлендиргиш. |  |

Магнит майданының фокуслаўшы тәсири электронның салыстырмалы зарядын анықлаў усылын тәрийиплегенде көрсетилген еди (218-параграф). Бир текли магнит майданына келип түсетуғын ҳәм басланғыш тезлиги майданның бағыты менен сүйир α мүйешин жасайтуғын электрон винтлик сызықтың бойы менен қозғалады. Киши α мүйешлеринде винтлик сызықтың адымы α ның мәнисинен әмелий жақтан ғәрезли емес. Усының нәтийжесинде, траекториялары ашылыў мүйеши[[56]](#footnote-57) үлкен болмаған конустың шеклеринде жайласқан электронлар дәстеси магнит майданының тәсиринде конустың көшери бағытындағы ноқатлық фокуста жайналады. Солай етип, магнит майданы оптикадағы әпиўайы жыйнаўшы линзадай болып хызмет етеди екен. Ушлары арнаўлы түрде исленген формаға ийе болған катушкалардың қасында пайда болатуғын бир текли емес магнит майданы да фокуслаўшы тәсирге ийе болады.

Электронлық дәстелерди фокуслаў мүмкиншилиги *электронлық микроскопларды* қурыўға мүмкиншилик береди. Катод тәрепинен шығарылатуғын электронлар ҳәр қыйлы бөлимлери электронларды азы-көпли иркетуғын изертлеў объекти арқалы өтеди. Электронлық линзалардың системасының жәрдеминде бул объекттиң үлкейтилген "саялық" сүўрети алынады. Сүўрет флуоресцентли экранның, ямаса тез ушатуғын электронлардың келип урылыўының салдарынан қараўытыў қәсийетине ийе болған фотопластинканың жәрдеминде алынады. 286-сүўретте магнит линзаларына ийе болған электронлық микроскоптың схемасы менен фотокамерасы бар оптикалық микроскоптың схемасы салыстырылған. Микроскоплардың бирдей болған бөлимлери бирдей ҳәриплер менен белгиленген: электронлық микроскоп ушын үлкен ... ҳәм оптикалық микроскоп ушын киши ҳәриплер пайдаланылған. Электронлық микроскопта - электронлардың дереги; - конденсордың хызметин атқаратуғын ҳәм электронлардың дәстесин объектке қарай бағдарлайтуғын магнитлик линза, - магнитли объектив; - аралықлық сүўрет; - проекциялаўшы линза ҳәм - фотопластинка қа келип түсетуғын ең ақырында пайда болатуғын сүўрет. Электронлық микроскоптың барлық бөлимлери герметик түрде жабылатуғын колоннаның ишинде жайластырылады. Насослардың жәрдеминде ҳаўа электронлардың еркин жүриў жолының узынлығы деректен фотопластинканың арасына шекемги қашықлықтан үлкен болатуғындай басымға шекем сорып алынады. Оптикалық микроскопта: - жақтылықтың дереги, - конденсор, - объект, - объектив, - аралықлық сүўрет, - проекциялаўшы линза, - ең ақырында пайда болған сүўрет, - фотопластинка. Ҳәзирги ўақытлардағы электронлық микроскоплар 40 000 есе ҳәм оннан да жоқары үлкейтиўшиликке ийе[[57]](#footnote-58). Бундай үлкейтиўлер оптикалық микроскоплар беретуғын үлкейтиўлерге салыстырғанда жүдә жоқары (шама менен 2000 есе). Солай етип, электронлық микроскоплар әдеттеги оптикалық микроскоплардың жәрдеминде үйрениўге болмайтуғын объектлерди үйрениўге мүмкиншилик береди. Электронлық микроскоплардың жәрдеминде оптикалық микроскоплардың үлкейтиўинен жоқары болған үлкейтиўлердиң алыныў себеби III томда айтылады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 286-сүўрет.  Электронлық () ҳәм оптикалық () микроскоплардың схемалары. |

287-сүўретте электронлық микроскоптың жәрдеминде алынған ның шаңында услап турылған бөлекшелердиң фото сүўретлери келтирилген. Бөлекшелер жүдә майда ийне тәризли кристаллар болып табылады. Фото сүўреттиң 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-сүўрет.  Электронлық микроскоптың жәрдеминде алынған ZnO бөлекшелериниң фото сүўрети. |  |

**XX БАП**

**ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ИНДУКЦИЯ**

**§ 221. Электромагнитлик индукция қубылысы**. Электромагнитлик индукция қубылысы 1831-жылы Фарадей тәрепинен ашылды. Бул қубылыс мыналардан ибарат: *қәлеген өткизгиш туйық контурда усы контур тәрепинен шекленген майдан арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы өзгергенде электр тоғы пайда болады. Бундай тоқты индукциялық тоқ деп атайды*.

Электромагнитлик индукция қубылысын төмендегидей тәжирийбелерде бақлаўға болады.

1. Гальванометр арқалы туйықланған соленоидын аламыз (288-сүўрет) ҳәм оның ушларының бирине турақлы магнитти жақынлатамыз. Бундай жағдайда соленоидта гальванометриниң стрелкасының аўысыўы бойынша табылатуғын электр тоғы пайда болады. Магниттиң қозғалысы тоқтағанда бул тоқ та тоқтайды. Егер бизлер магнитти қашықлата басласақ, онда соленоидта қайтадан тоқ пайда болады. Бирақ бул тоқтың бағыты соленоидты жақынлатқанда пайда болған тоқтың бағытына қарама-қарсы. Тап усындай қубылысты магнитти қозғалыссыз қалдырып, соленоидты қозғаған жағдайда да бақлаўға болады. Соңында, турақлы тоқ өтип турған екинши соленоидты алыўға да болады. Оны орнынан қозғағанда екинши соленоидта тоқ пайда болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 288-сүўрет. Магнитти қозғаў жолы менен соленоидта индукциялық тоқты қоздырыў. | 289-сүўрет. Қоңсы соленоидтағы тоқты қосыў ҳәм ажыратыў жолы менен соленоидтағы индукциялық тоқты қоздырыў. |

2. Қозғалмайтуғын еки ҳәм соленоидларын аламыз (289-сүўрет). Мейли, бул жағдайда да соленоиды гальванометри менен туйықланған ҳәм соленоиды гальваникалық элементи ҳәм гилти бар шынжырға тутастырылған болсын. гилтиниң жәрдеминде соленоидтында тоқты қосқанда соленоидында гилтиниң аўысыўы менен табылатуғын қысқа мүддетли тоқ пайда болады. соленоиды бойынша тоқтың буннан былай өтип турыўының барысында соленоидта ҳеш қандай тоқ бақланбайды. 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 өткериўге де болады. Бирақ, бундай жағдайда қубылыс әззирек болады.

Бул тәжирийбелердиң нәтийжелерин таллаймыз. Бул тәжирийбелердиң бириншилери соленоидтағы тоқтың магнит жақынлағанда ямаса узақласқанда ғана, яғный соленоидтың қасында магнит майданы өзгеретуғын ямаса соленоидтың өзи магниттиң бир текли болмаған магнит майданында қозғалған жағдайда пайда болатуғынлығын көремиз. Магниттиң соленоидқа салыстырғанда қозғалысы тоқтаўдан (ямаса магнитке салыстырғанда соленоидтың қозғалысы) соленоидтың қасындағы магнит майданы турақлы болады ҳәм соленоидтағы тоқтың өтиўи тоқтайды. Екинши тәжирийбедеги қубылыс биринши тәжирийбедеги қубылысқа жүдә усайды. Бул жағдайда магнит майданы C соленоидындағы пайда болатуғын ямаса жоқ болатуғын тоқ тәрепинен пайда етиледи. Еки жағдайда да өткизгиш контурдың қасында магнит майданының шамасы, усыған сәйкес, контур тәрепинен өзиниң ишине қамтып алынатуғын магнит ағысының шамасы өзгереди. Еки жағдайда да өткизгиш 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 *өткизгиш туйық контурды бир текли магнит майданында бурғанда да индукциялық тоқ пайда болады*. Бул жағдайда өткизгиштиң қасындағы магнит майданының индукциясының шамасы турақлы болып қалады, ал тек оның контурдың бети арқалы ағысы ғана өзгереди. Егер туйық контурды *бир текли магнит майданында илгерилемели қозғалтсақ, онда ол арқалы индукция ағысының шамасы турақлы болып қалады ҳәм индукциялық тоқ пайда болмайды*. Солай етип, усы параграфтың алдында келтирилген анықламаның дурыс екенлиги дәлилленеди: туйық өткизгиш контур арқалы индукцияның ағысы өзгергенде индукциялық тоқ пайда болады

Бирақ, мынадай жағдайды аңғарыў керек болады: жоқарыда тәрийипленген тәжирийбелерден индукциялық тоқтың магнит индукциясы ның ямаса кернеўлик тың ағысы бойынша анықланатуғынлығы көринип турған жоқ. Магнетиклер болмаған жағдайда бул жағдайдың әҳмийети жоқ, себеби магнит индукциясы менен магнит майданының кернеўлиги бир бирине тең, бирақ магнетик болған жағдайда пенен тың арасындағы айырманың көриниўи керек. Өткизгиш контур жайласқан барлық кеңисликти магнит сиңиргишлиги μ үлкен болған магнит пенен толтырыў әмелий жақтан қыйын, себеби усындай магнетиклер (темир, никель ҳ.т.б.) қатты денелер болып табылады. Бирақ, тәжирийбени былайынша әмелге асырыўға болады: магнетик кеңисликтиң тек бир бөлимин толтырып туратуғын болса да, магнит майданының барлығын усы магнетиктиң ишинде топланған етиўге болады. Оның ушын өткизгиш контуры менен қамтып алынған тороидын аламыз. Бундай жағдайда шынжырдың еки қоңсылас буўынлары бир бирин қамтыйды (290-сүўрет). Мейли, тороиды арқалы тоқ өтетуғын болсын; бул тоқ пайда еткен магнит майданы тек тороидтың ишинде жыйналған ҳәм, демек, бул майданның барлық ағысы контуры арқалы өтеди. Егер биз тороидындағы тоқты ажыратсақ, онда ағыстың өзгериси орын алады (ағыс жоғалады) ҳәм контурда индукциялық тоқ пайда болады. Енди тороидының ишки бөлимин темир менен толтырамыз. Бурынғыдай, магнит майданы тек тороидтың ишинде ғана болады. Бундай жағдайда майнанның кернеўлиги бурынғыдай болып қала береди, себеби тоқтың магнит майданының кернеўлиги магнетиктиң бар ямаса жоқ екенлигинен ғәрезли емес (егер магнетик майдан нолге тең болмаған кеңисликти толығы менен толтырып туратуғын болса). Бирақ, магнит индукциясы болса μ есе үлкейеди. тороидындағы тоқты және ажыратып (тоқтың дәслепки мәнисин бурынғыдай деп есаплаймыз), биз контурындағы индукциялық тоқтың әдеўир үлкейгенлигин табамыз. Бул индукциялық тоқтың пайда болыўының индукцияның ағысының өзгериси менен байланыслы екенлигин дәлиллейди.

Енди индукциялық тоқтың бағытын анықлаймыз. 1833-жылы Петербург университетиниң профессоры Э.X Ленц тәжирийбелердиң нәтийжелерин улыўмаластырып мынадай қағыйданы берди: *туйық контурда пайда болған тоқ контур тәрепинен шекленген бет арқалы усы тоқты пайда еткен магнит индукциясының ағысының өзгерисин компенсациялайтуғындай өзиниң меншикли магнит индукциясының ағысын пайда етеди.*

Ленц қағыйдасының көз-қарасында турып, жоқарыда тәрийипленген тәжирийбелерди таллаймыз. Биринши тәжирийбеде магниттиң арқа полюсы соленоидқа жақынлағанда, соленоидта егер оған алып келинетуғын магнит тәрепинен қарағанда саат стрелкасының қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта тоқ пайда болады (288-сүўрет). 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, сонлықтан, магниттиң майданының үлкейиўин компенсациялайды. Егер соленоидқа және де магнит тәрепинен қарасақ, онда магниттиң арқа полюсын алыслатқанда соленоидта саат стрелкасының қозғалыс бағытындағы тоқ пайда болады. Магнит тәрепинен пайда етилген индукцияның ағысы бурынғыдай соленоидтың ишине қарай бағытланған, бирақ бул жағдайда ағыс киширейеди. Соленоидтағы индукциялық тоқтың магнит майданы бул рет соленоидтың ишине қарай бағытланған ҳәм, демек, магниттиң майданының кемейиўин компенсациялайды. Солай етип, жағдайлардың екеўи де Ленц қағыйдасына сәйкес келеди екен.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 290-сүўрет.  Тороидты сырттан қоршап алатуғын қурықтағы (илмектеги) индукциялық тоқтың қозыўы. |

Бул еки тәжирийбениң нәтийжелерин таллап, басқа жуўмақка да келиўге болады: магниттиң арқа полюсын соленоидқа жақынластырғанда пайда болған индукциялық тоқтың бағыты соленоидтың магнитке жақын ушы магнит сызықларының дерегине айланатуғындай болып бағытланған, сонлықтан магнит пенен соленоид бир бири менен ийтериседи, яғный индукциялық тоқтың пайда болыўына алып келеди. Магнитти алыслатқанда магнит пенен соленоид тартысады, яғный олардың арасында магниттиң қозғалысына қарсылық жасайтуғын күш қайтадан пайда болады.

Усы параграфтың басында қарап өтилген екинши жағдайдың да Ленц қағыйдасына сәйкес келетуғынлығына исенемиз. соленоидындағы тоқты қосқанда соленоидында кери бағыттағы тоқ пайда болады. соленоидындағы тоқты ажыратқанда соленоидында тап сондай бағыттағы тоқ пайда болады. Бул нәтийжелер Ленц қағыйдасына сәйкес келеди: майли, соленоидында ажыратқанда оның 1 ушына қарағанда саат стрелкасының қозғалыў бағытына қара-қарсы бағыттағы тоқ пайда болған болсын (289-сүўрет). Бундай жағдайда бул тоқ пайда еткен магнит индукциясының ағысы соленоидының ишине киреди ҳәм тоқты ажыратқанда күшейеди. соленоидында индукциялық тоқ пайда еткен магнит индукциясының ағысы оннан шығады ҳәм, демек, соленоидтың ағысының өсиўин компенсациялайды. Тап усындай жоллар менен соленоидындағы тоқты ажыратқанда соленоидындағы индукциялық тоқтың магнит майданының соленоидының ағысын компенсациялайтуғынлығына исениўге болады.

**§ 222. Индукцияның электр қозғаўшы күшин анықлаў**. Туйық контурда индукциялық тоқтың пайда болыўы магнит индукциясының өзгермели ағысының тәсиринде электр қозғаўшы күштиң пайда болыўы менен байланыслы. Бул э.қ.күшиниң шамасы биринши рет Фарадей тәрепинен магнит индукциясының ағысының өзгерисиниң тезлиги менен байланыстырылды. Фарадей тәрепинен берилген бул қатнас энергияның сақланыў нызамынан келип шығады.

Қозғалмалы бөлимине ийе контурды пайдаланып, дара жағдай ушын энергиялық есаплаўлар өткеремиз (291-сүўрет). Бундай контурды биз тоғы бар контурды магнит майданында қозғағанда исленген жумысты есаплаўда пайдаланған едик (210-параграф).

Мейли, контурға э.қ.күши болған гальваникалық элементи тутастырылған болсын. Усы э.қ.күши тәрепинен ўақыты ишинде исленген жумыс ге тең, бул көбеймеде арқалы контурдағы тоқтың күши белгиленген. Егер контур магнит майданынан сыртта жайласқан болса, онда барлық жумыс ленц-джоуллық жыллылығының бөлинип шығыўы ушын жумсалады. Бундай жағдайда Ом нызамына сәйкес тоқтың күши мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Енди контур барлық ўақытта турақлы болып қалатуғын магнит майданында жайласқан деп болжайық. Әпиўайылық ушын бул майданды бир текли ҳәм контурдың тегислигине перпендикуляр, сызылманың арғы тәрепине қарай бағытланған деп есаплаймыз. Бундай жағдайда қозғалатуғын бөлимине усы ға перпендикуляр оң тәрепке қарай бағытланған күши тәсир етеди. Бул күштиң тәсиринде контурдың қозғалатуғын бөлими қозғала баслайды. Мейли, ўақыты ишинде ол сызылмада пунктир менен көрсетилген аўҳалына жылжыйтуғын болсын. 210-параграфта айтылғанлар бойынша, бундай жағдайда

механикалық жумысы исленеди. Бул аңлатпада арқалы контуры арқалы өткен магнит индукциясының ағысы, ал арқалы биз қараған қозғалыс ўақытында контур арқалы өткен тоқтың күши белгиленген. Бул жумыс элементиниң э.қ.күшиниң есабынан исленеди. Солай етип, енди элементтиң э.қ.күшиниң толық жумысы тек ленц-джоуллық жыллылықтың бөлип шығарылыўы ушын ғана емес, ал контурдың участкасының орын алмастырылыўы ушын да исленеди:

|  |  |
| --- | --- |
| 291-сүўрет.  Индукцияның электр қозғаўшы күшине арналған аңлатпаны келтирип шығарыўға. |  |

Улыўма айтқанда, ўақытының ишинде тоқтың күши диң турақлы болып қалмаўы мүмкин; сонлықтан тоқтың күши диң сезилерликтей өзгериске ушырамаўы ушын жүдә киши болған ўақыт аралығын алыўымыз керек. Бундай жағдайда мынадай теңлик орынлы болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул аңлатпада арқалы контурдың штрихланған бөлими арқалы өтетуғын индукцияның ағысы белгиленген. Биз қарап атырған жағдайда контурдың бул бөлими шексиз енсиз жолақ формасына ийе болады. (2)-теңликти тоқтың күши ге қарата шешип, мынаған ийе боламыз:

Бул теңликти туйық шынжыр ушын Ом нызамы (1) менен салыстырып, биз бул жағдайда э.қ.күшиниң орнын (еки шама болған) гальваникалық элементтиң э.қ.күши менен шамасының ийелейтуғынлығын көремиз. Бул ағза контур менен шекленген бет арқалы индукцияның ағысы тиң өзгериўиниң салдарынан пайда болған қосымша э.қ.күшин береди. Оны арқалы белгилеп, мынадай аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

(3)-қатнас *Фарадей нызамы* деп аталады.

Индукцияның э.қ.күши ушын Фарадей нызамын биз контурдың өзиниң формасының өзгериўиниң салдарынан конур арқалы өтетуғын индукцияның ағысы өзгеретуғын жағдай ушын алдық. Бирақ, бул қатнастың контур арқалы ағыстың өзгерисиниң нениң салдарынан жүзеге келетуғынлығынан ғәрезсиз екенлигин көрсетиўге болады: контурдың формасының өзгериўи, оның бурылыўы, бир текли емес майдандағы орын алмастырыўы, соның менен бирге майданның өзиниң магнит индукциясының ўақытқа байланыслы өзгериўи мүмкин.

(3)-теңликтиң оң тәрепинде индукция ағысы тиң ўақыт бойынша алынған туўындысы тур. Бул индукция э.қ.күши диң индукция ағысының ўақытқа байланыслы өзгериў тезлигине пропорционал екенлиги көринип тур. Енди тек (3)-теңликтиң оң тәрепиндеги бөлимниң алдындағы белгиниң (минус) мәнисин анықлаў қалды. Оның ушын контурды айланып шығыўдың ықтыярлы бағытын оң бағыт деп қабыл етемиз. Егер тоқтың бағыты контурды айланып шығыўдың оң бағыты менен сәйкес келсе, онда бундай бағытта оң деп есаплаймыз. Усының менен бирге шынжырда потенциалдың түсиўин оң айланып шығыў бағытына сәйкес келсе, онда э.қ.күшин де оң деп есаплаймыз. Контурдың тегислигине нормаль жүргиземиз ҳәм оның оң бағытын 210-параграфта көрсетилген контурды айланып шығыўдың қағыйдасы менен байланыстырамыз. Контурдың майданы арқалы өтетуғын индукцияның оң ағысы арқалы нормаль менен параллель ямаса оның менен сүйир мүйеш жасайтуғын индукция сызықларын пайда етеди.

Контурдың майданы арқалы өтетуғын индукцияның терис ағысы нормалға кери бағыттағы ямаса оның менен доғал мүйеш жасайтуғын индукцияның сызықларын пайда етеди. Бундай жағдайда (3)-теңликтиң оң тәрепиндеги минус белгиси индукцияның ағысының үлкейиўиниң *контурды терис бағытта айланып шығыў бағытында тәсир ететуғын э.қ.күшин пайда ететуғынлығын* аңғартады. *Индукцияның ағысының киширейиўи* *контурды оң бағытта айланып шығыў бағытында тәсир ететуғын индукция э.қ.күшин пайда етеди*. Солай етип, (3)-аңлатпа бир ўақытта индукция э.қ.күшиниң шамасын да, бағытын да береди екен. Бул бағыттың Ленц қағыйдасына сәйкес келетуғынлығын аңсат тексерип көриўге болады.

Енди индукция э.қ.күши өлшенетуғын бирликлер ҳаққында гәп етиў қалды. Егер индукцияның ағысы максвеллерде, яғный -бирликлеринде, ал ўақыт секундларда өлшенетуғын болса, онда қандай да бир пропорционаллық коэффициентине ийе болмаған (2)-формула э.қ.күштиң -бирлигин анықлайды. Э.қ.күштиң бул бирлигин *мкс/сек* арқалы аңлатылады ҳәм сан мәниси жағынан туйық контурда усы контурдың майданы арқалы магнит индукциясының ағысы 1 *сек* ўақыттың ишинде 1 *мкс* шамасына өзгергендеги туйық контурда пайда болатуғын э.қ.күшине тең.

Э.қ.күштиң -бирлиги *мкс/сек* пенен -бирлиги арасындағы байланысты мынадай пикирлеўдиң тийкарында аламыз: шамасы қуўат болып табылады ҳәм, егер тоқтың күши менен э.қ.күш ниң екеўин де - ямаса екеўин де -бирликлерде өлшесек, онда қуўатлық еки жағдайда да *эрг/cек* ларда алынады. Солай етип, мынадай қатнастың орынланыўы керек:

Бул теңликтеги ҳәм индекслери сәйкес ҳәм шамаларының қандай бирликлерде өлшенгенлигин көрсетеди. Буннан мынадай қатнасқа ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бирақ, 195-параграфта айтылған бойынша тоқ күшиниң -бирлиги -бирлигинен есе үлкен ( арқалы дерлик дәл *см/сек* шамасына тең жақтылықтың тезлиги белгиленген). Демек, (4)-қатнастан мынаны аламыз:

Электронлық көз-қараслар бойынша индукция нызамын таллаймыз. Мейли, өткизгиштиң участкасы бағыты сызылма тегислигиниң арғы тәрепине қарай бағытланған, кернеўлиги қа тең магнит майданына жайластырылған болсын (292-сүўрет). Магнит майданында тәртипсиз жыллылық қозғалысларына қатнасатуғын еркин электронларға Лоренц күши тәсир етеди. Бирақ, орташа бул күш ҳеш қандай тоқты бермейди. Себеби ҳәр қыйлы электронларға тәсир ететуғын күшлердиң бағытлары тәртипсиз тарқалған. Егер, енди өткизгиштиң участкасын жылжыта басласақ (мысалы, оң тәрепке қарай тезлиги менен жылжытсақ), онда металдың барлық электронлары шамасына тең қосымша тезликке ийе болады. Демек, барлық электронлар ушын бирдей болып бағытланған ҳәм

шамасына тең Лоренц күши тәсир ете баслайды.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 292-сүўрет.  Өткизгишти сыртқы H магнит майданында қозғағанда зарядқа тәсир ететуғын Лоренц күшиниң бағыты. |

Егер майдан сызылманың арғы тәрепине қарай бағытланған ҳәм участкасы оң тәрепке қарай қоғалатуғын болса, онда электронға тәсир ететуғын күш (терис заряд) төмен қарай бағытланған. Усы күштиң тәсиринде электронлар төменге қарай қозғалады, яғный жоқары қарай бағытланған тоқ пайда болады. Электронлардың тап усындай қозғалысын пайда ететуғын эквивалент электрлик күш

қатнасының жәрдеминде анықланады. Демек, электр майданының эквивалент болған кернеўлиги

шамасына тең болады ҳәм жоқары қарай бағытланған.

Участкада пайда болатуғын электр қозғаўшы күш эквивалент электр күшлери участканың ушларында пайда ететуғын потенциаллар айырмасы менен өлшенеди. Кернеўлик участканың ушларындағы потенциаллар айырмасын участканың узынлығына бөлиў арқалы анықланатуғын болғанлықтан, э.қ.күши эквивалент электр майданы ден участканың узынлығы бойынша алынған туўынды менен өлшенеди, яғный:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бирақ көбеймеси участканың қозғалысы ўақытында ўақыт бирлигиндеги басып өтилген майданға тең болғанлықтан, (5)-теңликтиң барлық оң бөлими өткизгиштиң участкасы тәрепинен ўақыт бирлигинде кесип өтилген кернеўлик тың ағысы болып табылады. Магнетиклер болмаған жағдайда кернеўлик ағысы индукцияның ағысына сәйкес келетуғын болғанлықтан теңлиги орынлы. Буннан индукцияның э.қ.күшиниң сан мәниси ушын (3)-формула менен бирдей болған

аңлатпасын аламыз.

Э.қ.күши оң зарядлардың қозғалыс бағытына, яғный 292-сүўретте көрсетилген жағдайда жоқарыға қарай бағытланған. Бул бағытта *оң қол қағыйдасының жәрдеминде* аңсат табыўға болады: егер оң қолда бас бармақты ашып қойсақ ҳәм магнит индукциясының сызықлары қолға киретуғындай етип, ал бас бармақ өткизгиштиң қозғалыс бағытын көрсететуғын болса, онда қалған бармақлардың бағыты индукция э.қ.күшиниң бағытын көрсетеди. Туйық контур ушын бул Ленц қағыйдасына сәйкес толық э.қ.күштиң бағытын береди.

Солай етип, *өткизгишти сыртқы магнит майданында қозғағанда индукциялық тоқтың пайда* болыўы өткизгиштеги электронларға Лоренц күшиниң тәсир етиўи менен түсиндириледи екен. Бирақ, биз индукциялық тоқтың өткизгиш контур қозғалмаған, ал оның қасындағы магнит индукциясының шамасы өзгерген жағдайда да пайда болатуғынлығын көрдик. Бул жағдай ушын жоқарыда келтирилген түсиндириўди тарқатыўға болмайды. Усы жағдайда да индукциялық тоқтың пайда болыўын түсиндириў ушын *кеңисликтиң ҳәр бир ноқатында магнит индукциясының шамасы ўақыттың өтиўи менен өзгергенде электрлик күшлер пайда болады деп есаплаў керек болады*. Бундай жағдай төменде талланатуғын Максвелл теориясының тийкарында жатады (243-244 параграфлар).

**§ 223. Индукциялық тоқ тәрепинен жылыстырылған электр зарядларының муғдары. Халық аралық системадағы магнитлик шамалардың бирликлери**. Контурда индукциялық тоқ өткенде зарядлардың орын алмастырыўы орын алады. Егер арқалы индукцияның э.қ.күши, ал арқалы биз қарап атырған контурдың толық қарсылығы белгиленген болса, онда сол контурдағы пайда болған тоқтың шамасы мынаған тең болады:

222-параграфта айтылғанындай, индукцияның электр қозғаўшы күши сан мәниси бойынша

шамасына тең. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

формуласына ийе боламыз. Өткизгиштиң кесе-кесими арқалы ўақыттың ишинде өткен зарядтың муғдары болған шамасы ге тең, буннан (1)-қатнасты есапқа алған жағдайда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте арқалы магнит индукциясының ағысының ўақытының ишиндеги өзгериси белгиленген.

Мейли, ўақыттың базы бир шекли шамасының басындағы биз қарап атырған контурдағы магнит индукциясының ағысын арқалы, ал усы ўақыттың ақырындағы ағысын арқалы белгилейик. Бундай жағдайда, индукциялық тоқтың пайда болыўының себебинен өткизгиштиң кесе-кесими арқалы өткен электр зарядының толық муғдары ды (2)-формуладағы индукция ағысының шексиз киши өзгериси ты оның толық өзгериси менен алмастырыў арқалы аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

(2а) формула контурдың майданы арқалы магнит индукциясының ағысының өзгериўи бойынша усы контурдың кесе-кесими арқалы өткен электр зарядының муғдарын анықлаўға мүмкиншилик береди. Соның менен бирге керисинше, усы электр зарядының муғдары бойынша контурдың майданы арқалы магнит ағысының өзгериси ты анықлаў мүмкин.

(2а) формула халық аралық бирликлер системасында магнит майданының бирлигин табыў ушын пайдаланылады. Магнит ағысы тиң бирлиги сыпатында қарсылығы 1 *ом* болған контур арқалы нолге шекем кемейгенде контурда индукция э.қ.күшиниң тәсиринде муғдары 1 *к* ға тең электр заряды өтетуғын ағысқа айтады. Ағыстың бул бирлиги *вебер* деп аталады. 1 *вб* = 108 *мкс* теңлигиниң орынлы екенлигин аңсат көриўге болады. Халық аралық системада магнит индукциясы ның бирлигин

қатнасының жәрдеминде табады. Буннан магнит индукциясының бирлиги сыпатында *вб/м2* 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:

*тесла* *гс.*

Егер 222-параграфтағы (3)-аңлатпа менен берилген Фарадей нызамында магнит индукциясының ағысы ти веберлерде ҳәм ўақыт ны секундларда өлшесек, онда индукцияның электр қозғаўшы күши вольтлерде алынады. Солай етип, бирликлердиң халық аралық системасында:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Егер индукцияның э.қ.күши болған шамасын вольтлерде, ал индукцияның ағысының өзгериси ти *мкс/сек* ларда өлшесек, онда (3)-теңлик мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

Санлы мысалды қараймыз: омлық қарсылығы ом, майданы см2 шамасына тең болған контуры дәслеп Жердиң магнит майданының индукциясының сызықларына параллель жайласқан болсын; буннан кейин рамка магнит индукциясының сызықларына перпендикуляр бағытта туратуғындай болып бурылсын. Егер Жердиң магнит майданының магнит индукциясы *гс* шамасына тең болса, рамкада қандай муғдардағы электр заряды индукцияланады?

Шешими. Бул жағдайда рамканың бетиниң майданы арқалы өтетуғын индукция ағысының өзгериси екинши аўҳалында турған рамка арқалы өтетуғын индукцияның ағысына тең:

Бул теңликке ны гауссларда, aл ти см2 ларда қойсақ, онда биз ағысты -бирликлерде аламыз. Оны халық аралық бирликлер системасына өткериў ушын бул шаманы 10-8 ге көбейтиў керек болады:

*вб*

Буннан (2а) формула бойынша кулонлардағы индукцияланған электр зарядлардың муғдары мынаған тең болады:

Магнит индукциясының ағысының қысқа ўақыттың ишинде өзгериўиниң салдарынан пайда болған электр зарядларының муғдары ды балластикалық гальванометр деп аталатуғын әсбаптың жәрдеминде өлшеўге болады. Принципинде, балластикалық гальванометрдиң дүзилиси әдеттеги гальванометрдиң дүзилисине сәйкес келеди. Оның қозғалыўшы бөлими турақлы магниттиң полюсларының арасына жайластырылған рамкадан турады. Рамкаға стрелка бекитилген; рамка базы бир аўҳалда кишкене пружинаның жәрдеминде услап турылады. Рамка арқалы индукциялық тоғы өткенде оған

шамасындағы күшлердиң моменти тәсир етеди. Бул теңликте - магниттиң майданының кернеўлиги, - рамкадағы орамлардың саны, - оның бетиниң майданы. Берилген әсбап ушын , ҳәм шамалары турақлы болғанлықтан, онда

теңлиги орынлы болады ( арқалы гальванометрдиң *динамикалық турақлысы деп аталатуғын* турақлы шама белгиленген).

Күшлердиң моментиниң импульси болған шамасының тәсиринде рамка айлана баслайды ҳәм оның қозғалыс муғдарының мометни шамасына өзгереди, бул көбеймеде - барлық қозғалыўшы системаның инерция моменти, ал - рамканың мүйешлик тезлигиниң өзгериси. Қозғалыс муғдарының моментиниң өзгериси күшлердиң моментиниң импульсине тең болғанлықтан (I томға қараңыз), мынадай теңликлер орынлы болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Егер тоғы өтетуғын ўақыт гальванометрдиң илдирип қойылған системасының меншикли тербелислериниң дәўиринен киши болса, онда илдирип қойылған системаға күшлердиң моментиниң тәсири соққы характерине ийе болады. Усының нәтийжесинде система мүйешлик тезлигине ийе болады. Сонлықтан, (4)-аңлатпаны нолден ға шекем интеграллап,

аңлатпаларына ийе боламыз. Бул аңлатпаларда арқалы ўақыты ишинде өткен электр зарядының муғдары. Буннан мынаған ийе боламыз:

Алынған мүйешлик тезлик ның тәсиринде қозғалыўшы система бурыла баслайды, усы система бурылатуғын ең ақырғы мүйеш диң шамасын ("ылақтырыў муйеши") басланғыш тезликке пропорционал деп есаплаўға болады:

Солай етип, гальванометрдиң стрелкасының "ылақтырыў мүйеши" гальванометр арқалы өткен электр зарядының муғдарына пропорционал болады екен. Буннан, керисинше, ылақтырыў мүйеши диң мәниси бойынша ды анықлаўға болады. Ылақтылыў мүйешиниң шамасының ға пропорционал болыўы ушын гальванометрдиң илдирип қойылған системасының параметрлери оның меншикли тербелис жийилигиниң жеткиликли дәрежеде үлкен болатуғындай етип сайлап алынады. Гальванометрдиң турақлысы ди әдетте усы гальванометр арқалы белгили муғдардағы электр заряды ды өткерип (мысалы, сыймлығы белгили болған конденсаторды разрядлаў арқалы) градуировкалаў жолы менен анықлайды.

(2а) теңлиги бойынша индукциялық тоқтың пайда болыўының салдарынан өткен электр зарядының муғдары болған шамасы магнит индукциясының ағысы тиң өзгериўине пропорционал болғанлықтан, балластикалық гальванометр магнит ағысыларын өлшеў ушын хызмет ете алады. Магнит индукциясының ағысын өлшеў ушын бейимлестирилген балластикалық гальванометрди *флюксометр* деп атайды. Флюксометрдиң улыўмалық түриниң дүзилисиниң схемасы ҳәзир ғана тәрийипленген баллистикалық гальванометрдиң дүзилисиниң схемасынан айрылады. 293-сүўретте ҳәм - турақлы магниттиң полюслары, - олардың арасында жайласқан рамка. Бул рамка бурылғанда пайда болатуғын бурыў моменти жүдә киши болатуғындай дәрежеде узын ҳәм жумсақ жибине илдирилген; рамканың N менен S полюсларының арасында қәлеген позицияда тең салмақлық ҳалда қала алыўы керек. Рамканың өткизгишлериниң ушлары басқа рамкасына тутастырылған. Бул рамкасы магнит индукциясының шамасы өлшениўи керек болған кеңисликке алып келинеди. Егер рамкасы дәслеп магнит майданынан тыста жайласқан болса, онда магнит индукциясының ағысының өзгериси ақырғы ағысының шамасына тең. Бул аңлатпада - рамканың бетиниң майданы арқалы өтетуғын ағыс, ал ондағы орамлардың саны. рамкасының бетиниң майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысының өзгерисиниң нәтийжесинде, онда индукциялық тоғы пайда болады. Бул тоқ рамкасы арқалы да өтеди ҳәм оның магнитиниң магнит майданында бурылыўын жүзеге келтиреди. Өз гезегинде бул бурылыў рамка арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысының өзгерисин болдырады ҳәм, демек, индукциялық тоғының пайда болыўына алып келеди. Ленц қағыйдасы бойынша индукциялық тоғының бағыты магнит күшлери рамкасын тормозлайтуғындай болады. Нәтийжеде рамкасы тоқтайды. Рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | 293-сүўрет.  Флюксометрдиң схемасы. |

Бул теңликте арқалы ҳәм полюсларының арасындағы магнит майданының кернеўлиги арқалы рамкасындағы орамлар саны, арқалы оның бетиниң майданы белгиленген. Ең дәслеп ҳәм ең ақырында рамка тынышлықта туратуғын болғанлықтан, онда күш моментиниң толық импульсиниң нолге тең болыўы керек:

Буннан

ямаса

теңликлерине ийе боламыз, яғный индукциялық ҳәм тоқлары тәрепинен алып өтилген электр зарядларының муғдарлары бир бирине тең екен. Бирақ, (2а) формула бойынша:

теңликлери орынлы болады. Бул теңликте арқалы рамка арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысының өзгериси белгиленген, ал болса барлық шынжырдың толық қарсылығы. Буннан мынадай теңликти аламыз:

рамкасының үлкен болмаған бурылыў мүйеши α да ағыстың өзгериси диң шамасы α ға пропорционал, буннан ағысының да α ға пропорционал екенлиги келип шығады:

Бул теңликтеги шамасы берилген әсбап ушын турақлы. Солай етип, рамкасының бурылыў мүйеши бойынша рамкасы арқалы өтетуғын ағысты анықлаўға болады екен. Әлбетте, буннан рамкасы алып келинетуғын орындағы магнит индукциясының мәнисин де анықлаўға болады (егер усы рамканы майданның индукциясы сызықларына нормаль бағытта жайластырса). Бундай жағдайда теңлиги орынланады.

**§ 224. Индукцияның электр қозғаўшы күшин дара жағдайлар ушын анықлаў**. Контурлардағы э.қ.күшин анықлаў усылынан пайдаланып, бир қатар дара жағдайларды қараймыз.

