

312 22.3
245



**ЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ
ҲАҚИДАГИ
ТАЪЛИМОТНИНГ
ЯНГИ САҲИФАЛАРИ**

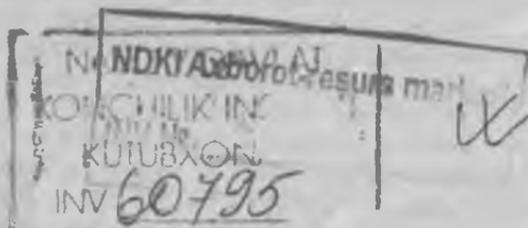


Т. АЗИМОВ, А. ИСЛОМБЕКОВ, Х. КАРИМОВ,
Ю. ПУЛАТОВ, А. Ҳ. РАҲИМОВ, Р. СИГАЛОВ,
Т. ШАПОВАЛОВА

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ ҲАҚИДАГИ ТАЪЛИМОТНИНГ ЯНГИ САҲИФАЛАРИ

Профессор А. Ҳ. Раҳимов таҳрири остида

Педагогика институтлари ва университетларнинг
ўқитувчилари ва талабалари,
ўрта мактаб ўқитувчилари ва ўқувчилари
учун қўлланма



ТОШКЕНТ «ЎҚИТУВЧИ» 1996

Тақризчилар: профессорлар: *Б. О. Отақулов, Т. М. Мирзамаҳмудов, Б. М. Мирзааҳмедов;*
доцент: *С. Б. Орифжонов*

Китоб урта мактаб ва олий ўқув юртларининг физика хоналарини қўшимча жиҳозлаш учун тавсия қилинган янги аппаратларнинг тавсифини ва электродинамика бўйича экспериментларни ўз ичига олади. Бу аппарат ва экспериментлар ўқитувчилар меҳнатининг самарадорлигини ва ўқитишнинг кўргазмалилигини оширишга имкон беради. Унда асосий классик тажрибаларни бажариш бўйича йўл-йўриқлар кўрсатилади. Шунингдек, кейинги ўн йилликларда кашф этилган электромагнетизм ҳодисаларини кўзатиш воситалари ва бу билан боғлиқ зарурий назарий маълумотлар ҳам келтирилади.

Китоб урта мактаб ўқувчилари ва ўқитувчилари, пединститут ва университетларнинг ўқитувчилари ва талабалари, аспирантлар ва илмий ходимлар учун мулжалланган.

Э 45 **Электромагнетизм ҳақидаги таълимотнинг янги саҳифалари:** Пед. ин-тларнинг ўқитувчилари ва талабалари, урта мактаб ўқитувчилари ва ўқувчилари учун қўлл. / Т. Азимов, А. Исломбеков, Х. Қаримов ва бошқ. А. У. Раҳимов таҳр. остида.— Т.: Ўқитувчи, 1996.—200 б.

1. Азимов Т. ва бошқ.

ББК 74.265.1

А 1604030000—93
353 (04) —96 40—94

© «Ўқитувчи» нашриёти,
Тошкент, 1996

ISBN 5—645—02261—0

СУЗ БОШИ

Китобда Фарғона давлат университети (олдинги педагогика институти)нинг электродинамика лабораториясида кейинги бир неча йиллар давомида электромагнетизм бўйича бажарилган илмий ва методик ишларнинг натижалари баён этилади.

Биринчи икки бобда ўрта мактаб ва олий ўқув юртлари учун таклиф этилган аппаратлар ва экспериментлар тавсифи берилади.

Магнит майдонларнинг динамик таъсирини кузатиш учун «Роторлар» ва «Эврика» номли асбоблар комплекти ясалган ва синовдан ўтказилган. Улар ўқитиш жараёнига кенг экспериментал материалларни киритиш, кўргазмалилик ва самарадорликни ошириш имконини беради, мактаб физика хоналарини бойтади. Бу асбоблар тузилиши бўйича оддий, намойиш этиш учун қулай, ишлатилган материаллари ва нархи бўйича ҳаммабоп.

Электр курси кенгайтирилган ҳажмда ўқитиладиган олий ўқув юртлари (пединститут ва университетлар) учун мос дастурлар, дарсликлар ва физика тарихига оид қўлланмаларда кўзда тутилган магнит майдонларнинг барча динамик таъсирларини макроскопик масштабларда кузатиш имконини берувчи асбоблар ва экспериментлар комплекси таклиф этилади.

Асбоблар оригинал, сезгирлиги юқори ва ишлатиш учун қулай. Улар ёрдамида барча анъанавий тажрибалар билан бир қаторда муаллифлар томонидан ишлаб чиқилган кўпгина принципиал янги экспериментларни ҳам бажариш мумкин.

Китобнинг учинчи боби электродинамиканинг айрим мураккаб масалаларини умумий ва назарий физика курсларида ўқитиш методикасига бағишланади. Ўқув адабиётида учрайдиган айрим эскирган фикрлар, эътибордан четда қолиб келаётган ҳодисалар муҳокама қилинади. Янги экспериментлар ва уларда кузатилган электродинамик ўзаро таъсирларнинг кутилмаган то-

монлари таҳлил қилинади ва Максвелл — Лорентц назарияси асосида тушунтирилади. Хусусан, ток элементининг доимий магнит ҳажм элементига таъсир кучи ҳисоблаб топилади, бунда магнитларнинг электр тоқларига эквивалентлиги эътиборга олинади. Сирпанувчи контактли қисмлари бўлган ток занжирлари системасининг динамик хусусиятлари батафсил ўрганилади; ўқитиш учун муҳим аҳамиятга эга бўлган бир неча конкрет мисоллар ечилади; маърузаларда баён этиш учун Максвел — Лорентц назариясига қўшимчалар берилади.

Китобдан фойдаланишни осонлаштириш мақсадида батафсил ҳисоб-китоблар унинг IV бобига жамланди, экспериментлар кўрсаткичи ва асосий формулаларнинг СИ системасидаги ифодалари илова тарзида берилди.

Ишнинг экспериментал қисмларини муаллифлар жамоасининг барча қатнашчилари, назарий ҳисоблашларни Р. Г. Сигалов ва Т. И. Шаповаловалар бажаришган. Китоб қўлёзмасини тайёрлаш ва унинг таҳрири профессор А. Ў. Раҳимов тамонидан амалга оширилган. Ушбу китоб ўрта мактаб ва олий ўқув юртларининг ўқитувчилари, юқори синф ўқувчилари, талабалар, аспирантлар ва илмий ходимлар учун фойдали бўлади деган умиддамиз.

Китоб қўлёзмасини ўқиб чиқиб, ўзларининг қимматли фикр ва мулоҳазаларини берган ҳамкасбларга муаллифлар ўзларининг самимий миннатдорчиликларини изҳор этадилар.

Муаллифлар

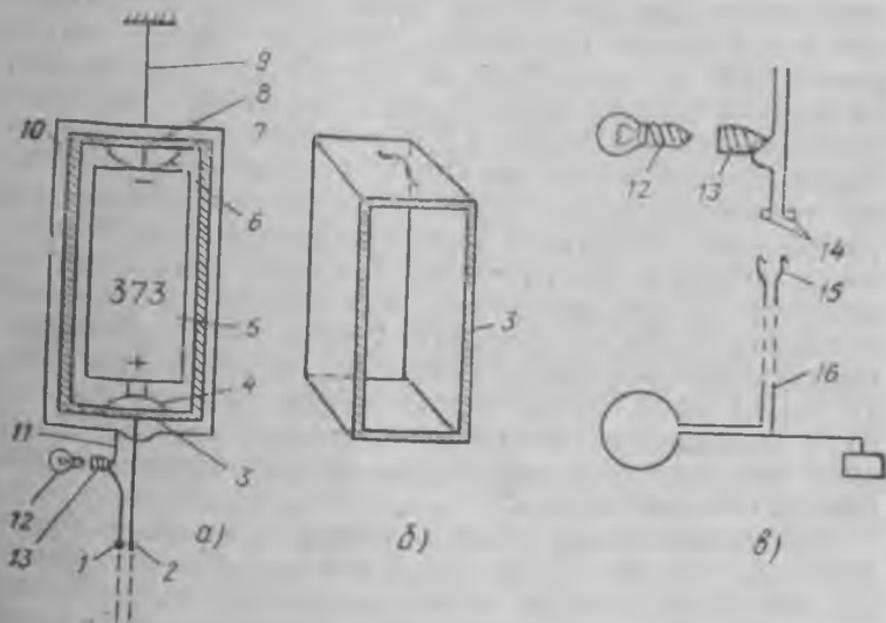
УРТА МАКТАБ УЧУН АППАРАТЛАР ВА ЭКСПЕРИМЕНТЛАР

1-§. ЭЛЕКТРОДИНАМИК УЗАРО ТАЪСИРЛАРНИ КУЗАТИШ УЧУН «РОТОРЛАР» НОМЛИ АСБОБЛАР КОМПЛЕКТИ

Урта мактабда кўргазмали ўқитишнинг мавжуд воситаларини тўлдиришга имкон берувчи жуда содда ва қулай асбоблар комплекти таклиф этилади. Комплект ўқитувчи раҳбарлигида ўқувчиларнинг ўзлари томонидан тайёрланиши, дарсларда намоиш қилиниши ва тўғарак машғулотларида фойдаланилиши мумкин.

Мавжуд асбоблардан фарқли ўлароқ, у жуда кичик тоқларда ишлайди, юқори кучланишни, тўғрилагич ва аккумуляторларни талаб этмайди. Бу комплектдан фойдаланилганда, магнит майдонларнинг динамик таъсирини тушунтириш учун замонавий мактаб физика курсларида тилга олинган барча асосий тажрибаларни бажариш ҳамманинг қўлидан келадиган бўлади.

Асбобларнинг схемаларини ва улар билан бажари-

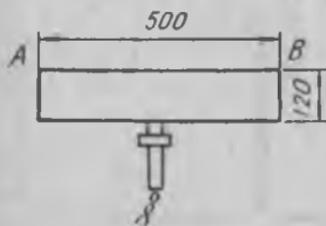


1- расм

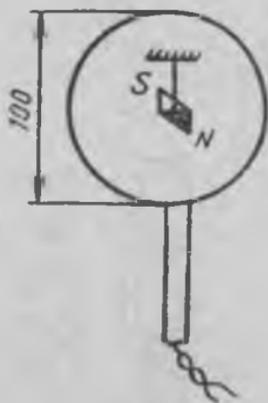
ладиган экспериментларни қараб чиқайлик. Ҳар бир тажрибада ўрганилувчи электродинамик асбоб 5 ток манбасига уланади (1-а расм). Сим бифиляр (1, 2, 11) нинг ўтказгичлари бир-бирига зич жойлаштирилган; 3 пластмасса рамка ичига 5 цилиндрик гальваник элемент ўрнатилган (батарейканинг учдан бир қисми фонар учун); босим остида эгилган 4, 6 қавариқ мис пластиналар ток манбаи қутблари билан бифиляр ўтказгичлари орасида ўтказувчи контакт ҳосил қилади.

Пастки пластинага 2 ўтказгичнинг учи кавшарланган. Иккинчи пластинага 8 ўтказгич кавшарланган. Юқорида у тармоқланади, 7 ва 10 тармоқлар рамка остида бир тугунга бирлаштирилади ва унга 11 ўтказгич кавшарланади. 11 ва 1 ўтказгичлар оралиғига 12 кичик (2,5 В) кучланишли лампочка учун 13 патрон кавшарлаб уланган. Бу мақсадда арчани ясатишда ишлатиладиган гирлянда чироқчаларининг патронини олиш қулай: патрон қўлда ясалган қурилма (11 ва 1 ўтказгичларга кавшарланган спираль ва кичик мис пластина) билан алмаштирилиши ҳам мумкин. Лампочкани патронга бураб, ток занжирини улаш ёки узиш мумкин. Стрелкалар билан уланган занжирдаги токнинг тақсимланиши белгиланади. Лампочка толаси реостатнинг ўрнини босади: унинг нурланиши занжирдан ток ўтишини кўрсатади. Элемент билан бирга рамка 0,01 см диаметрли ва 30—40 см узунликдаги эшилмаган илгичка қармоқ ипи 9 билан ёғоч штативга осилган. Пластмасса рамка 1-б расмда алоҳида тасвирланди. Унинг кенглиги тахминан 3 см бўлган плексиглас тахтачалардан яшаш мумкин. Пластмасса линейка ҳам рамка яшаш учун қулай материал ҳисобланади. Пластмасса линейка (тахтача)нинг букишга мўлжалланган жойлари бўйлаб қизитилган кавшарлагични юргизиб, эҳтиётлик билан қиздирилади. Сўнгра унинг қўзғалмас қисми темир ёки бошқа тўрт қиррали нарса ёрдамида столга қисилиб, тўғри бурчак остида эгилади ва учлари кавшарлагич ёрдамида пайвандлаб уланади. Рамкани штативга осиб учун унинг юқори томонига скоба (чангак) маҳкамланади.

