**XIX БАП**

**ЭЛЕКТР ҲӘМ МАГНИТ МАЙДАНЛАРЫНДА ЗАРЯДЛАНҒАН**

**БӨЛЕКШЕЛЕРДИҢ БУРЫЛЫЎЫ**

**§ 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 ҳәм 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 багытынан 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)-формулағы 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:

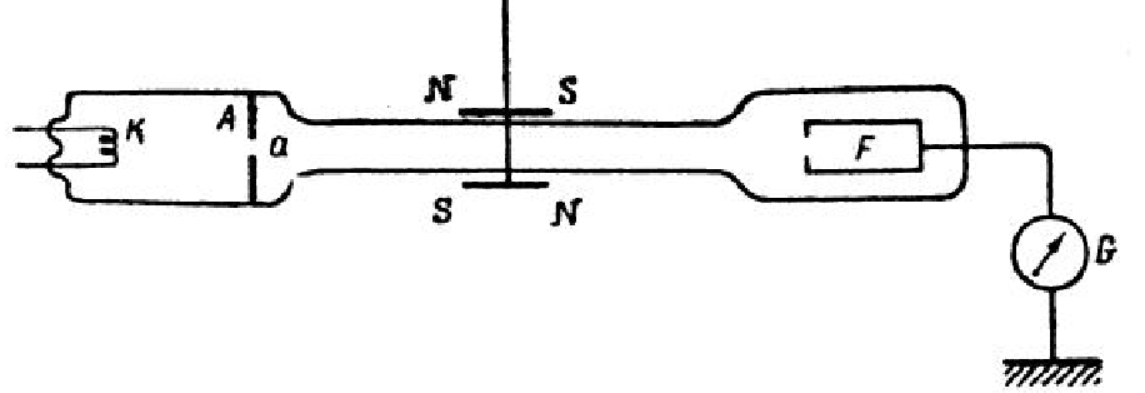
|  |  |
| --- | --- |
|  | (2) |

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 арасныдағы 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 векторы векторы тең етсек, 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[[1]](#footnote-1). 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. - флуоресценциа 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 диң 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[[2]](#footnote-2).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 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[[3]](#footnote-3). 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 ерип 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 баска 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 флуоресценцияланаптуғын экранның орайында изди 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 тербелислениниң 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[[4]](#footnote-4) 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 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 майданы 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[[5]](#footnote-5) 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[[6]](#footnote-6). 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 жайналған 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 компенсациялатуғынлығына 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 бир 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 күшин 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 орын еки шаманың ийелейтуғынлығын көремиз: гальваникалық элементтиң э.қ.күши ден ҳәм шамасынан. 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 аркалы 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 -бирлиген 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 кверху. 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 индекция 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.

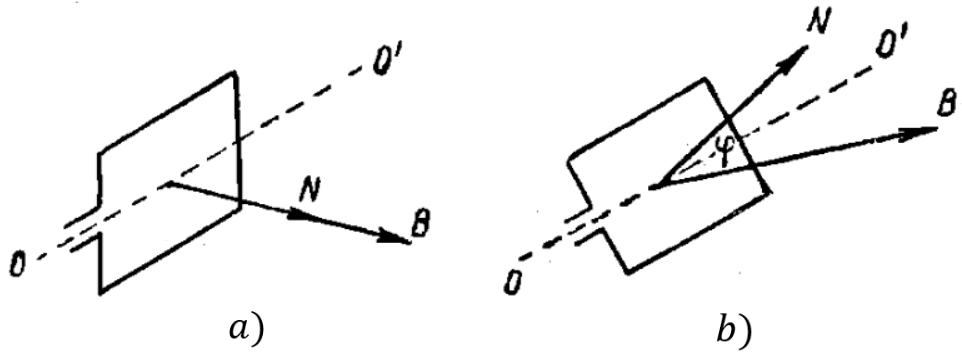
1. Бир текли магнит майданында айланатуғын рамкадағы индукциялық тоқтың пайда болыўын қараймыз. Басланғыш моментте рамка индукция сызықларына перпендикуляр жайласқан деп болжаймыз. Рамканың аўҳалын усы рамканың бетине түсирилген номалдың жәрдеминде анықлаймыз деп келисип алайық ҳәм рамканың дәслепки 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 агыстың 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 аркалы 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 максвелле 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 ики 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 тоқлардда 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 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 жағдайда 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 болатугынлығын 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 сыпатыенда тоқтың магнит майданының энергиясын береди. Бирақ биз бул формулаға энергияның қоршаған орталықтағы магнит майданынын 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[[7]](#footnote-7).