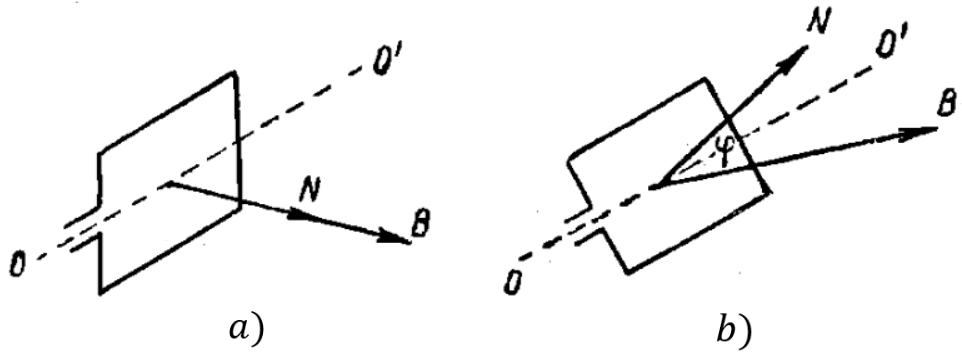
1. Бир текли магнит майданында айланатуғын рамкадағы индукциялық тоқтың пайда болыўын қараймыз. Басланғыш моментте рамка индукция сызықларына перпендикуляр жайласқан деп болжаймыз. Рамканың аўҳалын усы рамканың бетине түсирилген номалдың жәрдеминде анықлаймыз деп келисип алайық ҳәм рамканың дәслепки орналасыўында индукция сызықларына параллель етип бағытлаймыз (294а сүўрет); рамканы айландырғанда нормаль өзиниң бағытын өзгертеди. Рамканың ең дәслепки жайласыўында рамка тәрепинен шекленген майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы мынаған тең:

Мейли, рамка көшериниң дөгерегинде ω мүйешлик тезлиги менен айланатуғын болсын. Бундай жағдайда рамканың нормаль өзиниң дәслепки бағыты менен мүйешин жасайтуғын жағдайындағы индукцияның ағысы мынаған тең болады:

Индукцияның электр қозғаўшы күши 222-параграфтағы (3)-қатнастың жәрдеминде анықланады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Биз бул аңлатпадан ең үлкен э.қ.күштиң ағыс нолге тең болған жағдайда алынатуғынлығын көремиз [ бул теңликте - пүтин сан].



294-сүўрет. Сыртқы магнит майданында айланатуғын рамка.

Бул жағдайларда ағыстың өзгериў тезлиги ең үлкен мәниске ийе. Ағыс ең үлкен болған жағдайларда э.қ.күш нолге тең. Рамканың усындай аўҳалларында ағыстың өзгериў тезлиги нолге тең. Егер φ мүйешиниң мәниси

шеклеринде болса, онда электр қозғаўшы күштиң мәниси оң. Бул айланыўдың биринши ярымында рамкадағы тоқтың нормалына параллель болған магнит майданын пайда ететуғынлығын аңғартады. Егер φ диң мәниси

шеклеринде болса, онда э.қ.күшиниң мәниси терис. Бул жағдай индукциялық тоқтың нормалының бағытына кери бағыттағы тоқты пайда ететуғынлығын аңғартады. Демек, бир айланыўдың даўамында э.қ.күш өзиниң бағытын еки рет өзгертеди екен.

295-сүўретте бурылыў мүйеши φ ге байланыслы индукция ағысының (пунктир сызық) ҳәм э.қ.күштиң (тутас сызық) өзгерисиниң графиги берилген.

Орамды магнит майданында айландырғанда э.қ.күштиң алыныўы динамомашинаның дүзилисиниң тийкарында жатады (235-параграфқа қараңыз).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 295-сүўрет. Айланатуғын рамкадағы индукция ағысы тиң ҳәм индукцияның электр қозғаўшы күшиниң өзгериўиниң графиги. | 296-сүўрет. Айланатуғын дисктеги индукциялық тоқтың пайда болыўы. |

2. Сырғанайтуғын контактқа ийе болған айланатуғын дисктеги э.қ.күштиң пайда болыўын қараймыз. Мейли, магнит майданының индукция сызықларына нормаль жайласқан диск оның орайы арқалы өтетуғын көшериниң дөгерегинде айлана алатуғын болсын (296-сүўрет). Сырғанайтуғын ҳәм контактларының жәрдеминде туйық 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 сызықлары оқыўшыға қарай бағытланған ҳәм диск саат стрелкасының қозғалыс бағытында айланатуғын болса, онда индукциялық тоқ контактынан контактына 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 тоқ контуры арқалы өтетуғын индукцияның ағысы турақлы болып қалады. Индукция нызамын формаллық жақтын қолланатуғын болсақ, онда индукциялық тоқтың болмаўы керек. Ҳақыйқатында, ҳәр бир моменттеги дисктиң шынжырды ҳәм ноқатларының арасында туйықлайтуғын радиустың орын алмастыратуғынлығына дыққат аўдарыў керек. Дискти шексиз киши мүйешине бурғанда радиус мүйешине бурылады ҳәм майданын басып өтеди. Бул теңликтеги - дисктиң радиусы. Усы майдан арқалы өтетуғын индукцияның ағысы шамасына тең, ал оның өзгериў тезлиги болса

теңликлериниң жәрдеминде анықланады. шамасының дисктиң айланыўының мүйешлик тезлиги екенлигин аңғарып,

теңлигине ийе боламыз. ның бул мәнисин 222-параграфтағы (3)-аңлатпаға қойып индукцияның э.қ.күшиниң сан мәнисин табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Биз таллаған дүзилис ең әпиўайы болған динамомашинаның схемасы болып табылады.

Және де бир неше мысалларды қараймыз.

1-мысал. Сымлы тороидтағы (өзексиз) 1 см деги орамлардың саны ; тороидтың кесе-кесиминиң майданы см2. Тороид сымның бир орамынан туратуғын илмекти қамтыйды (290-сүўреттегидей). Реостаттың жәрдеминде тороидтағы тоқтың күши ды 1 сек ўақыттың ишинде 20 *а* ге төменлеўи әмелге асырылады. Илмекте пайда болған э.қ.күшиниң шамасы неге тең?

Шешими. Тороидтың ишиндеги майданның магнитлик индукциясы мынаған тең:

Бул теңликте - тороидтың ишиндеги орталықтың магнитлик сиңиргишлиги. Майдан тек тороидтың ишинде болғанлықтан, индукцияның ағысы

шамасына тең, ал оның ўақыттың өтиўи менен өзгериси мынаған тең:

Тоқтың күши ди -бирликлерде, ти см2 ларда ди см-1 де өлшеп, ағыстың өзгерисин *мкс/сек* ларда аламыз. Вольтлердеги э.қ.күши диң мәнисин мына формуланың жәрдеминде аламыз [222 параграфтағы (3*а*) формула]:

Бул теңликке *а/сек CGSM/сек,* см2, см-1, мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

*в.*

2-мысал. Кесе-кесиминиң майданы см3, орамларының саны болған рамка индукциясы *гс* болған бир текли магнит майданында *айланыс/сек* тезлиги менен қозғалады. Рамканың айланыў көшери индукция сызықларына перпендикуляр. Рамкадағы э.қ.күштиң максималлық мәнисин табыңыз.

Шешими. (1)-формула бойынша рамкадағы сымның бир айланыўындағы максималлық э.қ.күши мынаған тең:

Бул теңликте - рамканың айланыўының мүйешлик тезлиги. дана орамға ийе рамка ушын:

Бул теңликке *гс*, см3, сек-1 сек-1 мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

*в.*

3-мысал. Жердиң магнит майданының индукция сызықларына перпендикуляр жайласқан мыс диск *айл./сек* тезлик пенен айланады. Дисктиң радиусы см. Дисктиң орайы менен шетиниң арасындагы потенциаллар айырмасын анықлаңыз. Жердиң магнит майданының индукциясы *гс*.

Шешими. Дисктиң орайы менен шетиниң арасында (2)-формуланың жәрдеминде анықланатуғын э.қ.күши ге тең болған потенциаллар айырмасы пайда болады:

Бул теңликке *см*, сек-1 , сек-1, *гс* мәнислерин қойып, потенциаллар айырмасы ушын мынадай шамаға ийе боламыз:

**§ 225. Өзлик индукция қубылысы**. Электромагнитлик индукция қубылысы өткизгиш тәрепинен шекленген майдан арқалы индукцияның ағысы өзгергенде барлық жағдайларда бақланады. Бундай жағдайда нениң ағысты өзгертетуғынлығын пүткиллей әҳмийетке ийе емес. Егер базы бир туйық контурда турақлы емес тоқ өтсе, онда усы тоқ тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданы да турақлы емес. Демек, усы тоқтың өзин шеклеп турған контурдың бетиниң майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы да өзгереди. Магнит индукциясының ағысының өзгериси контурдағы э.қ.күшиниң пайда болыўына алып келеди. Солай етип, контурдағы тоқтың өзгериси усы контурдағы индукцияның э.қ.күшиниң пайда болыўына алып келеди. Бул қубылысты *өзлик индукция* деп атайды.

Өзлик индукция ушын өзине тән болған мысал тутастырыў ҳәм ажыратыў экстратоқлары болып табылады. Бизлер контурды туйықлайық деп есаплайық. Усының нәтийжесинде контурда тоқ пайда болады. Бундай жағдайда тоқтың магнит майданы өседи, демек, контур тәрепинен шекленген беттиң майданы арқалы өтетуғын магнит индукцясының ағысы да өзгереди. Ленц қағыйдасы бойынша, пайда болған индукциялық тоқ индукцияның ағысын пайда етеди ҳәм бул ағыс дәслепки магнит ағысының өсиўин компенсациялайды. Демек, магнит майданының бағыты дәслепки тоқтың магнит майданының бағытына қарама-қарсы болған тоқ пайда болады. Буннан индукциялық тоқтың контур туйықланғанда пайда болатуғын тоқтың бағытына қарама-қарсы екенлиги келип шығады. Бул кери бағыттағы индукцияланатуғын тоқ *туйықланыўдың экстратоғы* деп аталады. Туйықланыў экстратоғы контурда өтетуғын тоқты киширейтеди.

Тап сондай қубылысты 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 қағыйдасына сәйкес киширейетуғын ағысты үлкейтетуғын тоқ индукцияланады, яғный тийкарғы тоқ жүрген бағыттағы жүретуғын тоқ индукцияланады. Индукцияланған бул тоқты *ажыратыў экстратоғы* деп атайды. Ажыратыў экстратоғының бағыты тийкарғы тоқтың бағыты менен бағытлас.

Туйықланыў экстратоғының болыўының салдарынан шынжырдағы тоқтың үлкейиўи экстратоқ болмаған жағдайдағыға салыстырғанда әстерек жүреди. Егер, мысалы, электр лампасын әдеўир өзлик индукцияға ийе контурға жалғағанда лампа сезилерликтей өзлик индукция қубылысы болмайтуғын контурға жалғаған жағдайға салыстырғанда әстелик пенен жақтылық шығара баслайды.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 297-сүўрет.  Ажыратыў экстратоғын табыў. |

Ажыратыў экстратоғын 297-сүўретте келтирилген схеманың жәрдеминде бақлаўға болады. батареясынан шығатуғын тоқ ноқатында екиге тармақланады. Олардың бири өзлик индукцияның әдеўир үлкен тоғын бериў қәсийети менен тәрийипленеди. Екинши тармағына гальванометри тутастырылған. Мейли, тоқ ҳәм участкаларында тутас стрелкалар менен көрсетилген бағытта шептен оңға қарай жүретуғын болсын. Егер гилтин ажыратсақ, онда участкасында бағыты дәслепки тоқтың бағытындай ажыратыў экстратоғы пайда болады. Ол толығы менен шынжырдың участкасы арқалы туйықланады, себеби шынжырдың басқа бөлими ажыратылған. Әлбетте, участкасындағы бул тоқ оңнан шепке қарай жүреди (пунктир стрелка). Бул жағдайды гальванометрдиң стрелкасының дәслепки бурылған бағытынан қарама-қарсы бағытқа бурылыўы бойынша табыўға болады.

Бул тәжирийбеде ажыратыў экстратоғы тийкарынан участкасында пайда болады. Бул участка ийилген бир неше орамнан туратуғын өткизгиш болып табылады; туўры сызықлы участкасында пайда болатуғын экстратоқ сезилерликтей орынды ийелемейди. Бул жағдай ҳәр қыйлы формаға ийе болған өткизгишлерде ҳәр қыйлы өзлик индукцияның жүзеге келетуғынлығын көрсетеди. Контурдың әдеўир көп болған ямаса әззи өзлик индукцияға ийе болыў қәсийети *өзлик индукция коэффициенти* деп аталатуғын физикалық шама менен тәрийипленеди. Бул шаманың мәнисин анықлаймыз.

Күши ге тең тоқ өтип турған ықтыярлы контурды аламыз. Био-Савар-Лаплас нызамы бойынша бул тоқ тәрепинен ҳәр бир ноқатта пайда етилген магнит майданының кернеўлиги, демек индукция векторы, тоқтың күшине пропорционал. Буннан тоқ контуры тәрепинен шекленген майдан арқалы өтип атырған индукция тиң ағысы тоқтың күши ге пропорционал:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Пропорционаллық коэффициенти болған шамасы *контурдың өзлик индукция коэффициенти* деп аталады. (1)-теңликтеги тоқтың күши ди бирге тең деп болжап, *өзлик индукция коэффициентиниң өтип турған тоқтың шамасы бир бирликке тең болған контур тәрепинен шекленген майдан арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысының шамасына тең болатуғынлығын көремиз*.

Өзлик индукцияның электр қозғаўшы күши болған шамасын биз 222-параграфтағы (3)-формула бойынша аңғартылатуғын индукцияның улыўмалық нызамы бойынша аламыз:

Бул аңлатпада усы контурдың өзи бойынша өтетуғын тоқ пайда еткен биз қарап атырған контур арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы. Бул аңлатпаға ағысының орнына оның өзлик индукция коэффициенти ҳәм контурдағы тоқ бойынша (1)-теңликтеги мәнисин қойып, турақлы өзлик индукция болған жағдай ушын мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул қатнас өзлик индукция коэффициенти ушын және бир (динамикалық) анықламаны бериўге мүмкиншилик береди: *контурдың өзлик индукция коэффициенти сан мәниси бойынша контурдағы тоқтың шамасы ўақыт бирлигинде бир бирликке өзгерген жағдайдағы сол контурда пайда болған э.қ.күшине тең*.

Өзлик индукция коэффициенти контурдың тек геометриялық формасы менен усы контур жайласқан орталықтан ғәрезли.

(1)- ямаса (2)-қатнас өзлик индукция коэффициентиниң өлшем бирлигин анықлаўға мүмкиншилик береди. Әдетте, өзлик индукция коэффициентиниң еки түрли бирлиги қолланылады: абсолют электромагнитлик -системасы ҳәм халық аралық бирликлер системасы. Контурдың өзлик индукция коэффициентиниң -бирлиги сыпатында (1)-қатнас бойынша контур арқалы бир электромагнитлик бирликке тең тоқ өтип атырғанда усы контур арқалы өтип атырған магнит индукцияның ағысы бир максвелге тең болатуғын контурдың өзлик индукциясы алынады. Халық аралық системадағы өзлик индукция коэффициентиниң бирлиги *генри* деп аталады. Оның шамасы тоқтың шамасы 1 *а* болған жағдайда индукцияның ағысы вб = 108 мкс болатуғын контурдың өзлик индукция коэффициентине тең.

1 *гн* шамасының өзлик индукцияның -бирлигинен қанша есе үлкен болатуғынлығын аңсат табыўға болады. Оның ушын (1)-қатнастан пайдаланамыз. Бул қатнас бойынша

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Өзлик индукцияның -бирлиги -бирлиги мкс.

Тоқ күшиниң -бирлиги екенлигин есапқа алып, соңғы аңлатпаны былайынша қайтадан жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
| *-бирлиги мкс.* | (4) |

(3)- ҳәм (4)-теңликлерди салыстырып, мынаны аламыз:

(2)-қатнасты пайдаланып, генриге және мынадай анықламаны бериўге болады: *егер 1 секундтың ишинде тоқтың күши 1 амперге өзеретуғын жағдайда өзлик индукцияның э.қ.күши 1 вольтке тең болатуғын жағдайдағы өзлик индукция коэффициентиниң шамасы 1 генриге тең*.

Өзлик индукция коэффициентиниң анықламасынан пайдаланып, соленоид ушын оның аңлатпасын келтирип шығарамыз.

Орамларының улыўма салы ге, орамның кесими , узынлығы ге тең болған соленоидты аламыз; мейли, соленоидтың ишиндеги қуўыслық магнит сиңиргишлиги μ ге тең болған орталық пенен толтырылған болсын. Соленоидты 194-параграфтағы (4)-формуланы жеткиликли дәрежедеги дәлликте пайдаланыўға болатуғындай узын деп есаплаймыз. Бундай жағдайда сол (4)-формула бойынша соленоидтың ишиндеги майданның кернеўлиги мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бул теңликте - соленоид бойынша өтетуғын тоқтың күши.

Соленоидтағы индукцияны арқалы белгилеп, соленоидтың кесе-кесиминдеги индукцияның ағысының

шамасына тең болатуғынлығын аламыз. Соленоидтың барлық орамы арқалы ағыс мынаған тең болады:

Бул теңликке тың орнына оның (5)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып, төмендегидей теңликке ийе боламыз:

Бул теңликке соленоидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны ди ҳәм соленоидтың көлеми ти киргиземиз. Бундай жағдайда

теңлиги орынлы болады. Буннан, (1)-қатнасты пайдаланып, соленоидтың өзлик индукция коэффициентиниң

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

шамасына тең болатуғынлығын табамыз.

Солай етип, соленоидтың өзлик индукция коэффициенти узынлық бирлигиндеги орамлардың санына ҳәм соленоидтың көлемине пропорционал. Анықламасы бойынша, өзлик индукция коэффициенти орамдағы тоқтың күшинен ғәрезли емес; бирақ, егер соленоидтың өзеги ферромагнитлик заттан соғылған болса, онда магнит сиңиргишлик μ магнит майданының кернеўлигинен ҳәм, демек, тоқтың күшинен ғәрезли; бундай жағдайда ғәрезликтиң жүдә күшли болыўы да мүмкин (203-параграфқа қараңыз). Өзеклерге ийе болған соленоидлардың өзлик индукция коэффициентлерин есаплағанда бул жағдайды есапқа алыў керек болады.

Мынадай сан мәнислерде соленоидтың өзлик индукция коэффициентиниң қандай болатуғынлығын есаплаймыз: соленоидтың узынлығы *см*, кесе-кесиминиң майданы см2, , орамлардың толық саны

(6)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

Егер бул шаманы генриге өткерсек

*гн*

шамасына ийе боламыз. Бирақ, бул шама усындай узынлықтағы ҳәм усындай орамлар саны бар соленоидтың ҳақыйқый өзлик индукция коэффициентинен әдеўир үлкен. Оның себеби, бириншиден, бул жағдайда соленоидтың шекли екенлиги есапқа алынған жоқ. Усының менен бирге соленоидтың орамлары әдетте бир бириниң үстине оралған қатламлардан турады, усының себебинен индукцияның ағысы толығы менен ҳәр бир орамның кесе-кесими арқалы өтпейди.

Жоқарыда айтылғанлардан биз қарап атырған шынжырдың өзлик индукция коэффициенти қаншама үлкен болса, тутасыў экстратоғының да соншама күшли болатуғынлығы көринип тур. Соленоид түринде оралған өткизгишлер ушын, оның үстине олардың ортасы ферромагнит зат пенен толтырылған болса, өзлик индукция коэффициентиниң мәниси үлкен болады.

Ажыратыў экстратоғын бақлаў ушын биз 297-сүўретте көрсетилген тармақланған шынжырдан пайдаландық. Бирақ ажыратыў экстратоғының бар екенлиги тармақланбаған шынжырда да көринеди. Бундай шынжырда рубильникти қосқанда дәслепки тоқтың шамасы кескин түрде киширейеди, ал бул қубылыс, өз гезегинде, үлкен шамадағы ажыратыў э.қ.күшиниң пайда болыўына алып келеди. Бул э.қ.күшиниң шамасы соншама үлкен болып, ажыраткыштың полюсларының арасындағы ҳаўаның тесилиўи орын алады ҳәм олардың арасында электр доғасы пайда болады.

Ажыратыў экстратоғының себебинен ажыратқыштың полюсларының арасында күшли ушқынлардың пайда болыўы ажыратқыштың истен шығыўына алып келиўи мүмкин ҳәм сонлықтан электротехникада оны жоқ қылыўға ҳәрекет етилетуғын қәўипти пайда ете алады.

**§ 226. Қосыў ҳәм ажыратыў экстратоқлары**. Қосыў ҳәм ажыратыў экстратоқлардың характерин толығырақ таллаймыз.

Ажыратыў экстратоғының характерин анықлаў ушын базы бир контурда тоғын услап турыў ушын ең дәслеп э.қ.күши бар еди деп болжаймыз. Буннан кейин ўақыттың бир моментинде (бул момент ушын теңлиги орынланады деп болжаймыз) бул э.қ.күши өшириледи, бирақ контур туйық болып қалады. Оның толық қарсылығы ге тең болсын. Бундай жағдайда контурдағы тоқ бирден жоқ болмайды, ал еле де бир қанша ўақыт өзлик индукцияның э.қ.күшиниң есабынан өтип турады.

225-параграфтағы (2)-формула бойынша өзлик индукцияның бул э.қ.күши мынаған тең:

Бул теңликте арқалы биз қарап атырған контурдың өзлик индукция коэффициенти белгиленген. Өзлик индукция тоғының күши Ом нызамы бойынша анықланады:

Бул теңликти

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

түринде қайтадан жазыўға болады. Ал алынған теңлик өзлик индукция тоғы дың ўақыт дан ғәрезлигин анықлайтуғын дифференциаллық теңлеме болып табылады. (1)-теңлемениң оң ҳәм шеп тәреплерин интеграллап, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул теңликте - ықтыярлы турақлы. Бул ықтыярлы турақлының мәнисин моментте шәртиниң тийкарында аламыз. Буннан, (2) бойынша:

Солай етип, (2)-аңлатпа

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

түрине ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3а) |

түрине енеди.

Бул қатнас э.қ.күшин өширгендеги *тоқтың күшиниң көрсеткишли (экспоненциаллық) нызам бойынша киширейтетуғынлығын* көрсетеди. Соның менен бирге өзлик индукция коэффициенти қаншама үлкен ҳәм қарсылық киши болса әстелик пенен киширейеди. Ажыратыў экстратоғының ўақыттан ғәрезлиги графикте 298-сүўретте келтирилген.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 298-сүўрет.  Ажыратыў экстратоғының күшиниң ўақыттан ғәрезлиги. |

Ажыратыў экстратоғының шамасының өзиниң дәслепки шамасының ярымына шекем кемейетуғын ўақытының шамасы қатнасы орын алады деп есапланғанда (3а) қатнасының жәрдеминде анықланады. Буннан:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

теңлигиниң орынлы екенлигин есапқа алсақ, онда жуўық түрдеги

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

теңлигине ийе боламыз. Мысалы, өзлик индукциясы *гн* ҳәм қарсылығы *ом* болған контурдағы тоқтың күшиниң еки есе киширейиўи ушын кеткен ўақыт (4а) формуласы бойынша мынаған тең:

Енди тутастырыў экстратоғын қараўға өтемиз. Берилген қарсылыгына ийе болған контурға сырттан э.қ.күши тутастырылды деп есаплаймыз. Бундай жағдайда, өзлик индукция қубылысына байланыслы контурдағы толық э.қ.күши мынаған тең болады:

Буннан, контурдағы тоқтың күши мынаған тең болады:

шамасының контурда өзлик индукция болмаған жағдайдағы тоқтың күши ге тең екенлигин аңғарып, соңғы аңлатпаны

түринде жаза аламыз. шамасы турақлы болғанлықтан, шамасын шамасы менен алмастыра аламыз. Бундай жағдайда

теңлемесине ийе боламыз. Бул теңлемениң еки бөлимин де интеграллап

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлемесин аламыз. Ықтыярлы турақлысын ўақыт моментинде теңлигиниң орынланатуғынлығы шәрти бойынша анықлаймыз. Буннан ҳәм (5)-аңлатпа мынадай түрге енеди:

Буннан

теңлигине ямаса ең ақырында

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

формуласына ийе боламыз.

Бул аңлатпа *э.қ.күшин қосқанда шынжырдағы тоқтың дәрҳәл шамасына жетпейтуғынлығын ҳәм өзлик индукция коэффициенти қанша үлкен болса ҳәм контурдың қарсылығы қанша киши болса әстелик пенен үзликсиз түрде жететуғынлығын көрсетеди.* Э.қ.күшин қосқанда тоқтың күшиниң ўақыттан ғәрезлиги графикалық түрде 298-сүўретте көрсетилген. Теориялық жақтан тоқ өзиниң ақырғы мәнисине шексиз үлкен ўақыттың ишинде жетиўи керек. Ал, ҳақыйқатында, өзлик индукция коэффициенти диң әдеттегидей мәнислеринде тоқ өзиниң шеклик мәнисине тез жетеди.

|  |  |
| --- | --- |
| 299-сүўрет.  Өзлик индукцияға ийе шынжырды туйықлағанда тоқтың күшиниң ўақыттан ғәрезлиги. |  |

Санлы мысалды таллаймыз: мейли, контурдың өзлик индукция коэффициенти *гн* ҳәм оның қарсылығы *ом* болсын. Контурға э.қ.күшин қосқаннан 0,01 сек ҳәм 1 сек ўақыттан кейин тоқтың ақырғы мәниси диң қандай мәнислерине ийе болатуғынлығын анықлаймыз.

(6)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

Буннан сек ушын

ҳәм сек ушын

мәнислерге ийе боламыз.

Солай етип, сек ўақыттан кейин тоқтың күшиниң ең ақырғы мәнисиниң бөлимин, ал 1 сек ўақыттан кейин тоқтың мәнисиниң ақырғы мәнисинен тек ке ғана айырмаға ийе, яғный әмелий жақтан ақырғы мәниске тең болатуғынлығын көремиз.

Ажыратыў экстратоқларының бар болыўы *аса өткизгишлик* қубылысының ашылыўына алып келди (154-параграфқа қараңыз). Аса өткизгишлик ҳалында ҳәм (3а) формуласы бойынша э.қ.күши өширилгеннен кейин контурдағы тоқтың ҳәлсиремей, қәлегенше көп ўақыт даўам ете беретуғынлығы көринип тур. Аса өткизгишликтиң болатуғынлығына алып келген Каммерлинг-Оннестиң тәжирийбелери былайынша өткерилди: ушлары бир бири менен тутастырылған соленоид электромагниттиң полюсларының арасына жайластырылды. Буннан кейин соленоид суйық гелийде соленоидтың сымларының материалы аса өткизгиш ҳалына келгенде салқынлатылды. Буннан кейин электромагниттиң магнит майданы өширилген. Нәтийжеде соленоидта индукциялық тоқ пайда болған. Әдеттегидей шараятларда бул тоқ жүдә киши ўақыттың ишинде тоқтаған болар еди, ал аса өткизгишлик ҳал орын алғанда соленоид бойынша тоқтың өтиўи көп саатлардан кейин де, ҳеш қандай ҳәлсиремей даўам еткен.

**§ 227. Өз-ара индукция**. Өз-ара индукция қубылысын қараўға өтемиз. Электромагнитлик индукция қубылысы бойынша тәжирийбедлерди қарағанымызда биз бул қубылысты улыўма түрде қараған едик. Бул қубылыстың мәниси мынадан ибарат: қандай да бир контурдағы электр тоғының өзгериси өзгермели магнит майданын пайда етеди, ал бул өзгермели магнит майданы қоңсылас контурларда э.қ.күшлерин индукциялайды. 1 ҳәм 2 конурларын аламыз (300-сүўрет). Биринши контурдағы тоқтың күшин ге тең деп болжайық. Бул тоқ пайда еткен магнит индукциясының ағысы тоқтың күши ге пропорционал. Усы ағысының 2 контуры арқалы өтетуғын бөлимин арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда биз

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

теңлиги орын алады деп болжай аламыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 300-сүўрет.  Еки контур арқалы өтетуғын индукцияның ағысы. |

300-сүўретте ағысы еки контур арқалы өтетуғын магнит индукциясының сызықлары менен көрсетилген (1 ҳәм 2). Биринши контурдағы тоқ күши өзгергенде ағысы да өзгереди ҳәм екинши контурда индукцияның э.қ.күши пайда болады. Оның шамасы 222-параграфтағы (3)-қатнас бойынша анықланады:

Егер контурлардың өлшемлери менен турған орынлары өзгериссиз қалатуғын болса, онда (1)-формуладағы коэффициенти турақлы ҳәм

теңлиги орынлы болады. Буннан мынадай формулаға ийе боламыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул формуладағы коэффициенти 2 ҳәм 1 контурларының өз-ара индукция коэффициенти деп аталады.

Әлбетте, жоқарыда айтылғанлардың барлығын 2 контурандағы тоқ өзгеретуғын, ал 1 контурында тоқ индукцияланатуғын жағдай ушын да қайталаўға болады. Бундай жағдайда екинши контурдағы тоқтың күшин арқалы, ал биринши контурда пайда болатуғын э.қ.күшти арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

коэффициенти *1 контуры менен 2 контурының арасындағы өз-ара индукция коэффициенти*  *деп аталады*.

Төменде барлық ўақытта да

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңлигиниң орынлы болатуғынлығы көрсетиледи.

Солай етип, еки контурдың өз-ара индукциясы коэффициенти ҳаққында гәп етиўге болады.

(1)-қатнасты пайдаланып, биз мынадай анықламаны келтирип шығарыўымыз мүмкин: *еки контурдың өз-ара индукция коэффициенти диң сан мәниси бойынша контурлардың биреўиндеги бир бирлик тоқтың екинши контур арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысына тең*. (2)-қатнастан екинши (динамикалық) анықламаны аламыз: *еки контурдың өз-ара индукция коэффициенти бир контур арқалы өтип атырған тоқтың сан шамасы ўақыт бирлиги ишинде бир бирликке өзгерген жағдайда екинши контурда пайда болған э.қ.күшиниң шамасына тең*.

*Өз-ара индукция коэффициентиниң шамасы контурлардың геометриялық формасы менен өлшемлеринен ҳәм олардың бир бирине салыстырғандағы жайласыўларынан ғәрезли*. Тек ферромагнит затлар бар болған жағдайда ғана өз ара индукция коэффициенти тоқлардың күшинен де ғәрезли болады (μ диң магнит майданының кернеўлиги тан ғәрезли болыўына байланыслы).

Өзлик индукция коэффициенти қандай атамаға ийе болса, өз ара индукция коэффициентиниң атамасы да сондай. Өз-ара индукция коэффициентиниң абсолют электромагнитлик бирлиги болып бир контур арқалы өтетуғын тоқ күши бир электромагнитлик бирликке тең болғанда ол екинши контур арқалы бир максвеллге тең ағысты пайда болатуғын жағдайдағы өз-ара индукция хызмет етеди. Өз-ара индукция коэффициентиниң әмелий бирлиги болып генри хызмет етеди. Ол өз-ара индукция коэффициентиниң абсолют электромагнитлик бирлигине тең. Өз-ара индукция коэффициентиниң динамикалық анықламасынан мынадай жағдай келип шығады: генри контурлардың биринде 1 секунд ўақыт ишинде тоқтың күши 1 амперге өзгеретуғын жағдайда екинши контурда 1 *в* шамасындағы э.қ.қүши пайда болатуғындай өз-ара индукция коэффициентине тең.

**§ 228. Тоқлардың магнит майданының энергиясы**. Өткизгиш сымлар арқалы турақлы тоқ өткенде э.қ.күшиниң дереги тәрепинен берилетуғын барлық қуўат ленц-джоуль жыллылығының бөлинип 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.күштиң бағытына қарама-қарсы. Нәтийжеде, тоқтың күши киши болады ҳәм сыртқы э.қ.күшиниң жумысының тек бир бөлими ғана ленц-джоуль жыллылығының бөлинип шығыўы ушын жумсалады. Керисинше, тоқтың күши киширейгенде контурда өзлик индукцияның э.қ.күши пайда болып, оның бағыты сыртқы э.қ.күштиң бағытына сәйкес келеди. Нәтийжеде тоқ күшлирек болады ҳәм берилген сыртқы э.қ.күшиниң тәсиринеде бөлинип шыққан ленц-джоуль жыллылығына салыстырғанда көбирек жыллылық бөлинип шығады. Әлбетте, тоқтың үлкейиўинде жумсалған артықмаш жумыстың энергияның қандай да бир түрине айланыўының орын алыўы керек ҳәм бул энергия, керисинше, тоқтың күши кемейгенде шынжырда бөлинип шығыўы керек. Тоқтың күшейиўи менен усы тоқ пайда еткен магнит майданы да күшейеди, сонлықтан бул бөлинип шығатуғын энергия магнит майданының энергиясы болып табылады.

Магнит майданының энергиясын есаплаў ушын өзлик индукциясы болған контурды қараймыз. Бул контурдағы тоқтың шамасы нолден базы бир шекли мәнисине шекем өзгеретуғын болсын. Контурдағы тоқ өскенде контурда өзлик индукцияның э.қ.күши пайда болады. Бул э.қ.күшине қарсы исленген жумыс магнит майданының энергиясының пайда болыўына алып келеди. Егер, берилген моментте шынжырдағы тоқтың күши ге тең болса, онда өзлик индукцияның э.қ.күши беретуғын қуўат шамасына тең. Демек, киши ўақыт аралығында исленген жумыстың шамасы мынаған тең:

225-параграфта айтылғанлар бойынша, өзлик индукцияның э.қ.күши шамасына тең, бул қатнаста - биз қарап атырған контур арқалы өтетуғын индукцияның ағысы.

Буннан, ўақыты ишинде исленген элементар жумыс сан мәниси бойынша мынаған тең:

Өзлик индукцияның турақлы коэффициентинде ҳәм элементар жумыс ушын жазылған аңлатпаны мына түрде қайтадан жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Тоқтың шамасы нолден базы бир мәнисине шекем өскендеги исленген жумыстың шамасына тең магнит энергиясы ниң мәнисин есаплаў ушын барлық элементар жумысларды суммалаў, яғный (1)-аңлатпаны 0 ден ге шекемги шекте интеграллаў керек; бундай жағдайда мынаны аламыз:

Егер интеграллаўды орынласақ, онда мынадай теңликке ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул жерде магнитлик энергия тоғы бар контурды тәрийиплейтуғын параметрлер болған тоқтың күши ҳәм өзлик индукция коэффициенти арқалы аңлатылған. Биз төменде усы энергиясын майданның өзин тәрийиплейтуғын параметрлер арқалы аңғартыўға болатуғынлығын көремиз. Магнит майданының кернеўлиги , магнит индукциясы ҳәм майдан ийелеп турған кеңисликтиң көлеми майданды тәрийиплейтуғын параметрлер болып табылады. Бизлер электростатикалық зарядлардың энергиясын электростатикалық майдан бар болған кеңисликте қандай етип локализациялаған болсақ, тап сол сыяқлы магнитлик энергияны кеңисликтиң магнит майданы бар бөлиминде локализациялай аламыз.

Бул мәселени ҳәм тоқлары өтип турған еки контурды алыў жолы менен шеше аламыз. Бундай системаның энергиясы тек өзлик индукция коэффициентлеринен ғана емес, ал өз-ара индукция коэффициентинен де ғәрезли болады.

Бул жағдайды көрсетиў ушын тоқлардың пайда болыў жумысын есаплаймыз. Мейли, дәслеп еки контур да туйықланбаған болсын. Буннан кейин биринши контурды туйықлаймыз ҳәм усы контурға тутастырылған э.қ.күши ленц-джоуль жыллылығының пайда болыўы ҳәм өзлик индукцияның э.қ.күшин жеңиў ушын исленеди. Тоқтың магнит майданының энергиясын анықлайтуғын жумыстың бул соңғы бөлиминиң

шамасына тең болатуғынлығын кейинирек көрсетемиз. Бул теңликте - биринши контурдың өзлик индукция коэффициенти. Биринши контурда тоқты пайда еткеннен кейин екинши контурды туйықлаймыз. Бундай жағдайда қосылған э.қ.күши екинши контурда ленц-джоуль жыллылығының бөлинип шығыўы ҳәм екинши контурдың өзлик индукциясын жеңиў ушын жумыс ислейди; жоқарыда көрсетилгендей, өзлик индукцияның э.қ.күшин жеңиў ушын исленген жумыс мынаған тең:

Бул теңликте - екинши контурдың өзлик индукциясы коэффициенти. Бирақ жумыстың ислениўи усының менен тамам болмайды. Себеби екинши контурда тоқ пайда болғанда биринши контурда өз-ара индукция э.қ.күши пайда болады. Оның сан мәниси мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бул теңликте арқалы екинши контурдағы тоғы тәрепинен пайда етилетуғын ҳәм биринши контур арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы.

турақлы етип услап турыў ушын биринши конурға тутастырылған э.қ.күши өз-ара индукцияның э.қ.күшин жеңиў ушын қосымша жумысты ислеўи керек. Бул жумысының былайынша есапланыўы мүмкин. Жүдә киши болған ўақытының ишинде орынланған элементар жумысы мынаған тең:

Егер шамасының орнына оның (3)-аңлатпа бойынша мәнисин қойсақ мынадай теңликлерди аламыз:

тоқ күши турақлы услап турылатуғын болғанлықтан, өз-ара индукцияны жеңиў ушын исленетуғын толық жумыс мынаған тең:

Бул аңлатпада - индукция ағысының ақырғы мәниси.

теңлигиниң орынлы екенлигин аңғарып ( арқалы биринши ҳәм екинши контурлардың өз ара индукция коэффициенти белгиленген), мынаған ийе боламыз:

Егер биз ҳәм жумысларын қоссақ еки тоқтан туратуғын системаның магнит майданының энергиясын аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Әлбетте, тап усындай болған тоқлардың системасын биз басқа избе-изликте 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 аңлатпаны алған болар едик:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

Тоқлардың системасының энергиясының оларды белгилеўдиң избе-излигинен ғәрезли болмаўы ҳәм сонлықтан (4)- ҳәм (4а) аңлатпалар бир бири менен теппе-тең болыўы шәрт. Буннан мынадай теңликти аламыз:

Бул теңликти биз 227-параграфта [(3)-теңлик] алған едик.

(2)-формула тоқтың күши менен өзлик индукция коэффициенти диң функциясы сыпатында тоқтың магнит майданының энергиясын береди. Бирақ биз бул формулаға энергияның қоршаған орталықтағы магнит майданының тәрийиплейтуғын шамалардың функциясы сыпатындағы түрди бериўимиз керек. Бундай түрлендириўди дара жағдай болған узын соленоидтың ишиндеги бир текли магнит майданы ушын орынлаймыз.

(2)-формула бойынша, соленоид бойынша өтетуғын тоқтың магнит энергиясы мынаған тең:

225-параграфтағы (6)-формула бойынша өзлик индукция коэффициенти мынаған тең:

Бул теңликте - соленоидтың көлеми, - узынлықтың бир бирлигине сәйкес келетуғын орамлар саны, - соленоидтың ишки бөлимин толтырып турған орталықтың магнит сиңиргишлиги.