Токларнинг ўзаро таъсири бўйича тажрибалар ўтказиш учун иккига кўчма занжир керак бўлади. Улардан бирининг узун АВ тўғри қисми бор (2-расм), иккинчиси — ҳалқасимон (3-расм). Ҳар бир занжирда 0,8 мм диаметрли сирланган мис симнинг 50 ўрами қаттиқ сим каркасга маҳкамланади. Занжирнинг ўрамла-

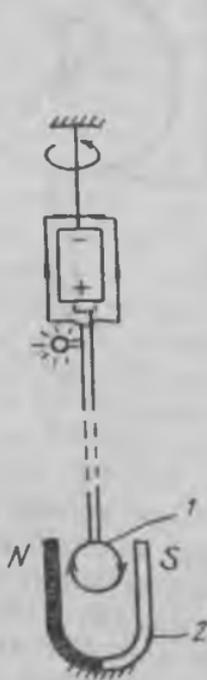


2- расм

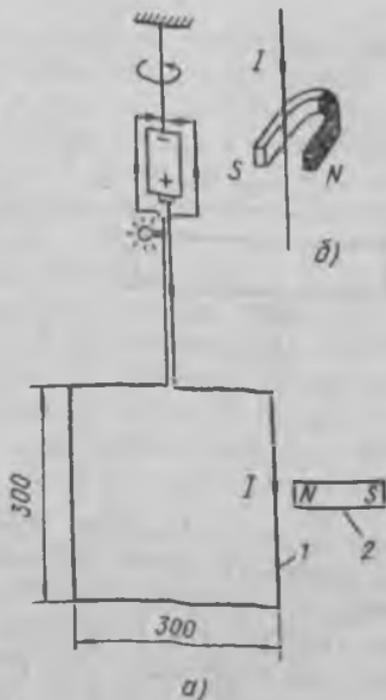


3- расм

ри бир неча жойидан елим лента (лейкопластир ёки изоляция лентаси) билан боғланади; каркасга тутқич маҳкамланган. Эшилган узун эгилувчан шнур ёрдамида кўчма занжир ток манбаига уланади. Тўғри AB ўтказгичга ток бир-бирига ва кичик вольтли лампочка патронига кетма-кет уланган иккита чўнтак фонари батарейкаларидан берилади. Қалит ва реостат сифатида бу ерда 6,3 В ли лампочкадан фойдаланилади. Ҳалқасимон ўтказгич батарейкадан (2,5 В ли лампочка орқали) таъминланади. Бу кўчма занжирлардаги токнинг йўналиши улар яқинига компас стрелкасини жойлаштириш билан осонгина аниқланади (3- расм). Бир неча экспериментлар учун асбобларнинг схемалари 4—8- расмларда тасвирланган. Уларда пластмасса рамка ишлатилади, аммо улар расмда кўрсатилмаган. 4- расмда кичик доиравий ток I кўрсатилган. У ток манбаига уланган 20 ўрамдан иборат ингичка ҳалқача. Ҳалқачанинг диаметри 2 см. Бу кичик доиравий ток занжири магнит майдонларни текшириш учун тавсия этилади. Хусусан, 2 қўзғалмас магнит қутблари орасига расмда кўрсатилгандек жойлаштирилган бу индикатор, B магнит индукция вектори ва доиравий токнинг йўналишлари учун ўринли бўлган ўнг винт қойдасига биноан 90 градусга бурилади. Ток манбаига бир ўрамли тўғри бурчакли занжирни осиб, ҳаракатланувчи занжирнинг I тўғри чизиқли қисмига 2 тўғри (стержень шаклидаги) магнит майдонининг таъсирида чап қўл қойдасининг намоён бўлишини кўриш мумкин (5- а расм). Стержень шаклидаги магнит тақасимон маг-



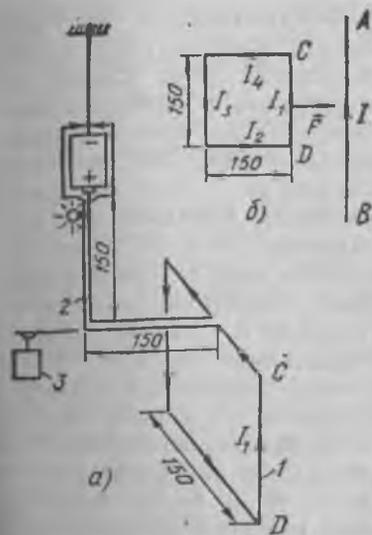
4- расм



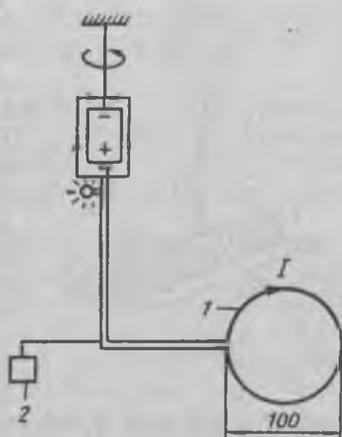
5- расм

нитга алмаштирилганда ҳам эксперимент муваффақиятли чиқади (5- б расм).

Параллел ва антипараллел тоқларнинг ўзаро таъсирини намоиш қилиш учун 6-а расмда кўрсатилган I ҳаракатланувчи рамка қулай. Унинг икки томони горизонтал, иккитаси вертикал, текислиги эса 2 бифилярнинг қайрилган пастки қисмига перпендикуляр. Рамка 20 ўрамдан иборат. Уларнинг асосийси рамка қаттиқ симининг давоми бўлиб, бифилярга туташади ва қўшимча ўрамлар учун каркас ҳисобланади. Қўшимча ўрамлар 0,5 мм диаметрли ингичка (эмалланган) мис симдан қилинади. Улар бифиляр ўтказгичларидан бирига, масалан, 2 нуқтада кесим ҳосил қилиб, кетмакет уланади. Мустақкамлик учун бифиляр ўтказгичларини кесилган жой яқинидан сим хомут билан қисиб қўйилади (3— посанги). Тўғри AB ўтказгични (2-расмга қ.) осилган рамка билан бир текисликда жойлаштирилган ҳолда CD ўтказгичга яқинлаштирамиз (6-б расм). I ва I_1 тоқлар параллел бўлганда бир-бирига тортилишини, антипараллел бўлганда эса бир-биридан итарилишини сезамиз. Мураккаб бўлмаган таҳлилнинг кўрса-



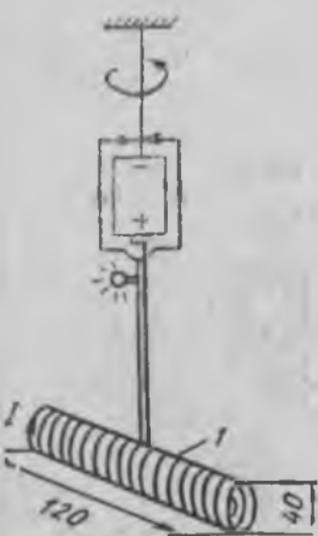
6- расм



7- расм

тишича, рамканинг кузатилган кўчиши асосан I ток магнит майдонининг I_1 га таъсир кучи \vec{F} туфайли юз беради.

Ҳақиқатан, I тўғри ток магнит майдонининг I_2 , I_4 токларни юзага келтирувчи электронларга таъсир кучларининг биринчиси пастга, иккинчиси юқорига йўналгани сабабли, улар ўзаро мувозанатлашади. Бу I ток магнит майдонининг тузилишидан (магнит индукция чизиқлари горизонтал текисликларда ётувчи концентрик айланалардан иборат) ва магнит майдонда ҳаракатланувчи зарядли заррачага Лорентц кучи таъсир қилишидан бевосита келиб чиқади, I_3 ток эса I дан узоқлаштирилган, бинобарин, I токнинг рамкага таъсири асосан унинг I_1 токка таъсири билан аниқланади. Осилган I доиравий ток занжири (7- расм), доиравий (параллел, антипараллел) токларнинг магнит ўзаро таъсирини, тўғри (стержень) магнит майдонининг берк ток занжирига таъсирини, берк токнинг ясси магнитга эквивалентлигини кузатиш имконини беради (2— посанга). Осилган I токли соленоиднинг унга яқинлаштирилган магнит билан ўзаро таъсирини кузатиб, унинг тўғри магнит (стержень) га ўхшашлигини сезамиз (8- расм).



8- расм

Фойдаланилган ток манбалари узоқ муддат хизмат қилишлари учун уларни демонстрация бажарилгандан сўнг уланган ҳолда қолдирмаслик керак. Ток манбаига осиладиган сим фигуралар мустаҳкам бўлиши учун улар етарлича йўғон (1, 2 мм диаметри) симдан тайёрланади. Мис симларни кавшарлаш мумкинлиги сабабли улардан фойдаланиш қулай. Кузатиловчи жараёнлар яхшироқ кўриниши учун осма симларни оқ рангли изоляцияси бўлган симдан тайёрлаш ёки симни оқ бўёқ билан бўяш ке-

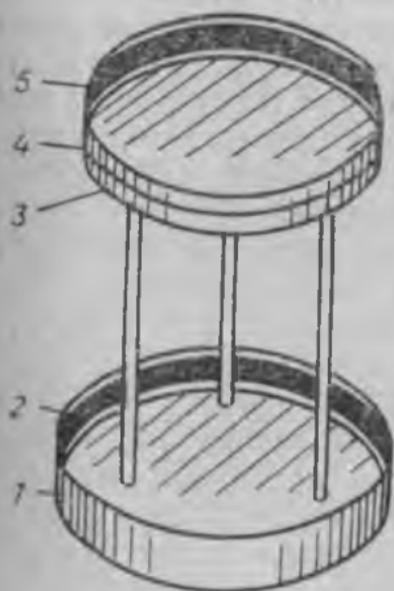
Токларнинг йўналишини симларга маҳкамланган алкалар ёрдамида кўрсатиш мақсадга мувофиқ. Лиф қилинган асбоблар кўрғазмалилик ва эстетика бларни қаноатлантиради. Бу асбобларнинг кўралилик хусусиятига эгаллиги, қайта созлашга вақт эб қилмай, бетўхтов ишлаши туфайли ўқитувчи атининг самарадорлигини оширишга имкон беради. Асбобларнинг бошқа вариантини ҳам таклиф этиш кин. Бунда ичига гальваник элемент жойлаштиан пластмасса рамка ва ток индикатори сифатида қаланилган кичик вольтли лампочка ўз ўрнида ди (1-а, б расм). Аммо қолган қисмлар алмашладиган, осиладиган қилиб ясалади. Бунинг учун илярнинг лампочкадан пастки симлари учиди тўртрамдан иборат спиралчалар — осиладиган сим филарнинг тиқинлари учун уялар ҳосил қилинади. лганлар тўла-тўкис 1-в расмда тасвирланган. Бу : 11 — ток манбаи қутбларига уланадиган бифи- 13 — кичик вольтли 12 лампочка учун патрон, 14 — сель розеткасининг учлари ўрнини босувчи спи- алар, 15 — бифиляр пастки қисмининг бошлар- лари бўлиб, тозаланган ва 90 градусдан ортиқроқ к остида букилган, улар штепсель вилкасининг ллари ўрнини босади (тиқинлар ва улар учун қи- ан уяларнинг бундай қиялиги осиладиган асбобнинг қатланувчи 16 қисмининг тушиб кетишига йўл айди). Асбоб заводда тайёрланганда 14 ва 15

деталлар, изолятор пластинкага йиғилган ва электроника асбобларида қўлланадиган уялар ва тиқинлар билан алмаштирилиши мумкин.

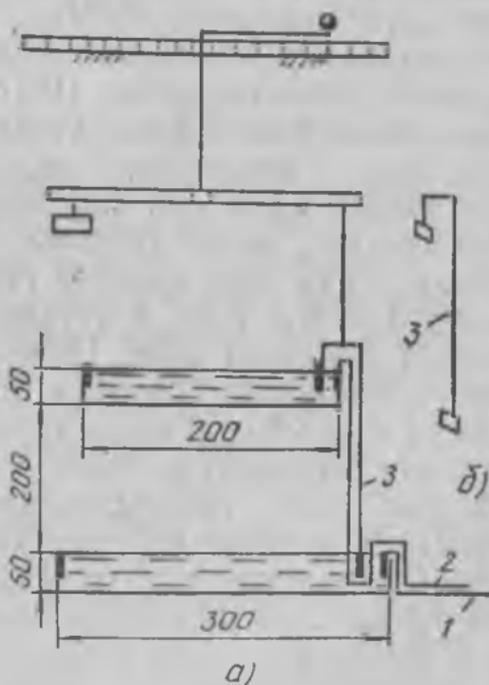
2-§. ЭЛЕКТРОДИНАМИК УЗАРО ТАЪСИРЛАРНИ КУЗАТИШ УЧУН «ЭВРИКА» АСБОБЛАР КОМПЛЕКТИ

Комплект учта асбобдан ва алмаштириб туриладиган қўзғалмас ва ҳаракатланувчи деталлар тўпламидан ташкил топган. Асбобларнинг тузилиши ва улар ёрдамида бажариладиган экспериментлар билан танишамиз.

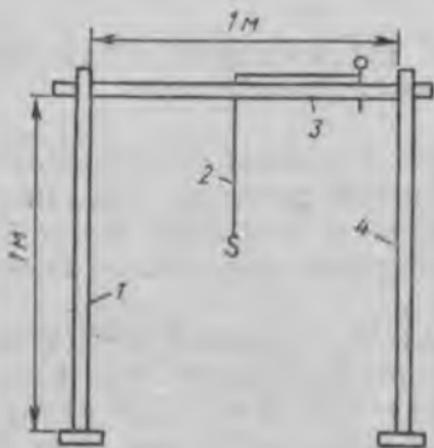
Биринчи асбоб. Бу асбобда унча баланд бўлмаган иккита 1 ва 4 пластмасса резервуар (идиш) бор; юқориги резервуар 3 ёғоч столчага ўрнатилади (9-расм). Идишлар ичига баландлиги $2 \div 2,5$ см бўлган 2 ва 5 ясси ҳалқасимон мис электродлар маҳкамланган. Бу электродлар йўғон мис симдан ясалган ҳалқа билан алмаштирилиши мумкин. 10-а расмда асбоб идишларининг кесими тасвирланган. Расмда электр занжири ҳам тасвирланган ва унинг ўлчамлари кўрсатилган. Пастки ва юқориги идишлардаги ҳалқасимон электродларга пластмасса изоляция билан қопланган эги-