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. |  |

300-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 металларда 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 прайда 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 көрсетилген 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 қарсылығ арқалы анықлаў. |

Усы ўақытқа шекем биз (5)-теңлемениң дара шешиминен пайдаландық. Егер (10)-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 аркалы 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 екенлигин 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.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 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. |

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.

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 Росияда 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-жы.) 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 шамасына 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 туйықлсақ, 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 айтылғналарға 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 прайдаланыўдың қолайлы екенлиги олардың айланыўшы магнит майданы деп аталатуғын магнит майданын пайда ете алатуғынлығында.

328-сүяретте 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 тутастырытуғын 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 ининде 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 үлкейтеғынлығына 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 процессти конденсатордың астарындағы ҳәр бир моменттеги заряды менен тәрийиплеў жолы менен талладық. (9)-формулағы сәйкес, бул зарядтың муғдары тербеледи ҳәм дәўирли түрде белгисин өзгертип әстелик пенен кемейеди. Ең ақырында ең дәслеп конднсатордың астарларына берилген бир бирине тең ҳәм белгилери қарама-қарсы болған ҳәм зарядлары бир бирин компенсациялайды. Әлбетте, зарядынын 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 тыгызлыгынан 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 өткзгишлердеги 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 тутастыратугын 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 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 векторлдың 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 агыстан 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 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 болыяының 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 синиргишлик ҳәм өткизгишлик σ. Өткизгишликтиң магнитлик аналогы жоқ, себеби ҳеш қандай магнит зарядлары жоқ. Электр зарядлары болса олардың тарқалыўының тығызлыгы 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 шамсына тең, бул аңлатпада - бир элементар заряд пайда еткен тоқ болып табылады, ал сумма барлық элементар зарядларға тарқалады (ρ бир зарядтың тығызлыгы 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.

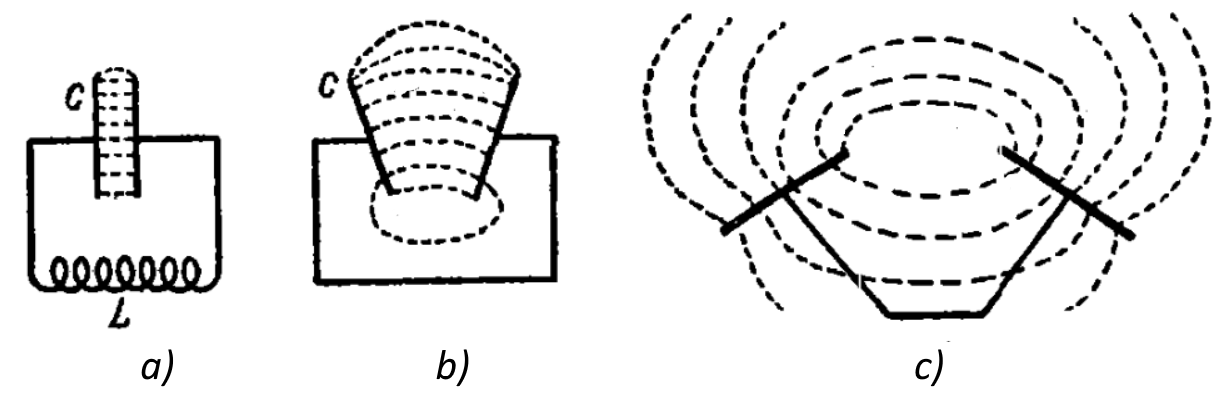
Егер

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 қарай сәйкес келиўдиң орын алатуғынлығын көрсетеди. 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 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 менен 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 фибраторды 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 диполдың 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 диполдың ҳәр қыйлы ноқатларында тоқтың амплитудасының ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болатуғынлығын көрсетеди, бундай жағдайда диполдың 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, диполдың 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 болғна 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 диполдың ушларында, ал түйин ортасында жайласады.

Диполдың бойындағы тоқтың күшиниң амплитудасы менен электр кернеўлигиниң амплитудасының тарқалыўы 346-сүўретте көрсетилген.