Усының менен бир қатарда, соленоидтың ишиндеги тоқтың күши менен магнит майданының кернеўлиги

қатнасы бойынша байланысқан. менен диң мәнислерин (2) ге қойып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлигин ямаса, шамасының магнит индукциясы ға тең екенлигин аңғарып, (5)-аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

Магнит майданын тек соленоидтың ишинде, яғный көлеминде топланған деп есаплап, магнит энергиясының тығызлығы ушын мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

Солай етип, магнит энергиясының тығызлығы майданның кернеўлиги пенен магнит индукциясы ның көбеймесине тең екен. Егер (7)-формулада еки шама да -системасында, яғный сәйкес эрстедлер менен гауссларда өлшенген болса, онда шамасы *эрг/см3* бирликлеринде алынады.

Кеңисликтеги магнит майданы бир текли болмаған жағдайда кеңисликти шеклеринде ҳәм шамаларын турақлы деп есаплаўға болатуғындай жүдә кишкене болған участкаларға бөлиў керек. Бундай жағдайда (7)-формула усындай участканың шеклериндеги магнит энергиясының тығызлығын береди. Көлеми шамасына тең болған участкағы сәйкес келетуғын энергия мынаған тең болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7а) |

Шекли көлеминиң ишиндеги энергия

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

аңлатпасының жәрдеминде бериледи. Бул жағдайда интеграллаў барлық көлеми бойынша алып барылады.

**§ 229. Қайтадан магнитлеў жумысы**. Магнетикти магнитлеў магнитлеўши майданның кернеўлигиниң бир мәнисли функциясы болып табылмайды. 203-параграфта биз гистерезис қубылысын қарадық. Бул қубылыс тиң берилген мәнисиндеги магнитлениўдиң кернеўликтиң усы мәнисиниң қалайынша алынғанлығынан ғәрезли.

301-сүўретте келтирилген гистерезис илмегиндеги ноқаты менен тәрийипленетуғын магнетиктиң ҳалын қараймыз. Усы ҳалынан шығып магнетикти гистерезис илмегин жолы менен жүриўге сәйкес келетуғындай етип қайтадан магнитлейик деп болжаймыз. Бундай қайтадан магнитлеў процессиниң жумыс ислеў менен байланыслы екенлигин көрсетемиз. Оның ушын буннан бурынғы параграфта келтирип шығарылған қатнастан пайдаланамыз. Бул қатнас бойынша контур бойынша магнит индукциясының ағысы шамасына үлкейгенде (тоқтың күшиниң үлкейиўиниң есабынан) контурдың магнит майданының энергиясының пайда болыўы ушын жумсалатуғын элементар жумысы мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Бул теңликте - контурдағы тоқтың күши[[58]](#footnote-59).

Биз қарап атырған магнетик узын соленоидтың өзеги болып хызмет етеди деп болжайық. Мейли, соленоид дана орамға ийе ҳәм орамлардың (өзектиң де) кесе кесиминиң майданы болсын. Бундай жағдайда соленоидтың орамы арқалы ағыс мынаған тең болады:

Бул теңликте - соленоидтың өзегиндеги магнит майданының индукциясы.

Соленоидтың орамындағы тоқтың күши менен оның тәсиринде пайда болған магнит майданының кернеўлиги былайынша байланысқан (194-параграф):

Бул теңликте - соленоидтың узынлығы. Демек, (1)-аңлатпа бойынша индукция ағысының өзгериси менен байланыслы болған, элементар жумыс мынаған тең:

шамасы магнетиктиң көлеми болғанлықтан, онда өзектиң көлеминиң бир бирлигине сәйкес келетуғын жумыс

шамасына тең, яғный индукция векторының өсими ға пропорционал.

|  |  |
| --- | --- |
| 301-сүўрет.  Қайтадан магнитлениў жумысын есаплаўға. |  |

301-сүўретке итибар берип, биз гистерезис илмегиниң базы бир участкасы ушын көбеймесиниң жолағының майданы менен аңғартылатуғынлығын көремиз, себеби бул учатскаға индукция векторының өсими сәйкес келеди. Тап сондай болған мәниси гистерезис иймеклигиниң участкасына да сәйкес келеди, бирақ бул участкада ның мәниси терис, себеби бул орында индукция киширейеди ( ноқатынан ноқатына өтиў). участкасындағы векторы да терис; демек, көбеймеси оң ҳәм жолағының майданы менен аңғартылады. Солай етип, магнитлегенде биз қарап атырған ның мәнисине жолағының майданына пропорционал, ал магнитсизлендиргенде жолағының майданына пропорционал жумыс сәйкес келеди. Еки жумысты да бирге есапқа алып, гистерезис иймеклигиниң ҳәм участкаларына жолағының майданы шамасына тең жумыс сәйкес келеди.

Қайтадан магнитлениўдиң толық циклиниң усындай участкалардың суммасы түринде көрсетилиўи мүмкин; демек, өзектиң көлеминиң бир бирлигин қайтадан магнитлегенде исленген толық жумыс жолағының майданы сыяқлы барлық жолақлардың майданларының қосындысына пропорционал, яғный гистерезис иймеклигиниң илмегиниң майданы ге пропорционал:

Қайтадан магнитлениўде жумсалатуғын жумыс соленоидтың магнит майданының энергиясына ямаса жыллылыққа айланыўы керек. Өзиниң басланғыш ноқатына қайтып келгенде оның энергиясы да өзгерген жоқ ямаса өзгере алмады. Буннан гистерезис бар болған жағдайдағы қайтадан магнитлениўдиң өзектиң қызыўына алып келетуғынлығы белгили болады ҳәм бул жағдай тәжирийбеде бақланады. Жумысты есаплаў ушын берилген магнит материал ушын гистерезис илмегиниң формасын билиў керек.

Ферромагнитлерден соғылған өзеклерди қайтадан магнитлегенде энергияның жоғалыўын ҳәр қыйлы техникалық мәселелерде есапқа алыў керек болады. Бундай жағдайда жумысты анықлаў ушын көплеген магнит материаллар ушын жеткиликли дәрежеде дурыс нәтийже беретуғын төмендегидей эмперикалық формуладан пайдаланыў керек:

Бул теңликте - қайтадан магнитлениўдиң берилген циклында жетиў мүмкин болған магнит индукциясының максималлық мәниси. коэффициенти берилген материалдың қәсийетлеринен ғәрезли; мысалы, трансформаторлық темир ушын

*гр/см3⋅(гс*)1,6;

қатты полат ушын

*гр/см3⋅(гс*)1,6;

**§ 230. Кабелдиң өзлик индукция коэффициенти**. 227-параграфта келтирип шығарылған қатнасларды пайдаланыўға мысал сыпатында шексиз узын цилиндр тәризли кабелдиң өзлик индукция коэффициентин есаплаймыз. Кабель дегенимизде еки коаксиаллық цилиндр тәризли өткизгишти нәзерде тутамыз, ишки цилиндр арқалы өтетуғын тоқ сыртқы цилиндр арқалы өтетуғын тоққа шамасы жағынан тең, бағытлары бойынша қарама-қарсы (302-сүўрет).

Ишки ҳәм сыртқы цилиндрлердиң радиусларын сәйкес ҳәм арқалы белгилеймиз. Кабелдиң узынлығы ге тең участкасын айырып аламыз. Бул участка арқалы өтетуғын тоқтың магнит энергиясын еки усыл менен көрсетиўге болады: бириншиден, кабелдиң берилген участкасының өзлик индукция коэффициенти диң жәрдеминде 227-параграфтағы (2)-формула бойынша:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

ҳәм, екиншиден, 227-параграфтағы (8)-формула бойынша тоқлардың магнит майданын тәрийиплейтиуғын шамалар бойынша:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул аңлатпада интеграл кабелдиң айырып алынған узынлығы болған участкасындағы магнит майданы нолге тең болмаған көлемге тарқатылады. Бул еки аңлатпаны салыстырыў бизге өзлик индукция коэффициентиниң мәнисин анықлаўға мүмкиншилик береди. Дәслеп энергиясын (2)-формула бойынша есаплаймыз. Оның ушын иши қуўыс цилиндр тәризли өткизгиш арқалы тоқ өткенде цилиндрдиң ишиндеги магнит майданының нолге тең екенлигин еске түсиремиз (199-параграфқа қараңыз). Демек, радиусы ге тең болған цилиндрдиң ишинде магнит майданының кернеўлиги нолге тең ҳәм бул область интеграллаў областынан шығып қалады. Цилиндрлик бетлердиң арасындағы кернеўлик тек ишки цилиндр арқалы өтип атырған тоқ бойынша анықланады, себеби сыртқы цилиндрдиң бул областта пайда еткен кернеўлиги де нолге тең. 199-параграфта айтылғанлар бойынша, цилиндр тәризли өткизгиш бойынша өтетуғын тоқтың магнит майданы цилиндрден тыста усы цилиндрдиң көшери бойынша өтетуғын сызықлы тоқтың магнит майданындай болады. Демек, цилиндрлердиң арасындагы областтағы магнит майданының кернеўлиги мынаған тең:

Бул теңликте арқалы цилиндрдиң көшеринен шекемги қашықлық белгиленген. Еки цилиндрдиң сыртында жайласқан барлық ноқатларда майданның 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 кернеўликлериниң қосындысына тең. Демек, (2)-формуладағы интеграллаўды цилиндрлердиң арасында жайласқан узынлығы ге тең цилиндрлик қатламның участкасына ғана тарқатыў керек.

|  |  |
| --- | --- |
| 302-сүўрет.  Еки коаксиаллық цилиндрден туратуғын кабель. |  |

Есаплаў ушын барлық көлемди көлеми шамасына тең жуқа қатламларға бөлемиз; бундай қатламның шеклеринде магнит майданының кернеўлиги ты турақлы деп есаплаўға болады. Усы қатламға тийисли болған энергия мынаған тең:

Бул аңлатпаны бойынша ден ге шекем интеграллаў жолы менен толық энергия ны аламыз:

Энергия ушын жазылған бул аңлатпаны усы энергияны өзлик индукция коэффициенти арқалы анықлайтуғын (1)-аңлатпа менен салыстырып, кабелдиң узынлығы ге тең болған участкасының өзлик индукция коэффициентиниң

шамасына тең екенлигин табамыз.

Цилиндрлик өткизгишлердиң арасындағы орталықтың магнит сиңиргишлиги μ барлық ўақытта бирге жақын болғанлықтан, жуўық түрдеги

аңлатпасына ийе боламыз.

**§ 231. Фуко тоқлары. Бетлик эффект**. Индукциялық тоқлар сызықлы контур деп қараўға болмайтуғын тутас өткизгишлерде де пайда болады. Бундай жағдайда оларды тоқларды изертлеўши Фуконың аты менен атайды. Өзгермели магнит майданында турған металдың тутас бөлеги киши қарсылыққа ийе болған өткизгиш болып табылады; усының нәтийжесинде индукциялық тоқлардың күши жүдә үлкен шамаларға шекем жетеди.

Индукция э.қ.күшиниң шамасы магнит индукциясының ағысының өзгериў тезлигине пропорционал болғанлықтан, берилген өткизгишке киргизилген магнит майданы қаншама тез өзгеретуғын болса, Фуко тоқларының шамасы да соншама үлкен болады. Сонлықтан Фуко тоқларының пайда болыўын орамлары арқалы тез өзгеретуғын тоқ өткерилетуғын, сонлықтан пайда болған магнит майданы да тез өзгеретуғын соленоидтың ишиндеги қуўыслыққа өткизгишти жайластырыў жолы менен бақлаўға болады. Бундай жағдайда үлкен массаға ийе болған жақсы өткеретуғын өткизгишлердеги Фуко тоқларының мәниси сондай үлкен болады, бундай жағдайда бөлинип шығатуғын жыллылықтың шамасы сол өткизгишти балқытыў ушын жеткиликли болады. Бул усыл вакуумлық техникада ҳаўасы сорып алынған әсбаптың ишиндеги металлық бөлимлерди газлерден тазалаў ушын кеңнен пайдаланылады. Тап усы усыл вакуумда металларды балқытыў ушын да қолланылады.

Бирақ, көп жағдайларда Фуко тоқларының тәсиринде қызыў зыянлы болып табылады. Бундай жағдайларға трансформаторлардың ямаса өзгермели тоқ өтип турған қәлеген орамлардың өзеклериниң қызыўы киреди (236-параграфқа қараңыз). Усындай қызыўлардың болмаўы ушын орамларды қатламлар түринде соғады ҳәм оларды Фуко тоқларының бағытына перпендикуляр қойылған изоляцияның жуқа қатламлары менен бир биринен ажыратады.

Фуко тоқларының пайда болыўын мынадай дүзилистиң жәрдеминде бақлаўға болады. Металдан соғылған ҳәм электромагниттиң полюсларының арасында жип пенен илдирип қойылған маятник электромагнитте тоқ болмаған жағдайда тең салмақлық ҳалынан аўыстырылады ҳәм сонлықтан әззи сөнетуғын тербелиске келеди. Тоқ тутастырылғанда тербелис дәрҳәл сөнеди ҳәм бул жағдайдағы маятниктиң тоқтайман дегенше қозғалысы жабысқақ орталықтағы қозғалысты еске түсиреди. Бул жағдай аңсат түсиндириледи: магнит майданында қозғалғанда маятникте пайда болатуғын Фуко тоқларының магнит майданының бағыты сыртқы магнит майданының бағытына қарсы бағытланған ҳәм сонлықтан маятниктиң қозғалысына қарсылық көрсетеди.

|  |  |
| --- | --- |
| 303-сүўрет.  Бетлик эффекттиң пайда болыўы. |  |

Фуко тоқлары өзгермели тоқ өтип турған өткизгиштиң өзинде де пайда бола алады. Бундай тоқлардың пайда болыўы айрықша *бетлик эффектке* алып келеди (инглиз тери мәнисин беретуғын skin сөзинен *скин-эффект* деп аталатуғын). Егер өзгермели тоқ цилиндр тәризли өткизгиш бойынша өтетуғын болса, онда тоқтың үлкейиўиниң моментлеринде Фуконың индукциялық тоқлары 303-сүўретте көрсетилгендей бағытта болады. Өткизгиштиң бетинде бул тоқлардың бағыты дәслепки электр тоғының бағытындай, ал өткизгиштиң көшеринде - тоққа қарама-қарсы бағытланған. Усының нәтийжесинде өткизгиштиң ишинде тоқ ҳәлсирейди, ал бетинде күшейеди. Солай етип, Фуконың индукциялық тоқларының пайда болыўының нәтийжесинде тоқ өткизгиштиң бети бойынша тең өлшеўли тарқалмайды. Тез өзгеретуғын тоқларда өткизгиштиң көшериниң қасындағы тоқтың тығызлығы әмелий жақтан нолге тең болады ҳәм тоқтың барлығы өткизгиштиң бети бойынша өтеди. Усының нәтийжесинде өткизгиштиң ишиндеги магнит майданы нолге тең болады. Бул қубылыс өткизгиштиң қарсылығының үлкейиўине алып келеди, себеби оның ишки бөлимлери арқалы тоқ өтпейди. Өткизгиштиң ишки бөлимлери пайдасыз болғанлықтан, металды экономлаў мақсетинде тез өзгеретуғын тоқлардың өткизгишлериниң ишин қуўыс етип ислейди. Фуко тоқлары өткизгиштиң өзлик индукция коэффициентиниң мәнисиниң киширейиўине де алып келеди. Бул жағдайда цилиндр тәризли өткизгиш мысалында түсиндириўге болады. 227-параграфтағы (2)-формула бойынша өзлик индукция коэффициенти тоқтың магнит энергиясы менен мынадай қатнас бойынша байланысқан:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Магнит майданының энергиясы магнит майданының кернеўлигинен ғәрезли. Скин-эффектте өткизгиштиң ишиндеги магнит майданын нолге тең етип алады, ал өткизгиштен сырттағы майдан болса өткизгиштиң кесими арқалы тоқтың шамасы турақлы болған жағдайдағыдай мәниске ийе. Нәтийжеде майданның энергиясы киши болады, буннан (1)-формулаға сәйкес өзлик индукция коэффициенти киширейеди.

Тутас өткизгишлерде скин-эффекттиң нәтийжесинде жыллылықтың бир текли болмаған бөлинип шығыўы орын алады: жыллылық тийкарынан өткизгиштиң бетинен бөлинип шығады. Бул эффект В.П.Вологдин тәрепинен полатты бетлик шынықтырыў усылын ислеп шығыў ушын қолланылды.

**§ 232. Өзгермели тоқ.** Туйық контурда өзгермели э.қ.күшиниң тәсиринде өзгермели тоқ пайда болады. Тармақланбағын өткизгиштиң ҳәр қыйлы кесимлериндеги усындай өзгермели тоқлардың күшлериниң шамалары турақлы болмайды. Турақлы тоқ қанаатландыратуғын тийкарғы талаптың бундай болып орынланбаўы электромагнит майданларының тарқалыўының тезлигиниң шекли екенлиги менен байланыслы. Егер тоқтың күши менен зарядлардың тарқалыўының шамасы өзгеретуғын ўақыты биз қарап атырған электрлик системаның бир бирине салыстырғанда ең қашық ноқатларының арасындағы электромагнит уйытқыўдың барып жететуғын ўақытынан әдеўир үлкен болған жағдайда ондай турақлы тоқ қанаатландыратуғын тийкарғы талаптың орынланбаўын есапқа алмаўға болады. Усындай шәртти 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 дәўирли түрде өзгеретуғынлығын көрдик. Усының салдарынан контурда дәўирли түрде өзгеретуғын тоқ индукцияланады. Бул процесстиң характерин толығырақ қараймыз.

224-параграфта көрсетилип өтилгендей, рамканы магнит майданында ω мүйешлик тезлиги менен айландырғанда рамканың контуры шеклеп турған бет арқалы өтетуғын индукцияның ағысы ўақыт ға байланыслы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

нызамы бойынша өзгереди. Бул теңликте контурдың майданы арқалы өтетуғын ағыстың ең үлкен ағысын билдиреди. Усының салдарынан шынжырда пайда болатуғын электр қозғаўшы күш мынаған тең болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул ўақытқа байланыслы синусоидаллық нызам бойынша өзгеретуғын өзгермели э.қ.күшине ең әпиўайы мысал болып табылады. шамасы э.қ.күшиниң *амплитудасы* деп аталады ҳәм оның ең үлкен мәнисин береди.

Тоқтың күши өзгермели болғанлықтан, сыртқы э.қ.күши ден басқа, контурда өзлик индукцияның э.қ.күши де бар болады. Мейли, арқалы биз қарап атырған шынжырдың өзлик индукция коэффициенти белгиленген болсын. Өзлик индукцияның э.қ.күшиниң мынаған тең екенлиги белгили:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Кирхгоф нызамы болыйнша э.қ.күшлердиң қосындысы контурдың қарсылығы менен олар арқалы өтип турған тоқтың көбеймесине тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

(4)-формулаға ҳәм шамаларының (2)- ҳәм (3)-аңлатпалар бойынша мәнислерин қойсақ, онда

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

теңлемесин аламыз. Бул қатнас берилген э.қ.күши , өзлик индукция коэффициенти ҳәм қарсылығына ийе болған контурдағы тоқтың күши ди анықлайтуғын дифференциаллық теңлеме болып табылады. Бул теңлемениң тоқтың күши ушын дара шешимин тоқты ўақыттың дәўирлик функциясы, ал дәўирдиң шамасы э.қ.күшиниң өзгериў дәўирине тең деп, яғный ушын шешимди

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

түринде излеймиз. Бул теңликте ҳәм шамалары турақлы шамалар болып табылады ҳәм олардың мәнислерин анықлаў керек. Бул аңлатпаны (5)-теңлемеге қойып ҳәм дифференциаллаўды орынлап,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |

ямаса

аңлатпаларын аламыз. Бул теңликтиң ўақыттың қәлеген моментинде орынланыўы ушын ҳәм шамаларының алдында турған коэффициентлердиң бир ўақытта нолге тең болыўы керек; бул шәрт мынадай еки теңлемени береди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

Бул теңлемелердиң кейингисин былайынша көширип жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

(7) деги теңликлердиң бириншисиндеги еки ағзаны да шамасына бөлгеннен кейин мынаны береди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

(7)-теңликлердиң бириншисин ҳәм (8)-теңликти квадратқа көтерип, буннан кейин оларды қосып, мынадай аңлатпаны аламыз:

Буннан мынадай теңлеме келип шығады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

(9)- ҳәм (10)-аңлатпалар белгисиз болған ҳәм турақлыларын анықлайды. ҳәм шамаларының усы мәнислерин пайдаланып, (6)-қатнастың тийкарында биз қарап атырған шынжырдағы тоқтың күши ушын аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (11) |

Бул формуланы индукцияның э.қ.күши ушын жазылған (2)-аңлатпа менен салыстырып, биз тоқ диң де, э.қ.күш ниң де синусоида екенлигин, бирақ фазасы бойынша бир бирине салыстырғанда φ шамасына жылысқан екенлигин көремиз. Тоқ пенен э.қ.күши ең үлкен мәнислери арқалы бир ўақытта өтпейди ҳәм ноль мәнисине бир ўақытта жетпейди. 304-сүўретте фазалардың айырмасының базы бир φ мәниси ушын э.қ.күши менен тоқ күши диң өзгериўлери график түринде көрсетилген. (9)-қатнас берилген ω жийилигиндеги э.қ.күш пенен тоқтың күши арасындағы фазалардың жылысыўының қатнасы бойынша анықланатуғынлығын көрсетеди. қатнасы қаншама үлкен болса, ның да мәнисиниң, яғный фаза бойынша жылысыў φ диң мәнисиниң үлкен болады. ҳәм шынжырдың қарсылығын нолге тең деп есаплағанда ең үлкен мәнисин қабыл етеди. Буннан

теңлигине ийе боламыз, яғный тоқ э.қ.күштен шерек дәўирге кейин қалады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 304-сүўрет.  Өзлик индукция бар шынжырда өзгермели тоқ болған жағдайдағы э.қ.күши менен тоқтың күши диң ўақыттан ғәрезлиги. |

Тоқ күшиниң амплитудасы диң э.қ.күшиниң амплитудасы ден ғәрезлигин анықлайтуғын (10)-формула Ом нызамын еске түсиреди. Бундай жағдайда қарсылықтың орнын *толық қарсылық* деп аталатуғын (ямаса *көринетуғын қарсылық* ямаса *шынжырдың импедансы* деп аталатуғын)

|  |  |
| --- | --- |
|  | (12) |

шамасы ийелейди. шамасы *индуктивлик қарсылық* деп аталады. Индуктивлик қарсылықты арқалы белгилеп, мынаған ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (13) |

Көринип турғанындай, тоқ күшиниң амплитудасы толық қарсылық тен ғәрезли. Берилген омлық қарсылығында өзлик индукция коэффициенти менен жийилик ω қанша үлкен болса толық қарсылық тиң шамасы да үлкен болады.

Индуктивлик қарсылықтың тутқан орнын баҳалаў ушын соленоид арқалы өтетуғын тоқтың күшин анықлаймыз. Соленоидтың өзлик индукция коэффициентиниң мәнисин биз 225-параграфта анықлаған едик. Мейли, бул соленоидтың омлық қарсылығы *ом* болсын, ал оның өзлик индукция коэффициентиниң *гн* шамасына тең екенлигин биз анықладық. Соленоидтың ушларындағы потенциаллар айырмасының амплитудалық мәниси 100 в, бир секундтағы дәўирлер саны: a) 50, b) 250, c) 500 болған жағдайлардағы тоқ күшиниң амплитудласы ди анықлаймыз. (10)-формула бойынша тоқ күшиниң амплитудасы

формуласының жәрдеминде есапланады. Жоқарыда келтирилген үш жағдай ушын цикллық жийилик мынаған тең:

Тоқ күшиниң амплитудалары мынаған тең:

Егер усы соленоидтың ушларындағы потенциаллар айырмасы *в* болғанда ол арқалы өтетуғын турақлы тоқтың шамасы мынадай болған болар еди:

Алынған нәтийжелерди салыстырғанда тоқтың өзгериў жийилигиниң тутқан орны көринип тур: 1 *сек* ишинде 50 дәўир болғанда индуктивлик қарсылықтың тутқан орны үлкен емес, бирақ 1 *сек* ўақыттың ишинде 500 дәўир болғанда тоқтың күши турақлы тоқтың күшинен дерлик төрт есе киши болады.

(5а) формуланы өзгермели тоқты анықлайтуғын шамалардың графикалық характеристикасы ушын пайдаланыўға болады. Оның ушын (5а) ны былайынша жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5б) |

Шеп тәрепте турған ағзалар бирдей дәўирге ийе, фазалар айырмасы ге тең еки грамоникалық тербелистиң қосындысы болып табылады. Қосынды нәтийжени алыў ушын I томның 97-параграфында баянланғандай тәртипте амплитудаларды графикалық түрде қосыўға болады. Оның ушын (305-сүўрет) амплитуданың векторы шамасын көшерине мүйеши менен ҳәм амплитуда векторы шамасын мүйеши менен жайластырыў керек. Бул амплитудалардың геометриялық қосындысы (5б) аңлатпасына сәйкес э.қ.күшиниң амплитудасының векторын береди Сызылмадан амплитудасы менен амплитудасының арасындағы мүйештиң

теңликлериниң орынлы екенлигине байланыслы ге тең екенлиги көринип тур. амплитуда векторының көшерине проекциясы ўақыттың ҳәр бир моментиндеги э.қ.күшти береди. ҳәм векторларының сол көшерге түсирилген проекциялары омлық қарсылық диң ҳәм өзлик индукцияның бар болыўының себебинен контурдағы потенциалды түсиўин береди. үш мүйешлигинен φ мүйешиниң тангенсиниң диң мәнисинен ғәрезсиз екенлиги көринип тур; сонлықтан белгили болған омлық ҳәм индуктивли қарсылықлардағы фазалардың айырмасы менен толық қарсылықты графикалық жоллар менен табыў ушын катетлери ҳәм ге, ал гипотенузасы толық қарсылық шамасына тең болған туўры мүйешли үш мүйешликти қурыў керек (306-сүўрет). Бундай жағдайда φ мүйеши тоқ пенен э.қ.күштиң арасындағы фазалардың айырмасына сәйкес келеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 305-сүўрет. Өзлик индукцияға ийе өзгермели тоқ шынжыры ушын векторлық диаграмма. | 306-сүўрет. Өзлик индукцияға ийе өзгермели тоқ шынжырындағы толық қарсылық ти омлық қарсылық ҳәм индуктивлик қарсылық арқалы анықлаў. |

Усы ўақытқа шекем биз (5)-теңлемениң дара шешиминен пайдаландық. Егер (11)-дара шешимге сәйкес

бир текли теңлемениң улыўмалық шешимин қоссақ, онда (5)-теңлемениң толық шешимин аламыз. Бул бир текли теңлемениң шешими мынадай түрге ийе:

Бул теңликте - басланғыш шәртлер бойынша анықланатуғын турақлы. Бул ўақыттың өтиўи менен киширейетуғын тоқтың бөлимин береди ҳәм әдетте оны нолге тең деп есаплайды. Солай етип, орнықлы болған тоқ ушын жазылған аңлатпа ғана қызығыўды пайда етеди. Ал бундай аңлатпа (11)-теңлемениң шешими болып табылады.

**§ 233. Өзгермели тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын қуўат**. Өзгермели тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын қуўатты қараймыз. Егер тоқтың күшиниң бир заматлық мәнисин менен э.қ.күштиң бир заматлық мәнисин көбейтсек, онда қуўаттың бир заматлық мәнисин аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Ўақыттың ҳәр қыйлы моментлеринде қуўаттың бул бир заматлық мәнислери ҳәр қыйлы болады. Мысалы, ямаса шамаларының бириниң мәниси нолге тең болғанда қуўаттың мәниси де нолге тең болады. Сонлықтан, бизди қуўаттың бир заматлық мәниси емес, ал дәўирдиң ишиндеги орташа мәниси қызықтырады. Бул орташа мәнисти есаплаў ушын ушын жазылған (1)-аңлатпаны былайынша түрлендиремиз:

Солай етип, бир дәўирдиң ишиндеги орташа мәнис ҳәм шамаларының орташа мәнислериниң қосындысынан турады екен. Биринши ағза ўақыттан ғәрезли емес; демек, оның орташа мәниси оның өзиниң мәнисине тең; екинши ағза болса шамасының ўақытқа байланыслы өзгериўи менен өзгереди. Әлбетте бир дәўирдиң ишиндеги шамасының орташа мәниси нолге тең. Себеби бир дәўирдиң ишинде оң мәнислерге де, терис мәнислерге де ийе болады. Нәтийжеде шынжырда бөлинип шығатуғын қуўаттың бир дәўир ишиндеги орташа мәниси мынаған тең болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Мынадай белгилеўди киргиземиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

ҳәм шамалары *э.қ.күшиниң эффективлик мәниси* ҳәм *тоқ күшиниң эффективлик мәниси* деп аталады; оларды (2)-теңликке қойып, қуўаттың бир дәўир ишиндеги орташа мәниси ушын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

Егер тоқ пенен э.қ.күшиниң арасындағы фазалардың айырмасы нолге тең болса, онда орташа қуўат тоқ күшиниң эффективлик мәниси менен э.қ.күштиң эффективлик мәнисиниң көбеймесине тең болады. Солай етип, турақлы тоқ ушын тоқ күши менен э.қ.күш қандай орынды ийелейтуғын болса, өзгермели тоқ ушын э.қ.күш пенен тоқтың эффективлик мәнислери тап сондай орынды ийелейди.

Қуўаттың орташа мәниси фазалардың айырмасынан ғәрезли. Ең үлкен мәниске ол фазалар айырмасы нолге тең болған жағдайда жетеди. Бул жағдай шынжырда өзлик индукция болмаған жағдайда орын алады. Егер фазалар айырмасы ге тең болса, онда қуўаттың орташа мәниси нолге тең болады. Демек, бул жағдайда дәўирдиң бир шерегиндеги дерек тәрепинен жеткерилип берилетуғын энергия дәўирдиң басқа шерегинде өзлик индукцияның электромагнитлик энергиясының дерекке қайтып берилиўи орын алады. Бул жағдай шынжырдың омлық қарсылығы нолге тең болған жағдайда ғана жүзеге келеди. Бирақ шынжырдың омлық қарсылығының нолге тең болыў шәрти әмелий жақтан ҳеш ўақытта орынланбайды.

Тоқ тәрепинен ислеп шығылған қуўат жыллылық түринде бөлинип шығады. Сонлықтан, ўақыты ишиндеги барлық шынжырдағы бөлинип шығатуғын энергия мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

(3)-формула бойынша тоқ күшиниң эффективлик мәниси менен э.қ.күштиң эффективлик мәниси максималлық ҳәм мәнислеринен турақлы көбейтиўши бойынша ғана айрылатуғын болғанлықтан, яғный

теңликлери орынлы болғанлықтан, ҳәм шамаларының арасында ҳәм шамаларының арасындағы қатнастай қатнас орын алады [232-параграфтағы (10)-формулаға қараңыз]:

Бул қатнасты пайдаланып, шынжырда бөлинип шығатуғын жыллылық ушын жазылған (4)-аңлатпаны

түринде ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

түринде жазамыз. Фазалар айырмасы φ [232-параграфтағы (9)-формула бойынша]

теңлигиниң жәрдеминде анықланады. Буннан мынадай теңликлерге ийе боламыз:

шамасының бул мәнисин (4а) ға қойып, мынадай аңлатпаны табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Буннан *егер тоқтың эффективлик мәнисин пайдаланатуғын болсақ, онда берилген омлық қарсылығы бар өзгермели тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдары Ленц-Джоуль формуласы менен аңлатылатуғынлығы келип шығады* (157-параграфқа қараңыз).

Демек, бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдары тек тоқтың эффективлик мәниси пенен омлық қарсылық диң жәрдеминде анықланады екен. *Жыллылықтың бөлинип шығыў процессинде индуктивлик қарсылық тиккелей орынды ийелемейди*. Сонлықтан оны гейпара жағдайларда ваттсыз қарсылық деп те атайды. Егер шынжырдың омлық карсылығы жүдә киши болса, онда шынжырда бөлинип шығатуғын жыллылық та аз болады; егер шынжырдың өзлик индукциясы үлкен болса ҳәм усы шынжыр арқалы өтетуғын өзгермели тоқтың жийилиги ω үлкен болса, онда улыўмалық қарсылық болған шамасының үлкен болыўы мүмкин.

Өзгермели тоқтың күшин өлшеў ушын жыллылық амперметрин пайдаланыўға болады (158-параграф). Турақлы тоққа градуировкаланған жыллылық амперметри өзгермели тоқ ушын тоқтың эффективлик күшин береди. Тоқ күшиниң максималлық мәниси эффективлик күш бойынша (3)-қатнастың жәрдеминде анықланады. Бул қатнас бойынша

Өзгермели тоқларды өлшеўдиң басқа да усыллары ҳаққында 237-параграфты қараңыз.

**§ 234. Өзлик индукцияға ҳәм сыйымлыққа ийе өзгермели тоқтың шынжыры**. Турақлы тоқ шынжырынан өзгермели тоқ шынжырының айырмасы избе-из жалғанған конденсатордың бар болыўынан ибарат.

Егер конденсатордың астарларын турақлы тоқтың дерегине тутастырса, онда усы астарларда деректиң э.қ.күшин компенсациялайтуғын потенциаллар айырмасы пайда боламан дегенше шынжырда тоқ өтеди. Егер конденсатордың астарларын өзгермели э.қ.күшиниң дерегине тутастырса, онда астарлар үзликсиз түрде қайтадан зарядланады ҳәм шынжырды барлық ўақыт өзгермели тоқ өтеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 307-сүўрет.  омлық қарсылығына, өзлик индукцияға ҳәм сыйымлығына ийе шынжыр. |

Мейли, қысқышларына (307-сүўрет) өзгермели э.қ.күш түсирилген болсын. Шынжыр избе-из тутасқан сыйымлығынан, өзлик индукциясынан ҳәм омлық қарсылығынан турған болсын (айырым өткизгишлердиң омлық қарсылығын есапқа алмаймыз). Контурдың өзлик индукцияға ийе бөлиминде өзлик индукцияның э.қ.күши пайда болады. Бул теңликте - шынжырдағы тоқтың күши. Контурда ҳәрекет ететуғын толық э.қ.күш шамасына тең болады. Ҳәр бир моментте оның шамасы шынжыр бойлап түсетуғын потенциаллардың қосындысына тең. Бул түсиў конденсатордың астарларындағы потенциалдың түсиўи менен шынжырдың омлық қарсылығы болған бөлимине түсетуғын шамасына тең потенциалдың қосындысынан турады. Демек, мынадай теңликке ийе боламыз:

Буннан ниң орнына оның мәнисин қойып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасы астарларда топланған заряды менен

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

қатнасы бойынша байланысқан. Бул қатнаста - конденсатордың сыйымлығы. ўақыты ишинде заряды шамаға үлкейеди. Буннан (2)-қатнас тийкарында

ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

аңлатпаларына ийе боламыз. (1)теңликти ўақыт бойынша дифференциаллап, мынаны аламыз:

Бул теңликке шамасының орнына оның (3)-теңлик бойынша мәнисин қойып, избе-из тутастырылған сыйымлыққа, өзлик индукцияға ҳәм қарсылыққа ийе болған шынжырдағы тоқтың күшин қанаатландыратуғын дифференциаллық теңлемени табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Бул теңлемениң шешимин дәўири э.қ.күштиң дәўириндей болған ўақыттың дәўирли функциясы түринде излеймиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бул аңлатпада менен шамалары турақлылар болып табылады ҳәм бул турақлылырдың мәнислерин анықлаўымыз керек. ден ўақыт бойынша биринши ҳәм екинши тәртипли туўындыларды алып, мынадай теңликлерге ийе боламыз:

менен лердиң мәнислерин ҳәм ди (4)-теңлемеге қойып ҳәм оның оң ҳәм шеп тәреплерин ω ға қысқартып, мынадай аңлатпаны табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4а) |

пенен ларды менен лердиң синусы ҳәм косинусы арқалы аңлатып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |

Бул теңлик ўақыттың қәлеген моменти ушын орынланатуғын болғанлықтан, ҳәм функцияларының алдында турған көбейтиўшилердиң нолге тең болыўы керек. Буннан төмендегидей еки теңлемени аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |
|  | (7) |

(6)-теңлемеден мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

(6)- ҳәм (7)-теңликлерди ағзама-ағза квадратқа көтерип ҳәм оларды қосып

теңлигин аламыз ҳәм буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (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 тоғы өтеди; бул тоқтың амплитудасы (9)-аңлатпаның жәрдеминде анықланады. тоғы фазасы бойынша э.қ.күши ден (8)-теңлик бойынша анықланатуғын φ мүйешине аўысқан.

шамасы толық қарсылық характерине ийе (импеданс), оның мәниси шамаларынан ҳәм тоқтың жийилиги ω дан ғәрезли. Соның менен бирге

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

теңлигин қанаатландыратуғын ω ның мәнисинде қарсылық минимумға жетеди; бундай жийиликте тоқ күшиниң амплитудасы максималлық мәниске жетеди:

Өзгермели тоқтың сыйымлыққа ҳәм өзлик индукцияға ийе болған шынжыр арқалы өтиўи менен байланыслы болған барлық қубылыслар механикалық резонанс қубылысын еске түсиреди: тоқ күшиниң амплитудасы жийилик ω дан ғәрезли ҳәм *резонанслық жийилик* деп аталатуғын базы бир мәнисинде максимумға жетеди. Оның мәниси (10)-аңлатпа бойынша мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10а) |

Омлық қарсылық қанша киши болса, резонанслық иймеклик өткир ушқа ийе болады.

(8)-формула бойынша резонанста фазалар айырмасы шамасына тең.

шегинде фазалар айырмасы ушын шамасын аламыз, яғный тоқ э.қ.күштен озады; шегинде фазалар айырмасы бул жағдайда тоқ э.қ.күштен артта қалады. 308-сүўретте 1 иймеклиги берилген э.қ.күшинде ҳәм турақлы менен дағы тоқтың күшиниң жийиликке байланыслы өзгериси; 2 иймеклиги φ диң жийиликтен ғәрезлиги көрсетилген.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 308-сүўрет.  Тоқ күшиниң (1) ҳәм фазалардың айырмасының (2) жийиликтен ғәрезлиги. |

Егер конденсаторды өткизгиштиң участкасы менен алмастырсақ, онда шынжырда қосымша потенциаллар айырмасы пайда болмайды. Демек, конденсаторды өткизгиш пенен алмастырыў теңлигиниң орын алыўына алып келеди ҳәм бундай жағдайда (8)- ҳәм (9)- формулалар өзлик индукциясы менен қарсылығы бар, бирақ конденсаторсыз шынжырға тийисли болған 232-параграфтағы (9)- хам (10)-формулаларға өтеди.