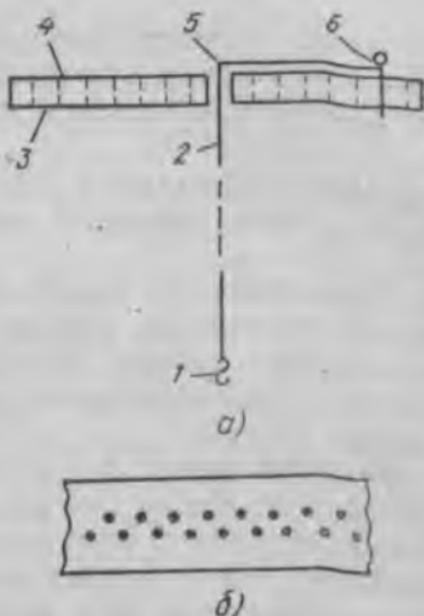
9- расм



10- расм



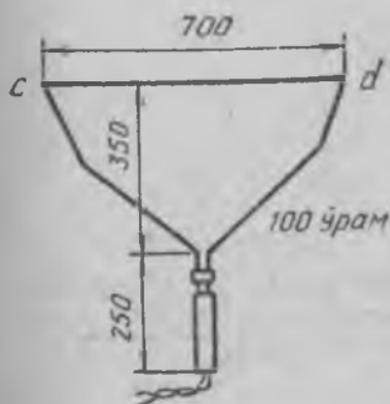
11- расм



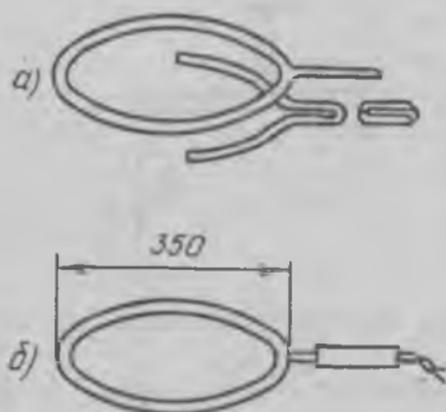
12- расм

лувчан 1, 2 симларнинг тозаланган юқориги учлари қалайлаб ёпиштирилган. Улар бифиляр орқали ток манбаи қутбларига уланади. Вертикал ўтказгич 3 ҳаракатланувчи, у айлана олади. Унинг учларига резервуарларга қўйилган CuSO_4 электролит эритмасига ботириладиган кичик мис пластинкалар — электродлар қалайлаб ёпиштирилган (10-б расм). 3 ўтказгични ва занжирнинг бошқа ҳаракатланувчи қисмларини осиб учун ёғоч штативдан фойдаланилади (11- расм). Штативнинг қисмлари бир-бирига ёғоч тирноқ ёки елим (мис ёки жез михча (шпилькалар)) ёрдамида бириктирилади, унда ҳеч қандай темир қисмлар бўлмаслиги керак, 3 керги 1 ва 4 устунларнинг айриларига киритилади; 2— осиб ипи. 12- расмда қўшимча тафсилотлар тасвирланган: кергида 2 мм диаметри парма ёрдамида 4 вертикал тешикчалар тешилган (12-а расм), уларнинг марказлари иккита параллел чизиқлар бўйлаб бир текис тақсимланган (12-б расм). Чизиқлар орасидаги масофа 0,5 см. Ҳар бир чизиқдаги иккита қўшни тешикларнинг марказлари орасидаги масофа ҳам 0,5 см. Ҳар бир қатордаги тешиклар бошқа қатордаги ўзига энг яқин тешикка нисбатан керги бўйлаб 0,25 см га силжитилган (12-б расм). Пармаловчи дастгоҳ ёрдамида буни тез ва аниқ бажариш мумкин. Кер-

ги ўртасидаги 5 тешикдан эшилмаган 2 осиш ипи ўтказилади. Ипнинг юқориги учига 2 мм диаметрли мис симдан тайёрланган 6 михча (шпилька) боғланган, пастки учига эса, 1 илгак боғланади. Ҳаракатланувчи деталлар ана шу илгакка осилади. Михчани у ёки бу тешикка жойлаштириш орқали унинг штативдаги ҳолатини ўзгартириш билан ипнинг вертикал қисми узунлигини тез ва бир текис ўзгартириш мумкин. Осиш ипи сифатида капрондан қилинган қармоқ ипидан фойдаланиш қулай. Унча катта бўлмаган юклар учун уларнинг энг ингичкаси олиниши керак. Ишлатиладиган ток манбалари: мактаб тўғрилагичи, ўзгарувчан ток розеткалари. Ток кучини чегаралаш учун занжирга реостат уланиши шарт.



13- расм



14- расм

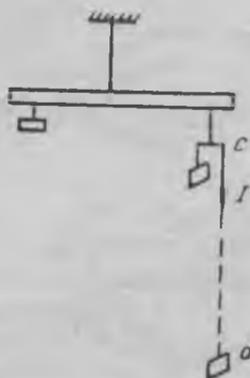
Тажрибаларни бажаришда тўғри ва тақасимон магнитлар ҳамда иккита кўп тармоқли кўчирма ток занжирлари: тутқичли кўчирма ток занжирининг тўғри қисми (13- расм) ва тутқичли кўчирма доиравий ток занжири (14- а, б расм) керак бўлади. Бу занжирларнинг биринчисида изоляция лентаси қопланган йўгон алюминий симдан қилинган айрига $0,8 \div 1$ мм диаметрли сирланган мис симдан 100 ўрами маҳкамланган. Урамлар асосий қурилмага кетма-кет уланади. Доиравий ток занжири ҳам $0,8 \div 1$ мм диаметрли сирланган мис симнинг бир-бирига изоляция лентасининг бир нечта тасмаси ёрдамида бириктирилган 100 ўрамидан иборат.

Шунингдек, занжирларда изоляция лентаси қопланган йўгон алюминий симдан қилинган ёй-тутқич ва

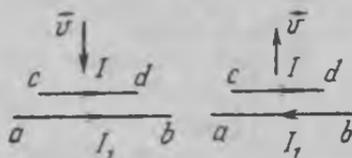
изоляцияловчи даста ҳам бор. Доиравий ток занжири-нинг диаметри қурилма пастки идиши диаметридан бироз катта, масалан, 320 мм. Бошқа асбобда диаметри 10 см бўлган 50 ўрамдан иборат кўчирма доиравий ток занжири керак бўлади. Кўчирма занжирлар асосий қурилмага кетма-кет уланади.

Экспериментлар схемаси. Бу асбобда ҳар хил структурали магнит майдонларнинг ҳаракатланувчи занжирнинг cd қисмига таъсирини кузатамиз (10- ва 15-расмларга қ.).

1. Ток занжирининг тўғри қисмига параллел ва антипараллел тоқлар магнит майдонининг таъсири (16-расм). cd — ҳаракатланувчи ўтказгич, ab — тут-



15- расм

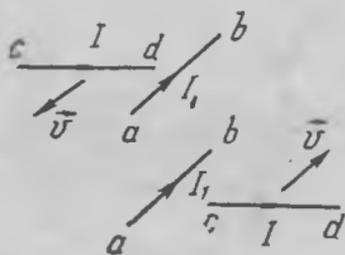


16- расм

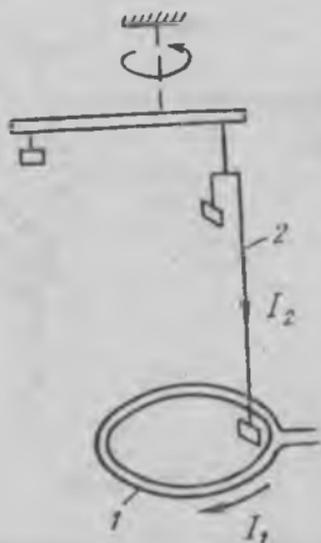
қичли ўтказгичнинг тўғри қисми (13- ва 16-расмлар). Ўзаро таъсирлашувчи тоқли ўтказгичлар орасидаги масофани 30 см гача кўпайтириш мумкин. Параллел тоқлар тортишади, антипараллел тоқлар — итаришади ($I=I_1=0,5 \div 2A$).

2. Ҳаракатланувчи тоқли ўтказгич унга перпендикуляр бўлган тоқнинг магнит майдонида (17-расм). cd — ҳаракатланувчи ўтказгич, ab тутқичли кўчирма ўтказгичнинг тўғри қисми. Таъсирлашувчи тоқлар орасидаги масофа 10 см гача оширилиши мумкин.

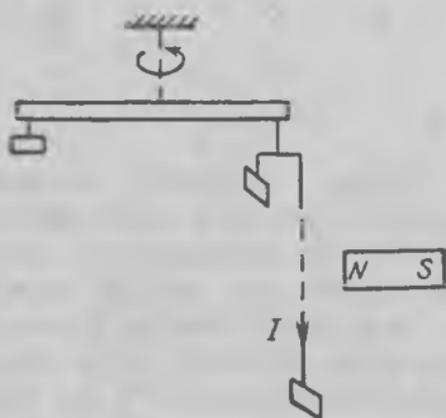
3. Ҳаракатланувчи тоқли ўтказгич доиравий ток магнит майдонида (18-расм). Вертикал ўтказгич қўзғалмас доиравий занжир текислигига перпендикуляр. Ўтказгичлардан $I=I_1=1 \div 2A$ ток ўтказилганда I_1 ток



17- расм



18- расм



19- расм

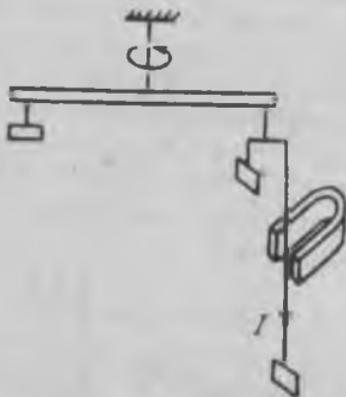
майдоннинг I токка таъсири туфайли занжирнинг вертикал қисми узлуксиз айланади.

4. *Вертикал токли ўтказгич тўғри магнит майдонида* (19-расм). Ҳаракатланувчи ўтказгич чап қўл қондасига мувофиқ кўчиши кузатилади ($I=0,5$ А).

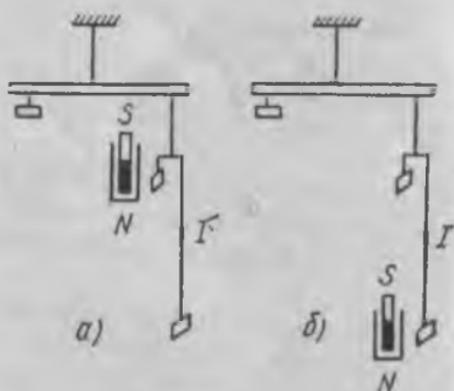
5. *Вертикал токли ўтказгич тақасимон магнит майдонида* (20-расм). Чап қўл қондаси намоиш қилинади.

6. *Ток занжири қисмининг магнит атрофида айланиши*. Кичикроқ стаканга туширилган магнит (стакан уни суяқликдан ажратиб туради) стенднинг юқориги (21-а расм) ёки пастки (21-б расм) идиши тубига қўйилади. Ҳаракатланувчи вертикал ўтказгичдан $I=4 \div 5$ А ток ўтказилганда у магнит майдон таъсирида узлуксиз айланади. Ҳаракат идишдаги магнитнинг бир хил горизонтал текисликдаги ҳар қандай бошланғич ҳолатида юзага келади.

II. **Иккинчи асбоб.** Комплектнинг иккинчи асбоби 22-а расмда тасвирланган. У ҳаракатланувчи сим фигураларни ток билан таъминлаш учун қўлланилади. 22-б расмда асбоб қисмларга ажратилган ҳолда кўр-

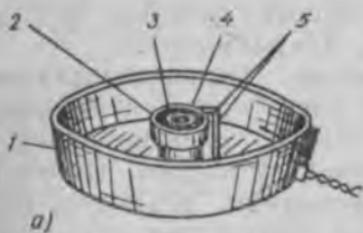


20- расм



21- расм

сатилган, 22- в расмда эса, унинг вертикал кесими тасвирланган: 1 — пластмассадан қилинган конуссимон идиш, 2, 5— баландлиги 2 см бўлган ҳалқасимон мис электродлар (уларни мис пластиналардан қирқиб яшаш мумкин), 3— электродларни ажратувчи шиша (пластмасса) стакан. Ишончли изоляция бўлиши учун стаканнинг юқориги чеккаси электродлардан 1÷5 см баландроқ бўлиши керак. 5— бифилярни ташкил этувчи эгилувчан ўтказгичлар, улар пластмасса изоляция билан қопланган, тозаланган учлари 1 ва 4 электродларнинг қирғоқларига қалайлаб ёпиштирилган. Бифиляр асбоб ичидаги 3 стакан деворларига, 1 резервуар туби ва деворига елимли энсиз лента (изоляция лентаси) ёрдамида ёпиштирилиши мумкин. Бифиляр ўтказгичларининг идишдан чиқарилган учлари ток манбани қутбларига уланади. Бифиляр ўтказгичларида қарама-қарши йўналишда оқувчи тоқларнинг натижавий магнит майдони кузатилаётган жараёнларга деярли ҳалақит бермайди, бу майдоннинг кучланганлиги нолга яқин. Ток манбаининг магнит майдонлари ҳалал бермаслиги учун у асбобдан етарлича узоқ масофага жойлаштирилиши керак. Масалан, кўпгина темир қисмларга эга бўлган трансформатор ёки тўғрилагич 3 м дан кам бўлмаган масофада бўлиши керак. Ҳеч қандай темир буюмлар ва асбоблар ишлаётган қурилма яқинида бўлмаслиги зарур. Асбоб ичидаги токнинг бошқача тақсимланиш схемасидан фойдаланиш ҳам мумкин: ҳалқасимон электродларни юзлари $2,5 \times 3 \text{ см}^2$ бўлган пластина-электродлар билан алмаштирамиз (22-в расм). Ҳаракатланувчи электродинамик системалари



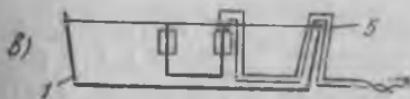
a)



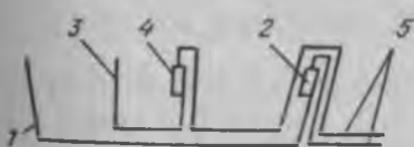
б)



1

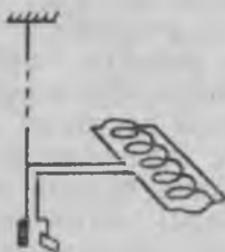


б)

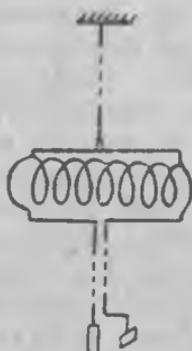


2)

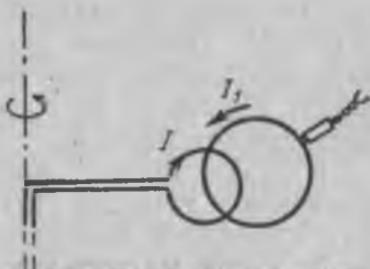
22- расм



24- расм



25- расм



26- расм



23- расм

27- расм

штативга осилади. Штатив биринчи асбобда фойдаланилган штативнинг ўзи (11, 12-расмлар).

Бу асбобда бажариладиган экспериментларнинг схемалари. Экспериментлар учун осиб қўйиладиган қуйидаги деталлар керак бўлади: электродларга эга бўлган ҳаракатланувчи доиравий ўтказгич (рамка), у алюминий симдан эгиб тайёрланади, диаметри 10 см (23-расм); алюминий симдан эгиб тайёрланган электродли ҳаракатланувчи соленоид, унинг диаметри 10÷12 см, ўрамлар сони 10 та (24-расм). Осиб қўйиладиган соленоиднинг яна бир тури 25-расмда тасвирланган. Бу деталларнинг ҳаракатлана олиши учун уларга ток сирпанувчи контактлар орқали келтирилади. Алюминий ўтказгичларнинг учларига диаметри 4÷5 мм, баландлиги 25÷30 мм бўлган цилиндр ва ўлчами 10 мм×25 мм бўлган пластинадан иборат мис электродлар қалайлаб ёпиштирилган мис сим бўлақчалари ўраб боғланади. Электродларнинг учдан икки қисми стенд резервуарларидаги электролит эритмасига ботирилади. Цилиндр стакан марказига, пластина эса I резервуарга туширилади (22-расм).