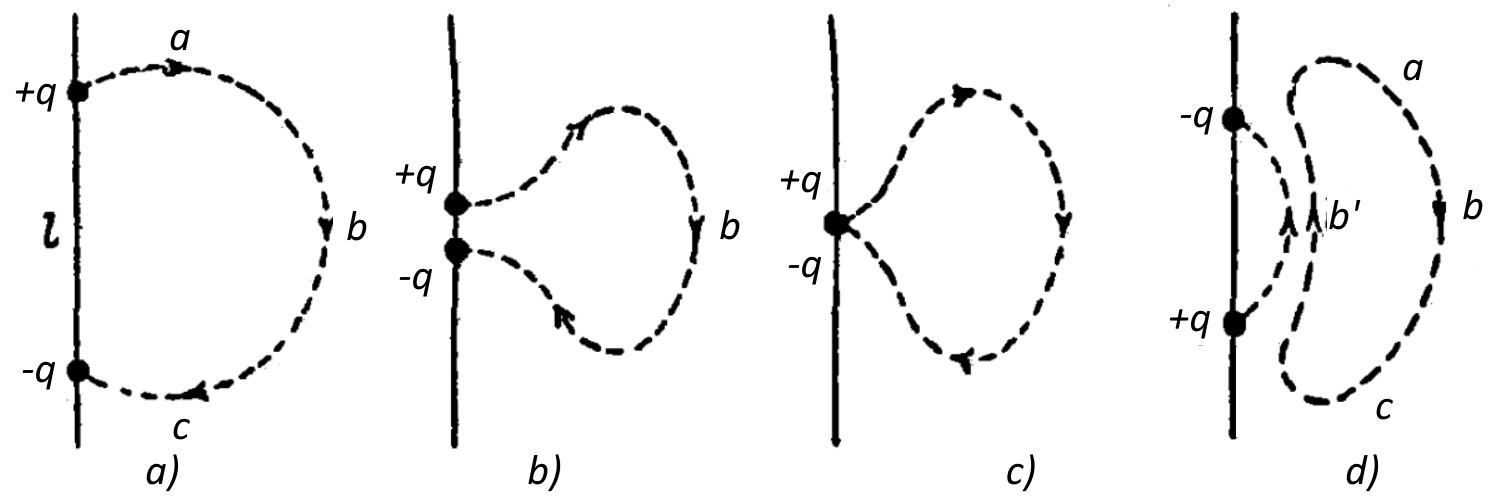
Диполды қоршап турған кеңисликте пайда болған электромагнит майданының характерин қараймыз.

Диполды 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), өзгермейтугын диполдың электр майданы бир зарядта басланатуғын ҳәм екинши зарядта тамам болатуғын кернеўлик сызықлары менен тәрийипленеди.

|  |  |
| --- | --- |
| 346-сүўрет.  Тоқ күшиниң амплитудасының () ҳәм электр кернеўлигиниң () диполдың бойында тарқалыўы. |  |

Улыўма айтқанда, егер диполды 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. Диполды 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 диполдың 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 диполдың дөгерегинде электромагнит майданы пайда болады.

348-сүўретте ўақыттың барыз бир моментиндеги Герц диполының әтирапындағы электр кернеўлигиниң тарқалыўы көрсетилген.

|  |  |
| --- | --- |
|  | 348-сүўрет.  Диполдың қасындағы кернеўлик сызықлары. |

Диполдың 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 диаолдың 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 нормал бағытта турған жағдайдағы индукциялық тоқтың шамасына пропорционал.

Усындай типтеги тәжирийбелер диполды қоршап турған электромагнит майданының характерин анықлаўға мүмкиншилик береди. Диполдың тиккелей қасында майданның характери қурамалы. Бирақ толқын зонасы деп аталатуғын усы диполдың өлшемлерине салыстырғанда үлкен қашықлықлардағы областларда майдан салыстырмалы әпиўайы түрге ийе.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 349-сүўрет. резонаторы. | 350-сүўрет. Диполдың 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: диполдың 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

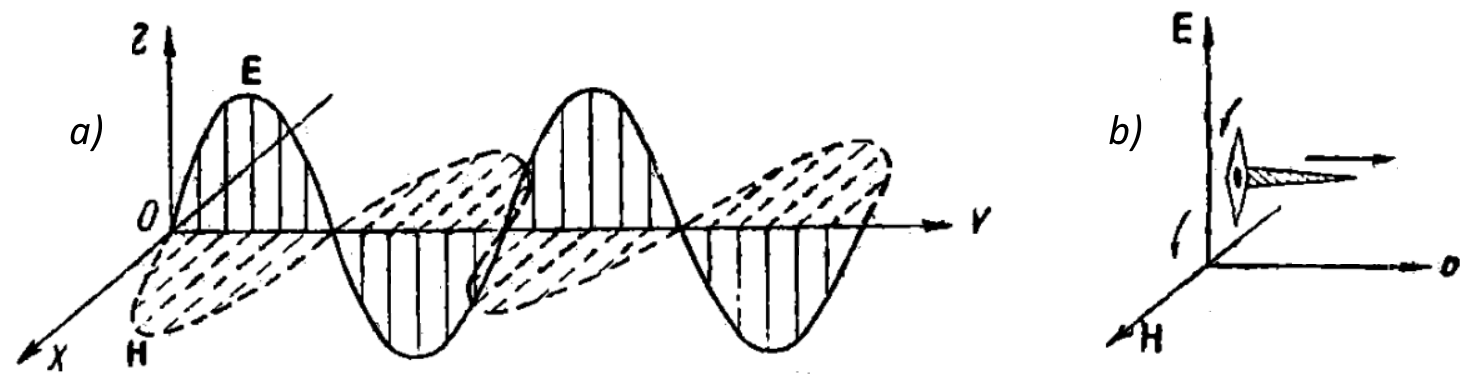
нызамы бойынша өзгеретуғын болса (бул теңликте - тербелислердиң цикллық жийилиги), онда майданның кернеўлиги де ҳәр бир ңоқатта сол ω жийилиги менен дәўирли түрде, бирақ фазасы бойынша кешиккен ҳалда өзгереди. Егер биз қарап атырған ноқат диполдан қанша алыста жайласқан болса фаза бойынша кейин қалыўдың шамасы да үлкен болады. Бул кейин қалыўдың себеби электромагнит толқынлардың шекли тезлиги менен тарқалыўының себебинен жүзеге келеди. Солай етип, диполдың 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. Диполдың 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 шыгарыўын 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 таркалыў 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[[8]](#footnote-8):