ω ның өзгериўи менен тоқтың күши менен бир ўақытта өзгермели тоқ шынжырының ҳәр бир участкасына түсетуғын потенциалдың шамасы да өзгереди. 307-сүўретте келтирилген шынжырда омлық қарсылығы, өзлик индукциясы ҳәм сыймлығы избе-из тутасқан. Шынжырдың усы участкаларының ҳәр бириниң ушларындағы ҳам арқалы белгилеп, шынжырдағы потенциалдың толық түсиўин аламыз. Шынжырда ҳәрекет ететуғын э.қ.күшке сәйкес келетуғын оның шамасын былайынша көрсетиў мүмкин:

234-параграфта айтылған бойынша

|  |  |
| --- | --- |
|  | (11) |

ямаса

|  |  |
| --- | --- |
|  | (12) |

теңликлерине ийе боламыз.

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасын анықлаў ушын шынжырда омлық қарсылық пенен өзлик индукция болмайтуғын жағдайда қараймыз ( ҳәм ). Бундай жағдайда (9)-формула мынаны береди:

Бул қатнастан конденсатордың шамасына тең омлық қарсылыққа эквивалент екенлиги көринеди. Бундай жағдайда (8) бойынша ҳәм, демек, яғный тоқ э.қ.күштен шамасына *алда жүреди*. Буннан конденсатордың астарларында потенциаллар айырмасының амплитудалық мәнисиниң шамасына тең екенлиги келип шығады. Ўақыттың ҳәр бир моментинде потенциаллар айырмасының шамасы тоқтың күшиниң шамасынан шамасына *артта* қалады. Солай етип, ушын биз мынаны жаза аламыз:

Бул теңликти былайынша да жазыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (13) |

(11)-, (12)- ҳәм (13)-аңлатпаларды қосып, мынадай теңликке ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (14) |

Резонанста, яғный тоқ күшиниң амплитудасы максимумға жеткенде мынадай теңликлер орынлы болады.

Бул шараятта (14)-формула мынаны береди:

Демек, шынжырдағы потенциалдың түсиўи омлық қарсылық ге түскен потенциалға сәйкес келеди. Усының бир ўақытта потенциаллардың ҳәм түсиўи максималлық мәнисине жетеди:

ҳәм

Бирақ потенциаллардың түсиўиниң екеўи де қарама-қарсы фазада өзгереди, сонлықтан олардың қосындысы нолге тең.

Биз қарап өткен қубылыс *кернеўлер резонансы* деп аталады.

Өзгермели тоқ шынжырындағы конденсатордың тутқан орнын анықлаў ушын сыйымлығы 1 *мкф* болған конденсатордың бир секундта 50 дәўирге ийе тоқ өткен жағдайда қанша омға эквивалент екенлигин есаплаймыз.

Жоқарыда айтылғанлардан сыйымлығы шамасына тең конденсатор арқалы цикллық жийилиги ω ға тең тоқ өткенде усы конденсатордың қарсылығына эквивалент екенлиги келип шығады. Бул жағдайда сыйымлықты фарадаға өткерип ҳәм цикллық жийиликтиң сек-1 шамасына тең екенлигин есапқа алып, мынаны аламыз:

Өзгермели тоқтың үлкен жийилигинде тап сол конденсатор киши омлық қарсылыққа эквивалент.

232-параграфта өзлик индукциясы бар шынжыр ушын пайдаланғандай, сыйымлық пенен өзлик индукция бар болған шынжырдағы қубылысларды векторлық диаграмманың жәрдеминде көрсетиўге болады. Оның ушын (4а) теңлемени

түринде жазамыз. Әҳмийетке басланғыш фазалар емес, ал фазалар айырмасы ийе болғанлықтан, бул теңликти мынадай теңлик пенен алмастырыўға болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (15) |

Бул теңликтиң шеп тәрепиндеги еки ағзаны бир бирине перпендикуляр болған ҳәм амплитудалары ҳәм шамаларына тең, көшери менен сәйкес ҳәм мүйешлерин жасайтуғын векторлар түринде көрсетиўге болады (309-сүўрет). Қосынды амплитуда узынлығы болған вектор менен сүўретленеди ҳәм оның шамасы мынадай теңликтиң жәрдеминде анықланады:

Буннан (9)-формула келип шығады. векторы менен векторының арасындағы мүйештиң φ ге тең екенлигин аңсат көриўге болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 309-сүўрет.  Өзлик индукция ҳәм сыйымлық бар өзгермели тоқ шынжыры ушын векторлық диаграмма. |

Егер I томдағы 105-параграфта көрсетилген гармоникалық процесслерди комплексли санлардың жәрдеминде тәрийиплеў усылын пайдаланатуғын болсақ, онда (4)-теңлемениң шешимин аңсат алыўға болады (4)-теңлемедеги функциясын комплексли дәреже көрсеткиши бар көрсеткишли функция менен аңғартып мынадай теңлемени аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (16) |

Бул теңлемениң дара шешимин

|  |  |
| --- | --- |
|  | (17) |

түринде излеймиз. Бул аңлатпада ҳәм арқалы анықланыўы керек затлық санлар белгиленген. (17)-аңлатпаны дифференциаллап, мынадай теңликлерди аламыз:

ҳәм шамаларын (16) ға қойсақ, мынадай алгебралық теңлемени аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (18) |

Бул теңлемениң оң ҳәм шеп тәреплерин көбейтиўшисине бөлип

түриндеги теңлемеге ийе боламыз. ны менен алмастырсақ

|  |  |
| --- | --- |
|  | (19) |

түриндеги теңлеме келип шығады. Егер еки комплексли санның затлық ҳәм жормал бөлимлери бир бирине тең болса, онда усы комплексли санлардың бир бирине тең екенлиги белгили. Сонлықтан (19) дан мынадай нәтийже келип шығады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (20) |

Тул теңликлердиң екиншиси бириншисине ағзама-ағза бөлсек, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (21) |

(20)-теңликти квадратқа көтерип қоссақ

|  |  |
| --- | --- |
|  | (22) |

аңлатпасын табамыз.

(17)-, (21)- ҳәм (22)-аңлатпалар биз излеген шешимлер болып табылады. Бул шешимлердиң усы параграфтағы тийкарғы текстте берилген (4)-теңлемениң шешимине сәйкес келетуғынлығын аңсат көриўге болады. Ҳақыйқатында да, (17)-аңлатпаның затлық бөлими мынаны береди:

ямаса

Буннан кейин

теңлиги орынлы деп болжап, мынаған ийе боламыз:

.

Бул аңлатпа болса (5)-формулаға сәйкес цикллық жийилиги ω ҳәм амплитудасы болған синусоида бойынша өзгеретуғын тоқты береди. амплитудасы (9)-формула менен сәйкес келетуғын (22)-формуланың жәрдеминде анықланады. Енди еки усылдың жәрдеминде фазалардың аўысыўы ушын да бир мәнисти алатуғынлығымызды көрсетиў қалды. Ҳақыйқатында да, (21)-аңлатпа бойынша (8)-аңлатпа менен сәйкес келетуғын

теңлигине ийе боламыз.

Өзгермели тоқ шынжырында жүзеге келетуғын процесслерди графикалық сүўретлеў ушын комплексли шамалардан затлық шамаларға өтиўдиң зәрүрлиги жоқ. Оның ушын комплексли шамасына узынлығы болған ҳәм берилген көшер менен α мүйешин жасайтуғын векторды сәйкес келтириў ҳәм бундай жағдайда жормал бирлик ге көбейтиўдиң туўры мүйешке бурыўға сәйкес келетуғынлығын аңғарыў керек. Ҳақыйқатында да: . Буннан шамасына көбейтиўдиң π мүйешине бурыўға сәйкес келетуғынлығын есапқа аламыз. Бул ескертиўлерди нәзерде тутып, (18)-теңликти былайынша қайтадан жазамыз:

Усының менен бирге α ны арқалы алмастырып, мынаған ийе боламыз:

Бул аңлатпа узынлықлары менен бағытлары 309-сүўретке сәйкес келетуғын үш векторды бир бири менен байланыстырады.

**§ 235. Динамомашиналар менен электромоторлар**. Динамомашиналар (ямаса генераторлар) электромагнит индукция қубылысын пайдаланыў жолы менен тоқларды алыў ушын хызмет ететуғын машиналар болып табылады. Өзгермели тоқтың ең әпиўайы динамомашинасы сыпатында турақлы магниттиң майданында айланатуғын өткизгиштиң бир орамына ийе рамка хызмет ете алады. Усындай рамкадағы өзгермели тоқтың пайда болыўы 224-параграфта талланды. 310-сүўретте еки сақыйнаны ҳәм менен щетканы пайдаланыў жолы менен тоқты айланатуғын рамкадан шынжырдың сыртқы бөлимине қалайынша алып бериўдиң мүмкиншилиги көрсетилген. Әлбетте, әмелде бир рамкадан пайдаланбайды, ал барабанға (роторға) оралған көп санлы өткизгиш сымнан пайдаланады. Техникада қозғалмайтуғын орамлар менен турақлы магниттиң орнына электромагнитлерден де пайдаланады. Усындай машинаның схемасы 311-сүўретте көрсетилген. Тоқ индукцияланатуғын катушкалар темир өзектиң шығып турған орынларына ораў жолы менен алынады. Өзек сыртқы дерегинен орамлары арқалы өтетуғын тоқ пенен магнитленеди. Машинаның айланатуғын бөлими (ротор) тислери бар сақыйна түрине ийе. Роторды айлындырғанда тислер шығып турған орынларына салыстырғанда қозғалады ҳәм усындай жоллар менен қоңсылас шығып турған орынларда магнитлик шынжырды азлы-көпли туйықлайды. Усының нәтийжесинде орынларына оралған катушкаларда магнит индукциясының ағысы өзгереди ҳәм оларды тоқ индукцияланады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 310-сүўрет. Айланатуғын рамкадан тоқты ҳәм сақыйналарының жәрдеминде алыў. | 311-сүўрет. Қозғалмайтуғын орамларға ийе өзгермели тоқ генераторының схемасы. |

Жоқарыда көрсетилген өзгермели тоқ генераторлары менен бир қатарда турақлы тоқ генераторларын да соғыўға болады. Егер айланатуғын рамканың ушларын бир биринен изоляцияланған еки ярым сақыйна (коллектор) менен тутастырсақ (312-сүўрет), онда ҳәм щеткалары биринши ҳәм екинши ярым сақыйнаға гезекпе-гезек тийеди ҳәм сыртқы шынжырдағы тоқ тек өзиниң күшин өзгертип, барлық ўақытта бир бағытта өтеди. 313а сүўретте усындай тоғының ўақыттан ғәрезлиги көрсетилген. Бир рамканың орнына ушлары қурамалы коллектордың айырым секцияларына тутастырылған орамлардың системасын пайдаланып күши ўақытқа байланыслы азмаз пульсацияланатуғын турақлы тоқты алыўға болады (313-b сүўрет). Өлшемлерин әдеўир үлкен болған турақлы тоқтың динамомашиналарындағы 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 тәмийинлеўдиң тийкарғы еки типи бар: 1) избе-из ҳәм 2) параллель.

Избе-из қозыў машиналарында электромагниттиң орамлары сыртқы шынжыр менен избе-из тутастырылған (314-сүўрет). Бундай машина электромагниттиң өзегиниң қалдық магнитлениўиниң есабынан жумыс ислей баслайды, буннан кейин онда пайда болған тоқ толығы менен электромагнитиниң орамлары арқалы өтеди ҳәм ишинде ротор айланатуғын магнит майданының күшейиўине алып келеди. Сыртқы шынжырды ажыратқанда бундай машинаның э.қ.күши қалдық магнитлениў менен байланыслы болған киши мәниске шекем төменлейди.

Параллель қоздырыўға ийе машиналарда (шунтлы машиналар) электромагниттиң орамлары сыртқы шынжыр менен параллель тутастырылған (315-сүўрет). Орамлардағы тоқтың күши реостатының жәрдеминде өзгертиледи. Шунтлы машиналар кең түрде тарқалған. Аралас қоздырыўға ийе машиналар да пайдаланылады: олар еки орамға ийе, олардың бири сыртқы шынжыр менен избе-из, ал екиншиси параллель тутастырылған.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 312-сүўрет. Турақлы тоқ генераторының коллекторының схемасы. | 313-сүўрет. Тоқ күшиниң ўақыттан ғәрезлиги. *a* - еки ярым сақыйнаға ийе генератор ушын, *b* - қурамалы коллекторы бар генератор ушын. |

Турақлы тоқтың қәлеген динамомашинасын электродвигателге айландырыўға болады: оның ушын роторға щетка арқалы басқа деректен тоқты жибериў керек. Бундай жағдайда ротордың орамлары арқалы өтетуғын тоқ пенен магнит майданының арасындағы өз-ара тәсирлесиўдиң салдарынан ротор айланысқа келеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 314-сүўрет. Избе-из қозыўға ийе динамомашинаның схемасы. | 315-сүўрет. Параллель қозыўға ийе динамомашинаның схемасы. |

Ис жүзинде ҳәрекет ететуғын электромотор биринши рет Б.С.Якоби тәрепинен Росcияда соғылды ҳәм Нева дәрьясындағы кемениң қозғалыўы ушын қолланылды.

Электромотордың роторы айланғанда оның орамларында айланыўға 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 айланыўында зәрурли болған күшти услап турыўы ушын жеткиликли болса, онда басланғыш моментте электромоторды иске қосқандағы тоқтың шамасының жүдә үлкен болыўы ҳәм, сонлықтан, ротордың орамларының жанып кетиўи мүмкин. Усындай жағдайдан қутылыў ушын мотор менен избе-из реостат тутастырылады. Оны *иске қосыў реостаты* деп атайды.

Ҳәзирги ўақытлардағы динамомашиналар менен электромоторлар жүдә жоқары пайдалы тәсир коэффициентине ийе машиналар болып табылады. Үлкен машиналар ушын п.т.к. ниң шамасы 95 процентке жетеди. Қашып қутылыўға болмайтуғын сүйкелиске, ленц-джоуль жыллылығы, Фуко тоқлары ҳәм гистерезис пенен байланыслы болған жоғалтыўлардың шамасын 5 процентке шекем кемейтиў мүмкин.

**§ 236. Трансформаторлар.** Көп санлы техникалық ҳәм лабораториялық мақсетлер ушын динамомашиналар беретуғын э.қ.күшлерине салыстырғанда әдеўир жоқары болған э.қ.күшлери керек болады. Техникада электр энергиясын бир орыннан екинши орынға узын сымлардың жардеминде алып бериў ушын (гейпара жағдайларда пайдаланыўшының электростанциядан жүзлеген километр қашықлықта жайласқан болыўы мүмкин). Бул жағдайда мәселе соннан ибарат, шынжырда ислеп шығылған толық қуўат э.қ.күшиниң тоқтың күшине көбеймеси болған шамасына тең. Буннан э.қ.күш қанша жоқары болса, сол қуўаттығы тоқтың күши соншама киши болады. Алып беретуғын сымлардағы энергияның жоғалыўы шамасына тең, яғный тоқтың күши қанша үлкен болса, жоғалыў да үлкен болады. Сонлықтан, зыянлы жоғалтыўларды киширейтиў ушын үлкен э.қ.күши ҳәм киши тоқ күши менен ис алып барыў керек.

Өзгермели тоқлар болған жағдайда э.қ.күшин (техникада "кернеў" деп атайды) жокарылатыўшы трансформаторлардың жәрдеминде аңсат жоқарылатыўға болады. Трансформаторлар биринши рет рус электротехниклери П.Н.Яблочков (1876-ж.) ҳәм И.Ф.Усагин (1882-жыл) тәрепинен биринши рет контрукцияланды ҳәм ис жүзине енгизилди. Ең әпиўайы түрде трансформатор (316-сүўрет) улыўмалық туйық темир өзекке оралған еки катушкадан турады. Биринши катушка жуўан сымнан турады ҳәм орамлардың саны аз, екинши катушка жиңишке сымнан ҳәм көп санлы орамлардан турады. орамы арқалы өтетуғын биринши тоқ магнит индукциясының өзгермели ағысын пайда етеди. Бул ағыс өзектиң ишинде дерлик толығы менен топланған ҳәм, демек, толығы менен екинши катушканың орамлары арқалы өтеди.

|  |  |
| --- | --- |
| 316-сүўрет.  Трансформатор. |  |

Екинши катушка туйықланбаған жағдайда биринши катушка базы бир омлық ҳәм индуктивлик қарсылыққа ийе болған шынжырдың бөлими болып табылады. Егер омлық қарсылықты кишикене деп есапласақ, онда оның тутқан орнын есапқа алмаўға болады. Буннан биринши катушкадағы э.қ.күши сан мәниси бойынша онда пайда болған өзлик индукцияның э.қ.күши ге тең, ал бағыты бойынша қарама-қарсы

Биринши катушканың ҳәр бир орамында шамасына тең өзлик индукцияның э.қ.күши пайда болады. Буннан

Бул теңликте арқалы биринши катушканың орамлар сына белгиленген. Буннан биринши катушкадағы ҳәрекет ететуғын э.қ.күши ушын мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Тап сол ағыс екинши катушка арқалы да өтетуғын болғанлықтан, онда оның ҳәр бир орамында – шамасына тең индукцияның э.қ.күши пайда болады. Екинши катушкада пайда болған барлық э.қ.күштиң шамасы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул теңликтеги - екинши катушкадағы орамлар саны. (1)- ҳәм (2)-аңлатпаларды салыстырып, екинши катушкадағы пайда болған э.қ.күшиниң мынаған тең болатуғынлығын көремиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Солай етип, трансформатор э.қ.күшти екинши катушкадағы орамлар санының биринши катушкадағы ормалардың санына қатнасы есе жоқарылатады екен. Минус белгиси биринши ҳәм екинши катушкалардағы э.қ.күшилериниң фазалары бойынша қарама-қарсы екенлигин көрсетеди.

Әдетте трансформатордағы екинши катушка туйықланбаған болса, биринши катушканың өзлик индукция коэффициенти үлкен болады. Бул биринши катушканың индуктивлик қарсылығының үлкен болыўына алып келеди. Усының нәтийжесинде екинши катушка туйықланбаған жағдайда биринши катушкадағы тоғы әззи. Бул тоқтың мәниси *бос тоқ* деп аталады. Екинши катушканы туйықлағанда онда магнит майданын пайда ететуғын тоқ индукцияланады. Ал, бул магнит майданы, Ленц қағыйдасы бойынша, биринши катушканың пайда еткен магнит майданын компенсациялайды. Бул биринши катушканың индуктивлик қарсылығының киширейиўине ҳәм тоғының үлкейиўине алып келеди. Солай етип, биринши шынжырда пайдаланылатуғын қуўат екинши шынжырда алынатуғын қуўаттан ғәрезли екен.

Екинши шынжыр ҳәрекетте болған жағдайда (3)-теңлик дурыс болыўдан қалады. Биринши шынжырдағы тоқтың шамасы бос тоқтың шамасынан күшли айырмаға ийе болмаған жағдайда (3)-теңлик жақсы орынланады. Өзектиң гистерезисиниң тутқан орнын есапқа алатуғын трансформатордың улыўмалық теориясы жүдә қурамалы.

Трансформатордағы зыянлы жоғалтыўлар катушкалардағы ленц-джоуль жыллылығының бөлинип шығыўы, магнит индукциясы сызықларының сыртқа шығыўы, өзектеги Фуко тоқлары ҳәм өзектиң гистерезисиниң болыўына байланыслы қайтадан магнитлениў менен байланыслы.

Соңғы себептиң тутқан орнын киширейтиў ушын трансформаторлардың өзеклерин темирдиң ең жумсақ сортларынан, соның менен бирге изоляциялық қатламлар менен изоляцияланған жуқа темирдиң айырым жолақларынан соғады. Ҳәзирги ўақытлардағы үлкен трансформаторларда жоғалтыўларды улыўма қуўаттың 2 процентине шекем төменлетиўдиң сәти түседи. Сонлықтан, олардың пайдалы тәсир коэффициенти 98 процентке жетеди.

Бундай трансформаторлардағы биринши ҳәм екинши шынжырларда ислеп шығылған қуўатлар ушын мынаны аламыз:

Буннан (3)-қатнас бойынша

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

қатнасына ийе боламыз. Солай етип, биринши ҳәм екинши шынжырлардағы тоқлардың күши биринши ҳәм екинши катушкалардағы орамлардың санына кери пропорционал екен.

Жоқарылатыўшы болып ислейтуғын қәлеген трансформаторды төменлетиўши трансформатор түринде пайдаланыўға болады. Оның ушын биринши тоқты орамлардың саны үлкен болған катушка арқалы өткериў керек. Бундай жағдайда екинши катушкада тоқтың күши үлкен, ал э.қ.күштиң шамасы биринши катушкадағыға салыстырғанда киши болады. Әдетте станциядан алып берилетуғын "жоқары" кернеўге ийе тоқ пайдаланыўшыда қайтадан төменлетиўши трансформатордың жәрдеминде төменги "кернеўге" шекем төменлетиледи.

Жоқарыда көрсетилген техникалық қолланыўлары менен бир қатарда, трансформаторлар лабораториялық техникада кеңнен қолланылмақта (жоқарылататуғынлар да, төменлететуғынлар да). Қойылатуғын талапларға байланыслы лабораториялық трансформаторларға ҳәр қыйлы конструкциялар бериледи. Үлкен болмаған қуўатларда жоқары э.қ.күшлерин алыў ушын индукциялық катушка деп аталатуғын дүзилислерден пайдаланады. Ол улыўмалық туйықланбағын темир өзекке ийе еки цилиндрлик соленоидлардан турады (317-сүўрет). Биринши катушканың хызметин ишки соленоид атқарады. Бул катушка жуўан сымлардан соғылады ҳәм орамлардың саны аз. Екинши катушка хызметин сыртқы соленоид атқарады, оның орамларының саны көп ҳәм оны жүдә жиңишке сымнан соғады. Әдетте, биринши катушканың ушларына турақлы тоқ дерегинен (мысалы батареялар аккумуляторынан) э.қ.күши түсириледи. Биринши катушканың өзгермели магнит майданын пайда етиўи ушын ондағы тоқты дәўирли түрде ажыратады ҳәм туйықлайды. Ажыратыў менен туйықлаўды анаў ямаса мынаў конструкциядағы автомат ажыратқыштың жәрдеминде әмелге асырады. Ең әпиўайы ажыратқыш темир сапқа ийе пружинаға бекитилген кишкене балғадан турады (317-сүўрет). Тоқ биринши катушка арқалы өте баслағанда оның өзеги магнитленеди ҳәм өзине пружинаны тартады. Нәтийжеде шынжыр пружина менен штифтиң арасында ажыратылады. Контакт ажыратылғанда интенсивли ушқынның шықпаўы ушын менен ның арасына конденсаторы тутастырылады. Бундай жағдайда ажыратыўда батареясынан тоқ конденсаторды зарядлаў ушын кетеди ҳәм ушқын пайда болмайды.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 317-сүўрет.  Индукциялық катушка. |

Биринши катушкадағы балға ямаса басқа механикалық дүзилистиң жәрдеминде ажыратылатуғын тоқ синусоидалық өзгермели тоқ болып табылмайды. Оның күшиниң ўақыттан ғәрезлигиниң иймеклиги 318-а сүўретте көрсетилген. Шынжырды туйықлағаннан кейин оның шамасы салыстырмалы әстелик пенен өседи, бул өзлик индукция менен байланыслы, ал шынжырды ажыратқанда тоқтың шамасы тез кемейеди. Екинши шынжырдағы э.қ.күш биринши катушкадағы тоқтың күшиниң өзгериў тезлиги болған шамасына пропорционал болғанлықтан (226-параграфқа қараңыз), ажыратыў моментлериндеги тоқтың шамасы туйықлаў моментиндеги тоқтың шамасынан әдеўир үлкен мәниске жетеди. Шынжырдың екинши катушкасындағы э.қ.күштиң ўақыттан ғәрезлиги 318-*б* сүўретте көрсетилген. Э.қ.күштиң терис мәниси оның тәсиринде екинши катушкада пайда болған тоқтың биринши катушкадағы тоқтың бағытына қарама-қарсы екенлигин, ал э.қ.күштиң оң мәниси болса екинши катушкадағы тоқтың бағытының биринши катушкадағы тоқтың бағыты менен бағытлас екенлигин аңғартады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 318-сүўрет.  Индукциялық катушкадағы тоқтың шамасының ўақыттан ғәрезлигиниң иймеклиги. - биринши катушкадағы, - екинши катушкадағы. |

Егер екинши катушканы қысқа туйықласақ, онда ол арқалы симметриялы болмаған формадағы өзгермели тоқ өтеди. Бирақ еки бағытта алып өтилетуғын электр зарядларының муғдарлары бирдей болады. Егер екинши шынжырда әдеўир үлкен ушқынлық қашықлық қалдырылса, онда екинши шынжырда туйықлағанда пайда болатуғын э.қ.күш тесиўди пайда етиў ушын жеткиликсиз болады. Бундай жағдайда биринши шынжырды ажыратқанда ғана ушқын пайда болады ҳәм екинши шынжырда үзик-үзик, бирақ ҳәр бир рет бир бағытта тоқ жүреди.

**§ 237. Өзгермели тоқларды туўрылаў ҳәм өлшеў**. Аңсат генерацияланатуғын ҳәм алып берилетуғынлығына байланыслы өзгермели тоқлар техникада оғада кең қолланылады. Бирақ, көплеген жағдайларда пайдаланыў ушын турақлы тоқ керек. Сонлықтан ҳәзирги техника өзгермели тоқты туўрылаўдың ҳәр қыйлы усылларынан пайдаланады.

Тоқты туўрылаўдың ҳәр қыйлы усыллар менен, мысалы қатты ярым өткизгиш туўрылағышлардың ямаса электролитлик туўрылағышлардың жәрдеминде әмелге асырылыўы мүмкин (178-параграф). 171-параграфта еки ярым өткизгишлердиң ямаса ярым өткизгиш пенен металдың арасындағы контакттың тоқтың бағытына байланыслы жүдә ҳәр қыйлы қарсылықларға ийе болатуғынлығы көрсетилди. Сонлықтан, бир бағытта тоқ контакт арқалы сезилерликтей ҳәлсиреўсиз өтеди, ал қарама-қарсы бағытта жүдә әззи тоқ өте алады. Ҳәзирги заман техникасында ярым өткизгишли туўрылағышлар кеңнен қолланыла баслады. Мысал сыпатында германий пластинкасынан туратуғын ҳәм оған бир тәрептен индийден соғылған шарик дәнекерленген, ал екинши тәрептен қалайыдан соғылған шарик дәнекерленген германий туўрылағышларын көрсетиўге болады. Индий электродының қасында "тесиклик" өткизгишлик пайда болады, ал буннан кейин туўрылаўшы -өткели областы жүзеге келеди. Бундай туўрылағын контакттың 1 см2 майданы арқалы жүз амперге шекем тоқты өткериўге қәбилетли. Басқа ярым өткизгишли туўрылағыш сыпатында еки металл дисктиң арасына жайластырылған селеннен туратуғын *селенли туўрылағышты* көрсетиўге болады.

Қатты туўрылаўшылардың орнына *кенотронларды* пайдаланыўға болады. Кенотронларда тоқ тек бир бағытта, атап айтқанда анодтан қыздырылған катодқа қарай өтеди. Ақырында *сынаплы туўрылағышлар* деп аталатуғын кеңнен тарқалғанлығын атап өтемиз. Олар разрядлы трубка болып табылады, бул трубкада суйық сынаптың бети менен графит электрод арасындағы сынаптың пуўларында разряд жүзеге келеди; бундай жағдайда сынаптың қызған бети тийкарынан катодтың орнын ийелейди. Усының нәтийжесинде сынап катодтың, ал графит анодтың хызметин атқарғанда разряд жүзеге келеди. Ал, тоқтың кери бағытында разряд өшеди. Қатты ямаса басқа түрдеги туўрылағышты өзгермели тоқ шынжырына қосқанда (319-сүўрет) шынжырдың участкасында бир бағыттағы тоқ өтеди. Бирақ, бул тоқтың күши, әлбетте, турақлы болмайды, ал ўақытқа байланыслы өзгереди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 319-сүўрет. Өзгермели тоқ шынжырына қатты туўрылағышты тутастырыў. | 320-сүўрет. Ўақытқа байланыслы - өзгермели тоқтың, - туўрылағыш арқалы өтетуғын тоқтың күшиниң өзгериўи. |

320-*a* сүўретте синусоидаллық өзгермели тоқтың ўақытқа байланыслы өзгериўи, ал 320-b сүўретте болса туўрылағыш арқалы өткен тоқ көрсетилген. Трансформатор менен еки туўрылағышты пайдаланып, өзгермели тоқтың "екинши ярымын" да пайдаланыўға болады.

321-сүўретте өзгермели тоқтың шынжырына тутастырылған трансформатордың биринши катушкасы болып табылады, - екинши катушка. 1 ҳәм 2 еки туўрылағыш екинши катушканың ушларына тутастырылған. Екинши катушканың орта бөлиминен ушын шығарылған. Бундай жағдайда дәўирдиң биринши ярымында екинши катушканың бөлими ушырылады ҳәм тоқ 1 туўрылағышы арқалы өтеди. Дәўирдиң екинши ярымында катушканың бөлими ислейди ҳәм тоқ 2 туўрылағышы арқалы өтеди. Шынжырдың бөлиминде тоқ барлық ўақытта бир бағытта өтеди. 322-*а* сүўретте қайтадан синусоидалық өзгермели тоқ, ал 322-*б* сүўретте болса тәрийипленген схема бойынша туўрыланған тоқ көрсетилген. Оның күшиндеги тербелислерди өзлик индукцияның ямаса сыйымлықтың жәрдеминде тегислениўи мүмкин.

Өзгермели тоқларды өлшеў ушын қозғалатуғын рамкаға ийе болған магнитоэлектрлик әсбаплар пайдаланылмайды. Себеби рамканың бурылыў мүйеши тоқтың бағытының өзгериўи менен өзгереди. 233-параграфта айтылып өтилгениндей, өзгермели тоқларды жыллылық әсбапларының жәрдеминде өлшеўге болады.

Өзгермели тоқларды өлшеў ушын еки катушкаға ийе болған электродинамикалық әсбаплар ҳәм катушкаға темирдиң бир бөлеги тартылатуғын электромагнитлик әсбаплар пайдаланылады. Бул электромагнитлик әсбапларда тартылатуғын кишкене стерженниң мүмкин болғанынша киши гистерезиске ийе болған темирдиң сортынан ислениўи керек.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 321-сүўрет. Трансформатордың орта ноқаты бар катушкасына еки туўрылағышты тутастырыў схемасы. | 322-сүўрет. Ўақытқа байланыслы - өзгермели тоқтың, - 321-сүўретте схема бойынша туўрыланған тоқтың күшиниң өзгериўи. |

Жоқарыда айтылғанлардан басқа, өзгермели тоқларды индукциялық (электродинамикалық) әсбаплардың жәрдеминде өлшеўге болады. Бул әсбаплардың ислеў принципи мынадай (323-сүўрет): күши өлшенетуғын өзгермели тоқ электромагниттиң орамы арқалы өтеди ҳәм өзгермели магнит майданын қоздырады. Әсбаптың қозғалмалы бөлими 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 майданның шеклеринен шығарып таслаўға бағдарланған күш пенен тәсир етеди. Нәтийжеде пластинка бурылады ҳәм ол өзине тутастырылған стрелканы да бурады. Турақлы магнити пластинканың тербелисин тынышландырыў ушын хызмет етеди.

|  |  |
| --- | --- |
| 323-сүўрет.  Индукциялық амперметрдиң схемасы. |  |

Ең ақырында, өзгермели тоқларды егер туўрылағышты тутастырса қозғалатуғын рамкаға ийе болған магнитоэлектрлик әсбаплардың жәрдеминде де өлшеўге болады. Усындай мақсетлерде әдетте қатты туўрылағышлар (купрокслар) пайдаланылады. 324-сүўретте амперметрин усы амперметр арқалы тоқтың бир бағытта өтиўин тәмийинлейтуғын төрт купроксларының жәрдеминде тутастырыўдың схемасы көрсетилген. қарсылығы ҳәм өзлик индукциясы шунттың орнын ийелейди.

**§ 238. Үш фазалы тоқ**. Биз қарап өткен әпиўайы синусоидалық өзгермети тоқ пенен бир қатарда техникада *үш фазалы тоқ* деп аталатуғын тоқ кеңнен пайдаланылады. Үш өлшемли тоқ деп фазалары бир биринен шамасына (яғный градусларда 1200 қа) айрылатуғын тармақланған өткизгишлерде пайда болатуғын э.қ.күшке айтады. Дәслеп туйық бир бири менен тутаспаған , ҳәм шынжырларын қараймыз (325-сүўрет). Мейли,

э.қ.күшлери шынжырлардың сәйкес ҳәм участкаларында пайда етилетуғын болсын. Биз қарап атырған шынжырларда өзлик индукция жоқ ҳәм олардың ҳәр қайсысына бир бирине тең омлық қарсылықлар тутастырылған деп есаплайық.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 324-сүўрет. Өзгермели тоқтың күшин өлшеў ушын туўрылағышларды тутастырыў. | 325-сүўрет. Үш фазалы тоқты қоздырыўдың схемасы. |

Бундай жағдайда, 232-параграфта айтылғанларға сәйкес, бул шынжырларда сәйкес

шамаларына тең тоқлар индукцияланады. Бул теңликлерде арқалы тоқлардың улыўмалық амплитудасы белгиленген. Үш шынжырдың ҳәм ноқатларын бир бири менен жалғаймыз. Бундай жағдайда олардың потенциаллары бирдей болады; сәйкес ҳәм ноқатларының потенциаллары да бирдей болады ҳәм қарсылықлар арқалы өтетуғын ҳәм тоқларын өзгертпей оларды да бир бири менен жалғаў мүмкин. Бундай жалғаўда ҳәм сымларын бир сым менен алмастырыўға болады ҳәм бир 326-сүўретте көрсетилгендей шынжырды аламыз. Әлбетте, сымы бойынша тоқларының қосындысына тең болған тоқ өтеди. Бул қосынды тоқтың барлық ўақытта нолге тең болатуғынлығын аңсат көриўге болады.

Ҳақыйқатында да:

Буннан

теңлиги келип шығады.

Тап усындай нәтийжени үш амплитудалардың векторлары ди графикалық қосыў жолы менен де алыўға болады. Олар тең қапталлы үш мүйешлик түриндеги туйық сынық сызықты пайда етеди.

Тоқлардың қосындысы барлық ўақытта нолге тең болғанлықтан, сымының кереги болмайды ҳәм оны алып таслаўға болады. Усының нәтийжесинде бир биринен 1200 қа жылжыған үш өзгермели тоқларын генерацияланған орыннан қарсылықларына бир бири менен байланыспаған шынжарлар болған жағдайдағы сымлардың үш жубының орнына үш сымның жәрдеминде жеткерип бериўдиң мүмкиншилиги туўылады. Биз қарап өткен үш фазалы тоқтың шынжырын *жулдыз схемасы* бойынша тутастырылған үш фазалы тоқтың шынжыры деп атайды.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 326-сүўрет.  Жулдыз түринде тутастырыўдың схемасы. |

325-сүўретте көрсетилген бир биринен ғәрезсиз болған шынжырларды басқа усылдың жәрдеминде де, *үш мүйешлик схемасы* бойынша тутастырыўға болады (327-сүўрет).

Бул схемада бир бири менен ноқатлары ҳәм ноқатлары тутастырылған. Бундай схема да қарсылықлары арқалы өтетуғын тоқлардың шамаларын өзгертпей сымлардың үш жубын үш сым менен алмастырыўға мүмкиншилик береди.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 237-сүўрет. Үш мүйешлик түринде тутастырыўдың схемасы. | 328-сүўрет. Сақыйна тәризли магнит шынжыры. |

Тоқлардың қосындысы дың нолге тең болыўы тек қарсылықлары бирдей болған жағдайда ғана орын алады. Егер қарсылықлар бир бирине тең болмаса, онда фазалар айырмасының шамалары өзгермей қалғанда қосынды тоқ нолге тең болмайды. Ҳақыйқатында, (жулдыз схемасында) ноқатлары тутастырылған болғанлықтан, олар түйинлик ноқатты пайда етеди. Бундай ноқат ушын Кирхгоф нызамы бойынша қалатуғын ҳәм кететуғын тоқлардың қосындысы нолге тең болыўы керек. Солай етип, ис жүзинде, қарсылықлары бир бирине тең болмаған жағдайда да тоқлардың қосындысы ушын теңлиги орынланады. Бул ноқатларының арасында қосымша фазалар айырмасының пайда болыўының есабынан жүзеге келеди.

Үш фазалы тоқларды пайдаланыўдың қолайлы екенлиги олардың айланыўшы магнит майданы деп аталатуғын магнит майданын пайда ете алатуғынлығында.

328-сүўретте көрсетилгендей полюслық наконечниклердиң үш жубы бар сақыйна тәризли магнитлик шынжырды қараймыз. Полюслық наконечниклердиң ҳәр бир жубы өзиниң магнит майданын пайда етеди, ал олардың кернеўлик векторлары лер сақыйнаның сәйкес диаметрлери бойынша бағытланған болады. Мейли, наконечниклердиң ҳәр бир жубы үш фазалық тоқтың қураўшылары менен тутастырылған катушкаларға ийе болсын. Егер сақыйнаның материалындағы гистерезисти есапқа алмайтуғын болсақ, онда магнит майданының кернеўликлериҳәм лер ўақытқа байланыслы мынадай нызам бойынша өзгереди:

Координата көшерлерин 328-сүўретте көрсетилгендей етип өткеремиз ҳәм олардың ҳәр қайсысындағы лардың проекцияларының қосындысын табамыз:

Сәйкес түрлендириўлерден кейин

теңликлерин табамыз.

I томда айтылғанларға байланыслы, бул еки қураўшы саат стрелкасының қозғалыс бағытында турақлы ω мүйешлик тезлиги менен айланатуғын векторын анықлайды.

Айланатуғын магнит майданы онда жайласқан өткизгишке базы бир механикалық күш пенен тәсир етеди. Себеби өткизгиште магнит майданы тәсир ететуғын индукциялық тоқлар пайда болады. Мысалы, егер айланатуғын магнит майданына көшери майданның бағытына перпендикуляр болған көшерге туйық орамға ийе рамканы жайластырсақ, онда рамка магнит майданының кернеўлик векторының айланыў бағытында айлана баслайды. Бул қубылыс үш фазалы өзгермели тоқ пенен азықланатуғын электромоторларды соғыўға мүмкиншилик туўдырады. Биринши 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 көпшилиги айланыўшы майдан принципи тийкарында ислейди.