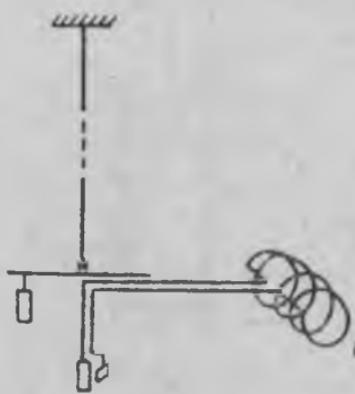
Асбобдан фойдаланиб қуйидаги тажрибаларни намойиш қилиш мумкин:

1. Кўчириладиган I_1 доиравий ток магнит майдонининг (14-расм ва унга тегишли матнга қ.) I токли ҳаракатланувчи занжирга таъсири (26-расм, $I=I_1=I-2A$). Доиравий тоklar бир хил йўналишда бўлса — тортишади, ҳар хил йўналишда бўлса — итаришади. Бу парма ва чап қўл қоидалари асосида осонгина тушунтирилади.

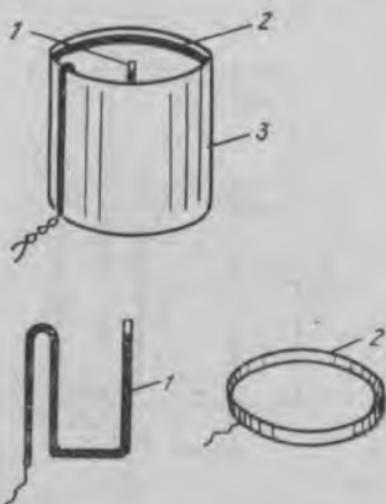
2. Тўғри магнит майдонининг ҳаракатланувчи ток занжирига таъсири (27-расм); доиравий токнинг магнит япроқчага эквивалентлиги ($I=0,5 A$).

3. Тўғри магнитнинг ҳаракатланувчи токли соленоидга таъсири (28-расм). Соленоиднинг магнитга ўхшашлиги ($I=I-2A$).

III. Учинчи асбоб. Бу асбобда магнитнинг берк доимий ток занжири магнит майдонида тўхтовсиз айланишини намойиш қилиш мумкин. Асбобнинг ташқи кўриниши 29-расмда тасвирланган. Шиша ёки пластмасса цилиндр идиш 3 ичида иккита электрод бўлади. Марказий электрод — мис цилиндрча — I мис симнинг тозаланган учи. Бу сим шундай эгиладики, уни идиш деворига осиб мумкин бўлади. Иккинчи электрод — баландлиги 2÷3 см бўлган ясси мис ҳалқа 2,



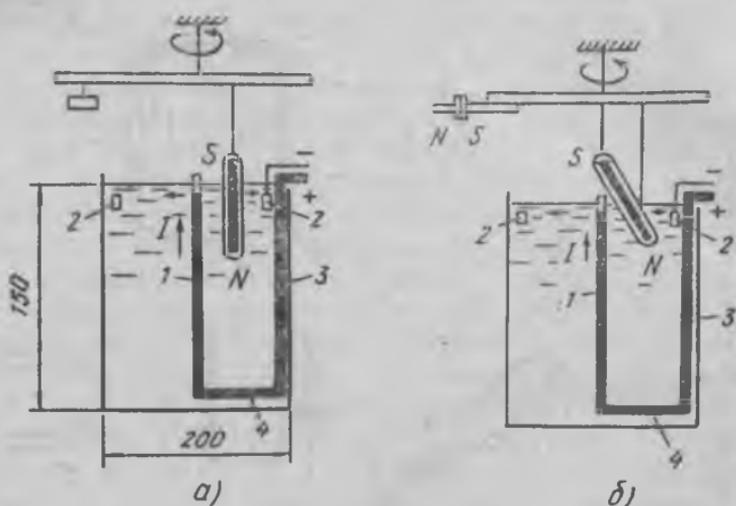
28- расм



29- расм

у идиш деворига ич томондан қисиб қўйилади. 29- расмда 1 ва 2 электродлар алоҳида-алоҳида тасвирланган. 30-а расмда эса ана шу асбобни вертикал текислик билан кесишдан ҳосил бўлган кесим тасвирланган. Марказий электрод идишдаги CuSO_4 эритма сирти тепа-сида туради. 1 симнинг ён сирти изоляцияланган, фақат унинг юқори учи эритма билан электр контактига эга. Шунингдек, 1 ўтказгични ток манбаининг қутби билан туташтирувчи занжирнинг қолган қисми ҳам изоляцияланган. Ҳалқасимон 2 электродга изоляцияланган симнинг тозаланган учи қалайлаб ёпиштирилган, унинг бўш учи ток манбаининг иккинчи қутбига уланган. Диаметри 1 см бўлган 24 та ҳалқасимон сопол магнитчалардан йиғилган магнит ёки бошқа кучли тўғри магнит шиша пробиркага жойлаштирилган, пробиркага эса қўзғаладиган ричагга осилган (магнит диаметри бошқача бўлиши ҳам мумкин). Ричагни штативга осиб учун ишлатиладиган ингичка капрон ип идиш маркази (айланиш ўқи) билан бир вертикалда туради. Осиш ипи сифатида қармоқ ипи олиниши ҳам мумкин. Кучи $2 \div 3$ А бўлган доимий ток уланганда магнит эгриланган стрелка йўналишида айланади, бунда магнит суюқлик ичида (бетида) оқувчи токни кесиб ўтади. Магнитни қиялатиб осиб ҳам мумкин (30-б расм).

Стендлардаги резервуарларни электролит эрит-



30- расм

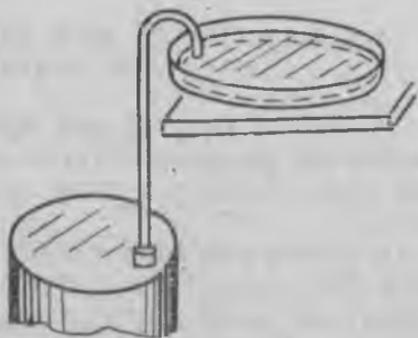
маси билан тўлдириш ва ундан бўшатишнинг қулай ва хавфсиз усулини танлашга алоҳида эътибор қаратилиши лозим.

Иккинчи асбобдаги стакан эритма билан ниҳоятда эҳтиёткорлик билан тўлдирилиши керак. Стаканнинг юқори қисми марказий ҳалқасимон электродларни бири-бирдан ажратиб турувчи изолятор ролини ўйнайди, шунинг учун уни ўтказувчи суюқлик — эритма билан ҳўллаш ярамайди. Автомобиль аккумуляторидаги электродлит зичлигини аниқлашда ишлатиладиган кислота-мер томизғичи ёрдамида стаканга эритма томизилади ва ундан сўриб олинади. Бу мақсадда шиша найли резина нокдан ҳам фойдаланиш мумкин (31-расм).

Стакан шишасига эритма томмаслиги учун унинг қирғоқлари қоғоз варағи ёки картон билан беркитилади. Стенднинг иккинчи резервуарига эритма жўмракчали химиявий стакан ёрдамида қўйилади, бунда эритманинг сачрамаслиги ва стаканнинг юқори қирғоғига тушмаслиги назорат қилиниши керак. Асбоб ишлатилганда зарарли буғ ҳосил бўлишидан сақланиш мақсадида ундаги эритманинг исиб кетишига йўл қўймаслик керак. Суюқликни қайнашгача олиб бориш эса мутлақо мумкин эмас, чунки қайнаётган суюқлик томчилари стаканнинг юқори четини ҳўллайди ва у изолятор бўлмай қолади. Зарур бўлганда қизиган суюқликни совигига осонгина алмаштириш мумкин.



31- расм



32- расм

Биринчи ва учинчи асбобларнинг стендларидаги кенг резервуарларга эритма бевосита канистралардан қуйилиши мумкин. Улардан эритма канистрага резинка сифон ёрдамида қайта қуйиб олинади (32- расм). Бунда найдаги ҳаво олдиндан суриб олиниши керак, бунинг учун сифон найининг юқори учи эритмага ботирилади, пастки учи орқали эса ҳаво кислотамер томизғичи ёки резина нок ёрдамида суриб чиқарилади.

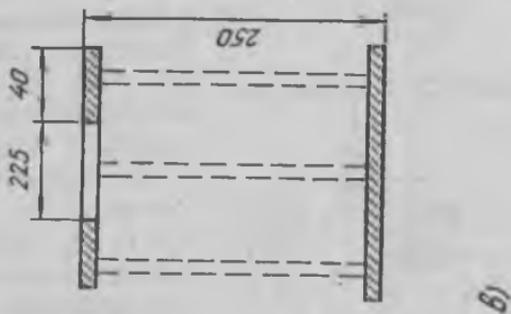
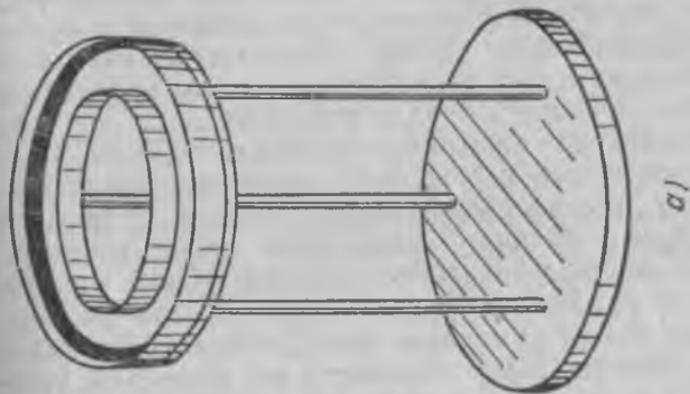
ОЛИЙ УҚУВ ЮРТЛАРИ УЧУН АППАРАТЛАР ВА ЭКСПЕРИМЕНТЛАР

3-§. ПЛАСТМАССА НОВ ҲАЛҚАЛАРИ ВА МАРКАЗИЙ КОСАЧАСИ БУЛГАН ҚУРИЛМАЛАР

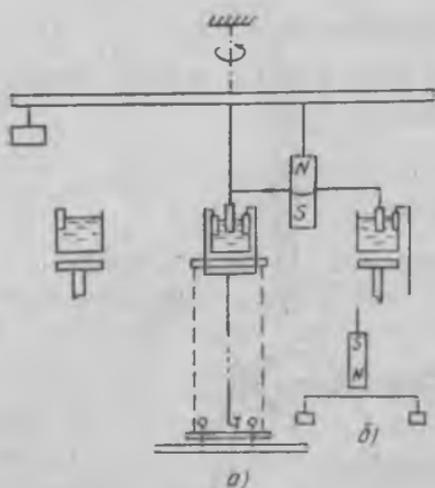
1. Битта (катта) нов ҳалқаси ва юқори ҳолатдаги марказий косачаси бўлган асбоб. Асбобнинг тузилиши ва унда бажариладиган тажрибалар билан танишайлик.

1. Битта нов ҳалқаси бўлган электромеханик ўзгарткич 33-расмда тасвирланган. У нов ҳалқадан (33-а расм) ва унинг марказига жойлаштирилган пластмасса косачадан иборат (33-б расм). Нов ҳалқа пластмасса идишдан ясалиши мумкин. Бунинг учун идиш тубининг ўрта қисми кесиб олинади ва паяльникни теккизиш билан нов ҳалқанинг ички девори кавшарланади. Кесилган пластмасса тахталарини кавшарлагич ёрдамида бир-бирига кавшарлаб ҳам ёй ҳалқа ясаш мумкин. Резервуарлар алоҳида ёғоч столчаларга қўйилади. Нов ҳалқа тагида доиравий таянч текислиги бўлган ҳалқасимон томли столчага ўрнатилади (33-в расм). Нов ҳалқа ва косачанинг деворларига ич томондан баландлиги 25 мм бўлган ясси ҳалқасимон мис электродлар ёпишиб туради. Электродларга ўзгартирувчи электр занжирининг симлари кавшарланади. Симларнинг иккинчи учлари столчаларнинг пастки токчаларидаги клеммаларга уланади.

Ўзгартирувчининг таркибий қисмига яна алмаштириб туриладиган осма деталлар — ўрганиладиган ток занжирларининг ҳаракатланувчи қисмлари ва магнитлар ҳам киради. Асбоб ишлатилганда нов ҳалқа ва косача мис купоросининг тўйинган эритмаси билан тўлдирилади. 34-расмда ўзгартирувчи йиғилган ҳолда тасвирланган. Унинг вертикал текислик билан кесилган кесимлари ҳамда электр занжири кўрсатилган. Шу ернинг ўзида электромагнитизм ҳақидаги таълимотнинг асосий тажрибаларидан бири ҳам тасвирланган. Тўғри магнит маҳкамланган ва ҳаракатланувчи сим улагич билан бирга айланади. Магнит ҳаракатланувчи кўприкча устидан ҳам ричагга осилиши мумкин (34-б расм). Осиш усули худди «Эврика» қурилмасидаги каби (2-§ даги 10, 11, 12-расмларга қ.). Бу қурилмада



33- расм



34-расм

бошқа тажрибаларни ҳам бажариш мумкин (62, 63, 78, 79, 81, 82, 128, 131, 132-расмлардаги схемаларга қ.)

2. *Электромагнит айланишининг янги ҳоли.* I_1, I_2, I_3, I_4 қисмлардан иборат доимий ток ўз тақсимотини лабораторияга нисбатан вақт ўтиши билан ўзгартирмай сақлайди. Бу 5 юпқа ясси галтакдаги доиравий ток I_5 учун ҳам ўринли (ўрамлар сони 50 та, 35-расм). 35-а, б расмларда асбобнинг расм

текислиги билан кесими ва галтакнинг умумий ток занжирига уланиши кўрсатилган. I_1, I_3, I_4 тоқлар 1, 3 вертикал ўтказгичларда ва уларни туташтирувчи 4 ўтказгичда оқади. I_2 ток горизонтал ҳолатдаги енгил алюминий дискда оқади. Диск эритма билан сирпанувчи контакт вазифасини ўтовчи баланд бўлмаган (1,5+1,8 см) ён чеккасига эга (35-в расм).