*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, метал 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 метал 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 аркалы 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 тогының 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[[9]](#footnote-9).

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| 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.

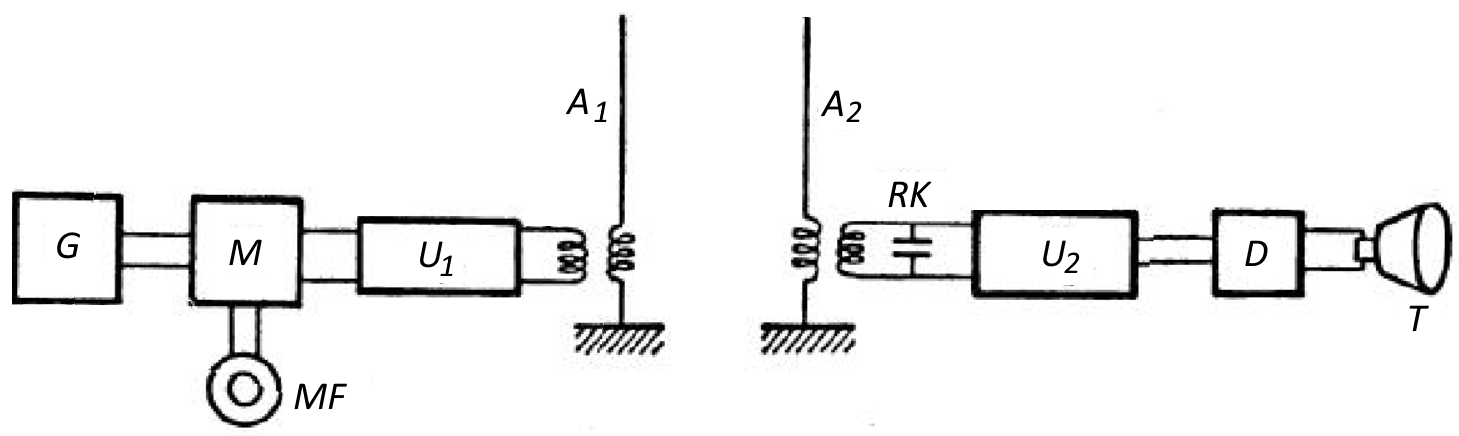
|  |  |
| --- | --- |
|  | 359-сүўрет.  Жоқары жийиликли тербелислерди модуллестириў схемасы. |

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 метал 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 салганда 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 ушыг в этой системе являются величинами, безразмерными, причем для пустоты

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 и 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. 1879-жылы Эдвин Холл тәрепинен ашылған бул эффекттиң өткизгиштеги тоқты тасыўшылардың тәбияты менен байланыслы екенлигин атап өтемиз (Аўдарыўшылар).  [↑](#footnote-ref-1)
2. Электронның салыстырмалы зарядының -1.758 819 62 (53)·10-11 Кл/кг шамасына тең екенлигин атап өтемиз (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-2)
3. 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-3)
4. "Потенциал зажигания" сөзи "тутандырыў потенциалы" сөзи менен алмастырылған. [↑](#footnote-ref-4)
5. Геометрияда кеңнен қолланылатуғын "угол растворения" сөзи "ашылыў мүйеши" түринде аўдарылды (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-5)
6. 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-6)
7. 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-7)
8. Жақтылықтың вакуумдағы тезлиги 299 792 458 00 *см/с* (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-8)
9. Рус тилиндеги "громкоговоритель" сөзиның орнына "сес шығарғыш" сөзи қолланылды. (Аўдарыўшылар). [↑](#footnote-ref-9)