**XXI БАП**

**ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ТЕРБЕЛИСЛЕР МЕНЕН ТОЛҚЫНЛАР**

**§ 239. Конденсатордың тербелмели разряды**. Астарлары өзлик индукциясы ҳәм қарсылығы менен туйықланған конденсаторын көз алдымызға елеслетейик (329-сүўрет). Мейли базы бир моментте конденсатордың астарларына потенциаллар айырмасы түсирилген ҳәм буннан кейин усы потенциаллар айырмасының дереги ажыратылған болсын. Өзлик индукция болмаған жағдайда конденсатордың астарларыны тутастырылған сымлар арқалы тоқ өткен ҳәм бул тоқ астарлардың потенциаллары теңлескенше даўам еткен болар еди. Өзлик индукция болған жағдайда процесс басқаша өтеди. Астарлардың потенциаллары теңлескенде өзлик индукцияның э.қ.күши киширейетуғын тоқты қоллап-қуўатлайды ҳәм астарлардың кери бағыттағы қайтадан зарядланыўы орын алады. Буннан кейин кери бағыттағы тоқ пайда болады, нәтийжеде астарлардың қайтадан зарядланыўы дәўирли түрде даўам етеди ҳәм сыйымлық пенен өзлик индукцияға ийе шынжырда тербелис жүзеге келеди. Тоқтың энергиясының бир бөлеги қарсылығындағы ленц-джоуль жыллылығына айланатуғын болғанлықтан, тербелис сөнеди. Тербелислердиң улыўмалық характери 330-сүўретте көрсетилген. қарсылыгы қаншама киши болса, сөниў де соншама киши болады ҳәм шегинде тербелислер сөнбейтуғын тербелислерге айланады ҳәм

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

теңсизлиги орынланғанда разряд тербелмели характерге ийе болады. Егер өзлик индукция коэффициентиниң мәниси (1)-теңсизлик бойынша анықланатуғын мәнистен киши болса, онда өзлик индукцияның э.қ.күши конденсатордың астарларын қайтадан зарядлаў ушын жеткиликсиз болады: разряд дәўирли болмайды.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 329-сүўрет. сыйымлыққа, қарсылыққа ҳәм индуктивликке ийе тербелмели контур. | 330-сүўрет. Сөниўши тербелислер. |

Киши қарсылығында тербелмели разрядтың дәўири мынадай формула бойынша анықланады (бул формула төменде келтирип шығарылады):

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Солай етип, өзлик индукция менен сыйымлық киши болса дәўир де, яғный электр тербелислериниң жийилиги үлкен болады. Әдетте электр тербелислериниң дәўири жүдә киши болады. Егер биз еки салыстырмалы үлкен сыйымлық пенен өзлик индукцияны алатуғын болсақ, мысалы, олар *мкф,* *гн* шамаларына тең болса, онда (1 *мкф* *ф* теңлигиниң орынлы екенлигин нәзерде тутып), онда тербелис дәўири ушын

*сек сек*

шамасына ийе боламыз.

Биз көрген электр тербелислери механикалық тербелислерге, мысалы маятниктиң тербелислерине уқсас. Аўыстырылған маятник тең салмақлық орны арқалы өтеди ҳәм қарама-қарсы тәрепке қарай аўысады ҳәм сүйкелистиң бар болыўының салдарынан әстелик пенен сөнетуғын тербелиўин даўам етеди. Бул салыстырыўдан өзлик индукцияның инерцияның, ал омлық қарсылықтың механикалық қарсылықтың орнын ийелетуғынлығын көрсетеди. Егер энергиялық қатнасларға өтетуғын болсақ, онда аналогияның оннан да бетер тереңлесетуғынлығын 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* сүўретте конденсаторды тутастыратуғын сызықлар 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 уқсас. 331-*б* сүўретте өзлик индукцияның орамларының ишиндеги магнит майданы пунктир сызықлар менен көрсетилген. Буннан кейин конденсатордың қайтадан зарядланыўы орын алады (331-*с*) - тоқтың "кинетикалық" энергиясы конденсатордың электр майданының потенциаллық энергиясына өтеди ҳ.т.б.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 331-сүўрет.  Конденсатордың дәўирли разрядындағы электр ҳәм магнит майданларының избе-из пайда болыўы. |

Конденсатордың разрядының тербелмели характерге ийе болатуғынлығын толығырақ қараймыз. Конденсатордың астарларының бирине берилген зарядты арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда шынжырдағы тоқтың күшиниң шамасы усы зарядтың ўақыт бирлигиндеги өзгерисине тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Берилген моменттеги конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасының шамасын арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда биз қарап атырған шынжырдағы потенциалдың толық түсиўи болған шамасы шынжырға түсетуғын э.қ.күшине тең. Бирақ, шынжырда өзлик индукцияның э.қ.күши ҳәрекет етеди. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

теңлигине ийе боламыз.

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасын әдеттеги усыл менен конденсатордың сыйымлығы ҳәм оның астарларындағы заряд арқалы аңғартыўға болады: әлбетте, заряды да, потенциаллар айырмасы да өзгермели шамалар болып табылады. ушын жазылған бул аңлатпаны (4)-формулаға қойып ҳәм (3)-қатнасты пайдаланып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бул қатнас дифференциаллық теңлеме болып табылады. Оны шешиў арқалы дың ўақыттан ғәрезлигин ала аламыз. Бундай теңлемениң шешими биз I томда материаллық ноқаттың серпимли сөниўши тербелислерин қарағанда берилди. Енди

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

белгилеўлерин киргизип (5)-теңлемени былайынша жазамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |

(5а) теңлемесиниң шешимин жаңа

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

өзгериўшисин киргизиў арқалы излеймиз. Ўақыт бойынша дифференциаллаў арқалы мынаған ийе боламыз:

ҳәм шамаларын (5-а) теңлемеге қойып ҳәм улыўмалық болған көбейтиўшисине қысқартып, мынадай теңлемени аламыз:

Бул теңлемениң шәрти орынланатуғын жағдайларда

түриндеги шешимге ийе болатуғынлығын аңсат тексерип көриўге болады. Бул аңлатпада

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

ҳәм шамалары басланғыш шәртлер бойынша анықланатуғын турақлы шамалар. Демек, (7)-теңлик бойынша ушын мынадай шешим орын алады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

Бул шешим сөниўши тербелисти береди. шамасы ўақыт бойынша экспоненциаллық нызам бойынша кемейетуғын амплитуданы аңғартады; шамасы қаншама үлкен болса амплитуда тезирек кемейеди. (6)-теңлик бойынша болғанлықтан омлық қарсылық қанша үлкен, ал өзлик индукция қанша киши болса тербелислердиң сөниўи тезирек жүзеге келеди. (8)-аңлатпа бойынша тербелислердиң дәўири мынаған тең:

Бул теңликке менен лардың (6)-аңлатпадағы мәнислерин қойсақ, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8а) |

Егер шынжырдың омлық қарсылығы жүдә киши, ал өзлик индукция коэффициенти киши болмаса, биз жүдә әстелик пенен сөнетуғын тербелислерге ийе боламыз. Бундай жағдайда (8а) формуласының бөлиминдеги шамасын ға салыстырғанда есапқа алмаўға болады ҳәм әстелик пенен сөнетуғын тербелислердиң дәўири ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8б) |

аңлатпасына ийе боламыз. Бул усы параграфтың басындағы (2)-формулаға сәйкес келеди.

(8-а) ҳәм (8-b) формулаларын салыстырып шынжырдағы қарсылықтың болыўының тербелис дәўири ның үлкейетуғынлығына алып келетуғынлығын көремиз.

Егер шынжырдың қарсылығы ямаса конденсатордың сыйымлығы

ямаса

аңлатпалары орынланатуғындай дәрежеде үлкен болса, онда (9)-шешимдей шешим алынбайды ҳәм биз дәўирли болмаған разрядты аламыз. Бундай жағдайда шынжырда электр тербелислери пайда болмайды; буннан былай бул жағдайға итибар бермеймиз.

Биз тербелмели процести конденсатордың астарындағы ҳәр бир моменттеги заряды менен тәрийиплеў жолы менен талладық. (9)-формулаға сәйкес, бул зарядтың муғдары тербеледи ҳәм дәўирли түрде белгисин өзгертип әстелик пенен кемейеди. Ең ақырында ең дәслеп конденсатордың астарларына берилген бир бирине тең ҳәм белгилери қарама-қарсы болған ҳәм зарядлары бир бирин компенсациялайды. Әлбетте, зарядынан басқа, системаны конденсатордың астарларындағы потенциаллардың айырмасы менен де ямаса шынжыр арқалы өтетуғын тоғы менен де тәрийиплеўге болады.

қатнасы орын алатуғын болғанлықтан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

аңлатпасына ийе боламыз. Солай етип, потенциаллардың айырмасы да дәўири менен сөниўши тербелиске ушырайды екен. Тоқтың күши ушын мәнисти (3) бойынша табамыз. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (11) |

аңлатпасына ийе боламыз.

Сөниў болмаған жағдайда ҳәм сонлықтан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (11а) |

Бундай жағдайда потенциаллар айырмасы :

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10а) |

Солай етип, сөниў болмаған жағдайда тоқтың күши ҳәм потенциаллар айырмасы фазасы бойынша бир биринен шамасына жылысқан екен.

**§ 240. Мәжбүрий электр тербелислери**. Буннан бурынғы параграфта биз қараған конденсатордың тербелмели разряды дәслеп тең салмақлық ҳалынан шығарылған ҳәм буннан кейин өзиниң меншикли тербелис дәўири менен тербелетуғын маятниктиң сөниўши тербелисине усайды. Бирақ, маятник, қәлеген басқа механикалық серпимли система сыяқлы сыртқы мәжбүрлейтуғын дәўирли күштиң тәсиринде мәжбүрий түрде тербелиске де келеди. Бундай тербелислерде усындай жағдайлар ушын тән *резонанс* қубылысы орын алады (I том, 103-параграфқа қараңыз): мәжбүрлеўши күштиң жийилигиниң базы бир белгили болған мәнисинде мәжбүрий тербелислердиң амплитудасы айрықша үлкен болады. Әззи сөниў орын алғанда резонанслық жийилик деп аталатуғын бул жийилик ис жүзинде системаның меншикли тербелислериниң жийилигине сәйкес келеди.

Тербелетуғын системаға сыртқы күш пенен тәсир етип, системаның турақлы амплитуда менен үзликсиз тербелиўин тәмийинлеўге, яғный сөнбейтуғын тербелислерди алыўға болады. Оған мысал ретинде маятникли саатлардың анкерлик механизми хызмет ете алады, ол маятникти дәўирли түрде ийтерип, маятникти сөнбейтуғын тербелиске алып келиўге мәжбүрлейди. Бундай жағдайда сүйкелис күшлерине қарсы жумыс сыртқы деректиң энергиясының есабынан үзликсиз түрде орынланады.

Тап соған сәйкес, сыйымлықтан, қарсылықтан ҳәм өзлик индукциядан туратуғын контурға сырттан дәўирли түрде өзгеретуғын э.қ.күшти алып келсек, контурда мәжбүрий электр тербелислерин қоздырыўға болады. Мейли, сыйымлыққа, өзлик индукцияға ҳәм омлық қарсылыққа ийе болған контурды базы бир орында үзсек ҳәм пайда болған еркин ҳәм ушларына (332-суўрет) сыртқы деректен э.қ.күши алып келинген болсын. Егер биз мәжбүрлейтуғын э.қ.күшин таза дәўирли деп болжасақ, яғный

|  |  |
| --- | --- |
|  | (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 э.қ.күши ның өзгериў жийилигиндей жийилик пенен тоғы циркуляцияланады

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

(2)-шешим биз қарап атырған жағдайдағы тоқтың күши қанаатландыратуғын дифференциаллық теңлемениң дара шешими болып табылады. Толық шешим және түриндеги аңлатпаға ийе болады, бирақ бул ағза сөниўши тербелис болып табылады ҳәм ол тез арада тоқтайды. Бундай жағдайда тоқтың күшиниң ўақыттан ғәрезлиги толығы менен (2)-формула менен бериледи. Үзликсиз түрде тәсир ететуғын дәўирли мәжбүрлеўши (1)-күште (2)-аңлатпа бойынша тоқ күшиниң тербелислери ўақыттың өтиўи менен даўам ете береди, яғный система ω жийилиги менен сөнбейтуғын мәжбүрий түрде тербеледи. 234-параграфтағы (9)-формула бойынша бул тоқтың амплитудасы мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Оның мәниси резонанслық жийиликте максимумға жетеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

239-параграфтағы (8а) формула бойынша контурдың меншикли тербелислериниң дәўири

шамасына тең. Буннан резонанстың меншикли тербелислердиң жийилигин ден үлкен болған жийилигинде жүзеге келетуғынлығын көремиз. Шексиз киши омлық қарсылықта резонанслық жийилик меншикли тербелислердиң жийилигине сәйкес келеди.

Резонанслық жийиликте тоқтың күшиниң амплитудасы мынадай мәниске ийе болады: омлық қарсылық қаншама киши болса, оның шамасы соншама үлкен болады.

333-сүўретте омлық карсылық диң ҳәр қыйлы мәнислерине сәйкес келетуғын бир неше резонанслық иймекликлер келтирилген. қарсылығының мәниси қанша киши болса, иймекликтиң максимумы өткир болады. Солай етип, киши сөниўге ийе болған контур өткир резонансты береди. Мәжбүрлеўши э.қ.күши қурамалы характерге ийе болған жағдайда усындай контурды э.қ.күштиң айырым гармоникалық қураўшыларына "сәйкеслендириўге" мүмкиншилик береди.

Ҳақыйқатында да, мейли мәжбүрлеўши э.қ.күшин мынадай синусоидалардың суммасы түринде көрсетиўге болады:

Контур ушын сыйымлық менен өзлик индукция ди

теңлиги орынланатуғындай етип сайлап алсақ, онда резонанс шәрти қураўшысы ушын орынланады; усы қураўшының тәсиринде қозған мәжбүрий тербелислер ең үлкен амплитудаға ийе болады. ... жийиликлери менен мәжбүрий тербелислердиң амплитудалары киши болады, себеби олар ушын резонанс шәрти орынланбайды. Контурдың сыйымлығы менен өзлик индукциясын өзгертиў жолы менен барлық жийиликлерге "жуўап" бериўге болады. Солай етип, қурамалы тербелислердиң гармоникалық таллаўын өткериўге болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 332-сүўрет. сыйымлығы, қарсылығы, өзлик индукциясынан туратуғын шынжырдағы мәжбүрий тербелислердиң қозыўы. | 333-сүўрет. тоқ күшиниң резонанслық иймекликлери. |

Сөнбейтуғын электр тербелислерин алыў ушын 332-сүўретте келтирилген схемадан басқа 334-сүўретте келтирилген схеманы да пайдаланыўға болады. Биз бул жағдайда да сыймлығы менен өзлик индукциясынан туратуғын шынжырға ийе боламыз. Әпиўайылық ушын барлық шынжырдың омлық қарсылығы ди нолге тең деп болжаймыз. Сыртқы э.қ.күши контурдың ҳәм ноқатларына тутастырылған. Солай етип, бул жағдайда ҳәм ноқатларының арасында шынжыр тармақланады: шынжыр еки параллель тутастырылған участкалардан турады. Участкалардың бири сыйымлығына, ал екиншиси өзлик индукциясына ийе. Усы участкалардың ҳәр бириндеги тоқтың күшин 234-параграфта келтирип шығарылған формулалардың жәрдеминде сәйкес ямаса теңлиги орынланады деп есаплаў арқалы анықлаймыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 334-сүўрет.  Параллель тутастырылған сыйымлығы ҳәм өзлик индукциясына ийе шынжыр. |

234-параграфтағы (5)-формула бойынша тармағында мынадай тоқ өтеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

234-параграфтағы (9)-формулаға ҳәм теңликлерин қойып, бул тоқтың амплитудасы ди аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

234-параграфтағы (8)-формула бойынша бул тоқтың басланғыш фазасы ди

теңлигиниң жәрдеминде анықлаймыз. Буннан

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте тармағы бойынша

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

тоғы өтеди. Оның амплитудасын 234-параграфтағы (9)-формула бойынша ҳәм теңликлери орынлы деп аламыз. Буннан мынадай нәтийже алынады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

баслангыш фазасы

теңлигиниң жәрдеминде анықланады. Буннан ушын

мәнисине ийе боламыз.

Демек, ҳәм тармақларындағы фазалар айырмасы шамасына тең, яғный бул тоқлардың фазалары қарама-қарсы ҳәм ҳәм ноқатларына келетуғын сымлар арқалы амплитудасы

шамасына тең тоқ өтеди. ҳәм шамаларының орнына олардың (6)- ҳәм (8)-аңлатпалар бойынша мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

Солай етип, алып келетуғын тоқтың мәниси контурдың айырым тармақларындағы тоқтың шамасынан киширек болады. Мынадай теңлик орынланғанда

ямаса мәжбүрий э.қ.күш

шамасына тең болғанда, яғный резонанс шәрти орынланғанда тоқтың шамасы нолге тең болады. Бул тоқтың нолге тең болыўы контурдың қарсылығын нолге тең деп есаплаўдың салдарынан алынады. Бундай жағдайда контурдағы тербелислерди услап турыў ушын сырттан ҳеш қандай энергияны алып келиў талап етилмейди. Омлық қарсылық бар болған жағдайда фазалар айырмасы ге тең болмайды; усыған сәйкес резонанс шараятында да тоқтың амплитудасы нолге тең болмайды. Контурға алып келинетуғын энергия ондағы сөнбейтуғын тербелислерди қоллап-қуўатлаў ушын жумсалады. қарсылығы қанша киши болса, бул энергияның шамасы да киши болады.

Өткир резонанста алып келиўши сымлардағы тоқтың шамасы контурдың өзинде циркуляцияланатуғын тоқтан әззирек болады. Сонлықтан биз қарап өткен қубылысты *тоқлардың резонансы* деп атайды.

**§ 241. Катод лампасының жәрдеминде сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыў**. Контурдағы сөнбейтуғын тербелислерди услап туратуғын өзгермели э.қ.күшин дөретиў ушын ҳәзирги ўақытлары катодлық лампалар кеңнен қолланылады. 172-параграфта көргенимиздей, катодлық лампа еки электрод киргизилген ишинен ҳаўасы сорып алынған ыдыстан турады. Сол еки электродтың бири қыздырылатуғын катод ҳәм аноды болып табылады. катоды электронларды шығарады, олар тезлететуғын майданның тәсиринде электронлық тоқты пайда етип, анодқа қарай қозғалады. Бундай лампаны *еки электродлы* лампа ямаса диод деп атайды. Сөнбейтуғын тербелислерди генерациялаў ушын әдетте *үш электродлы лампалар* ямаса триодлар пайдаланылады. Бундай лампа катодтан, анодтан ҳәм олардың арасына киргизилген торынан турады (335-сүўрет). Катодтан ушып шыққан электронлар тордың арасындағы тесиклер арқалы ушып өтип анодқа жете алады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 335-сүўрет. Үш электродлы лампа (триод). | 336-сүўрет. Анод тоғы ның торлық кернеў дан ғәрезлиги. |

Егер катод менен анод 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 күшейеди. Солай етип, анодлық тоқтың шамасы тордың потенциалынан ғәрезли екен. 336-сүўретте анодлық тоқтың "торлық кернеўден" ғәрезлиги, яғный катод менен торының арасындағы потенциаллар айырмасынан ғәрезлиги көрсетилген. Бундай жағдайда анодлық кернеў ны ( катоды менен анодының арасындағы потенциаллар айырмасы) турақлы деп болжаймыз. Ноллик торлық кернеўде берилген анодлық кернеў ға байланыслы базы бир анодлық тоғы болады. Усы анодлық тоқты нолге шекем төменлетиў ушын белгили шамадағы иркиўши торлық кернеўди түсириў керек. Тезлетиўши торлық кернеўде анодлық тоқ күшейеди ҳәм ең арқырында оның шамасы тойыныў тоғы шамасына шекем көтериледи. Орта бөлимде анодлық тоқтың характеристикасы сызықлы түрге ийе болады. Триодта торлық кернеўдиң киши өзгерислеринде анодлық тоқ күшли өзгереди. Бул жағдай былайынша түсиндириледи: тордың катодқа жақын жайласыўының салдарынан торлық кернеў катодтың қасында жеткиликли дәрежеде үлкен кернеўликти пайда етеди. Анодта басланатуғын кернеўлик сызықларының үлкен бөлими торда тамам болып, катодқа шекем жетип келмейди. Сонлықтан триодтағы анодлық кернеў анодлық тоқтың шамасына аз тәсир етеди. Катодтан шығатуғын электронлардың бир бөлими торға келип түседи ҳәм усындай жоллар менен торлық тоқты пайда етеди. Бирақ, егер тордағы тесиклердиң майданы усы тор соғылған сымлар жабатуғын майданнан үлкен болған жағдайда торлық тоқтың шамасы анодлық тоқтың шамасынан киши болады. Үш электродлы лампа сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыў (генерациялаў) ушын да, тербелислерди күшейтиў ушын да пайдаланылады.

Үш электродлы лампаның жәрдеминде сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыў схемасы 337-сүўретте келтирилген. Бул схеманың жумыс ислеўиниң принципи механикалық автотербелиўши системалардың, мысалы сааттың маятнигиниң жумыс ислеўиниң принципине усайды. Сааттың маятнигиниң механикалық автотербелислери храп механизминиң тәсиринде услап турылады. Сырттан энергия алып келинбесе контурдағы тербелислер энергияның әсте-ақырын нурланыўының және контурдағы омлық қарсылықтың бар болыўының себебинен энергияның ленц-джоуль жыллылығына айланыўының салдарынан сөнеди. 337-сүўретте энергия анодлық батареядан үш электродлы лампаның жәрдеминде контурына бериледи.

Лампаның торы катушкасы менен тутастырылған. Катушка болса тербелмели контурының катушкасы менен индуктивли түрде байланысқан. Бундай байланыс *кери байланыс* атамасына ийе ҳәм ол сөнбейтуғын тербелислердиң пайда болыўын тәмийинлейди. Шынында да, тербелмели контурдағы тоқтың күши тың өзгериси катушкасында э.қ.күшти пайда етеди, ал ол торлық кернеў тиң өзгерисине алып келеди. Торлық кернеўдиң өзгерисиниң салдарынан батареясынан триоды арқалы өтетуғын анодлық тоқ контурындағы тербелислердиң жийилигиндей жийилик пенен өзгереди. Торлық кернеўдиң фазасын сәйкес түрде сайлап алғанда анодлық тоқтың бул өзгерислери тербелмели контурындағы тербелислерди қоллап-қуўатлайды. Усындай жол менен баратеясынан алынған энергияның есабынан тербелислер сөнбейтуғын тербелислерге айланады. Триод тербелислер характеристикасының ортаңғы туўры сызықлы участкада ислеген жағдайда тербелмели контурда қозған тербелислер синусоидалық характерге ийе болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 337-сүўрет.  Кери байланыс схемасы бойынша сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыў. |

337-сүўретте көрсетилген схема ушын тербелислер теңлемесин дүземиз. конденсаторы зарядсызланғанда шынжырда пайда болған тоғы ноқатында екиге тармақланады: анод тоғы ҳәм катушка арқалы өтетуғын тоғы. Тоқларды квазистационар деп есаплап (232-параграфқа қараңыз), ноқаты ушын Кирхгофтың биринши нызамы бойынша мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасын арқалы ҳәм арқалы катушкасының омлық қарсылығын белгилеймиз; тутастырыўшы сымлардың қарсылықларын есапқа алмаймыз. Кирхгофтың екинши нызамы бойынша, шамасына тең болған контурына потенциалдың түсиўлериниң қосындысы усы контурда ҳәрекет ететуғын э.қ.күшлердиң қосындысына тең болыўы керек. контурында тек өзлик индукцияның — э.қ.күши тәсир етеди. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

теңлемесине ийе боламыз.

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасы ҳәр бир моментте астарлардың бириндеги заряды менен қатнасы бойынша байланысқан. Бул қатнаста арқалы конденсатордың сыйымлығы белгиленген. Усы жағдайдың тийкарында (2)-теңлемени мына түрде жазыўға болады:

Бул теңлемениң шеп тәрепин бойынша дифференциаллап, мынаны аламыз:

теңлигиниң орынлы екенлигин нәзерде тутып ҳәм (1)-теңликтен пайдаланып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

теңлигиниң орынлы екенлигин табамыз. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, анод тоғының күши торлық кернеўден ғәрезли. Бул ғәрезлик 336-сүўретте көрсетилген иймеклик пенен көрсетиледи. Графиктиң туўры сызықлы бөлиминде бул ғәрезлик сызықлы. шамасын есапқа алмай, биз оны әпиўайы етип түринде жаза аламыз. Бул теңликте - турақлы шама. ҳәм катушкаларының арасындағы өз-ара индукция коэффициентин арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

Буннан ушын

аңлатпасы келип шыгады. Бул шамасын (3)-теңлемеге қойып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

шамасының алдындағы көбейтиўши шамасына киширейтилген омлық қарсылық болып табылады. Егер коэффициентин өзгертиў арқалы бул шаманы

теңлиги орынланатуғындай етип сайлап алсақ, онда (4)-теңлеме мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бул теңлемениң шешиминиң

аңлатпасының болатуғынлығын аңсат тексерип көриўге болады. Бул теңликте

Солай етип, контурында амплитудасына ҳәм ω цикллық жийилигине ийе болған сөнбейтуғын тербелислердиң пайда болатуғынлығын аламыз. Бундай сөнбейтуғын тербелислерди триодтың характеристикасының сызықлы бөлиминде алыў мүмкин. Себеби, тек усындай жағдайда ғана (3)-теңлеме сөнбейтуғын тербелислердиң (5)-теңлемесине өтеди.

Ҳәзирги ўақытлардағы радиотехникада лампалық генераторлардың ҳәр қыйлы типлери пайдаланылады. Олар бир биринен тийкарынан кери байланысты дүзиўди жүзеге келтириўдиң усыллары менен айрылады. Бул байланыстың интуктивлик (337-сүўреттегидей), сыйымлықлық ямаса автотрансформаторлық болыўы мүмкин. Усының менен бирге, избе-из анодлық азықландырылатуғын генераторлардың болыўы мүмкин. Бундай жағдайда анод пенен тербелмели контур анодлық батарея менен избе-из тутасады. Соның менен бирге параллель азықландырылатуғын генераторлардың болыўы да мүмкин. Бундай жағдайда анод пенен тербелмели контур анодлық батарея менен параллель тутасатырылады. Ақырында, схемалар бир ямаса еки лампаның қолланылыўы менен бир биринен айрылыўы мүмкин. 338-сүўретте индуктивли кери байланысқа ҳәм параллель анодлық азықландырыўға ийе схема көрсетилген. конденсаторы анодлық батареяның катушкасы арқалы тутасыўын болдырмаў ушын қосылған; ол соның менен бир ўақытта тербелмели контурына жоқары жийиликли тоқты өткереди. Ал индуктивлигиниң тутқан орны анодлық батарея ға жоқары жийиликли тербелислерди жибермеўден ибарат.

**§ 242. Аўысыў тоғы**. Конденсатор бар шынжыр арқалы өзгермели тоқ өткенде жүзеге келетуғын процесслерди толығырақ қараймыз. Жоқарыда көргенимиздей, турақлы тоқ болғанда тоқ сызықлары барлық ўақытта туйық (156-параграф). Өзгермели тоқ болғанда ис басқаша болады. Конденсатордың пластинкаларының арасындағы диэлектрикте зарядлар орын алмастыра алмайды, усының салдарынан конденсатордың пластинкасына жеткенде тоқ сызықлары бетте үзиледи. Конденсатордың астарларын тутастыратуғын өткизгиш сымлар арқалы өтетуғын өткизгишлик тоғы туйықланбаған болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 338-сүўрет. Параллель анодлық азықландырыў схемасы бойынша сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыў. | 339-сүўрет. Конденсатордың астарларының арасында аўысыў тоғының пайда болыўы. |

Мейли, қандай да бир моментте конденсаторының шеп тәрептеги астары (339-сүўрет) оның бетинде +σ тығызлығы менен тарқалған оң зарядқа, ал оң тәрептеги астар -σ тығызлығына ийе терис зарядқа ийе болсын. Астарларды сым арқалы тутастырып разрядлағанда шеп тәрептеги астардан оң тәрептеги астарға қарай тоқ өтеди. Бул тоғының сан мәниси зарядтың тығызлыгынан ўақыт бойынша туўынды алып табамыз (155-параграфқа қараңыз):

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

Усындай тығызлыққа ийе тоқ ның шеп тәрептеги астарынан ағады.

Енди конденсатордың астарларының арасындағы кеңисликте қандай қубылыстың жүзеге келетуғынлығын қараймыз. Егер бизлер жүдә жоқары жийиликке ийе болмаған өзгермели тоқлар менен шекленсек, онда астарлардың арасындағы электр майданының өзгерисин анықлай аламыз. Ҳақыйқатында да, бул жағдайда конденсатордың ишиндеги майданның бир заматлық мәнисин зарядлардың тығызлығының бир заматлық мәниси бойынша есаплаўға болады. 144-параграфтан конденсатордың астарларының арасындағы электр индукциясы векторы сан мәниси бойынша мынаған тең:

Бул теңликтиң оң ҳәм шеп тәрепинен ўақыт бойынша туўынды алсақ, онда

теңлигине ямаса электр индукциясынан ўақыт бойынша алынған туўындыны арқалы белгилесек

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

теңлигине ийе боламыз.

Биз қарап атырған жағдайда векторы астарынан астарына қарай бағытланған. Ҳақыйқатында да, конденсатордың разрядланыўында оның астарларының арасындағы майдан ҳәлсирейди, буннан ўақыт бойынша алынған туўындысының мәнисиниң терис болатуғынлығы келип шығады, яғный векторы векторына қарама-қарсы бағытланған. Электр индукциясы векторы болса астарлардың арасында шептен оңға қарай бағытланған. Буннан мынадай жуўмаққа келемиз: А пластинкасының ишинде өткизгишлик тоғының тығызлығының векторы шепке қарай бағытланған, ал астарлардың арасындағы кеңисликте болса тап сол бағытта векторының сызықлары жүреди. (1)- ҳәм (2)-теңликлер бойынша ҳәм векторларының сан мәнислери бир бирине тең. Солай етип, тоқтың тығызлығы векторы дың сызықлары ҳәм 4π ге бөлинген векторының сызықлары бир бирин алмастырады.

Мынадай белгилеўди киргиземиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Бундай жағдайда мынадай жағдай орынлы болады: *өткизгиш пластинканың ишиндеги өткизгишлик тоғының тығызлығы* *диң сызықлары пластинкалардың арасындағы* *векторының сызықларына үзликсиз түрде өтеди*. шамасын биринши рет қараў ушын киргизген Максвелл оны *аўысыў тоғының тығызлығы* деп атады. "Аўысыў тоғы" атамасы ҳәзирги ўақытлары әҳмийетин пүткиллей жоғалтқан электростатикалық күшлердиң пайда болыўы серпимли орталық болған эфирдиң механикалық деформациялары менен байланыслы көз-қарасы менен байланыслы.

Демек, егер өткизгишлердеги өткизгишлик тоғының тығызлығы болған шамасын ўақытқа байланыслы өзгеретуғын электр майданы тәрепинен анықланатуғын аўысыў тоғының тығызлығы ға сәйкес келеди деп есапласақ, онда тоқ сызықларының үзликсизлик формаллық жақтан қайтадан тикленеди. Бирақ, ис шынында өткизгишлик тоғы менен аўысыў тоғы арасындағы формаллық аналогия менен шекленип қоймайды. Электромагнитлик қубылыслар ҳаққындағы тәлиматтың буннан былай раўажланыўы аўысыў тоғының электромагнит майданының базы бир ҳақыйқый қәсийетлерин тәрийиплейтуғынлығын көрсетти. Максвелл тәрепинен айтылған гипотеза *бойынша өткизгишлик тоғы кеңисликте қандай магнит майданын пайда ететуғын болса, аўысыў тоғы да кеңисликте тап сондай магнит майданын пайда етеди*. Ҳәзирги ўақытлары бул гипотезаның дурыс екенлиги оның нәтийжесинде келип шығатуғын нәтийжелерди тексерип көриў бойынша өткерилген көп санлы тәжирийбелерде тастыйықланды.

Бундай жағдайда мынаны нәзерде тутыў керек: аўысыў тоғы өткизгишлик тоғына тек магнит майданын пайда етиўи бойынша ғана эквивалент. Барлық басқа жағдайларда аўысыў тоғы өткизгишлик тоғына усамайды: мысалы, аўысыў тоғы өткенде ленц-джоуль жыллылығы бөлинип шықпайды.

Өткизгишлик тоғы ҳәм аўысыў тоғы менен бир қатарда Максвелл өткизгишлик тоғы менен аўысыў тоғының геометриялық қосындысынан туратуғын *толық тоқ* түсинигин киргизди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Толық тоқтың барлық ўақытта туйық болатуғынлығын көрсетиўге болады. Биз қарап өткен мысалда тербелислердиң жийилиги жүдә үлкен емес деп болжанды. Бундай жағдайда толық тоқтың туйық екенлиги мынадай әпиўайы таллаўлардан келип шығады: астарларды тутастыратуғын сымларда толық тоқты өткизгишлик тоғына тең деп есаплаўға болады; астарлардың арасында толық тоқ аўысыў тоғына тең; астарлардың бетиниң қасында (1)- ҳәм (2)-теңликлер бойынша аўысыў тоғының тығызлығы ҳәм өткизгишлик тоғының тығызлығы бирдей ҳәм бирдей бағытта болғанлықтан, бетлердиң қасында толық тоқ үзилиске түспейди.

Қатаң түрде айтқанда аўысыў тоғы өткизгиштиң ишинде де нолге тең емес. Оның шамасы былайынша баҳалаўға болады:

Дәўирли разряд ушын электр кернеўлиги ўақыттың дәўирли функциясы болады: оның ўақыт бойынша туўындысы мынаған тең: Буннан аўысыў тоғы мынаған тең:

Өткизгишлик тоғының тығызлығы кернеўлик арқалы Ом нызамы бойынша аңғартылады:

Бул теңликте - өткизгиштиң өткизгишлиги.

Аўысыў тоғы менен өткизгишлик тоғының тығызлықларының амплитудаларының қатнасы мынаған тең:

Металл өткизгишлерде ның шамасы ге тең; жанапай өлшеўлердиң тийкарында металлардың диэлектриклик турақлысының мәниси 10 нан үлкен емес. Буннан сек-1 ушын Буннан металл өткизгишлер ушын өткизгишлик тоғының қасында аўысыў тоғын есапқа алмаўға болады.

**§ 243. Электромагнит майданы**. Өткен параграфта келтирилген Максвеллдиң гипотезасы бойынша аўысыў тоғы да өткизгишлик тоғы сыяқлы магнит майданын пайда етеди. Бирақ, тығызлығы

шамасына тең аўысыў тоғы электр индукциясы векторы ның туўындысы нолге тең болмаған жағдайда, яғный 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, яғный 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 елеслетиўге болады. Бундай жағдайда аўысыў тоғы турақлы болған ҳәм ол турақлы магнит майданын пайда еткен болар еди. Бирақ, ис жүзинде өзгермели электр майданы барлық ўақытта ўақыт бойынша алынған туўындыға ийе болады, яғный өзгермели аўысыў тоғын пайда етеди. Буннан пайда болған магнит майданының ўақыт бойынша өзгермели екенлиги келип шығады. Солай етип, улыўма айтқанда, өзгермели электр майданы менен толтырылған кеңислик 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 ҳәм оның туўындысы менен тәрийипленетуғын болсын. Бул вектордың ўақыт бойынша туўындысын арқалы белгилеймиз. Усы майданда қозғалмайтуғын өткизиўши контур жайласқан деп болжайық. Бундай жағдайда магнит индукциясы векторы ның өзгермели болыўына байланыслы усы контур менен шекленген майдан арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы өзгериске ушырайды ҳәм контурда инлукцияның э.қ.күши пайда болады. Фарадей нызамы бойынша бул э.қ.күши диң шамасы ағыстан ўақыт бойынша алынған туўынды болған шамасына тең, яғный биз қарап атырған жағдайда (контур қозғалмайды) индукция векторынан ўақыт бойынша алынған туўынды менен анықланады. Өткизгиштеги э.қ.күшиниң пайда болыўы онда электр күшиниң пайда болғанлығын аңғартады. Бул күш еркин зарядларды белгили бағытта қозғалыўға мәжбүрлейди. Демек, биз мынадай жуўмаққа келемиз: ўақытқа байланыслы өзгеретуғын магнит майданының болыўы өткизгиш жайласқан областта электр күшиниң пайда болыўына алып келеди. Бул нәтийжени улыўмаластырып, Максвелл *кеңисликтиң барлық ноқатларында бул орынларда өткизгиштиң бары ямаса жоғынан ғәрезсиз ўақытқа байланыслы өзгеретуғын магнит майданынының электр майданын пайда етеди деген жағдайды айтты*. Максвелдиң көз-қараслары бойынша, э.қ.күши пайда болатуғын өткизгиш электр күшлери өзин көрсететуғын объект болып хызмет етеди.

Солай етип, биз мынадай жуўмақты шығарамыз: *ўақыт бойынша өзгеретуғын қәлеген магнит майданы электр майданының бар болыўы менен байланыслы*.

Турақлы магнит майданы, яғный бир бирине салыстырғанда қозғалмайтуғын өткизгишлер арқалы өтетуғын турақлы тоқлардың майданы ямаса бир бирине салыстырғанда қозғалмайтуғын магнитлердиң майданы тек тоқларға ямаса магнитлерге ғана тәсир етеди; қозғалмайтуғын электр зарядларына олар ҳеш қандай тәсир етпейди. Бирақ, егер магнит майданы ўақыт бойынша өзгеретуғын болса, онда магнит тәсир менен бир қатарда электрлик тәсир де пайда болады.

|  |  |
| --- | --- |
| 340-сүўрет.  аўысыў тоғының дөгерегинде магнит кернеўлигиниң ҳәм векторының дөгерегинде электр кернеўлигиниң концентрлик дөңгелек сызықларының пайда болыўы. |  |

Ис жүзинде бизлер барлық ўақытта тек магнит индукциясы векторы өзгеретуғын магнит майданына ғана ийе болмай, оннан ўақыт бойынша туўынды де өзгеретуғын магнит майданына ийе боламыз. Бирақ, бундай жағдайда өзгермели электр майданы да пайда болады. Буннан, улыўма айтқанда, өзгермели магнит майданы менен толған кеңисликтиң өзгермели электр майданы менен де толған екенлиги келип шығады.

Өзгермели болған майданлардың екеўи де - электр ҳәм магнит майданлары бир биринен байланысқан ҳәм *электромагнит майданын* пайда етеди.

Электромагнит майданы қуйынлық характерге ийе. Егер қандай да бир векторының қасында оған шексиз жақын еки ноқат бар болса ҳәм усы еки ноқаттағы векторы қарама-қарсы бағытқа ийе болатуғын болса, онда сол векторының майданын қуйынлық деп айтады. Мысалы, суйықлықта ямаса газде қуйын пайда болғанда қуйынның көшериниң қасында көшердиң еки қарама-қарсы тәрепинде қозғалыс қарама-қарсы бағытларда жүзеге келеди.