Стенд ўрнида катта пластмасса нов ҳалқа ва косачадан иборат комплекс олинади (33-а, 34-а расмларга қ.). CuSO_4 эритмаси қуйилган марказий косачага изоляцияловчи б цилиндр ичига жойлашган диск ўртасидаги ўймага маҳкамланган мис стерженча туширилади. Стерженчанинг ён сирти, косачанинг ички сирти ва туби эритмадан изоляция қилинган, косачанинг марказий доирачаси эса бундан мустасно.

Нов ҳалқага ток пастдан вертикал бўйлаб электроднинг тозаланган кесиги — ён сирти эритмадан изоляцияланган мис стержень орқали келади (ток 35-б расмдаги схема бўйича юборилиши ҳам мумкин). Сўнгра ток новнинг ён чеккаси бўйлаб дискка келади: I_2 ток диск ўртасига — ундаги ўйма (ўйиб олинган жой) четига томон йўналади. Диск устидан ўтказилган бифиляр дискдаги ўйма қирғоғига ва марказий стерженчага бириктирилган ва улар билан электр контактига эга. У яна иккита контактни галтак ўрамининг боши ва охири билан ҳосил қилиб, уни ток занжирига кетма-кет улайди. Диск штативга 7 сим ва 8 узун кап-

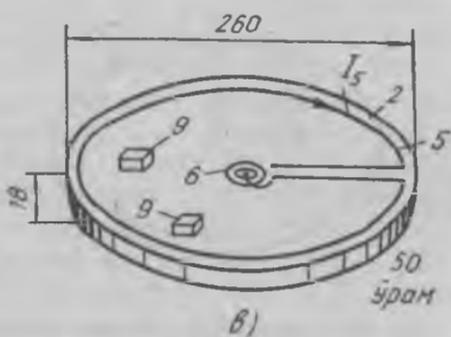
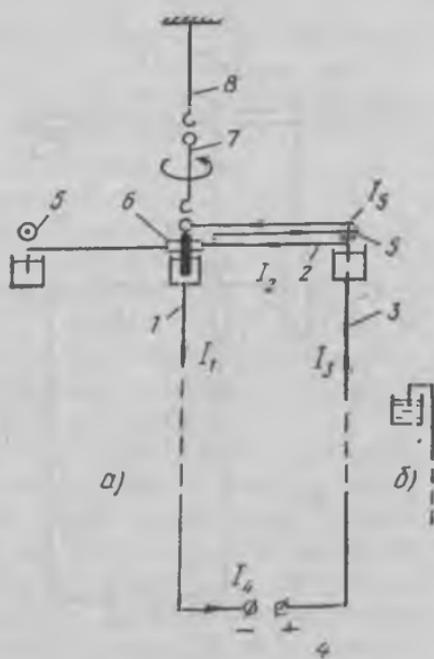
рон ин воситасида осилган. 9 мис пластиналарни диск устида ҳаракатлантириб, уларнинг аниқ горизонтал жойлашувига эришамиз.

Доимий ёки ўзгарувчан ток манбаи уланганда диск айланади. Юрғизувчи ток $I = 4\text{A}$ бўлиб, кейинчалик уни 3A гача камайтирамиз.

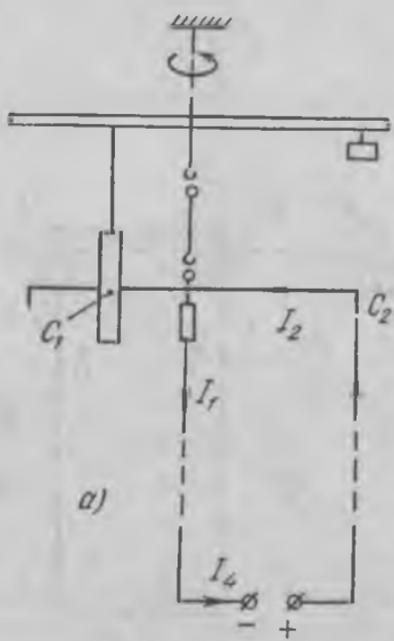
$I_1 - I_4$ ток занжири магнитга ўхшайди, шунинг учун унинг магнит майдони доиравий токни 2 чизиққа параллел бўлган горизонтал ўқ атрофида 90 градусга буришга интилади (осиш ипи атрофида айлантормайди). I_1, I_3, I_4 тоқлар майдони I_2 токка айланттирувчи таъсир кўрсатмайди. Вертикал оқувчи I_1 ва I_3 тоқлар майдони доиравий токнинг горизонтал элементларига фақат юқорига ёки пастга қараб таъсир этади, шунинг учун улар ҳам осиш ипи атрофида айланишни юзага келтирмайди.

Айланишнинг ток элементлари ва ҳаракатланувчи зарядли заррачаларнинг, кўпчилик томонидан тан олинган, магнит ўзаро таъсири қонунларидан келиб чиқадиган ягона сабаби — диск билан бириктирилган ғалтак магнит майдонининг дискдаги радиал токка таъсиридир.

3. *Электромеханик айланишнинг яна битта янги ҳоли.* Олдинги экспериментдагидек ток занжирини ҳосил қиламиз. Аммо доиравий токни алюминий диск би-

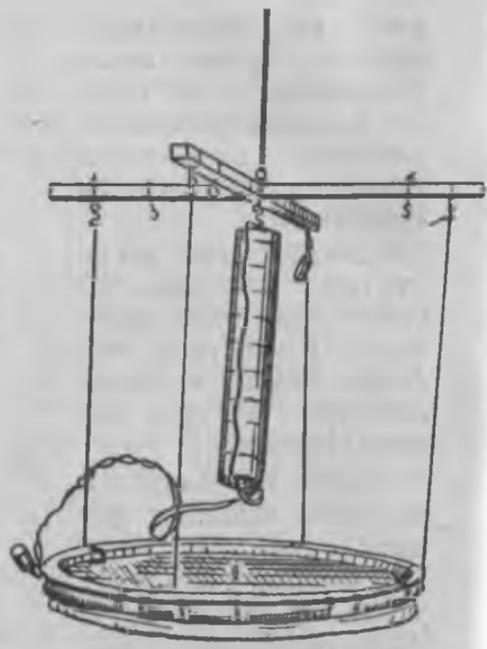


35-расм

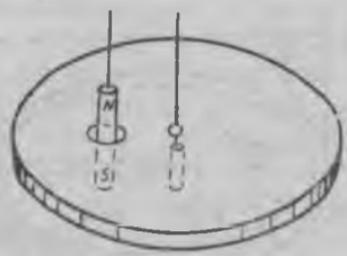


a)

б)



37- расм

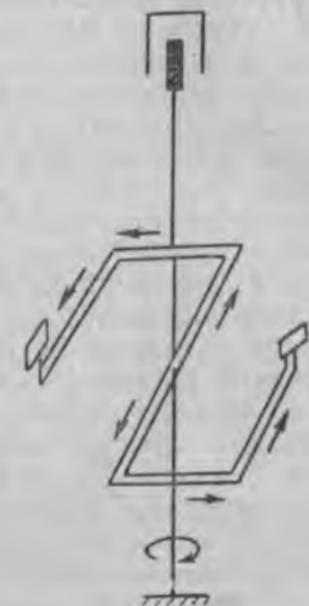
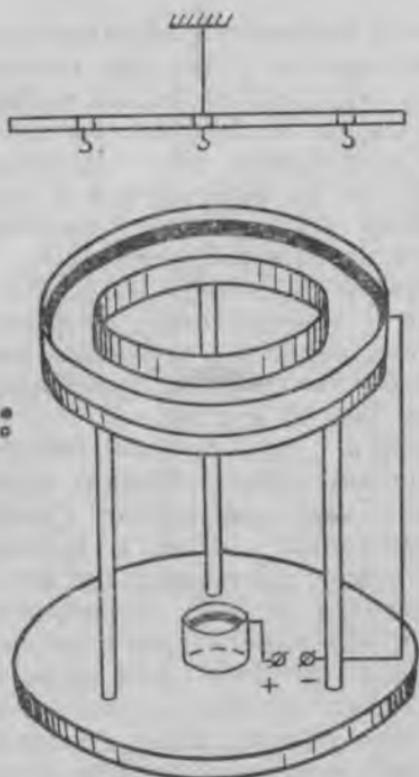


36- расм

лан биргаликда битта ҳаракатланувчи ричагга осилган тўғри магнит билан алмаштирамиз (36- а, б расм). Магнит дискдаги тешиқдан ўтказилган ва системанинг бошланғич ҳолатида кесикнинг чеккаларига яқин бўлади, аммо уларга тегмайди. Бундай қилиш унинг вертикал ўқи бўйлама бўлиши ва Ернинг магнит майдони магнитни компас стрелкаси каби аниқ йўналиш бўйлаб йўналтирмаслиги учун зарур. Биз ташқи диаметри 3,5 см бўлган 14 та яси ҳалқасимон магнитлардан йиғиб, кучли тўғри магнит ҳосил қиламиз. Ёғоч ўзакнинг ўртасидаги кесилган жой бўйлаб ўтказилган сим сиртмоқ унинг тўғри осилишини таъминлайди. Магнитнинг C_1 марказини ва диск вертикал ён чеккасининг

C_2 ўртасини битта горизонтал текисликка жойлаштирамиз. Кучи $2 \div 2,5$ А бўлган доимий ток уланганда магнит диск билан бирга айланади. Бу асбоб Фарадей тажрибасида ишлатилган қурилмадан шу билан фарқланадики, классик қурилмада I_2 ток айланувчи сим улагичда оқади, лабораторияга нисбатан ўз йўналишини ўзгартиради, нов ҳалқада эса вақт ўтиши билан ўзгарувчи ёйсимон тоқлар оқади. Бизнинг қурилмада I_1, I_2, I_3, I_4 тоқлар лабораторияга нисбатан ўз ҳолати ва йўналишини ўзгартирмайди; фақат I_2 ток вақтинча, магнитни ўтказиб юбораётганда иккита параллел тармоққа ажраллади ва магнит бевосита бу ток соҳасига ўтаётганда дискдаги кесимнинг қироғи бўйлаб оқади.

4. *Мумкин бўлган яна бир конструкция ҳақида.* 2-бандда танишилган экспериментнинг бошқа варианты 37-расмда кўрсатилган. Бу вариантнинг қулайлиги шундаки, унда динамиканинг одатдаги ҳодисаларидан сезиларли фарқланувчи ҳодисалар, ниҳоятда кўрғазмали ва ишонарли тарзда кечади. Занжирнинг 1, 2, 3 қисмлари олдингидек (35-расмдагидек) қолади. Тўғрилагичдан келувчи I_2 ток ($5 \div 6$ А) ҳам олдинги ҳолдаги сингари 2 дискда оқади. Бу ҳолда диск яхлит бўлади. Аммо 100 ўрамга эга бўлган юпқа доиравий ҳалқадаги ток бошқа манба — чўнтақ фонари батареяси томонидан ҳосил қилинади. Унда кетма-кет уланган учта цилиндрик элемент бор. Батареяка элементлари бир-бирига қисилган бўлиб, битта умумий боғлагич билан ўраб олинган. Иккита ўтказгич батареяканинг юқориги қутбига кавшарланган. Улар батареяканинг ён томонлари бўйлаб симметрик жойлашган ва пастда битта тугунга бирлаштирилган. Тугунга бифилярнинг бир учи кавшарланган, иккинчи учи эса батареяканинг пастки қутбига уланган. Занжирда токнинг бор-йўқлиги ва унинг катталиги кичик вольтли лампочканинг чўғланишига қараб аниқланади. Бифиляр ёрдамида батареяка, лампочка ва ҳалқасимон ғалтакларни кетма-кет улаймиз, батареяка ингичка ип билан осиб қўйилади, у тинч ҳолатини сақлайди. Ғалтакдаги йиғинди ток $I = 2 \div 5$ А бўлади. Занжир шундай уланадики, диск нуқталарида ғалтак магнит майдонининг куч чизиқлари Ер магнит майдони куч чизиқларига қарама-қарши бўлади. Бир-бирига бириктирилиб, ҳаракатланувчи ричагга (ёки крестовинага) осиб қўйилган диск ва ғалтак, занжирга ток уланганда, доиравий токнинг радиал токка таъсири туфайли бирга-



39- расм

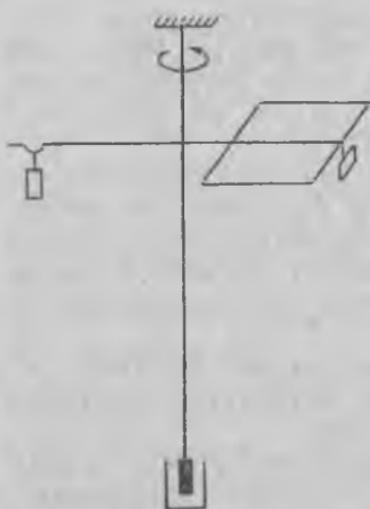
38- расм

ликда айланади. Электромеханик жараён стационар бўлгани сабабли занжирдаги тоқларнинг фазо ва вақтда тақсимланиши ўзгаришсиз қолади, бу эса ҳодисанинг таҳлилини соддалаштиради. Ернинг магнит майдони кузатилаётган ҳаракатни бироз тормозлайди, холос.

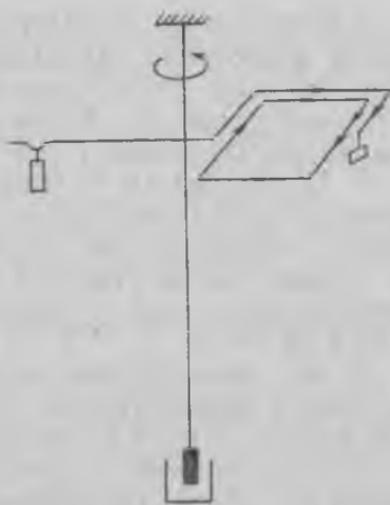
II. Битта катта нов ҳалқаси ва пастки ҳолатдаги марказий косачаси бўлган асбоб.

Агар юқорида кўрилган битта нов ҳалқали асбобнинг марказий косачаси пастки ҳолатга силжитилса (38- расм), яна бир нечта тажрибалар қўйиш имконияти тувилади. Қўрилмадаги ток занжирларининг ҳаракатланувчи қисмлари ва магнитлар ҳам ана шу расмда тасвирланган. Эгриланган стрелкалар билан уларнинг айланишлари йўналиши кўрсатилган.