Дәслеп магнит майданының қуйынлық характерин қараймыз. Аўысыў тоғы тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданы өткизгишлик тоғының магнит майданын есаплағандай формуланың жәрдеминде есапланады (193-параграф). Бундай жағдайда өткизгишлик тоғының тығызлығы аўысыў тоғының тығызлығы менен алмастырылады. Аўысыў тоқларының магнит майданында магнит кернеўлигиниң сызықлары тап сондай болған өткизгишлик тоқларының магнит майданының кернеўлигиниң сызықларындай болады, яғный олар барлық ўақытта туйық ҳәм тоқ сызықларын өзиниң ишине алады. Мейли, базы бир ноқатта аўысыў тоғының тығызлығы векторы стрелкасы менен көрсетилетуғын болсын (340-сүўрет). векторының қасындағы кернеўликтиң магнит сызықлары концентрлик шеңберлерди пайда етеди, векторына жақынласқан сайын олардың радиуслары киши болады. Егер шекте биз векторына шексиз жақын жайласқан ноқатларға өтсек, онда магнит кернеўлигиниң сызықларының қыйсықлығы шексиз үлкен болады ҳәм, сонлықтан, магнит майданының кернеўлиги қарама-қарсы бағытланған бир бирине шексиз жақын жайласқан еки ноқатты барлық ўақытта табыўға болады.

Өзгермели магнит майданы тәрепинен пайда етилетуғын электр майданы да қуйынлық характерге ийе болады. Мейли, базы бир ноқаттағы магнит индукциясы векторының ўақыт бойынша өзгериўи стрелкасы менен белгиленген болсын (340-b сүўрет). Егер биз ны тегислиги усы векторға перпендикуляр болған өткизгиш контур менен қоршасақ, онда бул контурда пайда болған э.қ.күши Ленц қағыйдасы бойынша, 340-сүўретте көрсетилгендей, пунктир сызықлар бойынша бағытланған. Ҳәр бир ноқатты э.қ.күши берилген ноқаттан векторының бағытына түсирилген нормалға перпендикуляр. Айталғанлар бойынша, индукцияның э.қ.күши электр майданының бар болыўының салдарынан жүзеге келеди. Бул электр майданының кернеўлиги ҳәр бир ноқатта э.қ.күшиндей болып бағытланған. Демек, электр кернеўлиги сызықлары векторының әтирапында концентрлик шеңберлерди пайда етеди. векторына шексиз жақын болған ноқатлар ушын шеңберлердиң кыйсықлығы шексиз үлкен ҳәм, демек, электр кернеўликлери бир бирине қарама-қарсы болған қоңсылас ноқатлардың жуплары бар болады. Солай етип, өзгермели магнит майданы тәрепинен пайда етилген электр майданы қуйынлық характерге ийе. Оның кернеўлик сызықлары барлық ўақытта туйық. Усындай өзгешелиги менен ол қозғалмайтуғын электр зарядларының кернеўлик сызықлары туйық болмаған электростатикалық майданынан үлкен айырмаға ийе: ол сызықлар бир зарядларда басланады ҳәм екинши зарядларда тамам болады. Солай етип, электр майданы потенциаллық (электростатикалық майдан) болыўы да, қуйынлық болыўы да (электромагнит майданы) мүмкин. Магнит майданы барлық ўақытта қуйынлық характерге ийе.

129-параграфта биз электростатикалық майданның потенциаллық характериниң математикалық аңлатпасы сыпатында

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

қатнасының хызмет ететуғынлығын көрдик. Бул интеграл туйық контур бойынша тарқалған.

Магнит майданының қуйынлық характери 198-параграфтағы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

қатнасы менен бериледи.

Бул қатнасқа басқа түрди бериўге болады. шамасы контур тәрепинен өзиниң ишине алынатуғын бети арқалы өтетуғын тоқты береди. интегралы усы контур бойлап алынады. Егер биз арқалы бетиниң майданына нормаль болған тоқтың қураўшысын белгилесек, онда, әлбетте, ды былайынша көрсетиўге болады:

Бул аңлатпада интеграл барлық майданына тарқатылған. Буннан (2)-аңлатпа мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2а) |

Максвеллдиң гипотезасы бойынша улыўма жағдайда (2а) қатнасының оң бөлиминде тоқтың толық тығызлығының турыўы керек, ал ол (толық тығызлық) өткизгишлик тоғының тығызлығы менен аўысыў тоғының тығызлығы ның қосындысынан турады. Буннан ең ақырында мынадай аңлатпаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

Егер интеграл бетти өзиниң 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,

Бул магнит майданының қуйынлық характерге ийе екенлигин тастыйықлаў менен теңдей күшке ийе (егер кеңисликтиң базы бир бөлиминде толық тоқ нолге тең болмаса, онда кеңисликтиң бул бөлиминде магнит майданын потенциал менен тәрийиплеўге болады). Тап усындай қатнастың қуйынлық электр майданы ушын да орынлы екенлигин көрсетемиз. Шынында да, өзгермели магнит майданы областында туйық өткизгиш контур жайласқан деп болжайық. Бундай жағдайда Фарадейдиң индукция нызамы бойынша бул контурда индукцияның э.қ.күши пайда болады:

Бул аңлатпада контур менен шекленген майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы. арқалы магнит индукциясы векторының бетине нормаль қураўшысын белгилеп, мынаған ийе боламыз:

Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпада шамасы қураўшысынан ўақыт бойынша алынған туўындыны аңғартады, ал интеграллаў барлық майданына тарқатылады.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, э.қ.күштиң кернеўликтиң циркуляциясы сыпатында көрсетилиўи мүмкин, яғный э.қ.күши мынаған тең:

Бул аңлатпадағы интеграл қарап атырылған барлық контурға тарқатылады.

Демек, (4)-аңлатпа мынадай түрге ийе болады екен:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

Бул параграфтың тийкарғы текстинде баянланған Максвелл гипотезасы бойынша, биз қарап атырған өзгермели магнит майданында өткизгиш контурдың бар болыўы ямаса жоқ болыўынан ғәрезсиз (5)-қатнас орын алады; усындай контур болмаған жағдайда (5)-қатнастың шеп тәрепиндеги интеграл ойда алынған қәлеген туйық контур бойынша алынады.

(5)-қатнас (3)-қатнасқа уқсас болып, өзгермели магнит майданының бар болыўының нәтийжесинде пайда болған электр майданының қуйынлық характерге ийе екенлигин аңғартады. Магнит майданы болмағанда ямаса магнит майданы турақлы болған жағдайда (яғный теңлиги орынланса) (5)-аңлатпа (1)-аңлатпаға өтеди; бундай жағдайда 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 есаплаў Максвелл тәрепинен усынылған ҳәм электромагнит қубылыслардың тәбияты ҳаққындағы жоқарыда келтирилген идеяларды есапқа алыўға тийкарланған теңлемелердиң жәрдеминде әмелге асырылады. Максвелл теңлемелери электромагнит майданын тәрийиплейтуғын шамалардың координаталар ҳәм ўақыт бойынша туўындыларын байланыстыратуғын дифференциаллық теңлемелер болып табылады. Биз Максвелл теңлемелерине алып келетуғын әпиўайыластырылған есаплаўларды қараймыз.

Максвелл теңлемелери еки системаға бөлинеди. Биринши система магнит кернеўлиги векторының проекцияларының туўындыларын аўысыў ҳәм өткизгишлик тоқларының тығызлықларының проекциялары менен байланыстырады. Максвелл теңлемелериниң екинши системасы электр кернеўлиги векторының проекцияларының туўындыларын магнит индукциясы векторының проекцияларының ўақыт бойынша алынған туўындылары менен байланыстырады.

Дәслеп Максвеллдиң теңлемелериниң биринши системасын аламыз. Мейли, ўақыттың базы бир моментинде кеңисликтиң базы бир киши областындағы толық тоқтың тығызлығы векторының жәрдеминде сүўретленетуғын болсын. Бул тығызлық өткизгишлик тоғының тығызлығы менен аўысыў тоғының тығызлығы болған шамасының қосындысынан турады. Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

теңлигине ийе боламыз.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 341-сүўрет.  Максвелл теңлемелериниң биринши системасын анықлаўға. |

Максвелл гипотезасы бойынша еки тоқ та, өткизгишлик тоғы да, аўысыў тоғы да магнит майданының пайда болыўында бирдей орынды ийелейди. Усы тоқлардың пайда еткен магнит майданын анықлаў ушын дәслеп векторының көшерине түсирилген проекциясын қараймыз (341-сүўрет). Тоқ тәрепинен пайда етилген магнит майданының кернеўлиги барлық ўақытта тоқтың бағытына перпендикуляр болғанлықтан (192-параграфқа қараңыз), тоқтың тығызлығының проекциясы магнит майданының кернеўлигиниң ҳәм проекциялары менен ғана байланыслы.

тегислигинде жататуғын тәреплери ҳәм болған туўры мүйешли киши контурын аламыз. тың усы контурдағы циркуляциясын есаплаймыз. участкасында мынаған ийе боламыз:

Бул теңликте шамасы участкасы жайласқан орын ушын анықланған магнит майданы тың проекциясы; минус белгиси орын алмасыўдың көшерине кери бағытта жүзеге келетуғынлығын көрсетеди.

участкасында

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте - участкасы жайласқан орын ушын проекциясының мәниси.

Бир текли емес магнит майданы болған жағдайда участкасы жайласқан участкадағы кернеўлиги участкасындағы кернеўликтен өзгеше болады ҳәм оны арқалы белгилеймиз; бундай жағдайда участкасында

теңлигине ийе боламыз. Әлбетте, проекциясының ҳәм кесиндилериниң арасындағы қашықлықтағы өсимин түринде көрсетиўге болады. Буннан ҳәм, демек,

теңлигине ийе боламыз. Тап сондай жоллар менен ушын

теңлигине ийе боламыз. Туйық контуры бойынша толық циркуляция мына суммаға тең:

Қаўсырмаларды ашып ҳәм уқсас ағзаларды қысқартып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Екинши тәрептен циркуляцияның шамасы сан мәниси бойынша майданы арқалы көшериниң бағытында өткен тоқты 4π ге көбейткенге тең (198-параграфқа қараңыз), яғный

майданының шеклеринде тоқтың тығызлығының проекциясы ти турақлы деп есаплап, мынаны аламыз:

.

Буннан мынадай аңлатпа алынады:

(1)-теңлик бойынша биз ти өткизгишлик ҳәм аўысыў тоқларының тығызлықларының қосындысы арқалы алмастыра аламыз. Буннан ушын мынадай теңликтиң орынлы екенлигин табамыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

(2)- ҳәм (3)-аңлатпаларды салыстырып,

аңлатпасына ийе боламыз. Тап усындай теңлемелерди биз толық тоқтың тығызлығының басқа ҳәм қураўшылары ушын да ала аламыз. Буннан *Максвелл теңлемелериниң биринши системасының* төмендегидей түрге ийе болатуғынлығын көремиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Демек, Максвелл теңлемелериниң биринши системасы өткизгишлик тоғының тығызлығы ды, электр майданының индукциясы ның ўақыт бойынша туўындысын ҳәм тоқтың тәсиринде пайда болған магнит майданы тың кеңисликлик туўындыларын байланыстырады екен.

Егер киретуғын барлық шамалар қандай да бир бирликлер системасында, мысалы барлығы электромагнитлик системада өлшенетуғын болса, онда (4)-теңлемелер системасы дурыс болады. Егер магнит майданының кернеўлиги ты -бирликлеринде, aл менен ны -бирликлеринде өлшесе, онда дәслеп электростатикалық бирликлерден электромагнитлик бирликлерге өтиўге сәйкес келетуғын көбеймесин киргизиў керек болады. Бундай жағдайда Максвелл теңлемелери мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4*а*) |

Максвелл теңлемелериниң биринши системасына электр индукциясы векторы ны еркин электр зарядларының тығызлығының тарқалыўы ρ менен байланыстыратуғын теңлемени қосыў керек. 144-параграфта айтылғанларға байланыслы, бундай теңлеме

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

түрине ийе.

Электр индукциясы векторы ның электр майданының кернеўлиги векторы менен 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 туратуғын бир текли магнетиклер ушын) орталықтың магнитлик сиңиргишлигинен ғәрезли емес (202-параграфта айтылғанларға қараңыз).

Векторлық есаптан Максвеллдиң (4)- ямаса (4а) теңлемелериниң шеп тәрепинде турған аңлатпалар векторының "қуйынының" қураўшылары болып табылады; солай етип, Максвелл теңлемелериниң биринши системасы векторлық түрде мынадай түрге ийе болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4б) |

Бул системаға векторлық түрдеги (5)-аңлатпа да киреди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5а) |

Максвелл теңлемелериниң екинши системасын Максвеллдиң өзи тәрепинен Фарадейдиң индукция нызамына берилген улыўмаластырыўдың тийкарында аламыз. 243-параграфта келтирип өтилгениндей, Максвеллдиң улыўмаластырыўы бойынша электр күшлери өткизгиштен соғылған контурдың бар ямаса жоқ екенлигинен ғәрезсиз магнит индукциясы векторы өзгергенде пайда болады. Туйық контур бойынша векторының циркуляциясы сан мәниси бойынша контур тәрепинен өз ишине алынатуғын майдан арқалы магнит индукциясының ўақыт бойынша өзгерисине тең [243-параграфтағы (5)-формула]. Максвелл теңлемелериниң биринши системасын анықлағанда қарағанымыздай етип киши туўры мүйешли контур ушын усы циркуляцияны есаплаймыз.

Мейли ўақыттың базы бир моментинде кеңисликтиң базы бир киши областындағы магнит майданының өзгериўи векторы менен тәрийипленетуғын болсын. Усы өзгериўши магнит майданы тәрепинен пайда етилген электр майданын анықлаў ушын дәслеп векторының көшерине түсирилген проекциясын қараймыз (342-сүўрет).

Индкуцияланған э.қ.күштиң шамасы усы контурдың майданына перпендикуляр болған магнит индукциясы векторының қураўшысы тәрепинен анықланатуғын болғанлықтан, проекциясы электр майданының кернеўлигиниң ҳәм проекциялары менен ғана байланыслы болады.

тегислигинде жатырған, тәреплери ҳәм болған туўры мүйешли контурын аламыз. ниң усы контур бойынша циркуляциясын есаплаймыз:

Бул теңликте - электр майданының кернеўлиги ниң участкасы турған орын ушын анықланған мәниси; минус белгиси орын алмасыўдың көшерине кери бағытта жүзеге келетуғынлығын аңғартады.

Тап соған уқсас участкасы ушын мынаны табамыз

Максвелл теңлемелериниң биринши системасын анықлағанда магнит кернеўлигиниң циркуляциясын есаплағанда таллағанымыздай етип таллаў жолы менен ҳәм участкалары ушын сәйкес

аңлатпаларын аламыз. Буннан туйық контуры бойынша толық циркуляцияның мынаған тең екенлигин көремиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

Екинши тәрептен, циркуляция контуры арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысынан ўақыт бойынша алынған туўындыға тең:

Бирақ, контуры арқалы өтетуғын ағысы шамасына тең болғанлықтан,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

теңлиги орынлы болады. (6)- ҳәм (7)-аңлатпаларды салыстырыў арқалы мынадай теңликти аламыз:

Тап усындай жоллар менен индукция векторының басқа ҳәм қураўшылары болған теңлемелерди аламыз. Ең ақырында Максвелл теңлемелериниң екинши системасына ийе боламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

Солай етип, Максвелдиң теңлемелериниң екинши системасы магнит индукциясы векторы ның қураўшыларынан ўақыт бойынша алынған туўындылар менен магнит майданының өзгериўиниң салдарынан пайда болған электр майданының кернеўлиги ның қураўшыларынан кеңисликлик координаталар бойынша алынған туўындыларды байланыстырады екен.

|  |  |
| --- | --- |
| 342-сүўрет.  Максвелдиң теңлемелериниң екинши системасын алыўға. |  |

(8)-теңлемелер системасы усы системаға киретуғын барлық шамалар -системасында өлшенген жағдайда дурыс болады. Егер электр майданының кернеўлиги ни -бирликлеринде, ал магнит индукциясы ны -бирликлеринде өлшесек, онда оң тәрепте көбейтиўшисин киргизиў керек болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8*а*) |

Максвелдиң теңлемелериниң екинши системасына индукция векторының сызықларының барлық ўақытта туйық екенлигине сәйкес келетуғын теңлемени қосыў керек. 200-параграфта айтылғандай, бул теңлеме мынадай түрге ийе болады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

Векторлық түрде Максвелл теңлемелериниң екинши системасы (8а) ҳәм (9)-қатнас мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8б) |
|  | (9а) |

Максвелл теңлемелериниң биринши ҳәм екинши системаларының биргеликте шешилиўи керек. Теңлемелердиң биринши системасы тоқлардың берилген тығызлықлары ҳәм электр зарядларының берилген көлемлик тығызлықлары ρ бойынша олар пайда еткен магнит майданын анықлаўға мүмкиншилик береди; екинши система болса ўақыт бойынша өзгеретуғын магнит майданы тәрепинен пайда етилетуғын қуйын тәризли электр майданын анықлаўға мүмкиншилик береди. Бундай жағдайда ҳәм векторларының арасындағы байланыстың

қатнасының жәрдеминде берилетуғынлығын аңғарыў керек. Бул теңликте - орталықтың магнит сиңиргишлиги. ҳәм векторларының арасындағы байланыс

қатнасы бойынша анықланады. Бул теңликте - диэлектриклик турақлы.

Орталық бир текли болмаған жағдайда 144-параграфта ушын, ал 206-параграфта ушын орталықтың айырым участкалары ушын алынған шегаралық шәртлердиң орынланыўы керек:

Бул аңлатпаларда ҳәм индекслери сәйкес вектордың нормаль ҳәм тангенсиаллық қураўшыларының алынатуғынлығын көрсетеди.

Ең ақырында, егер орталық өткизгишликке ийе болатуғын болса, онда тоқтың тығызлығы Ом нызамын қанаатландыратуғынын атап өтемиз:

Бул теңликте σ - орталықтың өткизгишлиги, ал - тәреплик дереклер тәрепинен пайда етилген майданның кернеўлиги.

**§ 245 Максвелл-Лоренц теңлемелери**. Максвелл теориясында заттың қәсийетлери үш константаның жәрдеминде тәрийипленеди: диэлектриклик турақлы , магнитлик сиңиргишлик ҳәм өткизгишлик σ. Өткизгишликтиң магнитлик аналогы жоқ, себеби ҳеш қандай магнит зарядлары жоқ. Электр зарядлары болса олардың тарқалыўының тығызлығы менен бериледи.

Электромагнит майданы усы зарядлардың болыўының ҳәм олардың қозғалысының себебинен пайда болады. Демек, Максвелл теориясы заттың атомлық қурылысын қараўға кирмейди ҳәм оның электромагнит майданға тәсирин ҳәм константаларының жәрдеминде формаллық түрде қарайды. Заттың структурасын есапқа алыў Лоренцтиң электронлық теориясында берилген. Лоренц теориясының көз-қарасы бойынша зат тәрепинен ийеленген кеңислик бос кеңисликтен усы кеңисликте оң ҳәм терис зарядлардың бар болыўы 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 қурамына кириўи мүмкин. Электронлар атомлардың ишинде туйық орбиталар бойынша қозғалады, олар атомлар менен молекулалардың ишинде аўысып, олардың поляризациясын жүзеге келтиреди. Өткизгишлерде электронлардың бир бөлими еркин ҳалда болады ҳәм олар орын алмастырып, өткизгишлик тоғын пайда етеди. Электр ҳәм магнит майданлары усы зарядлар ҳәм олардың қозғалысы тәрепинен пайда етиледи.

Зарядлардың микроскопиялық өлшемлерине байланыслы майданлар атомлық өлшемлер менен салыстырғандай қашықлықларда ноқаттан ноқатқа өткенде өзгереди. Мысалы, айырым электрон ямаса ионның қасында электр майданы жүдә үлкен, ал қоңсылас еки электронның арасында майданның нолге тең болыўы мүмкин. Солай етип, Лоренц теориясында қаралатуғын электр ҳәм магнит майданлары микроскопиялық характерге ийе болады. Бул майданлардың кернеўликлерин Максвелл теориясында қатнасатуғын макроскопиялық, орташаластырылıан шамалардан айырыў ушын ҳәм арқалы белгилеймиз. Бул майданлар айырым зарядлардың арасындағы кеңисликлерде пайда болады, яғный Лоренц теориясы шын мәнисинде бослықтағы майданларды қарайды. Сонлықтан Лоренц теориясында Максвелдиң теңлемелерине киретуғын векторлардың еки жубы болған ҳәм векторларының орнына векторлардың тек бир жубы ғана қаралады: электр майданының кернеўлиги ҳәм магнит майданының кернеўлиги .

Лоренцтиң электронлық теориясының көз-қарасы бойынша қәлеген электр тоғы элементар зарядларының қозғалысларының салдарынан пайда болған конвекциялық тоқ болып табылады. Бул тоқтың тығызлығы шамасына тең, бул аңлатпада - 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, aл - оның тезлигиниң векторы).

Солай етип, зарядлардың арасындағы бос кеңислик ушын Максвелл теңлемелери мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |
|  | (2) |
|  | (3) |
|  | (4) |

Усындай түрде жазылған теңлемелерди *Максвелл-Лоренц теңлемелери* деп атайды. Бул теңлемелерге киретуғын ҳәм шамаларын тиккелей өлшеўге болмайды, себеби биз атомлардың арасындағы ҳәм атомлардың ишиндеги кернеўликлерди өлшей алмаймыз. Сонлықтан, өлшенетуғын шамаларға өтиў ушын (1)-(4) теңлемелерге киретуғын шамалардың орташа мәнислерин табыў керек. ҳәм кернеўликлерин, зарядлардың тығызлығы болған шамасын ҳәм тоғын орташалаўды айырым атомлардың көлемлерине салыстырғанда үлкен болған, бирақ орташалаўдың шеклеринде барлық макроскопиялық шамалар сезилерликтей өзгерислерге ушырамайтуғындай дәрежеде киши кеңисликте өткериў керек; бундай орташалаўды атомлардың ишиндеги қозғалыслардың дәўирине салыстырғанда үлкен ўақыт аралықлары ушын исленеди (ўақыттың усындай аралығында макроскопиялық шамалардың өзгерип үлгермеўи ушын).

Усындай жоллар менен орташаланған шамаларды ҳәм арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда Максвелл-Лоренц теңлемелери мынадай түрге енеди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1a) |
|  | (2a) |
|  | (3a) |
|  | (4a) |

Бул теңлемелер Максвелл теңлемелерине сәйкес келиўи керек.

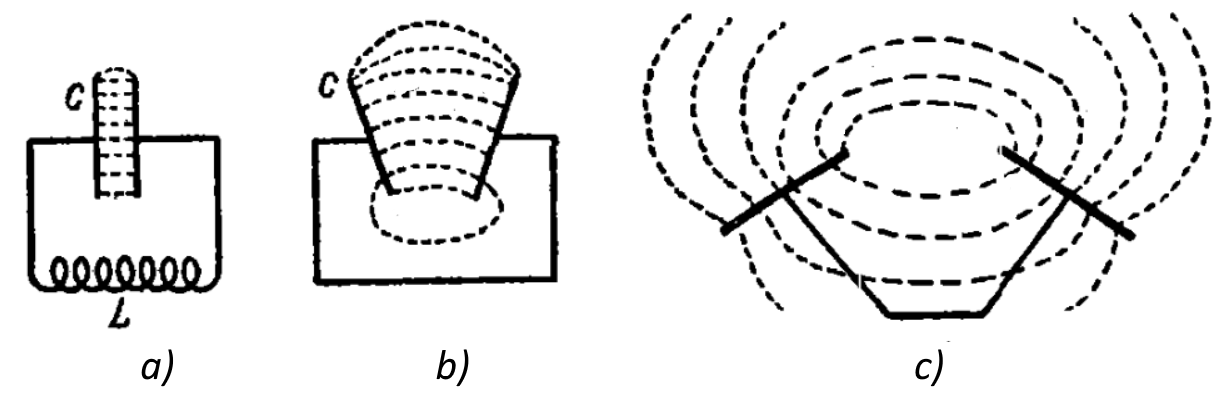
Егер

теңликлери орынлы болса, онда (За) ҳәм (4а) теңлемелериниң Максвелл теңлемелериниң екинши системасына сәйкес келетуғынлығын аңсат көриўге болады [244-параграфтағы (8b) ҳәм (9а) теңлемелер].

Буннан 145- ҳәм 208-параграфларда айтылғанларға сәйкес мынаны аламыз: электр майданының макроскопиялық кернеўлиги электр майданының микроскопиялық кернеўлиги ниң орташаланған мәниси, ал магнит индукциясы болса магнит майданының микроскопиялық кернеўлиги тың орташаларған мәниси болып табылады. Бул бурынырақ атап өтилген жағдайға сәйкес келеди: диэлектрик бар болған жағдайда электр майданының кернеўлиги диэлектриклик орталыққа киргизилген "сыртқы" зарядлар тәрепинен де, орталықтың өзиниң поляризациясы тәрепинен де анықланады; магнетик болған жағдайда магнит индукциясы тоқ тәрепинен де, орталықтың "магнитленгенлиги" тәрепинен де анықланады. Буннан электр майданының кернеўлиги менен магнит индукциясы ның арасындағы аналогия және бир рет көринеди.

Бирақ, ҳәм векторларын ҳәм вектолары менен жоқарыда келтирилгендей салыстырыўда (1а) ҳәм (2а) теңлемелериниң Максвеллдиң теңлемелериниң биринши системасына сәйкес келмейтуғындай болып көринеди. Бирақ тереңирек қарасақ, онда сәйкес келиўдиң орын алатуғынлығын көриўге болады. Оның ушын, бириншиден, векторының өткизгишлик тоғының тығызлығы дың пайда болыўына сәйкес келетуғын еркин зарядлардың қозғалысын ғана емес, ал зарядлардың атомлардың ишиндеги қозғалысын да, атомлар менен молекулалардың ўақыттың өзгериўи менен поляризациясының өзгерисин де өзиниң ишине алатуғынлығын есапқа алыў керек. Екиншиден, еркин зарядлардың макроскопиялық тығызлығы ρ элементар зарядлардың орташа тығызлығы болған шамасына сәйкес келмейди. Себеби оған диэлектриктиң поляризациясына алып келинетуғын шамасының бөлими кирмейди.

**§ 246. Электромагнит толқынлар**. Биз ўақыт бойынша өзгеретуғын электр ҳәм магнит майданларының пайда болыўының қуйын тәризли электр ҳәм қуйын тәризли магнит майданларының пайда болыўына алып келетуғынлығын көрдик. Егер усындай электромагнит майданы кеңисликтиң базы бир шекленген областында пайда болса, онда тәжирийбелер бул майданның кеңисликтиң қалған бөлимине шекли тезлик пенен тарқалатуғынлығын көрсетеди. Бул тезлик жүдә үлкен ҳәм бослықта жақтылықтың тезлигине сәйкес келеди ( см/сек). Пайда етилетуғын электромагнит майданы дәўирли характерге ийе болса, онда бул майданның тарқалыўы толқынлық характерге ийе болады. Электромагнитлик майданның тарқалыўының толқынлық характери Максвеллдиң электромагнит қубылыслардың улыўмалық теориясынан келип шығады ҳәм ол 1863-жылы берилди. Электромагнит толқынлары биринши рет Герц тәрепинен 1888-жылы экспериментлерде үйренилди.



343-сүўрет. Ашылыўдың ҳәр қыйлы дәрежесине ийе тербелмели контурлар.

Дәслеп әпиўайы теориялық схема мысалында электромагнит толқынлардың пайда болыў процессин қараймыз. Буннан кейин оларды жүзеге келтириўдиң техникалық усыллары менен танысамыз. Бизиң қолымызда қандай да бир усылдың жәрдеминде электр тербелислери қоздырылатуғын контур бар деп болжайық. Мейли, бул контур сыйымлығы және өзлик индукция коэффициенти менен тәрийипленетуғын болсын. Егер бул контурдағы тербелислердиң дәўири меншикли тербелислердиң дәўири ға тең болса, онда бул дәўирдиң шамасы 239-параграфтағы (2)-формуланың жәрдеминде анықланады:

Бул тербелислердиң нәтийжесинде контурдың областында өзгермели электр ҳәм магнит майданлары пайда болады. Мысалы, егер биз конденсатордың астарларының арасындағы кеңисликти қарайтуғын болсақ, онда бул кеңисликте дәўири менен электр майданының кернеўлиги ҳәм аўысыў тоғының шамасы өзгереди, усының нәтийжесинде қуйын тәризли магнит майданы пайда болады. Электромагнит толқынының тарқалыўының сезилерликтей болыўы ушын ямаса системаның сезилерликтей нурланыўы ушын аўысыў тоғы пайда болыўы ҳәм векторы нолге тең болмаған область мүмкин 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 сүўрет), онда майдан ис жүзинде дерлик толығы менен астарлардың арасында ҳәм соленоидтың ишинде болады. Нурланыўдың үлкейиўи 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 сызықлы өткизгиш пенен алмастырып, бизлер 343-b ҳәм 343-c сүўретлерде көрсетилген контурлардың типлерин аламыз. Әлбетте, контурларды усындай етип өзгерткенде сыйымлық пенен өзлик индукция дәслепки схемаға салыстырғанда әдеўир киши болады ҳәм усыған сәйкес дәслепки схемаға салыстырғанда системаның меншикли тербелислериниң дәўири де киши болады. Бундай контурлардағы тербелислер қандай да бир өзгермели э.қ.күшинен конденсатордың астарларына энергияны алып келиўдиң есабынан жүзеге келеди. Астарлар зарядланатуғын потенциаллар айырмасының шамасын үлкейтиў ушын астарларды тутастырытуғын өткизгиште *ушқынлық аралық* деп аталатуғын 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 тербелислери жүзеге келеди. Конденсатордың астарларын пүткиллей жоқ етиўге ҳәм тербелмели системаны бир биринен ушқынлық аралық пенен айырылған еки металл стерженнен туратуғын етип ислеўге болады (344-сүўрет). Бундай тербелмели системаны *диполь* деп аталады. Астарларды жоқ етиў сыйымлықтың жүдә киширйейиўине алып келеди; сыйымлықты үлкейтиў ушын тербелмели системаны пайда ететуғын стерженлерди ушқынлық аралықтың шегараларының қасында сфералық жуўаныўға ийе етип соғады. Тап усындай тербелмели контурды Герц өзиниң тәжирийбелеринде пайдаланды. 345-сүўретте Герцтиң вибраторы деп аталатуғын Герцтиң тербелмели контуры көрсетилген. Герцтиң вибратонындағы тербелислер оның екинши орамына индукциялық катушканы тутастырыўдың салдарынан қозады. Бундай жағдайда тербелмели процесс мынадай характерге ийе болады: Потенциаллар айырмасының шамасы әдеўир үлкен болғанда ҳәм ушқынлық аралықта ушқын пайда болғанда вибраторда сөниўши тербелислер пайда болады. Тербелислердиң 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 жыллылығына жумсалады. Буннан кейин индуктор вибраторды қайтадан зарядлайды ҳәм процесс қайталанады. Инлуктордан вибраторды зарядлаў дәўири индуктордың ажыратқышының жумыс ислеўиниң дәўири бойынша анықланады; бул дәўир вибратордың тербелислериниң дәўиринен әдеўир үлкен. Диполдиң өзинде тербелислерде жоқары жийиликли тоқ өтеди (Герцтиң тәжирийбелеринде жийиликтиң шамасы шама менен *гц* ке тең болған), бул тоқ диполдиң ушларында шағылысады ҳәм бағытын қарама-қарсы бағытқа өзгертеди: диполда бир багытта тарқалатуғын толқын менен шағылысқан толқынның интерференциясы жүзеге келеди, нәтийжеде онда турғын толқынлар қәлиплеседи. Бул диполдиң ҳәр қыйлы ноқатларында тоқтың амплитудасының ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болатуғынлығын көрсетеди, бундай жағдайда диполдиң ушларында тоқтың күши түйинге, ал ортасында шоғырға ийе болады. Солай етип, тербелиўши диполда ўақыттаң бир моментинде тоқтың күши ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болады. Бул процесстиң "квазистационар емес" екенлигиниң мысалы болып табылады. Максвелдиң терриясына сәйкес толық тоқ, яғный өткизгишлик тоғы менен аўысыў тоғының қосындысы, диполдиң барлық кесимлеринде бирдей болыўы керек. Буннан, өткизгишлик тоғы нолге тең болатуғын орынларда аўысыў тоғының максималлық мәниске ийе болатуғынлығы келип шығады. Дәўирли процессте электр кернеўлигиниң амплитудасының мәниси ең үлкен болған орынларда аўысыў тоғының амплитудасы да ең үлкен мәнисине тең болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 344-сүўрет. Ушқынлық аралық пенен ажыратылған еки стержень түриндеги тербелмели контур. | 345-сүўрет. Герцтиң вибраторы. |

Солай етип, өткизгишлик тоғының амплитудасы нолге тең орынларда кернеўликтиң амплитудасының мәниси максималлық болады екен. Электр кернеўлигиниң шоғырлары диполдиң ушларында, ал түйин ортасында жайласады.

Диполдиң бойындағы тоқтың күшиниң амплитудасы менен электр кернеўлигиниң амплитудасының тарқалыўы 346-сүўретте көрсетилген.

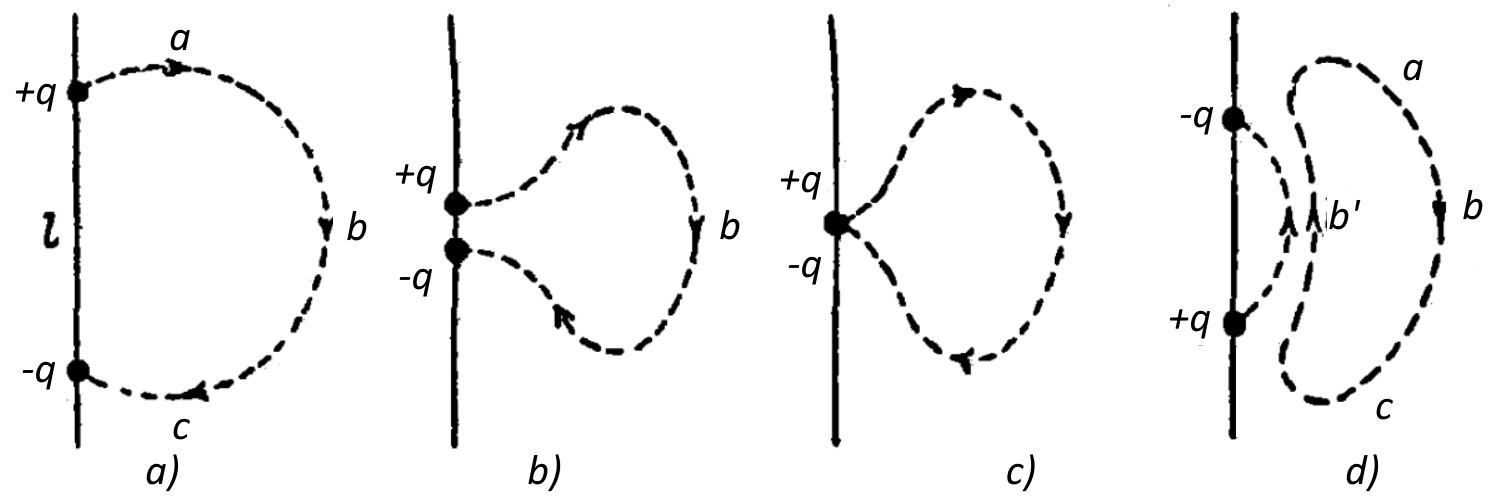
Диполди қоршап турған кеңисликте пайда болған электромагнит майданының характерин қараймыз.

Диполди схема түринде бир биринен қашықлығы дәўирли өзгеретуғын бир бирине тең ҳәм белгилери ҳәр қыйлы болған ҳәм заряды түринде көз алдыға елеслетиўге болады. Жоқарыда көргенимиздей (125-параграф), өзгермейтуғын диполдиң электр майданы бир зарядта басланатуғын ҳәм екинши зарядта тамам болатуғын кернеўлик сызықлары менен тәрийипленеди.

|  |  |
| --- | --- |
| 346-сүўрет.  Тоқ күшиниң амплитудасының () ҳәм электр кернеўлигиниң () диполдиң бойында тарқалыўы. |  |

Улыўма айтқанда, егер диполди пайда ететуғын зарядлар қозғалатуғын болса, аўҳал басқаша болады. Бундай аўҳалдың жүзеге келиўи майданның кеңисликтеги шекли тезлик пенен тарқалыўына байланыслы. Демек, диполдан қашықлатылған қандай да бир ноқаттағы кернеўлик ниң мәниси диполдағы бөлекшелердиң тап усы моменттеги жайласыўынан емес, ал буннан бир қанша бурынғы жайласыўына сәйкес келеди.

Бул жағдайда графикалық жоллар менен түсиндиремиз. Диполди пайда ететуғын ҳәм зарядлары бир биринен базы бир қашықлықта жайласқан ҳалдан баслаймыз (347а сүўрет) ҳәм қандай да бир кернеўлик сызығын, мысалы сызығын қараймыз. Зарядлар бир бирине жақынласқанда кернеўлик сызықлары формасын өзгертеди, мысалы, ноқатындағы кернеўлик ниң мәниси зарядлардың берилген жайласыўына сәйкес келмейди, ал ўақыттың буннан бурынырақтағы моментине сәйкес келеди. Сызық 347b сүўретте келтирилгендей түрге ийе. Зарядлардың екеўи де жылысқанда кернеўлик сызықлары илмектиң формасына ийе болады (347-*c* сүўрет). Зарядлардың буннан былай қозғалыўында кернеўликтиң туйық сызығы пайда болады (347-d сүўрет). Солай етип, пайда болған электр майданы қуйынлық характерге ийе болады.



347-сүўрет. Ҳәр қыйлы ўақыт моментлериндеги диполдиң қасындағы кернеўлик сызықлары.

Максвеллдиң гипотезасы бойынша өзгермели электр майданының туйық сызықлары өзгермели магнит майданының туйық сызықларының пайда болыўына алып келеди. Ал пайда болған магнит майданының туйық сызықлары болса электр кернеўлигиниң туйық сызықларын пайда етеди ҳ.т.б. Тербелетуғын диполдиң дөгерегинде электромагнит майданы пайда болады.

348-сүўретте ўақыттың барыз бир моментиндеги Герц диполиниң әтирапындағы электр кернеўлигиниң тарқалыўы көрсетилген.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 348-сүўрет.  Диполдиң қасындағы кернеўлик сызықлары. |

Диполдиң 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 бере алатуғын "электр резонаторын" майданның ҳәр қыйлы ноқатларына қойыў жолы менен изертлеўге болады. Бундай резонатор болып ушқынлық аралығына ийе туўры муйешли сым хызмет ете алады (349-сүўрет). Бул сүўретте резонатордың шеп тәрепинде нурландыратуғын вибратор көрсетилген. Егер бундай диполь электр майданының кернеўлик сызықларына перпендикуляр болмаса, онда оның ушларының арасында потенциаллар айырмасы пайда болады. Усының нәтийжесинде ушқынлық аралықта ушқын пайда болады. Бул ушқын электр майданының бар екенлигиниң индикаторы болады. Қабыл ететуғын диполдиң ушқынлық аралығының киши болыўы керек, себеби оның ушларындағы потенциаллар айырмасының шамасы үлкен емес.

Магнит майданын оның индукциялық тәсири бойынша үйрениўге болады. Оның ушын майданның ҳәр қыйлы орынларына контур орналастырылады ҳәм ондағы тоқ өлшенеди. Индукциялық тоқтың шамасы контурдың турған орнынан ҳәм оның бағытынан ғәрезли болады. Магнит индукциясының векторы контурдың тегислигине нормаль бағытланған болса, онда өзгермели майданның индукциялық тәсири үлкен болады. Себеби, усындай аўҳалда контур тәрепинен шекленген тегислик арқалы өтетуғын магнит ағысының шамасы тезирек өзгереди. Ҳәр қыйлы орынлардағы кернеўлик векторының салыстырмалы шамасы контур магнит майданының кернеўлигине нормаль бағытта турған жағдайдағы индукциялық тоқтың шамасына пропорционал.

Усындай типтеги тәжирийбелер диполди қоршап турған электромагнит майданының характерин анықлаўға мүмкиншилик береди. Диполдиң тиккелей қасында майданның характери қурамалы. Бирақ толқын зонасы деп аталатуғын усы диполдиң өлшемлерине салыстырғанда үлкен қашықлықлардағы областларда майдан салыстырмалы әпиўайы түрге ийе.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 349-сүўрет. резонаторы. | 350-сүўрет. Диполдиң толқын зонасындағы **E** ҳәм **H** векторларының бағыты. |

Диполдиң бағыты сыпатында сфералық беттиң көшерин қабыл етемиз (350-сүўрет) ҳәм усы көшерге байланыслы параллеллер менен меридианларды өткеремиз. Бундай жағдайда электр майданының кернеўлиги қәлеген ноқатта меридианға урынба, ал магнит майданының кернеўлиги параллелге урынба бағытта бағытланған. Магнит ҳәм электр майданларының кернеўликлериниң шамасы экватордан полюслерге өткенде киширейеди: диполдиң көшериниң даўамында жайласқан ноқатлар ушын еки кернеўлик те нолге тең; экваторлық областта жататуғын ноқатлар ушын кернеўликлер ең үлкен мәниске ийе болады. Усыған сәйкес нурландырылатуғын энергияның ағысының тығызлығы нурланыўдың бағыты менен диполдиң көшериниң арасындағы мүйешинен ғәрезли. Бул ғәрезлик 351-сүўретте векторлық диаграмма түринде көрсетилген. Дополға шекемги қашықлықтың үлкейиўи менен (яғный сфераның радиусының үлкейиўи менен) кернеўликлер киширейеди. Берилген ноқаттағы *электр майданының кернеўлиги* *ниң бағыты оның менен байланыслы болған магнит майданының кернеўлиги* *тың бағытына перпендикуляр* ҳәм менен *векторларының екеўи де сфераның радиусына, яғный толқынның тарқалыў бағытына перпендикуляр*. Егер диполдағы э.қ.күши

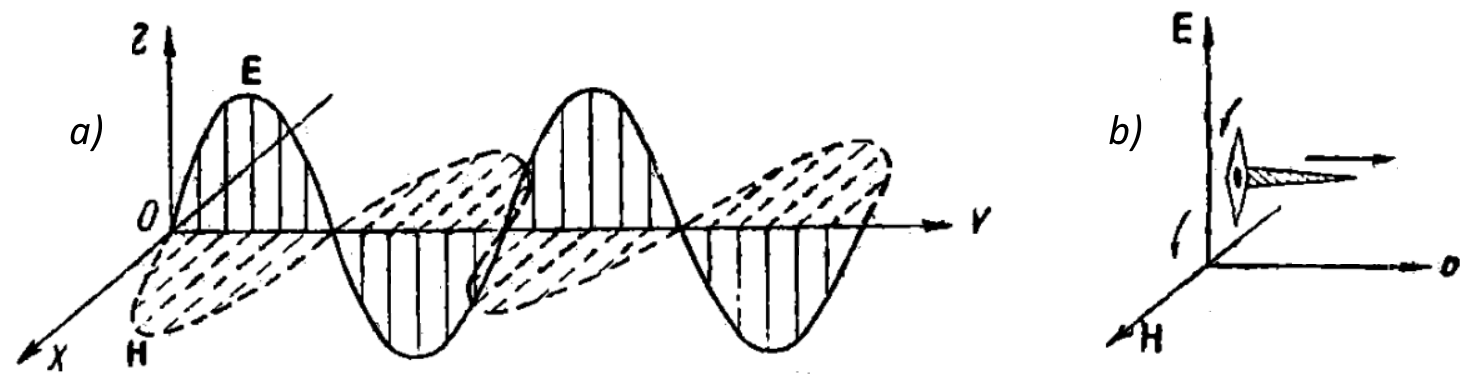
нызамы бойынша өзгеретуғын болса (бул теңликте - тербелислердиң цикллық жийилиги), онда майданның кернеўлиги де ҳәр бир ңоқатта сол ω жийилиги менен дәўирли түрде, бирақ фазасы бойынша кешиккен ҳалда өзгереди. Егер биз қарап атырған ноқат диполдан қанша алыста жайласқан болса фаза бойынша кейин қалыўдың шамасы да үлкен болады. Бул кейин қалыўдың себеби электромагнит толқынлардың шекли тезлиги менен тарқалыўының себебинен жүзеге келеди. Солай етип, диполдиң әтирапында сфералық электромагнит толқын пайда болады.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 351-сүўрет.  Нурланыў интенсивлигиниң мүйешлер бойынша тарқалыўы. |

Егер арқалы диполден берилген ноқатқа шекемги қашықлықты белгилесек, онда векторының тербелислери мынадай аңлатпаның жәрдеминде бериледи:

Бул аңлатпада - дәўир, - толқын узынлығы, ал - поляр мүйеш (350-сүўрет).

Тарқалыў бағытында электромагнит толқынды бир бирине перпендикуляр тегисликте жатқан еки синусоиданың жәрдеминде көрсетиўге болады. Олардың бири электр кернеўлиги векторы ниң, ал екиншиси магнит кернеўлиги тың тербелислерин көрсетеди. Бослықта еки вектордың тербелислериниң амплитудалары сан мәниси бойынша бир бирине тең (егер электростатикалық, ал - электромагнитлик системада өлшенген болса); еки вектор да бирдей фазада тербеледи (352-а сүўрет). Толқынның тарқалыў бағытын бурғы қағыйдасы бойынша анықлаў мүмкин: егер бурғының тутқасын векторынан векторына қарай бурасақ, онда оның илгерилемели қозғалысының бағыты толқынның тарқалыў бағытын анықлайды (352-b сүўрет).



352-сүўрет. Электромагнит толқын.

Өзиниң тәжирийбелеринде Герц узынлығы шама менен 60 см болған электромагнит толқынларын алды. Ол толқынлардың металл айналардағы шығылысыўын, парафиннен соғылған призмадағы сыныўын, соның менен бирге интерференция қубылысын бақлады. Бул тәжирийбелердиң барлығы электромагнит майданның шекли тезликке ийе толқынлар түринде тарқала алатуғынлығын айқын көрсетти.

**§ 247. Электромагнит толқынларының тарқалыў тезлиги**. Электромагнит толқынлардың тезлигиниң үлкен болыўына байланыслы оның шамасын тәжирийбеде тиккелей анықлаў қыйыншылықты пайда етеди.

Герц вибратордың сыйымлығы менен өзлик индукциясы бойынша электромагнит толқынның узынлығы λ ны, тербелислердиң дәўири ны анықлады ҳәм усы шамаларды пайдаланып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

қатнасының тийкарында тезлик ны есаплады. Толқын узынлығын өлшеў ушын Герц бир бирине қарама-қарсы тарқалатуғын толқынлардың интерференциясында пайда болатуғын турғын толқынларды пайдаланды. Герц жуўырыўшы толқынның металл айнада шағылысыўын пайдаланып, бир бирине қарама-қарсы тарқалатуғын толқынларды ала алды.

Турғын толқынның интенсивлигиниң сезилерликтей болыўы ушын тәжирийбени белгили болған бағытта тарқалатуғын электромагнит толқыны менен өткериў керек. Электромагнит толқынның усындай "бағытланғанлығын" алыў 353-сүўретте көрсетилген схеманың жәрдеминде аңсат алыўға болады. Диполдиң ушқынлық аралығы сүўретте көрсетилгендей, ушларында бир бири менен қосылатуғын еки параллель сым болып табылады.

|  |  |
| --- | --- |
| 353-сүўрет.  Турғын электромагнит толқынларын алыў. |  |

Электромагнит майданы тийкарынан сымлардың ортасында топланған, ал сымлар арқалы өткизгишлик тоғы пайда болады. Сымның участкасы өзине жетип келген толқынды шағылыстыратуғын айнаның хызметин атқарады. Нәтийжеде сымлар менен шекленген областта турғын толқынлар пайда болады ҳәм бул толқынның түйинлери менен шоғырлары тәжирийбеде анықланады. Өткизгишлердиң арасына разрядлық трубканы қозғалыўшы контактларда сымлардың бойы менен жылыстырыў оның үзик-үзик жақтылық шығарыўын бақлаўға болады. Ең күшли жақтылық шығарыў электр кернеўлигиниң шоғырларында орын алады; электр кернеўлигиниң түйинлеринде жақтылық шығарыў бақланбайды. Қоңсылас түйинлер ямаса шоғырлардың арасындағы қашықлық толқын узынлығының ярымын береди. Магнит кернеўлигиниң түйинлери менен шоғырларын гальванометрге туйықланған рамканы сымлардың бойы менен жылжытып, жоқарыда көрсетилгендей өзгермели магнит майданының индукциялық тәсирин бақлаў арқалы табыўға болады. Бул бақлаўлар магнит кернеўлигиниң шоғырларының электр кернеўиниң түйинлери менен сәйкес келетуғынлығын көрсетеди. Шағылысыў орын алатуғын орнында электр кернеўлигиниң түйини ҳәм магнит кернеўлигиниң шоғыры орын алады. Буннан металл беттен шағылысқанда электр кернеўлигиниң тербелисиниң ярым толқынды жоғалтатуғынлығы келип шығады. Бундай жағдайда магнит кернеўлиги векторының тербелислери шағылысыўында ярым толқынның жоғалыўы орын алмайды.

Түйинлердиң арасындағы қашықлық бойынша толқын узынлығы ны анықлап ҳәм тербелис дәўири ны билип, (1)-формула бойынша электромагнит толқынлардың тарқалыў тезлиги ны анықлаўға болады. Тербелис дәўири ны, жоқарыда көрсетилгендей, 239-параграфтағы (2)-формула бойынша есаплаўға болады. Бирақ, тербелис дәўирин эмперикалық жоллар менен де анықлаўға болады. Оның ушын айланатуғын айнаның жәрдеминде тербелмели контурдың ушқын аралығындағы ушқынды бақлайды. Айнаны жүдә тез айландырғанда ҳәр бир тербелистиң дәўириниң ишинде ушқынның шығыўы ҳәм тоқтаўына сәйкес ушқынның сүўрети үзик-үзик түринде алынады. Усындай жоллар менен электромагнит толқынларының бослықтағы тарқалыў тезлиги ушын *см/сек* шамасы алынды. Турғын толқынлардың толқын узынлығын ҳәзирги ўақытлары өткерилген дәлирек өлшеўлер, соның менен бирге жақтылықтың тезлигин өлшеўлер (жақтылық толқын узынлығы жүдә киши болған электромагнит толқын болып табылады) мынадай мәнисти береди[[59]](#footnote-60):

*см/сек*.

Бул шама тоқ күшиниң электромагнитлик ҳәм электростатикалық бирликлериниң қатнасы бойынша анықланатуғын электромагнитлик турақлы ның шамасына жүдә жақын. Бундай сәйкеслик тосыннан жүзеге келген емес: Максвелл теориясы (қараңыз: майда шрифт) бослықта электромагнит толқынларының электродинамикалық турақлы ға тең тезлик пенен тарқалатуғынлығын көрсетеди.

Егер бойы арқалы электромагнит толқынлары тарқалатуғын сымларды диэлектрикке түсирсек, онда турғын толқынлардың түйинлери арасындағы қашықлық киширейеди; бул толқынлардың тарқалыў тезлигиниң киширейетуғынлығын көрсетеди. Максвелл теориясы бойынша толқынның тарқалыў тезлиги мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

Бул теңликте ε менен μ арқалы заттың диэлектриклик турақлысы менен магнитлик сиңиргишлиги белгиленген.

Максвелл теңлемелерин таллап, белгили болған шараятларда олардың шешимлериниң толқынлық характерге ийе болатуғынлығын көрсетеди. Максвелл теңлемелерин шешиўдиң усылларын көрсетиўге мүмкиншилик жоқ болғанлықтан, биз толқынлық шешимниң Максвелл теңлемелерин қанаатлардыратуғынлығын көрсетемиз ҳәм толқынның характери менен оның тарқалыў тезлиги ҳаққында жуўмақты келтирип шығарамыз.

Электромагнит тербелис белгили дәўирге ийе болады ҳәм белгили бағытта, мысалы көшериниң бағытында тарқалады деп болжаймыз (352-сүўрет). Әпиўайыластырыў ушын толқынды тербелислердиң тарқалыў бағытына перпендикуляр тегис ҳәм ўақыттың бир моментинде ҳәм векторларының екеўи де берилген мәниске ийе болады деп болжаймыз. Бул болжаў ҳәм векторлары ушын "толқын теңлемесин" былайынша жазыўға мүмкиншилик береди:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

бул аңлатпаларда ҳәм арқалы электр ҳәм магнит кернеўликлери векторларының сәйкес амплитудаларын аңғартады, - электромагнит толқынының тарқалыў тезлиги. Толқынның тезлиги толқынның дәўири ҳәм толқын узынлығы менен байлаынша байланысқан:

Бизлер толқынды тегис деп болжағаннан кейин ҳәм векторларының проекцияларының ҳәм координаталары бойынша алынған дара туўындылары нолге тең болады, себеби берилген момент ҳәм шамалары тек толқынның тарқалыў бағытында, яғный тек көшериниң бағытында ғана өзгереди. Солай етип, Максвелл теңлемелеринен ҳәм координаталары бойынша алынған туўындылар шығып қалады. Бул жағдай бизге мынадай түрдеги Максвелл теңлемелериниң системасын береди (244-параграф):

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
|  | (4) |  | (5) |

Максвелл теңлемелериниң еки системасының екинши теңлемелериниң орынланыўы ушын ҳәм векторларының көшерине түсирилген проекцияларының нолге тең болыўы керек.

(3)-аңлатпадан ямаса векторларының қандай да бир проекциясынан ўақыт бойынша алынған туўынды барлық ўақытта нолге тең болса, онда усы проекцияның өзиниң нолге тең болатуғынлығы келип шығады. Буннан мынадай теңликлердиң орынланатуғынлығын көремиз:

|  |  |
| --- | --- |
| . | (6) |

Бул бизге жүдә әҳмийетли нәтийжени береди: *тегис электромагнит толқында* ҳәм *векторлары тербелислердиң тарқалыў бағытына перпендикуляр жайласқан, электромагнит толқын көлденең*.

Анықлық ушын векторы өзиниң бағытын өзгертпей тербеледи деп болжаймыз; мейли, бул бағыт бағытына сәйкес келсин. Вектор өзиниң бағытын сақлайтуғын усындай толқынды *тегис поляризацияланған толқын* деп атаймыз. Бизиң болжаўымыз векторының көшериниң бағытындағы нолге тең деп жуўмақ шығарыўға мәжбүрлейди, яғный . Буннан

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

теңлигине ийе боламыз. Бундай шараятта Максвелдиң екинши теңлемелер системасының үшинши теңлемеси мынаны береди:

Демек

теңлиги орынлы болады екен. Усының менен бирге (4)-системаның биринши теңлемеси де орынланады. Солай етип, магнит кернеўлиги векторы көшерине параллель тербеледи екен. Буннан

теңлигине ийе боламыз. Буннан биз электр кернеўлиги векторы ( көшериниң бағытындағы) менен магнит кернеўлиги векторының ( 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:

Бул теңлемелерден белгисизлердиң биреўин жоқ етиў ушын (мысалы ты) биринши теңлемеден ўақыт бойынша туўынды аламыз:

Бул теңлемедеги тың орнына оның екинши теңлемедеги мәнисин қойып, мынаны аламыз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

Әлбетте, ни жоқ етип биз ушын (8)-теңлемеге усаған теңлемени аламыз. (8)-теңлеме толқын теңлемеси болып табылады (I томдағы 111-параграфтағы теңлеме менен салыстырыңыз). Бундай теңлемени

түриндеги шешимниң қанаатландыратуғынына көз жеткеремиз. Оның ушын ден ўақыт ҳәм координата бойынша екинши тәртипли туўындыларын аламыз:

Бул ҳәм шамаларын (6)-теңликке қойып

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

барлық ўақытта қанаатландырыў мүмкин болған қатнасына ийе боламыз. Солай етип, (8)-теңлемениң шешими жийилиги ω болған ҳәм тезлиги менен тарқалатуғын тегис толқын болып табылады екен. (9)-аңлатпа бойынша мынаған тең:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

Бослық ушын ҳәм буннан бослықтағы электромагнит толқынларының тарқалыў тезлигиниң сан мәниси бойынша ға тең екенлиги келип шығады. Ал, болса тоқ күшиниң электромагнит бирлигиниң электростатикалық бирлигине қатнасына тең.

**§ 248. Умов-Пойнтинг векторы**. Электромагнит толқынының тарқалыўы усы электромагнит толқынын тәрийиплейтуғын энергияның алып берилиўи менен жүреди. Жоқарыда электр ҳәм магнит майданының энергиясының кеңисликте ҳәм тығызлықлары менен тарқалатуғынлығын көрдик. *Электромагнит майданының* тығызлығы шамасына тең қосынды энергия менен тәрийипленетуғынлығын көрсетиўге болады:

(Бул формула бирликлердиң электростатикалық системасында да, электромагнитлик системасында да дурыс). Энергия майданның кернеўликлериниң функциясы болғанлықтан, ол кеңисликте майданның тарқалыўының тезлиги менен тарқалады. Электромагнит энергиясының ағысының тығызлығы векторын киргизиў арқалы энергияның тарқалыўын тәрийиплеўге болады. Улыўмалық түрде серпимли толқынларға қолланылатуғын энергияның ағысының тығызлығы векторы биринши 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 арқалы белгилесек, онда ўақытының ишинде толқынның тарқалыў бағытына перпендикуляр беттиң бир бирлиги арқалы өтетуғын энергияның шамасы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

формуласының жәрдеминде анықланады. Бул формулада - толқынның тарқалыў тезлиги.

Егер ҳәм векторлары бир бирине перпендикуляр болса (бослықтағы электромагнит толқынларында усы векторлар бир бирине перпендикуляр), онда изотроп орталықларда Умов-Пойнтинг векторының мәниси

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

теңлигиниң жәрдеминде анықланады. Бул теңлик бирликлердиң аралас системасында (гаусслық) орынлы.

Шамасы ҳәм бағыты бойынша Умов-Пойнтинг векторы тиң шамасы ҳәм векторларының векторлық көбеймесиниң жәрдеминде анықланады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (3) |

(2)- ҳәм (3)-теңликлер бойынша анықланған Умов-Пойнтинг векторының (1)-теңлемени қанаатландыратуғынын, яғный ҳақыйқатында энергияның ағысының тығызлығының векторы болып табылатуғынлығын көрсетемиз. Жоқарыдағыдай, көшериниң бағытында тарқалатуғын толқынның электр ҳәм магнит векторлары сәйкес ҳәм көшерлериниң бағытына параллель деп болжаймыз (352-сүўрет). Бундай жағдайда ҳәм ҳәм векторы көшериниң бағытында бағытланған, яғный толқынның тарқалыў бағыты менен бағытлас болады.

247-параграфтағы (5)-системасының биринши теңлемесинен сол параграфтағы (3)-формуланы итибарға алып, мынаған ийе боламыз:

бул теңликке теңлигин қойып, мынаны аламыз:

( ниң электростатикалық, ал тың электромагнитлик бирликлерде жазылған екенлигин аңғармаз). Демек электромагнит энергиясының тығызлығын былайынша жаза алады екенбиз:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (4) |

Умов-Пойнтинг векторының сан мәнисиниң ўақыт элементи ға көбеймесин аламыз:

Егер, бул теңликке (4) бойынша ны қойып ҳәм шамасын арқалы аңғартып, (1)-теңликке сәйкес келетуғын

теңлигин аламыз. Улыўма жағдайда базы бир көлемге ўақыты ишинде киретуғын (ямаса шығатуғын) электромагнит энергияның өлшеми шамасына тең болады. Бул интеграл биз қарап атырған көлемди шеклейтуғын бети бойынша алынады. Солай етип, биз қарап өткен жағдайлардан S векторының электромагнит энергияның ағысының тығызлығының векторы екенлигин көремиз.

**§ 249. Радиотехника. Электромагнит толқынларды қоздырыўдың ҳәм регистрациялаўдың ҳәзирги заман усыллары**. Герц тәрепинен 345-сүўретте көрсетилген вибратордың тербелислериниң жәрдеминде электромагнит толқынларды алыўдың ең биринши усылы толқын узынлығы шама менен 1 м болған толқынларды алыўға мүмкиншилик берди. Герцтиң тәжирийбелери электромагнит толқынлардың әҳмийетли болған қәсийетлерин экспериментлерде үйрениўге мүмкиншилик берди: шағылысыў, сыныў ҳ.т.б. Бул тәжирийбелер жақтылықтың электромагнитлик тәбиятының туўрыдан-туўры тастыйықланыўы болып табылады. Кейинирек киширек толқын узынлығына ийе толқынларды алыўға көп санлы тырысыўлар болды. 1906-жылы П. Н. Лебедев жүдә киши болған миниатюралық вибраторларды пайдаланып узынлығы шама менен 3 мм болған электромагнит толқынларды алды. Кейинирек (1924-жылы) М. А. Левитская узынлығы 0.2 *мм* болған толқынды алды. Москва университетиниң профессорлары В. К. Аркадьев пенен А. А. Глаголева-Аркадьевалар қысқа электромагнит толқынларды майдың ишинде жүзип жүрген унталған металдың кишикене түйиртпеклериниң арасында пайда болатуғын ушқынлардың жәрдеминде алыўдың оригиналлық усылын ислеп шықты. Оларға узынлығы 0,1 *мм* болған толқынларды алыўдың сәти түсти. Бул толқынлар ең узын инфракызыл толқынлардың толқын узынлығынан әдеўир киши (III томға қараңыз). Усының менен бир ўақытта әдеўир узын болған толқынларды алыўдың усыллары ислеп шығылды.

Электромагнит толқынлар менен өткерилген тәжирийбелер белгили рус физиги А. С. Поповтың сымсыз телеграфияны ашыўына алып келди. 1895-жылы А. С. Попов, металл порошоктың бир бирине жабысыў қәсийетин пайдаланып ҳәм усындай жоллар менен жоқары жийиликли электр тербелислериниң тәсиринде өзиниң электр өткизгишлигин жоқарылататуғынын пайдаланып, электромагнит толқынлардың биринши сезгир қабыллағышын конструкциялады.

354-сүўретте А. С. Поповтың қабллағышының схемасы келтирилген. Оның тийкарғы бөлими болып арқалы белгиленген *когерер* деп аталатуғын дүзилис хызмет етеди. Ол металдың унтағы бар металл трубадан турады. Когерер гальваникалық батарея дан ҳәм релесинен туратуғын шынжырға тутастырылған. Электромагнит толқынлары әсбапқа жетип келгенде унтақ металдың өткизгишлиги артады ҳәм шынжырда тоқ пайда болады ҳәм усы тоқтың тәсиринде релесиниң якоры электромагнит тәрепинен тартылады ҳәм контактын туйықлайды. Усының салдарынан усы баратеясынан азықланатуғын қоңыраўы тутасқан екинши шынжыр да туйықланған болады.

Қоңыраўдың балғасы қарама-қарсы бағыттағы қозғалысында когерердиң трубкасына урылады, сол соққының тәсиринде металдың унтағының қарсылығы қайтадан тикленеди. Солай етип, электромагнит толқыны келип жетпеген жағдайда қабыллағыш автомат түрде ҳәрекет етиўин тоқтатады.

Бир жыл өткеннен кейин, 1896-жылы А. С. Попов Физика-химиялық жәмийеттиң мәжилисинде дүньядағы биринши радиограмманы алып бериўди демонстрациялады. Радиограмма мәжилис болып өткен Петербург университетиниң территориясына оннан 250 м қашықлықта жайласқан Химиялық институттың бинасынан алып берилди. А. С. Попов тәрепинен сымсыз телегрфтың ашылыўы техникадағы уллы революциялық өзгериске алып келди.

|  |  |
| --- | --- |
| 354-сүўрет.  А.С.Поповтың қабыллағышының схемасы. |  |

Радиотехниканың буннан былай раўажланыўы тек сөниўши тербелислерди беретуғын ушқынлы генераторларды сөнбейтуғын тербелислерди беретуғын генераторлар менен алмастырыўға бағытланған болды. Сөнбейтуғын тербелислерди пайдаланыў сигналларды алып бериўден адамлардың даўысларын, музыканы, сүўретлерди алып бериўге өтиўге мүмкиншилик берди. Сонлықтан, XX әсирдиң жигирмаланшы жыллары радиотехника электронлық лампалардың жәрдеминде генерацияға өтти.

Генератордың усындай түриниң схемасы 241-параграфта тәрийипленди. Радиоеситтириў мақсетлеринде контур антенна менен индуктивлик түрде байланысады. Шын мәнисинде әпиўайы түрде антенна төменги ушы Жер менен тутастырылған туўры вертикал 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 Герцтиң вибраторының ярымымына усайды ҳәм оның әтирапында электромагнит толқынлары түриндеги тербелислердиң нурланыўын тәмийинлейди (355-сүўрет).

Электромагнит толқынлардың бар екенлигин табыў қабыл ететуғын антенна менен күшейтетуғын системаның жәрдеминде әмелге асырылады. Бундай системаның тербелмели контуры (356-сүўрет) антенна менен индуктивлик арқалы байланысқан (сүўретте 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 өлшеўдиң мүмкин болыўы ушын арнаўлы *күшейтетуғын системаның* жәрдеминде оларды күшейтеди. 356-сүўретте көрсетилген әпиўайы түрде бул схема үш электродлы лампадан турады. Тербелмели контур лампаның торы менен индуктивли түрде байланысқан. *LC* контурында электр тербелислери пайда болғанда "торлық кернеў" өзгереди (241-параграфқа қараңыз), ҳәм, демек, батареясынан лампа арқалы өтетуғын тоқ та өзгереди. Лампаның жумыс ислеў шәртин оны характеристикалық туўры сызықлы областында ислейтуғындай етип алады (357-сүўрет). Егер бул туўры сызықлы бөлим жеткиликли дәрежеде тик болса, онда торлық кернеўдиң үлкен емес өзгерисине анод тоғының әдеўир үлкен болған өзгериси сәйкес келеди. Солай етип, резонацияланатуғын контурындағы әззи тербелислер лампаның шынжырындағы анод тоғының үлкен тербелислерине алып келеди. Биз қарағын күшейтетуғын схемада лампаның шынжырындағы күшейтиўши батареясы хызмет етеди. Түсетуғын электромагнит толқыны тәрепинен пайда етилген контурының тербелислери тек лампаға тәсир етеди батареясынан өтетуғын тоқтың күшиниң өзгериўин болдырады. Анод тоғының тербелислери трансформаторының жәрдеминде регистрациялайтуғын аппаратқа ямаса оларды буннан былай күшейтиў ушын екинши лампаның торына берилиўи мүмкин.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 355-сүўрет.  Ең әпиўайы вертикал бағыттағы антеннаның еркин тербелислери. |

Сеслерди алып бериў ушын электромагнит тербелислер *модуллестириледи*, яғный олардың амплитудасы сес тербелислери менен бирдей тактте өзгереди. Бундай жағдайда жоқары жийиликли электромагнитлик тербелислердиң графигиниң үстинен жүргизилген иймеклик сес жийилигиндеги тербелислер болып табылады (358-сүўрет). Амплитуданың усындай өзгерислери қабыллаўшы станцияда сес шығарғышлардың жәрдеминде қайтадан сести алыўға мүмкиншилик береди[[60]](#footnote-61).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 356-сүўрет. Электромагнит тербелислерин күшейтиўдиң схемасы. | 357-сүўрет. Үш электродлы лампаның характеристикасы. |

Модуллестириўдиң әпиўайы схемасы 359-сүўретте көрсетилген. Онда 338-сүўретке сәйкес келетуғын генерациялайтуғын схеманың бир бөлими ҳәм оң тәрепте антеннасы көрсетилген. Генерациялайтуғын схема антенна менен индуктивли түрде байланысқан. Сүўреттиң жоқарғы бөлиминде микрофонды аңғартады. Микрофонның ишинде пайда болатуғын кернеўдиң тербелислери, трансформаторында күшейеди ҳәм торлық конденсатордың пластинкаларына бериледи. катушкасында пайда болатуғын жоқары жийиликли тербелислер конденсаторы арқалы аңсат өтеди ҳәм лампасының торына бериледи. Усының менен бирге, трансформаторының орамларының үлкен индуктивликке ийе болыўының себебинен олар микрофонның шынжырана тармақланбайды. Солай етип, генерациялайтуғын система оған микрофон тутастырылмаған жағдайдағыдай болып ислей береди. Микрофонда пайда болатуғын тербелислер сес жийиликлерине, яғный лампалық генератор тәрепинен қоздырылатуғын жийиликке салыстырғанда әдеўир төмен жийиликке ийе болады. Сонлықтан конденсаторы трансформаторынан өтетуғын тоққа генератордан өтетуғын тоққа салыстырғанда үлкен қарсылық көрсетеди. Нәтийжеде, конденсаторының пластинкаларында тек қосымша потенциаллар айырмасы ғана пайда болады. Ал бул потенциаллар айырмасы торлық кернеўин өзгертеди ҳәм усындай жоллар менен тербелислердиң модуляциясы жүзеге келеди.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 358-сүўрет.  Жоқары жийиликли тербелислердиң үстинен жүргизилген иймеклик. |

Алып бериўши ҳәм қабыл ететуғын радиостанциялардың улыўмалық схемасы 360-сүўретте берилген. Алып беретуғын станцияда жоқары жийиликли тербелислердиң генераторы белгили болған ω жийилигиндеги сөнбейтуғын гармоникалық тербелислерде береди. Бул тербелислер микрофонынан келетуғын сес тербелислерине сәйкес модулятордың жәрдеминде модуляцияланады. Буннан кейин тербелислер күшейтиўши лампалық системасының жәрдеминде күшейтиледи ҳәм индуктивлик байланыстың жәрдеминде электромагнит толқынларын нурландыратуғын антеннасына бериледи. Қабыллаўшы станцияның антеннасына жетип келген толқын онда мәжбүрлеўши тербелислерди қоздырады. антеннасы резонанслық контур менен индуктивли түрде байланысқан. Резонанслық контурда пайда болған мәжбүрий тербелислер лампалық күшейтиўши схема тәрепинен күшейтиледи. Күшейтилген тербелислер туўрылаўшының (детектордың) жәрдеминде туўрыланады; өзиниң ўақытқа ғәрезлиги бойынша алып беретуғын станциядағы микрофондағы тоқты қайтадан тиклейтуғын туўрыланған тоғы (схемада көрсетилмеген) төменги жийиликли күшейткиштен кейин сес шығарғышына бериледи.

Радиотолқынлардың тарқалыўы еркин кеңисликте емес, ал жақсы өткизгиш болып табылатуғын Жердиң бети бойлап әмелге асады. Сонлықтан жиберетуғын станцияның антеннасының әтирапында 246-параграфта қаралған толқынлардай, сфералық толқын пайда болмайды. Антенна тәрепинен нурландырылатуғын толқынлар Жердиң бетиниң бағытлаўшы тәсирине ушырайды ҳәм, соның салдарынан Жер шарын айланып өтеди. Жердиң бети бойынша толқынлардың тарқалыў мәселеси академик В. А. Фок тәрепинен толық шешилди. Қысқа электромагнит толқынларының тарқалыўында тийкарынан ионлардан туратуғын атмосфераның бийик қатламлары үлкен әҳмийетке ийе (атмосфераның жоқарғы қатламларындағы ионлар Қуяштың ультрафиолет нурларының тәсиринде пайда болады). Атмосфераның бул бөлими ионосфера деп аталады. Қысқа электромагнит толқынлар ионосферада шығылысады. Бул жағдай олардың Жер шарының бети бойынша тарқалыўына күшли тәсир етеди.

Ҳәзирги ўақытлары, радиотелеграф, радиотелефонлар ҳәм телевидение менен бир қатарда электромагнит толқынларынының басқа да қолланылыўлары кең түрде ислеп шығылмақта. Радиотехниканың раўажланыўындағы әдеўир әҳмийетли қәдем қысқа электромагнит толқынларға өтиў болып табылады (метрлик ҳәм сантиметрлик). Олар арнаўлы формаға ийе болған антенналардың жәрдеминде бағытланған радиосигналларды алыўға мүмкиншилик береди.

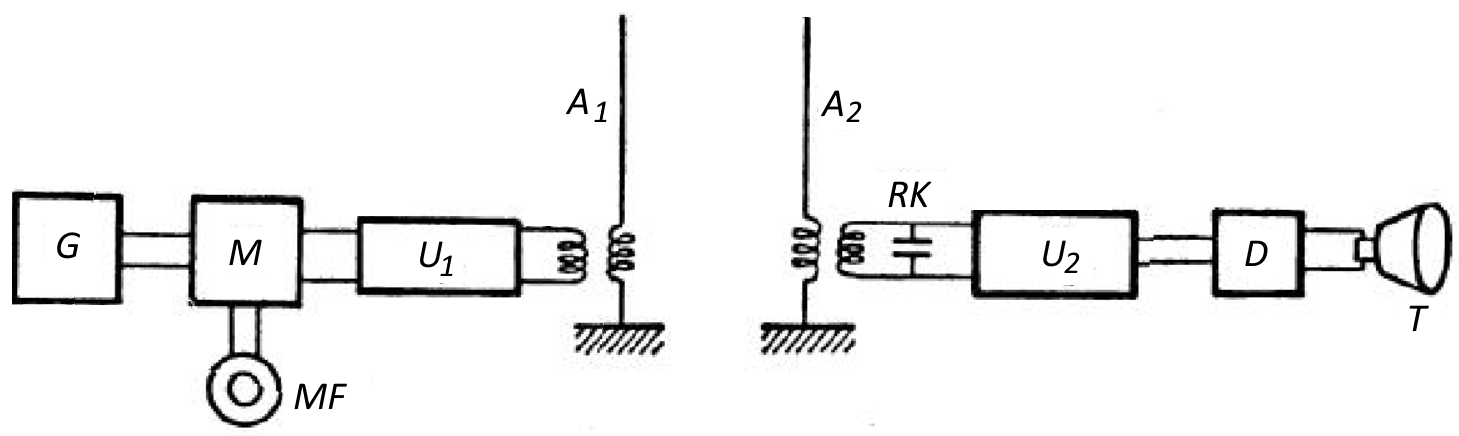
|  |  |
| --- | --- |
|  | 359-сүўрет.  Жоқары жийиликли тербелислерди модуллестириў схемасы. |

Электромагнит толқынлар өзиниң жолында ҳәр қыйлы тосқынлықларға ушырап, бул тоскынлықларда толқынлардың бир бөлиминиң иркилиўи, бир бөлиминиң шағылысыўы, және бир бөлиминиң шашыраўы мүмкин. А.С.Попов 1897-жылдың өзинде теңиздеги радиотелеграфлаў бойынша өткерилген тәжирийбелерде кораблдиң экранлаўшы тәсириниң бар екенлигин, кораблдиң артында "радиосаяның" пайда болатуғынлығын тапты. Предметлерди үлкен қашықлақларда турып табыў ҳәм олардың орнын анықлаў радиотолқынлардың металл денелерден шағылысыў қубылысына тийкарланған. *Радиолокация* деп аталатуғын бул усыл СССР да биринши рет Д.Н.Рожанский ҳәм Ю.Б.Кобзарев тәрепинен ислеп шығылды. Бул усылдың мәниси мынаған алып келинеди: с генератордың ҳәм арнаўлы системаның жәрдеминде радиотолқынлардың бағытланған дәстеси алынады; объектте шағылысқаннан кейин (корабль, самолет) толқынлар қабыллаўшы дүзилиске жетип келеди ҳәм регистрацияланады. Жиберилген сигналлардың қабыл етилетуғын сигналларға кесент бермеўи ушын сигналларды үзик-үзик етип жебереди. Ҳәр бир сигнал секундтың миллионлардан бир үлесиндей ўақыт даўам етеди, сигналлардың арасындағы үзилис ўақытының шамасы оннан онлаған, жүзлеген есе үлкен. Шығылысқан толқынларды регистрациялаў сигналлардың арасындағы ўақыттың ишинде әмелге асырылады. Сигналды жибериў ҳәм қабыл етиў арасындағы ўақыт бойынша бақланып атырған объектке шекемги қашықлық анықланады. Усындай жоллар менен объектлердиң турған орынларын анықлайтуғын дүзилислер *радарлар* атамасына ийе болды.

Л.И.Мандельштам ҳәм Н.Д.Папалексилер тәрепинен шағылысқан нурлардың фазаларының арасындағы аўысыўдың тийкарында қашықлықларды жүдә үлкен дәлликте анықлаў усылы ислеп шығылды.

Ҳәзирги ўақытлары радиотехникалық усыллардың қолланылыў областы жүдә үлкен тезликлер менен раўажланбақта.

Қысқа толқынларда тек Жердиң жасалма жолдаслары менен ғана емес, ал бир неше миллион километр қашықлықлардағы космослық ракеталар менен де байланыслар орнатылмақта.



360-сүўрет. Алып беретуғын ҳәм қабыл ететуғын радиостанциялардың схемасы.