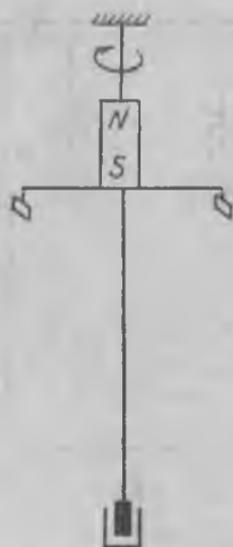
1. Горизонтал жойлашган Z шаклидаги ток занжирининг айланиши (39- расм). Занжирга доимий ток уланганда ҳам, ўзгарувчан ток уланганда ҳам айланиш кузатилади ($I=7A$).



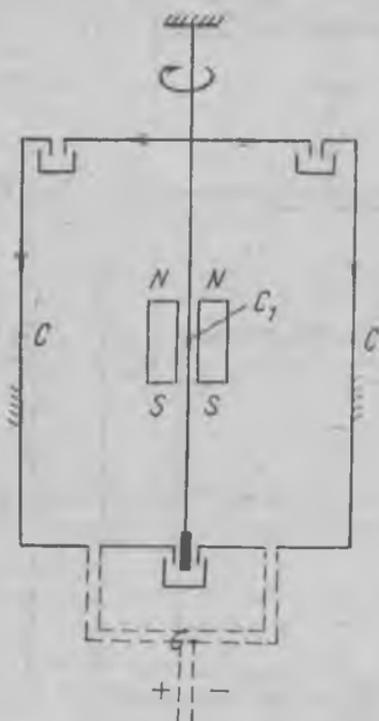
40- расм



41- расм



42- расм



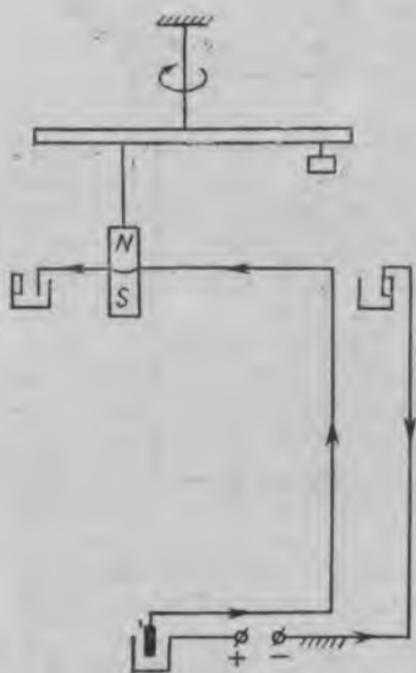
43- расм

2. Горизонтал текисликда жойлашган ўзаро кесишувчи рамканинг айланиши (40-расм). Рамкадаги ўрамлар сони $n=20$. Рамка ва кесиб ўтувчи ўтказгич кетма-кет уланган. Айланиш доимий ва ўзгарувчан тоқларда кузатилади ($I=4-5$ А).

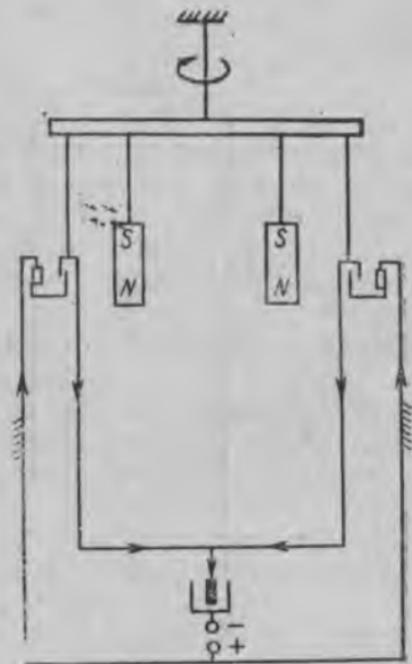
3. П шаклидаги ўтказгич билан бириктирилиб, горизонтал жойлаштирилган тўғри бурчакли ток занжирининг айланиши (41-расм). Тўғри бурчакли занжир ва П шаклидаги ўтказгич кетма-кет уланган. Рамкадаги ўрамлар сони $n=20$. Доимий ёки ўзгарувчан ток кучи $I=4-5$ А.

4. Ток занжирининг ҳаракатланувчи Т-симон қисми билан бириктирилган тўғри магнитнинг айланиши (42-расм): $I=2-3$ А (биринчи ҳол).

5. Ток занжири Т-симон қисмининг у билан бириктирилган тўғри (ҳалқасимон) магнит майдонидаги ҳаракати (43-расм). C — қўзғалмас вертикал ўтказгичлар маркази, C_1 — ҳаракатланувчи вертикал ўтказгич ва магнитнинг маркази. Ичидан ҳаракатланувчи вертикал ўтказгич ўтказилган ёғоч ўзакка магнит кийгизилган, магнит ва бу ўтказгич бир-бирига бириктириб қўйилган ($I=2-3$ А).



44- расм



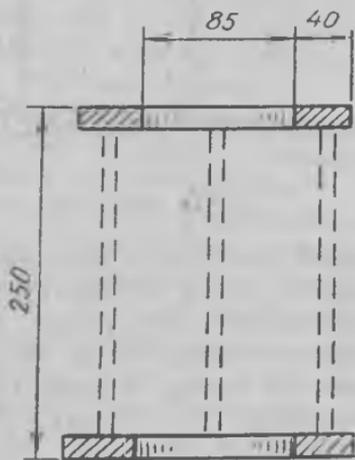
45- расм

6. Тўғри магнит ва у билан бириктирилган занжир қисмининг ток оқмайдиган ўқ атрофида айланиши (44-расм) ($I=4\div 5$ А).

7. Иккита тўғри магнит ва у билан бириктирилган занжир қисмининг ток оқмайдиган ўқ атрофида айланиши (45-расм). Ричагнинг хоҳлаган бошланғич ҳолатида, хусусан, расмда кўрсатилганидан 90 градусга бурилган ҳолатида ҳам айланиш бошланиши мумкин ($I=4\div 5$ А).

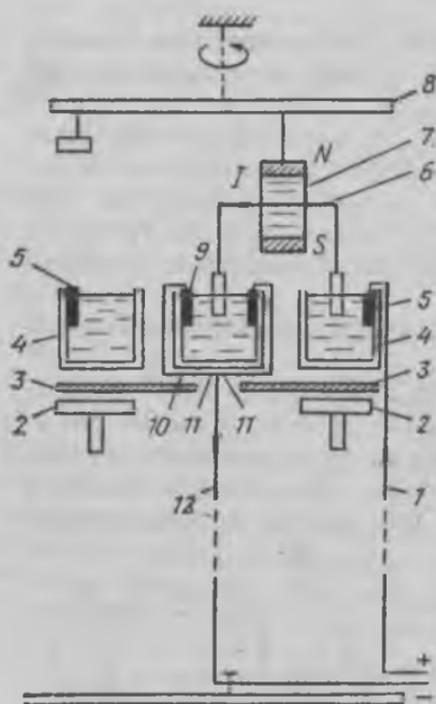
III. Битта (кичик) нов ҳалқаси ва марказий косачи бўлган асбоб.

1. Конструкциянинг стенди 3-§ нинг I ва II бўлимларида тасвирланганга ўхшаш (33-а, б ва 38-расмлар). Кичик нов ҳалқа бу ҳолда ҳам, диаметри олдингига қараганда кичикроқ бўлган, ҳалқасимон столчага қўйилади. Кичик ўлчамли нов ҳалқа деворларининг баландлиги ва тубининг кенглиги олдингидегидек (40 мм) қолади. Фақат нов ҳалқа ўртасидаги бўшлиқнинг диаметри 8 мм гача камайтиради (46-расм). Ясси ҳалқасимон электродли пластмасса косача ҳам стенднинг бир қисмидир. Электродлар косача ён деворининг юқори қисмига ич томондан тегиб туради. Косача юқориги ва пастки ҳолатларда бўла олади. Юқориги ҳолатда у кичик диаметрли столча устига қўйилади, пастки ҳолатда эса асбобнинг тагидаги таянч тахтасига ўрнатилади. Асбобни ундаги электр занжирларнинг жойлашуви ва ҳаракатланувчи қисмларнинг уланиш усуллари кўрсатилган мисол асосида тушунтирамиз.

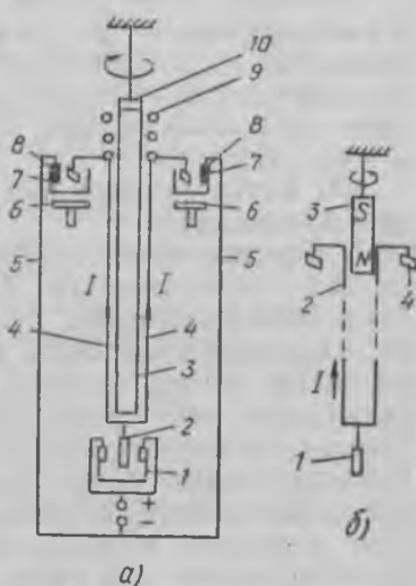


46- расм

2. 47-расмда 10 марказий косача ўзининг юқориги ҳолатида тасвирланган. Бу — сим улагичли 6 ток занжири билан 7 тақасимон магнитнинг биргаликда ҳаракатланишини кўришга имкон берувчи қизиқарли тажрибанинг схемасидир: 1, 12— занжирнинг қўзғалмас вертикал ўтказгичлари, 2— столча юқори қисмининг кесими, 3— столча билан 4— нов ҳалқа орасига қўйилган дои-



47- расм



48- расм

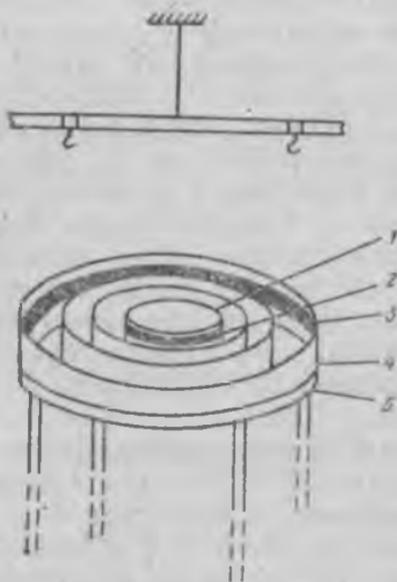
равий қистирма (прокладка), 5— нов ҳалқа ичига жойлашган ясси ҳалқасимон мис электрод, 8— магнит осиладиган ёғоч ричаг, у ингичка қармоқ ипи билан штативга осилган ва мувозанатга келтирилган; 9— косача 10 ичига жойлаштирилган ясси ҳалқасимон мис электрод, 11— ўтказгич 12 нинг параллел тармоқлари, уларнинг юқориги учлари косачанинг ҳалқасимон электродига кавшарланган. Косача ва нов ҳалқадаги электролит эритмаси орқали туташадиган занжирга $I=5$ А доимий ток уланганда магнит ва у билан бириктирилган улагич, уларнинг мувозанатлашмаган ўзаро таъсири туфайли, узлуксиз айланади.

3. 48- расмда чизиқли юриткич (двигатель)нинг схемаси берилган. Электроди бўлган 1 косача асбобнинг пастки қисмига жойлаштирилган. Унинг ҳалқасимон электроди ток манбаи қутбларидан бирига уланган. Иккинчи электрод—2 мис цилиндрчага 4 параллел симларнинг пастки учлари уланган. 4 симлар пластмассадан қилинган ичи бўш 3 цилиндрик қаркасга маҳкамлаб бириктирилган. Қарқаснинг юқориги тешиги

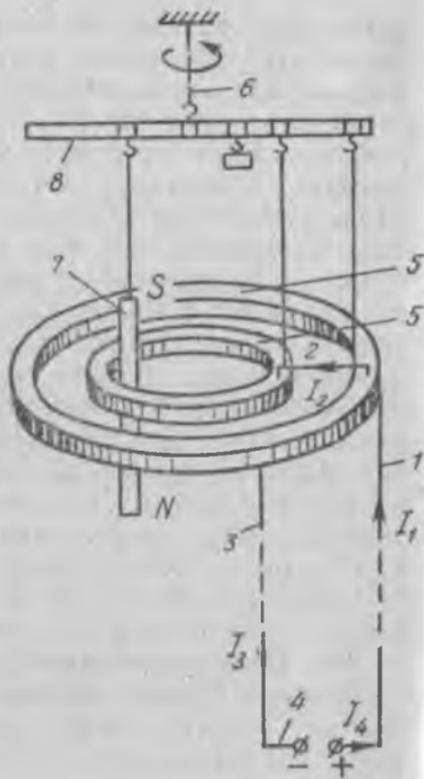
илмоқчаси бўлган 10 ёғоч тиқин билан беркитилади, илмоқчага боғланган ингичка қармоқ ипи ёрдамида каркас штативга осилади. Каркасинг юқори қисмига ўрамлари сони жуфт (100 ўрам) бўлган 9 ғалтак ўралади. Урамлар учун сирланган (лакланган) сим олинади. Манбадан ғалтакка ток 4 симлар орқали келади. Ундан ток 8 нов ҳалқадаги электролит эритмасига туширилган 8 мис пластинкаларга (электродга) ўтади. Электродлар 5 симларга кавшарлаб уланган. 6— доиравий ёғоч столча. Занжирга 6—7 А ўзгарувчан ток берилса, 9 ғалтак магнит майдонининг 4 ўтказгичлардаги токка таъсири туфайли, ғалтак ва у билан бириктирилган 4 ўтказгичлар биргаликда узлуксиз айланади. Пластмасса каркасни 1, 4 электродлари бўлган металл (алюминий ёки мис) найча билан, ғалтакни эса найчага маҳкамланган 3 магнит билан алмаштириб, бошқа конструкциядаги чизиқли юриткични ҳосил қиламиз (48-б расм). Кичик нов ҳалқали бу қурилмада 23—28, 34-б, 83-расмларда кўрсатилган схемалар бўйича ҳам тажрибалар ўтказиш мумкин.

IV. Горизонтал жойлашган иккита пластмасса нов ҳалқалари бўлган асбоб. Бу асбоб 49-расмда тасвирланган. Иккита, ўзаро концентрик жойлаштирилган 1 ва 4 нов ҳалқалар 5 баланд столча устига қўйилади. Уларнинг ички диаметрлари 12 см ва 22 см, ташқи диаметрлари —20 см ва 30 см. Ҳар бир нов ҳалқанинг кенглиги ва чуқурлиги 4 см дан. Нов ҳалқаларнинг ичида 2 ва 3 ясси ҳалқасимон электродлар бўлиб, улар кичик нов ҳалқанинг ички деворига ва катта нов ҳалқанинг ташқи деворига бириктирилган. Электродларнинг чеккасига ток занжири қўзғалмас қисмидаги вертикал ўтказгичларининг учлари кавшарланган. Энди тажрибаларни тушунтиришга ўтамиз.