**ҚОСЫМША**

**ЭЛЕКТРЛИК ҲӘМ МАГНИТЛИК ШАМАЛАРДЫҢ**

**БИРЛИКЛЕР СИСТЕМАЛАРЫ**

Биз курстың ҳәр қыйлы бөлимлеринде электр ҳәм магнит шамаларын өлшеў ушын ҳәр қыйлы бирликлерди пайдаландық.

Физикада CGS-системасы қабыл етилген ҳәм ол былайынша орнатылады (I томдағы 3-параграф). Тийкарғы бирликлер сыпатында узынлықтың бирлиги - сантиметр, массаның бирлиги - грамм ҳәм ўақыттың бирлиги секунда сайлап алынады; басқа барлық физикалық шамалардың бирликлери узынлық, масса ҳәм ўақыттың арасындағы нызамлықлардың тийкарында табылады. Усының менен бирге сәйкес формулаларда пропорционаллық коэффициенти бирге тең деп қабыл етиледи. Бирақ, бул усыл бир мәнисли емес. Бизлер, мысалы, күштиң бирлигин еки усылдың жәрдеминде табыўға болатуғынлығын атап өтип едик (I том, 32-параграф): 1) Ньютонның нызамының тийкарында, бундай жағдайда пропорционаллық коэффициентин бирге тең деп алады; 2) пүткил дүньялық тартылыс нызамы ның тийкарында, бул жағдайда да пропорционаллық коэффициентин бирге тең деп алыў усынылады. Биринши жағдайда пүткил дүньялық тартылыс нызамын биз былайынша жазамыз:

Бул жағдайда "гравитациялық турақлы" 6,685·10-8 см3/г·сек2. Екинши жағдайда Ньютонның екинши нызамын былайынша жазыўымыз керек:

Бул жағдайда "динамикалық турақлы" = 1,496·107 г·сек2/см3.

Солай етип, механикалық шамаларды өлшеўдиң еки CGS-системасын қурыў мүмкин екен: 1) "динамикалық" ҳәм 2) "гравитациялық". Әдетте тек динамикалық системаның пайдаланылатуғынлығы белгили.

Тап сол сыяқлы электромагнит қубылыслары ҳаққындағы тәлиматта зарядлардың электростатикалық өз-ара тәсирлесиўиниң нызамларына тийкарланып (CGSE-система) ямаса тоқлардың магнитлик өз-ара тәсирлесиўине тийкарланып (CGSM-система) еки CGS-системасын қурамыз.

1. Абсолют электростатикалық система (CGSE) Бул системада электр зарядының муғдары q бослық ушын жазылған Кулон нызамының тийкарында анықланады ҳәм бул нызамдағы пропорционаллық коэффициентин бирге тең деп болжайды:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (1) |

(1)-формуладағы күши диналарда, қашықлық сантиметрлерде (толығынақ 123-параграфты қараңыз). Диэлектриклер ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

формуласы орынлы. Бул формулада ε - диэлектриклик турақлы, оны *дерексиз сан* деп атайды [бослық ушын (1)-теңлик бойынша ε = 1, басқа орталықлар ушын ε > 1].

Электр зарядының муғдарының CGSE-бирлигинен майданның кернеўлигиниң, потенциаллар айырмасының, қарсылықтың, басқа да шамалардың CGSE-бирликлери табылады.

Бул системадағы магнит майданының кернеўлигиниң бирлигин табыў ушын мынадай қатнасты пайдаланамыз: шексиз узын туўры тоқтың қашықлығындағы магнит майданының кернеўлиги H (193-параграф):

шамасына тең деп болжанады ( арқалы тоқтың күши белгиленген).

ди CGSE-бирликлеринде өлшеп, магнит майданының кернеўлигиниң CGSE-бирлигин табамыз.

Кернеўлиги болған магнит майданындағы бетиниң майданы болған ҳәм тоғы өтип турған тегис контурға тәсир ететуғын күшлердиң моменти , 191-параграфта айтылып өтилгендей, көбеймесине пропорционал:

CGS-системада ны дина × сантиметрлерде, шамасын сантиметрдиң квадратында өлшейди. пенен ушын биз CGSE-бирликлерин сайлап алдық. Демек, биз төрт , ҳәм шамалары ушын өлшем бирликлерин сайлап алдық. Буннан пенен көбеймесиниң арасындағы теңликке өткенде биз пропорционаллық коэффициентиниң мәнисин 1 ге тең деп ала алмаймыз, ал шамасы қа тең деп болжанған базы бир коэффициентти киргизиўимиз шәрт:

коэффициентиниң сан мәнисин тәжирийбелерден анықлаўға болады. Өлшеўлер 2,998·1010 см/сек теңлигиниң орынланатуғынлығын көрсетеди; ол *электродинамикалық турақлы* атамасына ийе. Бизиң көрип турғанымыздай, өзиниң сан мәниси бойынша электромагнит толқынларының бослықтағы тарқалыў тезлигине сәйкес келеди.

CGSE-системасында магнит индукциясы ушын өлшем бирликти тоқ өтип турған контурға тәсир ететуғын моментин анықлап,

|  |  |
| --- | --- |
|  | (5) |

қатнасының жәрдеминде анықлайды. (4)- ҳәм (5)-аңлатпаларды салыстырып, бослық ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6) |

формуласына, ал затлар ушын

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6а) |

қатнасларына ийе боламыз. μ шамасы өлшемине ийе ҳәм оның сан мәниси магнит сиңиргишликтиң әдеттеги мәнислеринен есе киши. (6)- ҳәм (6а)-формулалардан CGSE-системасында **B** ҳәм **H** векторларының ҳәр қыйлы өлшемлерге ийе болатуғынлығы көринип тур.

(6а) аңлатпаны бослық ушын да сақлаўға болады. Оның ушын мынадай аңлатпаны жазыў керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (6б) |

(6)-теңлеме менен салыстырыў бундай жағдайда теңлигиниң орынланыўының керек екенлигин көрсетеди. шамасын гейде "бослықтың магнит сиңиргишлиги" деп те атайды. Бирақ бундай атама ҳеш қандай физикалық мәниске ийе емес. Биз жоқарыда (201-параграф) заттың магнит сиңиргишлиги μ дың оның магнитлениў қәбилетлиги менен байланыслы екенлигин көрдик, ал магнитлениў болса, өз гезегинде, атомлар менен молекулалардың магнит моментлери менен байланыслы (турақлы ямаса индукцияланған). "Бос" сөзин пайдаланғанымызда материяның атомлар менен молекулаларадан турмайтуғын айрықша түри болған тек электромагнит майданы бар кеңисликтиң бөлими ушын пайдаландық (152-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). Электромагнит майданы белгили болған физикалық қәсийетлерге ийе болады. Усы қәсийетлердиң ишине электромагнитлик уйытқыўды тезлигине тең тезлик жеткериў қәсийети де киреди. Солай етип, электродинамикалық турақлы болған шамасы атомлар менен молекулалардан туратуғын затлардың қәсийетин емес, ал электромагнит майданының белгили болған объектив қәсийети аңғартады. Сонлықтан шамасы заттың магнит сиңиргишлиги μ менен ҳеш қандай уқсаслыққа ийе емес.

Магнитлик шамаларды өлшеўдиң -бирликлери сийрек пайдаланылады.

2. Абсолют электромагнит система . Бул системада тоқтың күши дың өлшем бирлиги бослықтағы тоқ өтип турған еки туўры ҳәм шексиз узын параллель өткизгиштиң арасындағы күш ушын жазылған аңлатпаның тийкарында анықланады (196-параграфқа қараңыз):

|  |  |
| --- | --- |
|  | (7) |

Бул аңлатпада арқалы тоқлардың бириниң узынлығы ге тең болған участкасына тәсир ететуғын күш, арқалы тоқлардың арасындағы қашықлық белгиленген. Магнит майданының кернеўлиги тың бирлиги (3)-қатнастың тийкарында тоқтың күшиниң -бирлигиниң тийкарында анықланады. Магнит майданының кернеўлигиниң бул бирлиги *эрстед* атамасына ийе.

Магнит индукциясы ның бирлиги

қатнасы бойынша анықланады. Бул қатнастағы өлшем бирлигине ийе емес шама болған магнитлик сиңиргишлик μ тоқ өтип турған өткизгишти берилген заттың ишине салғанда тоқлардың арасындағы өз-ара тәсир етисиўдиң неше есе үлкейетуғынлығын көрсетеди. Магнит индукциясының -бирлиги *гаусс* деп аталады. Гаусс өзиниң шамасы ҳәм бирлиги бойынша эрстедке сәйкес келеди.

қатнасының жәрдеминде анықланатуғын магнит индукциясы тиң -бирлиги *максвелл* деп аталады.

-системада электр зарядының муғдары дың бирлиги қатнасының тийкарында тоқ күши арқалы анықланады. Солай етип, электр зарядының муғдарының бирлиги зарядлардың электростатикалық тәсирлесиўинен ғәрезсиз сайлап алынған болып шығады. Сонлықтан (1)-Кулон нызамына киретуғын барлық ҳәм шамаларының бирликлери бар болып шығады. Демек, Кулон нызамында белгили болған сан мәнислерине ҳәм өлшем бирликлерге ийе болған коэффициенттиң турыўы керек. Бул коэффициенттиң мәнисин аңсат есаплаўға болады: -системасында заряд дың бирлиги -системадағыға салыстырғанда есе үлкен, ал күштиң ҳәм қашықлықтың бирликлери бирдей. Сонлықтан, күш тиң мәнисиниң бирдей болыўы ушын -системаны пайдаланғанда Кулон нызамының оң тәрепине шамасына тең көбейтиўшини киргизиў керек:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8) |

Диэлектриклер ушын -системада Кулон нызамы

|  |  |
| --- | --- |
|  | (8а) |

түринде жазылады.

Бундай жағдайда диэлектриклик турақлы болған ε шамасы өлшемине ийе ҳәм оның сан мәниси -системасындағыға ε ге салыстырғанда есе киши. (8а) аңлатпасын -системасында формаллық жақтан сақлаўға болады ҳәм бослық ушын

түрине ийе. Бул формуланы (8)-аңлатпа менен салыстырыўдан бундай жағдайда теңлигиниң орынланыўының керек екенлиги көринеди. Гейпара жағдайларда шамасын "бослықтың диэлектриклик турақлысы" деп те атайды. Бул шама да -системасындағы шамасы ушын пайдаланылатуғын "бослықтың магнитлик сиңиргишлиги" атамасы сыяқлы физикалық мәниске ийе емес.

Электр майданының кернеўлиги -системада

|  |  |
| --- | --- |
|  | (9) |

теңлигиниң жәрдеминде анықланады. Буннан кернеўлик ниң өлшемлериниң түринде жазылатуғынлығын көремиз. -системадағы электр кернеўлиги ниң бирлиги -системадағыға қарағанда есе киши.

Электростатикалық индукция мынадай теңликтиң жәрдеминде анықланады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (10) |

-системада ε шамасының өлшем бирлиги бар болғанлықтан, -системадағы электростатикалық индукция векторы ның өлшем бирлиги электростатикалық кернеўлик векторының өлшем бирлигинен өзгеше. Ҳақыйқатында да,

Бослықта -системасындағы электростатикалық индукция ның сан мәниси майданның кернеўлиги ден есе киши.

3. Абсолют гаусс системасы. Бул системада барлық электрлик шамалар ушын бирликлер -бирликлерге сәйкес келеди, ал магнитлик шамалар ушын бирликлер -бирликлерине сәйкес келеди. Бул системада диэлектриклиқ турақлы ε ҳәм магнитлик сиңиргишлик μ өлшем бирлигине ийе емес. Ал бослық ушын мынадай теңликлер орынланады:

Бирликлердиң гаусслық системасын пайдаланғанда бир ўақытта электрлик ҳәм магнитлик шамаларды өзиниң ишине алатуғын барлық формулаларға электродинамикалық турақлы арқалы аңғартылатуғын санлы коэффициентлер киреди. Мысалы, Био-Савар-Лаплас нызамы мынадай түрге енеди:

Магнит майданындағы тоқтың элементине тәсир ететуғын күш ушын аңлатпа былайынша жазылады:

Фарадейдиң индукция нызамын былайынша жазамыз:

Гаусслық системада Максвелл теңлемелери 244-параграфтағы (4а) ҳәм (8а) теңлемелери түринде бериледи.

XX кестеде , - ҳәм гаусслық системалардағы тийкарғы электрлик ҳәм магнитлик шамалардың өлшемлери келтирилген. XXI кестеде болса бул үш системадағы бирликлердиң қатнаслары берилген.

XX кесте

**Бирликлердиң абсолют системаларындағы тийкарғы электрлик ҳәм магнитлик шамалардың өлшемлери**

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Шама | Системалар | | |
|  |  | Гауслық |
| Диэлектриклик турақлы ε | Өлшеми жоқ |  | Өлшеми жоқ |
| Электр заряды |  |  |  |
| Электр майданының кернеўлиги |  |  |  |
| Электр майданының индукциясы |  |  |  |
| Потенциал |  |  |  |
| Тоқтың күши |  |  |  |
| Қарсылық |  |  |  |
| Сыйымлық |  |  |  |
| Магнитлик сиңиргишлик μ |  | Өлшеми жоқ | Өлшеми жоқ |
| Магнит майданының кернеўлиги |  |  |  |
| Магнит майданының индукциясы |  |  |  |
| Магнит индукциясының ағысы |  |  |  |
| Өзлик индукция коэффициенти |  |  |  |

4. Халық аралық бирликлер системасы. Өлшемлер менен салмақлар бойынша Халық аралық конференцияда 1960-жылы қабыл етилген бирликлер системасы мынадай тийкарғы төрт бирликке тийкарланған: метр, килограмм, секунд, ампер (I томға қараңыз). Бул системада күштиң бирлиги сыпатында 1 ньютон дин, жумыстың бирлиги сыпатында джоуль *эрг* ҳәм қуўаттың бирлиги сыпатында 1 *ваттэрг/сек* қабыл етилген. Тоқ күшиниң бирлиги болған ампер бир бирине параллель болған шексиз ушын өткизгишлер арқалы тоқлардың өз-ара тәсирлесиў күши бойынша анықланады (196-параграфқа қараңыз): ампер бослықта бир биринен 1 м қашықлықта жайласқан еки параллель сымның ҳәр бир метриниң бир бирине ньютон күш пенен тәсир етисиўин болдыратуғын тоқтың күшине тең. Усы анықлама бойынша тоқтың -бирлиги. Қалған электрлик бирликлер мынадай қатнаслардың тийкарында келтирип шығарылады:

1 ампер 1 сек = 1 кулон,

1 ампер 1 вольт = 1 ватт,

1 ампер ом = 1 вольт,

1 фарада 1 вольт = 1 кулон.

XXI кесте

**Абсолют системалардағы бирликлердиң қатнаслары**

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Шама | -бирлик  тең  -бирликке | Гаусс бирлиги тең: | |
| -бирлигине | -бирлигине |
| Диэлектриклик турақлы ε |  |  | 1 |
| Электр заряды |  |  | 1 |
| Электр майданының кернеўлиги |  |  | 1 |
| Электр майданының индукциясы |  |  | 1 |
| Потенциал |  |  | 1 |
| Тоқтың күши |  |  | 1 |
| Қарсылық |  |  | 1 |
| Сыйымлық |  |  | 1 |
| Магнит сиңиргишлик μ |  | 1 |  |
| Магнит майданының кернеўлиги |  | 1 |  |
| Магнит майданының индукциясы |  | 1 |  |
| Магнит индукциясының ағысы |  | 1 |  |
| Өзлик индукция коэффициенти |  | 1 |  |

Магнитлик бирликлер индукция нызамының тийкарында келтирип шығарылады, атап айтқанда: магнит ағысы тиң бирлиги сыпатында қарсылығы 1 ом ға тең болған туйық контур арқалы нолге шекем кемейгенде пайда болған э.қ.күшиниң тәсиринде 1 к шамасына тең электр заряды ағып өтетуғын ағыс қабыл етилген. Ағыстың бул бирлиги *вебер* деп аталады. 1 вб = 108 *мкс* теңлигиниң орынланатуғынлығын аңсат есаплап шығарыўға болады.

Магнит индукциясы В ның бирлиги

қатнасының тийкарында анықланады. Буннан магнит индукциясының бирлиги ретинде 1 *вб* шамасына тең бир текли магнит ағысы 1 *м2* 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 тесла = 1 вб/м2 = 104 *гс*.

Халық аралық бирликлер системасында формулаларды "рационаллық" жазыў деп аталатуғын система қолланылады. Ол 244-параграфтағы (4b) ҳәм (5a), (8b) ҳәм (9a) Максвелл теңлемелериниң

түрине ениўине тийкарланған. ҳәм және ҳәм векторларының арасындағы байланыс сәйкес формулалар менен бериледи:

Бундай жағдайда Кулон ҳәм Био-Савар-Лаплас нызамлары былайынша жазылады:

|  |  |
| --- | --- |
|  | (11) |
|  | (12) |

Бослық ушын (11) Кулон нызамын былайынша көширип жазыўға болады:

Бул формалада - "бослықтың диэлектриклик турақлысы". Халық аралық системада "бослықтың диэлектриклик турақлысы" ның өлшемге ийе ҳәм сан мәнисиниң

шамасына тең екенлигин аңсат көриўге болады. Бул формулада - *м/сек* ларда аңғартылған электромагнит толқынлардың бослықтағы тезлигине, яғный *м/сек* шамасына тең.

(12)-аңлатпа формасында жазылған Био-Савар-Лаплас нызамынан туўры ҳәм узын өткизгиштен қашықлығындағы магнит майданының кернеўлиги тың мынаған тең екенлиги келип шығады:

Бул теңликтиң тийкарында 196-параграфта көрсетилген бир ампер тоқ өтип турған узын туўры өткизгишен *м* қашықлықтағы магнит майданының кернеўлигиниң өлшем бирлиги болған "бир метрдеги ампер" келип шығады.

ҳәм ушын бирликлерди салыстырыўдан практикалық системада "бослықтың магнит сиңиргишлиги" ниң (өлшем бирликке ийе емес сан) шамасына тең екенлиги келип шығады.

Бирликлердиң ҳалық аралық системасы соңғы ўақытлары СССР ра қабыл етилген "практикалық система" ға сәйкес келеди. Бул система -система деп белгиленди. Тийкарғы электрлик ҳәм магнитлик шамалардың ҳалық аралық системадағы өлшем бирликлери XXII кестеде келтирилген. Халық аралық системадағы шамалардың өлшемлери -системадағы өлшемлерге сәйкес келеди ҳәм халық аралық системаның барлық электрлик ҳәм магнитлик бирликлери -системаның бирликлеринен пүтин сан есе айрылады.

XXII кесте

**Бирликлердиң -системасы**

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Шама | Атамасы | Өлшеми | 1 -бирлик = -бирликке |
| Диэлектриклик турақлы ε | - |  |  |
| Электр заряды | Кулон |  |  |
| Электр майданының кернеўлиги | бир метрдеги вольт |  |  |
| Электр майданының индукциясы | бир квадрат метрдеги кулон |  |  |
| Потенциал | вольт |  |  |
| Тоқтың күши | ампер |  |  |
| Қарсылық | ом |  |  |
| Сыйымлық | фарада |  |  |
| Магнит сиңиргишлиги μ | - | өлшеми жоқ |  |
| Магнит майданының кернеўлиги | бир метрдеги ампер |  |  |
| Магнит майданының индукциясы | тесла |  |  |
| Магнит индукциясының ағысы | вебер |  |  |
| Өзлик индукция коэффициенти | генри |  |  |

1. Бул қутының тутқан орны ҳаққында төменде гәп етиледи (133-параграфта). [↑](#footnote-ref-1)
2. 151-параграфтағы есаплаўға қараңыз. [↑](#footnote-ref-2)
3. Биз интернационаллық болған "ориентация" сөзин қолланамыз ҳәм оның "бағыты" сөзине сәйкес келетуғынлығын атап өтемиз (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-3)
4. Зарядланған система шекли өлшемлерге ийе болған жағдайларда ықтыярлы турақлыны усындай етип сайлап алыў мүмкин. [↑](#footnote-ref-4)
5. 137-параграфта биз зарядланған денениң потенциалының өсиўи менен оның энергиясының да өсетуғынлығын көремиз. Буннан Фарадей цилиндри менен өткерилген тәжирийбениң энергияның сақланыў нызамына қайшы келеди деген пикирдиң пайда болыўы мүмкин. Бирақ, олай емес: шаригин Фарадейдиң зарядланған цилиндирине алып келиў ушын жумыс ислеў керек ҳәм цилиндрдиң заряды қаншама үлкен болса, жумсалған жумыстың шамасы да соншама үлкен болады. [↑](#footnote-ref-5)
6. Майданның тәсири жоғалғаннан кейин де байланысқан зарядлардың сақланыўы ҳаққында төменде гәп етиледи. [↑](#footnote-ref-7)
7. 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 майданның кернеўлиги ε есе кемейеди (оның ишинде кернеўлик өзгермейди). Тап сол сыяқлы, ҳәр кыйлы диэлектриклердиң параллель қатламлары толтырылған (сәйкес концентрлик) тегис (ямаса сфералық) конденсатор болған жағдайда ҳәр бир қатламдағы майданның кернеўлиги шамасына тең болады. [↑](#footnote-ref-8)
8. Кристалларда **D** векторының бағыты **E** векторы менен бағытлас болмаўы мүмкин. [↑](#footnote-ref-9)
9. Халық аралық илимий әдебиятларда "сегнетоэлектрик" атамасының орнында "ферроэлектрик" атамасы қолланылады (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-10)
10. Ҳәзирги ўақытлары (2022-жылдың басы) элементар заряд ушын халық аралық системада 1,602 176 634·10-19 К, ал СГСЭ системасында 4,803 204 712 570 263·10-10, ал СГСМ-системасында 1,602 176 634⋅10-20 мәнислери қабыл етилген. Ал электронның массасы 9,109 383 7015·10-28 грамм (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-11)
11. (Аўдарыўшылардан): 1986—1993 жыллары жоқары температуралы аса өткизгишлердиң ашылыўы аса өткизгишликтиң температуралық шегарасын алысқа жылжытты ҳәм аса өткизгиш материалларды суйық гелийдиң қайнаў температурасында емес (4,2 К), ал әдеўир арзан криогенлик суйықлық болған суйық азоттың қайнаў температурасында алыўға мүмкиншилик туўылды.

    1986-жылы IBM корпорациясының илимий бөлимниң хызметкерлери Карл Мюллер менен Георг Беднорц La2-xBaxCuO4  бирикпесинде критикалық температурасы 35 К аса өткизгишликти ашты. Усы жумысы ушын оларға 1987-жылы Нобель сыйлығы берилди.

    1987-жылы критикалық температурасы 92 К болған YBCO (иттрий-барий-мыстың оксиди) аса өткизгиши ашылды. Бул критикалық температурасы суйық азоттың қайнаў температурасынан (77 К) жоқары болған биринши аса өткизгиш болып табылады.

    2015-жылы ушын рекорд жоқары температура алынды (). Бундай аса өткизгишлик 150 ГПа (1,5 млн атмосфера) басымда турған күкирт пенен водородтың бирикпесинде табылды.

    2018-жылы жоқары температуралы аса өткизгишлик рекорды еки рет басып өтилди:

    * лантанның супергидридин (LaH10)  170 ГПа (1,7 млн атмосфера) шамасына шекем қысқанда  = −13 °С (260 К) критикалық температурасы алынды.
    * Ҳиндистан алымларының тастыйықлаўы бойынша алтын подложкадағы наноструктураланған гүмисте әдеттеги басымларда = 236 К (-37°С) аса өткизгишлик алынған, бирақ олардың мақаласы ҳәзирше peer-review процессин өткен жоқ ҳәм сонлықтан нәтийжени биротала тастыйықланған деп есаплаўға 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 °С дан да жоқары температурадағы аса өткизгишти алды. [↑](#footnote-ref-12)
12. Аўдарыўшылардан: ҳәзирги ўақытлары қабыл етилген аса өткизгишлик қубылысының микроскопиялық теориясы Бардин-Купер-Шриффер (БКШ теориясы) болып табылады. Оның тийкарында қарама-қарсы спинлерге ҳәм импульслерге ийе болған купер жуплары концепциясы жатыр. 1972-жылы теорияны дөреткен физиклер физика бойынша Нобель сыйлығын алыўға миясар болды. Усының менен бир ўақытта аса өткизгишликтиң микроскопиялық теориясы Н.Н.Боголюбов тәрепинен Боголюбов түрлендириўлери деп аталатуғын түрлендириўлерди пайдаланыў жолы менен дөретилди. Бул теорияда аса өткизгишлик электрон газиниң аса аққышлығы түринде қаралады. [↑](#footnote-ref-13)
13. Арнаўлы түрде өткерилген тәжирийбелер туйық аса өткизгиш сақыйнада қоздырылған тоқтың шамасының бир неше жыллар даўамында сезилерликтей дәрежеде кемеймегенлигин көрсетти (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-14)
14. Рус тилинде бул көпирди "Литейный мост" (қарақалпақ тилинде "Қуйылған көпир") деп атайды (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-15)
15. Ҳәзирги ўақытлары қабыл етилген мәниси (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-16)
16. Атомлық салмақтың химиялық анықламасы бойынша тиң орнына углерод атомының атомлық салмағының 1/12 бөлегин алыў керек. Бирақ өткерилген есаплаўларда бундай алмастырыўдың әҳмийети жоқ. [↑](#footnote-ref-17)
17. Рус тилиндеги "переносное движение" сөзи "алып жүрилиўши қозғалыс" деп аўдарылған (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-18)
18. Бул нызамды "Ферми-Дирак бөлистирилиўи" деп атайды (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-19)
19. константасының мәниси кристалдың көлеминен ғәрезли. [↑](#footnote-ref-20)
20. 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 түсиниў керек болады (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-21)
21. Бир текли болмаған шынжырда тек потенциалдың секириўлери ғана емес, ал улыўма айтқанда потенциалдың үзликсиз өзгерисиниң орын алыўы да мүмкин (мысалы ионлардың концентрациялары бир орыннан екинши орынға өткенде өзгеретуғын электролитте). [↑](#footnote-ref-22)
22. Ҳәзирги ўақытлары Электронвольт (электрон-вольт, сийреклеў электронвольт деп жазады) термини қабыл етилген ҳәм оны eV түринде белгилейди (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-23)
23. Әдетте, ҳәр қыйлы болған еки металды бир бири менен тутастырыў ушын олардың ушларын қосып дәнекерлейди (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-24)
24. Бирақ, кристаллардағы "еркин" электронлар менен ҳеш қандай күшлер тәсир етпейтуғын ҳақыйқый еркин электронлардың арасында үлкен айырма бар. Теория бул айырманы кристалдың ишиндеги электронның массасы менен ҳақыйқый еркин электронның массасының арасында айырманың бар болыўы менен байланыстырады. Электронның кристалдың ишиндеги массасын "эффективлик" масса деп атайды. [↑](#footnote-ref-25)
25. Жабыўшы қатлам - рус тилинде "запорный слой" (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-26)
26. Электродлар бир бирине жақын жайласқан жағдайда теңлиги орынланған жағдайда да тоқтың шамасы нолге тең болмайды. [↑](#footnote-ref-27)
27. Дурысырағы Ферми-Дирак статистикасына бағынады (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-28)
28. 101- ҳәм 103-сүўретлердеги энергиялардың қәддилерин сәўлелендиретуғын горизонт бағытындағы сызықлардың толық энергияға сәйкес келетуғынлығын нәзерде тутыў керек. [↑](#footnote-ref-29)
29. Ҳәзирги ўақытлары пайдаланылып атырған қорғасын аккумуляторларының пайдалы тәсир коэффициентиниң шамасы 80-90 (зарядлаў-разрядлаў тоғы бойынша процентке, ал энергиясы бойынша 70-80 процентке жетеди (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-30)
30. Көпшилик жағдайларда алюминийди алыў ушын ең дәслепки шийки зат сыпатында қурамында глинозём болған боксит хызмет етеди. [↑](#footnote-ref-31)
31. Рус тилиндеги "пробой" сөзи "тесиў" сөзи менен алмастырылған (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-32)
32. Рус тилиндеги "метод натекания" сөзи "соққы усылы" түринде аўдарылды (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-33)
33. "Бир ретлик" деп айтқанда ионның зарядының шамасының электронның зарядының шамасындай екенлигин аңғартады (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-34)
34. Китаптың авторлары "салыстырмалық теориясына сәйкес массаның тезликке байланыслы болыўы" түсинигин кеңнен қолланады. Бирақ, биз массаның релятивистлик инвариант екенлигин және еске саламыз ҳәм электронның толық энергия менен тезлигиниң арасында

    түриндеги қатнастың бар екенлигин атап өтемиз ( арқалы электронның массасы белгиленген).Сонлықтан электронның кинетикалық энергиясы ушын шамасына тең болады. Бул аңлатпада арқалы электронның тынышлықтағы энергиясы белгиленген. Нәтийжеде электронның кинетикалық энергиясы менен оның туўры сызықлы жолының ушларындағы потенциаллар айырмасы арасында мынадай қатнас орын алады: [↑](#footnote-ref-35)
35. Квантлық механикадағы анықсызлық принципи деп аталатуғын принцип немис физиги Вернер Гейзенберг тәрепинен 1927-жылы ашылды ҳәм ол физикалық квантлық механиканың ең тийкарғы принциплериниң бир болып табылады (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-36)
36. Рамзауэр эффекти (Рамзауэр-Таунсенд эффекти атамасы менен де белгили) - киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлардың нейтраль газлердиң атомлары менен аномаллық түрдеги әззи шашыраўы қубылысы. Биринши рет 1921-жылы немис физиги Карл Рамзауэр тәрепинен электронлардың аргондағы шашыраўын изертлеўдиң барысында ашылды. Кейинирек бул эффект басқа затларда да бақланды. Тап сол ўақытлары бул эффект Д.Таунсенд тәрепинен де ғәрезсиз түрде ашылды.

    Бул эффектти классикалық механиканың көз-қарасларының тийкарында түсиндириўдиң мүмкиншилиги жоқ. Сонлықтан, бул эффекттиң ашылыўы квантлық механиканың қәлиплесиўинде, атап айтқанда бөлекшелердиң толқынлық қәсийетке ийе болатуғынлығының ашылыўында үлкен әҳмийетке ийе болды (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-37)
37. Электр доғасы биринши рет 1801-жылы британия алымы Гемфри Дэви тәрепинен "Journal of Natural Philosophy, Chemistry, and the Arts" журналында тәрийипленди, ал 1802-жылы Король илимий жәмийетиниң мәжилисинде демонстрацияланды. 1802-жылы рус алымы А.Петров тәрепинен өзине тән болған "Гейпара жағдайларда 1400 мыс ҳәм цинк дөңгелеклерден туратуғын оғада үлкен батареяның жәрдеминде өткерилген гальвани-вольтлик тәжирийбелер ҳаққында хабар" атамасындағы китабында тәрийипленди (Бул китап Санкт-Петербург қаласында 1803-жылы жарық көрди). Электр доғасы заттың ҳалының төртинши формасының дара жағдайы болған плазма болып табылады ҳәм ионластқан, электрдлик жақтан нейтраль болған газден турады. Еркин электр зарядларының қатнасыўы электр доғасының өткизгишлигин тәмийинлейди (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-38)
38. Ҳәзирги ўақытлары электр доғасы жыллылықтың қуўатлы ҳәм концентрацияланған дереги сыпатында сваркада ҳәм металларды плазмалық кесиў, доғалық печлердеги полатты балқытыў, электродетонаторлардағы партланыўшы затлардың иске түсиўи ҳ.т.б. ушын қолланылады. Соның менен бирге доғаны электр-ракеталық двигателлерди қыздырыў ушын да пайдаланады (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-39)
39. Төменде биз магнит майданында рамкаға оның базы бир ориентациясында жоғалатуғын күшлердиң жубының тәсир ететуғынлығын көремиз. Сонлықтан, улыўма айтқанда, магнит майданында рамка өзиниң тең салмақлық орнының әтирапында тербеледи. Бирақ, сүйкелис күшлери бар болған жағдайда бул тербелислер тез сөнеди. [↑](#footnote-ref-40)
40. Рамканың усы ориентациясынан басқа қарама-қарсы бағытланған ориентацияның болыўы да мүмкин. Бирақ, усы екинши ориентацияға сәйкес келетуғын рамканың жайласыўы орнықлы емес. [↑](#footnote-ref-41)
41. Бир текли болмаған майданда рамкаға және бир күш тәсир етеди (197-параграф), бул күшти биз ҳәзирше қарамаймыз. [↑](#footnote-ref-42)
42. Электродинамикалық турақлы ушын ҳәзирги ўақытлары 299 792 458 м/с шамасы қабыл етилген (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-43)
43. -системада деп жазыў қабыл етилген. Бундай жағдайда (1а) формуласы еки системада да өзиниң түрин өзгериссиз сақлайды ( ҳәм системаларында). [↑](#footnote-ref-44)
44. 1922-жылы (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-45)
45. Магнит моментлерин *эрг/гауcс* ларда өлшеў мынадай жағдайдан келип шығады: тоғы бар контурға тәсир ететуғын күшлердиң моменти мынаған тең: бул теңликте - тоқтың магнит моменти, - майданның магнитлик индукциясы. Буннан:

    шамасы *дин⋅см* де, ал - гаусларда өлшенетуғын болғанлықтан, шамасының өлшем бирлиги түринде жазылады. Бирақ, *дин·см* бирлиги эргке сәйкес келеди, буннан шамасының өлшем бирлиги *эрг/гауcс* атамасын алған. [↑](#footnote-ref-46)
46. Бул жерде ҳәм усыған усаған басқа да физикалық мәселелерде көлеминиң шексиз киширейиўи деп айтыўымыздың шәртли екенлигин түсиниўимиз керек: шекке өткенде көлемин берилген физикалық шама (мысалы, магнитлениў) оның шеклеринде турақлы болып қалатуғындай дәрежеде ғана киши етип аламыз, бирақ бул көлем айырым молекуланың көлемине салыстырғанда үлкен болыўы керек. [↑](#footnote-ref-47)
47. Егер магнитлениў векторы қосынды магнит майданының кернеўлигине, яғный индукция векторы ға пропорционал деп айтыў ақылға муўапық келген болар еди (электростатикадағыдай). Бирақ, бир қатар тарийхый себеплерге байланыслы (12)-теңликти пайдаланыў қабыл етилген.

    Шын мәнисинде, усы еки көз-қарастың арасында принципиаллық айырма жоқ. Себеби (11)-аңлатпа бойынша ҳәмвекторлары бир бирине пропорционал. Жоқарыда келтирилген тарийхый себеплерге байланыслы электростатикадағы сәйкес формулалардың түринен бас тартыў ҳәм шамаларының уқсаслығына емес, ал ҳәм шамаларының уқсаслығына ғана алып келеди [егер (11)-аңлатпаның орнынатүриндеги аңлатпаны жазғанда не болған болар еди]. Усының менен бирге ҳәм шамаларының уқсаслығына емес, ал ҳәм шамаларының уқсаслығы орын алады [(12)-аңлатпаның орнына деп жазғанда қалай болар еди] (207-параграфқа қараңыз). [↑](#footnote-ref-48)
48. "Майда кристаллық" термининиң орнына "поликристаллық" ямаса "унталған кристал" терминлери жийи ушырасады (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-49)
49. Сәйкес электрлик ҳәм магнитлик шамаларды бир биринен айырыў ушын биз ҳәм индекслерин пайдаландық. [↑](#footnote-ref-50)
50. Бундай кристаллық денелер *сегнетоэлектриклер* деп аталатуғын диэлектриклер менен ярым өткизгишлердиң айрықша топарын пайда етеди. Сегнетоэлектрлик деп температураның белгили болған интервалындағы спонтан поляризацияның пайда болыўына айтады. Поляризацияланған областлар сырттан түсирилген электр майданының тәсиринде бағытын өзгерте алады. Усындай қубылыс орын алатуғын кристалларды сегнетоэлектриклер деп атайды (Европа менен Америкадағы көп еллерде "ферроэлектриклер" атамасы жийи қолланылады). Сегнетоэлектриклер менен бирге кристаллардың пироэлектриклер деп аталатуғын және бир айрықша топары бар. Сегнетоэлектриклер пироэлектриклерден базы бир температурада (бундай температураны *Кюридиң диэлектриклик ноқаты* деп атайды) кристаллық модификацясының өзгеретуғынлығы ҳәм усының нәтийжесинде спонтан поляризацияның жоғалыўы менен айрылады. Ҳәзирги ўақытлары сегнетоэлектриклер менен пироэлектрик қәсийетлерге ийе болған жүдә көп санлы кристаллар белгили (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-51)
51. Ҳақыйқатында, тоқ тек бир радиустың бойы менен ғана өтпейди, бирақ, бундай болжаў есаплаўды әпиўайыластырыў ушын исленген. [↑](#footnote-ref-52)
52. 1879-жылы Эдвин Холл тәрепинен ашылған бул эффекттиң өткизгиштеги тоқты тасыўшылардың тәбияты менен байланыслы екенлигин атап өтемиз (Аўдарыўшылар).  [↑](#footnote-ref-53)
53. Электронның салыстырмалы зарядының -1.758 819 62 (53)·10-11 Кл/кг шамасына тең екенлигин атап өтемиз (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-54)
54. Және бир рет массаның тезликтен емес, ал энергияның тезликтен

    түриндеги ғәрезликтиң бар екенлигин атап өтемиз. Бул параграфта келтирилген

    формуласы тек ғана есаплаўларды әпиўайыластырыў ушын ғана хызмет ете алады (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-55)
55. "Потенциал зажигания" сөзи "тутандырыў потенциалы" сөзи менен алмастырылған. [↑](#footnote-ref-56)
56. Геометрияда кеңнен қолланылатуғын "угол растворения" сөзи "ашылыў мүйеши" түринде аўдарылды (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-57)
57. Ҳәзирги ўақытлардағы электронлық микроскоплардың үлкейтиўшилик қәбилетлиги 1 миллионнан да жоқары. Оларда пайдаланылатуғын жоқары кернеўлерде доғаның пайда болмаўы ушын ҳаўаның басымы 10-7 ден 10-9 Па шамасына шекем төменлетиледи (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-58)
58. Биз қарап атырған ферромагнетик денелер болатуғын жағдай ушын буннан алдыңғы параграфтағы (1)-формуланы пайдаланыў дурыс болмаған болар еди. Себеби олар ушын өзлик индукция коэффициенти турақлы шама емес ҳәм . [↑](#footnote-ref-59)
59. Жақтылықтың вакуумдағы тезлиги 299 792 458 00 *см/с* (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-60)
60. Рус тилиндеги "громкоговоритель" сөзиның орнына "сес шығарғыш" сөзи қолланылды. (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-61)