1. *Кичик нов ҳалқа ўртасидаги бўшлиққа киритилган магнитнинг айланиши.* 50-расмда CuSO_4 электролит эритмаси тўлдирилган 5 нов ҳалқалар тасвирланган. Нов ҳалқаларга ток 120 см узунликдаги 1 ва 3 вертикал ўтказгичлар орқали келади. Юкчалар билан мувозанатлашган 8 ричаг ингичка капрон ип ёрдамида штативга осилган. Ричагга сим ёрдамида кучли ингичка магнит 7 ва қаттиқ тўғри сим 2 осилган, сим орқали I_2 ток ўтиб, занжирни туташтиради. Ҳаракатланувчи кўприкча вазифасини бажарувчи 2 симнинг учларига кавшарлаб ёпиштирилган тўғри бурчакли мис пластинчалар — электродлар ($2 \times 2,5 \text{ см}^2$) нов ҳалқалардаги



49- расм



50- расм

эритмаларга туширилади. Магнитнинг ўртаси электродларнинг пастки чеккаси билан бир горизонтал текисликда бўлиши керак. Занжирга 3÷4 А доимий ток берилди. Бир-бирига ричаг орқали бириктирилган магнит ва кўприкча соат мили ҳаракатига тескари йўналишда узлуксиз айланади. Бу ҳаракатланувчи электродинамик системанинг бошланғич ҳолати ихтиёрӣ, хусусан, 50-расмда кўрсатилгандек бўлиши мумкин.

Айланиш бўлиши учун кўрилаётган электродинамик системада мавжуд бўлган майдонларда магнит ва тоқли кўприкчага айлантурувчи кучлар таъсир қилиши керак. 50-расмда тасвирланган бошланғич ҳолатда мавжуд бўлган ўзаро таъсирларни таҳлил қилайлик: 1, 2, 3, 4 тўғри бурчакли ток занжири магнитнинг кузатишган, соат мили ҳаракатига тескари йўналишдаги ҳаракатини юзага келтира олмайди. Бундай занжирнинг ўзи магнитга ўхшаш бўлиб, унинг шимолӣ

қутби контур билан чегараланган сиртнинг шундай томонида бўладик, ундан қаралганда контурдаги ток соат миля ҳаракатига тескари йўналишда оқади, бу сиртнинг бошқа томонида жанубий қутб бўлади. Осилган магнитнинг шимолий қутби 1, 2, 3, 4 ток занжирига эквивалент бўлган магнитнинг «шимолий томонидан» қочади ва «жанубий томонига» тортилади. Бунда осилган магнит соат миля ҳаракати йўналишида силжийди. Тажриба буни тасдиқлайди: агар 1, 2, 3, 4 занжир қўзғалмас бўлса (бунинг учун 2 симни 8 ричагдан ажратиш керак), магнит эса ричаг билан бирга айлана оладиган бўлса, у соат миля ҳаракати йўналишида силжийди, I_1, I_3, I_4 тоқлар майдонининг I_2 тоққа таъсири 2 ўтказгични айланишига сабаб бўла олмайди. Бошланғич ҳолатда бу таъсир кучи вертикал равишда юқорига томон йўналади. Грассманнинг машҳур [40].

$$d\vec{F}_{12} = \frac{I_1 I_2}{c_2 R_{12}^3} [d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]]$$

формуласи бўйича бажарилган ҳисоблашлар ҳам ана шундай хулосага олиб келади. Грассман формуласининг аниқлигига шубҳа йўқ. У Максвелл электродинамикасининг асосий натижаларидан бири бўлиб, Лорентснинг электрон назариясига ҳам мос келади (6-§ га қ.). 7 магнит қурилмадан олиб қўйилганда ҳам 2 ўтказгич узлуксиз айланмаслиги тажрибадан кўринади (бу тажрибани Ер магнит майдонининг таъсирини ҳисобдан чиқариш учун ўзгарувчан ток билан ҳам бажариш мумкин). Мумкин бўлган охириги имконият—7 магнит майдонининг 2 тоқли ўтказгичга таъсиридир.

Ҳақиқатан ҳам, агар магнитни ричагдан ажратиб, бошланғич ҳолатида маҳкамлаб қўйилса, ричагга осилган I_2 тоқли улагич соат миля тескари йўналишда айланади. Шундай қилиб, осилган магнитнинг, у билан ричаг орқали бириктирилган I_2 тоқли кўприкчага таъсир кучи кўприкчанинг (у билан бирга бутун ҳаракатланувчи қисмининг) тажрибада кузатилган (соат миля тескари) йўналиш бўйича узлуксиз айланишларини юзага келтирар экан.

Энди қўзғалмас I_1, I_3, I_4 тоқларнинг магнитга таъсирига эътиборни қаратамиз. 4 ўтказгич магнитдан етарлича узоқдалиги сабабли I_4 нинг магнитга таъсирини ҳисобга олмаслик мумкин. Аввало Био-Сивар-

Лаплас — Колладон қонунидан фойдаланамиз. Бу қонуннинг замонавий ёзилиши

$$d\vec{F}' = \frac{Im}{cR^3} [d\vec{l} \vec{R}] \quad (3.1)$$

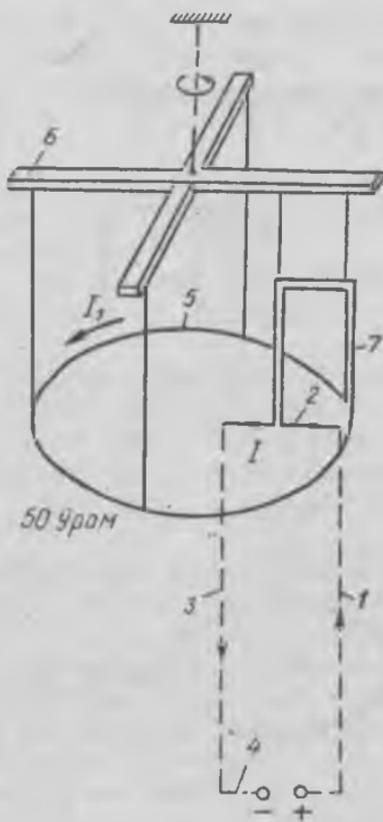
кўринишга эга. Бу ерда $d\vec{F}' = Id\vec{l} \vec{R}$ ток элементининг m «магнитизм миқдори» билан характерланувчи магнит қутига таъсир кучи (шимолий қутб учун m мусбат, жанубий қутб учун — манфий), (R — ток элементидан магнит қутбигача бўлган масофа, 3 ўтказгич магнитга I ўтказгичга қараганда яқинроқ жойлашган. Шунинг учун (3.1) формулада I_6 токнинг магнитга таъсири ортиқроқдир. Энг катта куч магнитнинг шимолий қутбига, соат мили ҳаракати йўналишида таъсир этиб, боғланган ҳаракатланувчи системанинг айланишига тўқинлик қилади.

Шу билан бирга (3.1) формула бўйича I_2 токнинг майдони магнитнинг ҳар иккала қутбини соат мили ҳаракатига тескари йўналишда айлантиради. Демак, I_2 токнинг магнитга таъсир кучи билан магнитнинг I_2 токка таъсир кучи жуфт куч ҳосил қилади. Кучларнинг таъсир чизиқлари ҳар хил бўлгани учун динамик мувозанат юз бермайди. Бир жинсли магнитланган магнит ён сирт бўйича оқувчи цилиндрик токка эквивалент деб ҳисобловчи моделга асослансак ((9.1), (9.2) га қ.). I_3 , I_1 вертикал тоқлар магнитга эквивалент бўлган горизонтал ҳалқасимон тоқларга фақат юқорига ёки пастга томон таъсир этади ва магнитни асбобнинг марказий ўқи атрофида айлантормайди. Бу модель асосида ҳам ҳаракатланувчи система, уни ташкил этувчи қисмларнинг ўзаро таъсири мувозанатланмаганлиги туфайли айланади деган хулосага келамиз. Агар магнит ва тўғри бурчакли занжирнинг барча қисмларини қимирламайдиган қилиб маҳкамлаб қўйсак, бошида тинч ҳолатда бўлган система ток улангандан сўнг ҳам бу ҳолатини сақлайди, чунки бу ҳолда қурилманинг қўзғалмас қисмларига магнит майдонида таъсир этувчи кучларнинг сон қиймати ва йўналишлари бутун система учун импульс моментининг сақланиш қонуни талабларини қаноатлантиради.

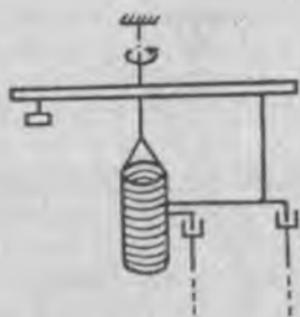
2. Ток занжирининг қисми ва унга бириктирилган магнит майдон манбаининг биргаликдаги ҳаракати. Иккита нов ҳалқали қурилмада новлар орасидаги кўприкча вазифасини ўтовчи 2 ўтказгич билан бириктирилган, 50 ўрам сирланган симдан иборат, 5 доиравий

Ўтказгич осиб қўйилади (51-расм). Доиравий ўтказгич ва кўприкча битта сим бўлагидан букиб тайёрланади ва 7 бифиляр ёрдамида бир-бирига уланади. Улар ёнгил ёғоч крестовина — ричагга, ричаг эса штативга осилади. 2 ўтказгичнинг учлари — электродлар нов ҳалқалардаги электролит эритмасига туширилади. Кўприкча ва электродлар доиравий ўтказгич текислиги тепасига жойлашган. 51-расмда ток занжирининг бошланғич ҳолати тасвирланган. Занжирга 2 А ток берилганда унинг юқори қисми доиравий ток магнит майдонининг 2 ўтказгичдаги токка таъсири туфайли узлуксиз айланади. Бу — ҳаракатни юзага келтирувчи ягона сабаб эканига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

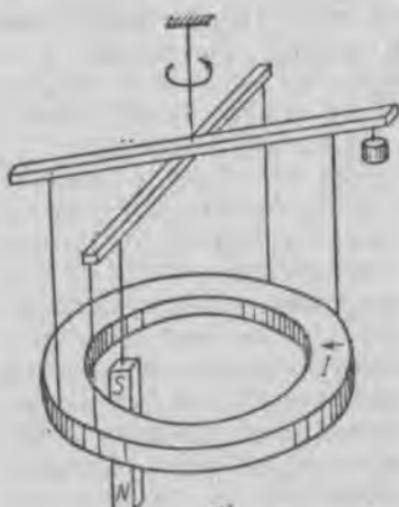
Ҳақиқатан ҳам, олдинги тажрибадан маълумки, 2 токли ўтказгич, 1, 3, 4 ўтказгичлардаги тоқлар майдони таъсирида узлуксиз айланмайди. Улар 2 улагичга тик юқорига томон таъсир этади. Тўғри бурчакли ток қисмларининг магнит майдонлари томонидан горизонтал жойлашган доиравий ток занжирига таъсир этувчи кучлар доиравий ток элементларига перпендикуляр бўлгани сабабли, улар доиравий токни берилган ўқ атрофида айлантира олмайди. 5 занжир майдонида 2 токли ўтказгичга уни соат мили ҳаракатига тескари йўналишда айлантиришга интилувчи куч таъсир этади. Импульс моментининг сақланиш қонуни шу билан намоён бўладики, 1 ва 4 ўтказгичларга соат мили ҳаракати бўйлаб йўналган айлантирувчи куч таъсир этади. Занжирларнинг барча қисмлари қўзғалмайдиган қилиб маҳкамлаб қўйилса, айланиш юзага келмайди. Тўғри бурчакли занжирнинг 1, 3, 4 қўзғалмас қисмлари фа-



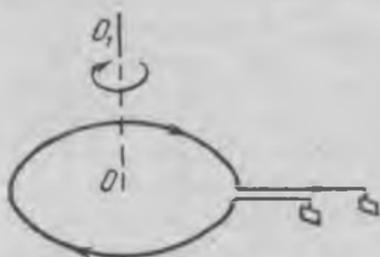
51- расм



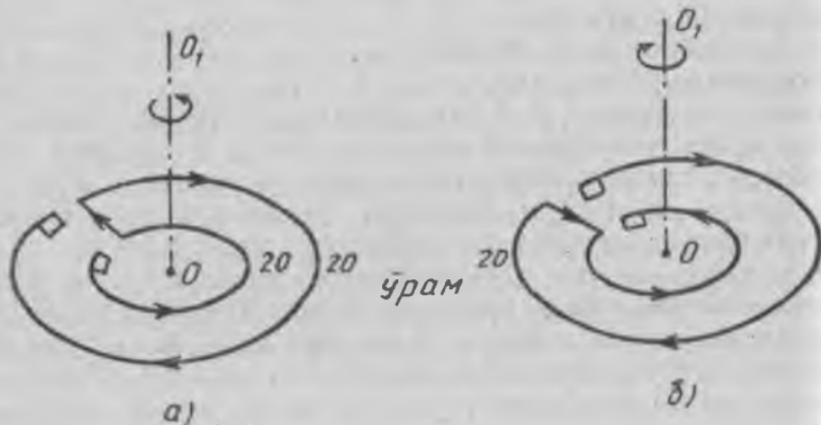
52- расм



55- расм.



53- расм



54- расм

қат ҳаракатланувчи системага ток бериш вазифасини бажаради, ҳаракатланувчи система эса ўзининг турли қисмлари орасидаги магнит ўзаро таъсир туфайли ҳаракатга келади.

Иккита нов ҳалқали асбобда (49-расм) бажариладиган навбатдаги учта тажрибани тушунтириш учун фойдаланилган расмларда конструкцияларни осиб қўйиладиган ҳаракатланувчи қисмларини тасвирлаш билан чегараланамиз.

3. Бир-бирига бириктирилган токли цилиндрик ғалтак ва горизонтал улагичнинг биргаликда айланиши (52-расм). Урамлар сони $n=100$; $I=5$ А.

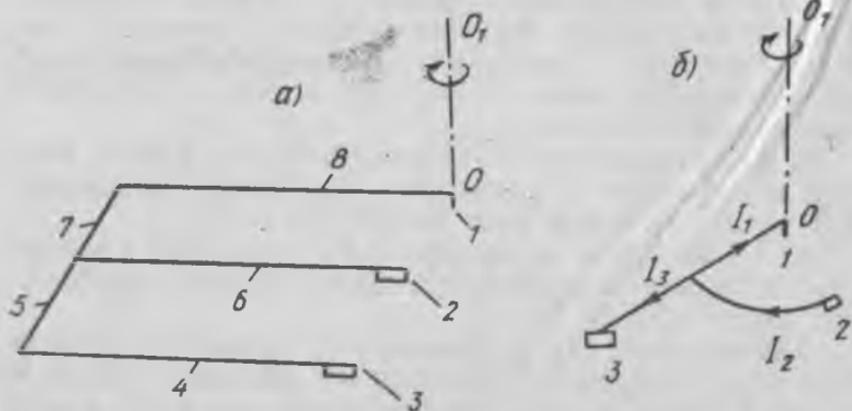
4. Ҳалқасимон ғалтак ва унга кетма-кет уланган сим улагичнинг айланиши (53-расм). Ғалтакдаги ўрамлар сони $n=50$; $I=2\div 3$ А.

5. Сим улагич билан бир-бирига кетма-кет уланган иккита ҳалқасимон ғалтакларнинг айланиши (54-а, б расм). Токларнинг йўналиши билан фарқланувчи а ва б ҳолларда ғалтаклар қарама-қарши йўналишда айланади. Ҳар бир ғалтакдаги ўрамлар сони $n=25$; $I=4-5$ А.

6. Биринчи экспериментнинг мумкин бўлган яна бир вариантыни келтирамиз: 'тўғри магнит ва электрод вазифасини ўтовчи ён чеккаси нов ҳалқадаги электродлит эритмасига ботирилган ясси алюминий ҳалқанинг биргаликда айланиши. Бу тажрибада занжирдаги токнинг лабораторияга нисбатан йўналишини доимий сақлаш мақсадида нов ҳалқалардаги қўзғалмас ҳалқасимон электродлар иккита мис пластиналарга ($2,5 \times 2,5$ см²) алмаштирилган. Пластина — электродлар катта нов ҳалқа ташқи деворининг ички томонига ва кичик нов ҳалқанинг ички деворига ёндошиб туради. Уларга манбадан тортилган қўзғалмас вертикал симларнинг юқориги учлари кавшарланган. Магнитнинг С маркази ҳалқа ён чеккасининг пастки қирғоғи билан бир горизонтал текисликда ётади (55-а расм). 55-б расмда конструкциянинг кесими берилган. Айланувчи ҳалқада оқувчи ток лабораторияга нисбатан ўз йўналишини ўзгартирмасдан сақлайди ($I=7\div 8$ А).

V. Мураккаб ток занжирларининг тармоқланган қисмларидаги мувозанатлашмаган электродинамик ўзаро таъсирлар.

Бир вақтда косача ва ҳар иккала нов ҳалқани ўз ичига олувчи стенда амалга ошириладиган тажрибалар ибратлидир. Масалан, 4—8 ўтказгичлар занжирнинг, уч фазали ток занжиридаги юлдуз шаклида улашиш каби, тармоқланган қисмини ҳосил қилади (56-а расм). Тармоқланган қисм ричагга, ричаг эса штативга осилган. OO_1 ўқ ричағни осиб ипи билан устма-уст



56- расм

тушади. 1 цилиндрик ва 2, 3 пластина электродлар мос ҳолда косачадаги ва нов ҳалқадаги электролит эритмасига туширилган. Уч фазали ток тармоғига уланганда 4—8 система, 4, 6, 8 тармоқлардаги тоқларнинг 5, 7 улагичлардаги тоқларга электродинамик таъсири туфайли айланади. Тармоқланган қисм текислигининг бироз юқорига қиялатилиши мақсадга мувофиқ, бу 1, 2, 3 электродларнинг эритмага кирган қисми баландлигини ва бу билан уларнинг кузатиладиган асосий ҳаракатга кўрсатадиган қаршилигини камайтириш имконини беради (электролитлардаги ток зичликларининг вертикал ташкил этувчиларига қўйилган кучлар, 5, 7 улагичларни ҳаракатга келтирувчи кучларга нисбатан қарама-қарши йўналган, шунинг учун электродлардаги тоқлар баландлигини камайтириш мақсадга мувофиқдир).

Стенднинг резервуарларини бир фазали ёки доимий ток занжирларига улаб, ён тармоқлари 4—6, 6—8, 4—8 бўлган учта П-симон ўтказгичларнинг ҳаракатини алоҳида-алоҳида кузатиш ҳам мумкин ($I = 7 \div 10$ А).

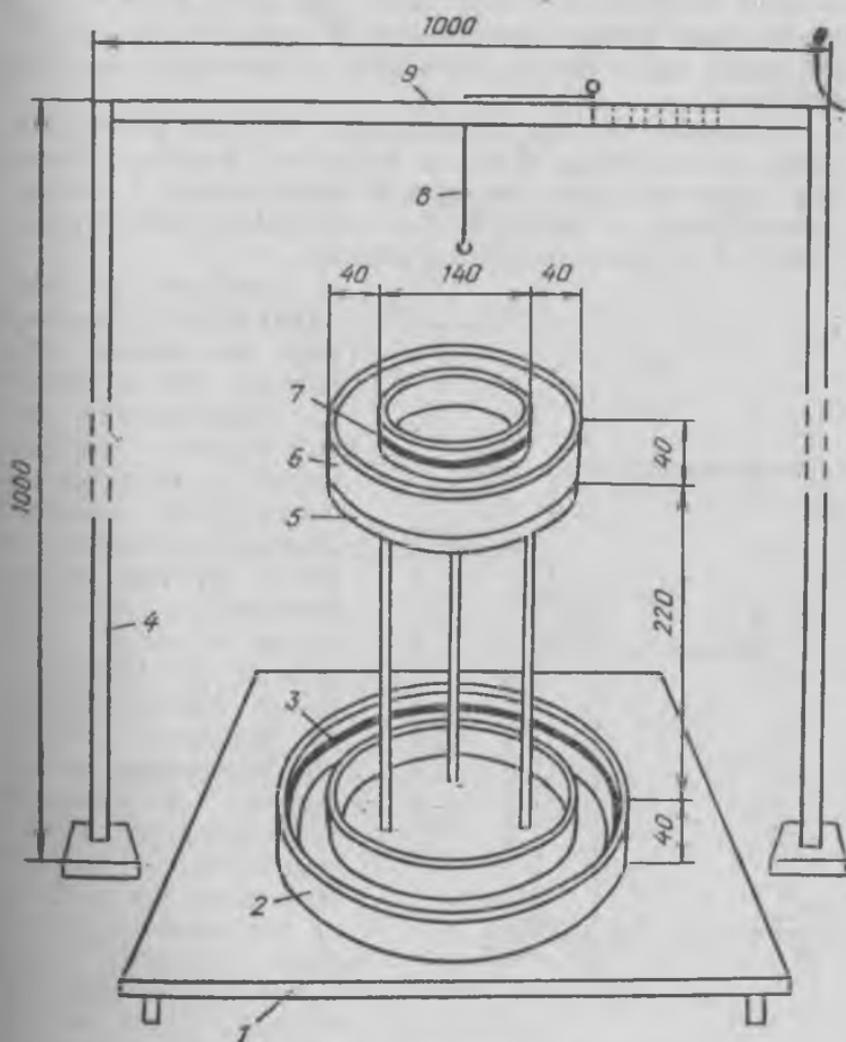
Бошқа бир мисол: ток занжири тугуни, ўзига туташган сим бўлаклари билан бирга, маркази O нуқтада бўлган айлана ёни бўйлаб оқувчи I_2 токнинг I_1 , I_3 тоқларга таъсири туфайли айланади (56-б расм). Бу ерда 1, 2, 3— электродлар, OO_1 — айланиш ўқи.

Худди шундай йўл билан занжирнинг тармоқланган қисмидаги тоқлар тақсимоти бошқача бўлган ҳоллар-

даги ўзаро таъсирлар ҳам экспериментал текширилиши мумкин.

4-§. ВЕРТИКАЛ ЖОЙЛАШГАН ИККИТА ПЛАСТМАССА НОВ ҲАЛҚАЛАРИ БЎЛГАН АСБОБ

Асбоб стенди 57-расмда тасвирланган: 1 тагликка столча маҳкамланган, 5— унинг томи, томнинг ўртасида унча катта бўлмаган доиравий тешик бор. Тагликка ва столчанинг томига 2, 6 пластмасса нов ҳалқалар ўрнатилган. Нов ҳалқалар ичида ясси ҳалқасимон 3, 7 мис

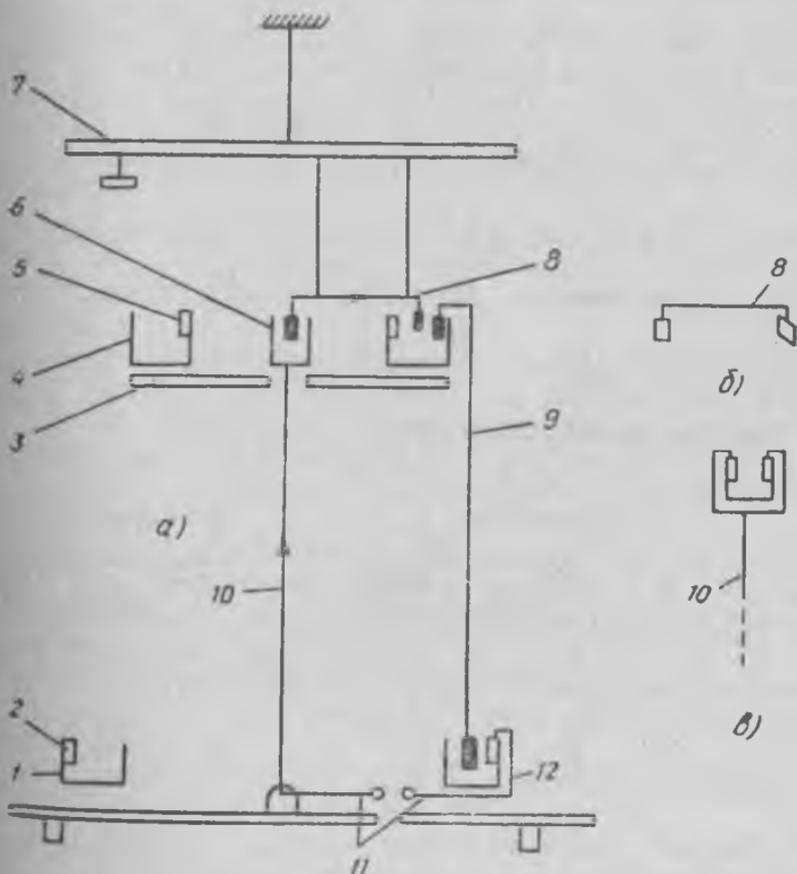


57- расм

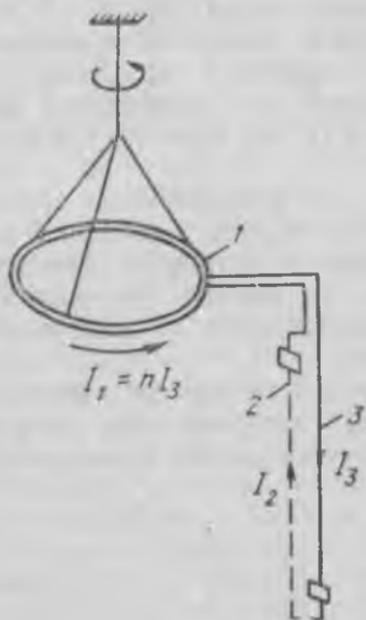
Учларида пластина-электродлари бўлган 9 ҳаракатланувчи вертикал ўтказгич занжир сим қисмининг яна бир (алмаштириб туриладиган) тармоғини ҳосил қилади (58-б расм). У қармоқ ипи ёрдамида 7 ричагга, ричаг эса, ўз навбатида, 8 ип ёрдамида штативга осилган, 6— посанги.

Нов ҳалқага қуйилган мис купоросининг эритмаси занжирнинг электролит қисми бўлиб, у орқали 9 ва 10 ўтказгичлардаги ток бир-бирига туташади. Ишонч ҳосил қилиш мумкинки, 58-а расмдаги занжирга ток уланганда асбобдаги ҳаракатланувчи 9 вертикал ўтказгич узлуксиз айланмайди.

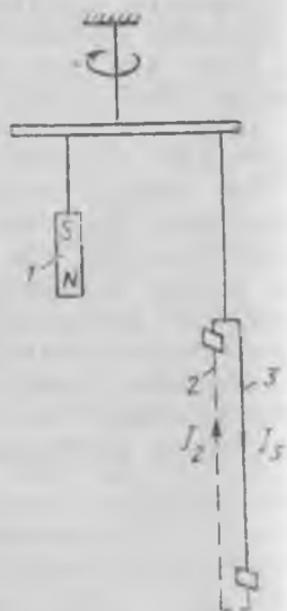
Стенднинг иккинчи вариантыда ток занжири бироз ўзгартирилади (59-а расм): юқориги нов ҳалқанинг ҳалқасимон электродига кавшарланган ўтказгич (58-а



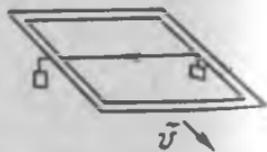
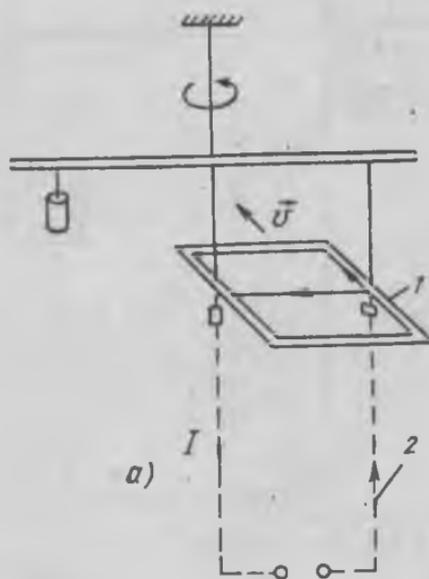
59- расм



60- расм



61- расм



a)

б)

62- расм

расмдаги 10 ўтказгич) бу ҳолда ток манбаига уланмайди (таглик тахтасидаги клеммадан ажратилади). Унинг ўрнига 3 столчанинг томига ўрнатилган 6 мис косача тагига кавшарланган 10 мис стержень олинади. Стерженнинг пастки учига 11 ўтказгич кавшарлаб ёпиштирилган, 12 ўтказгич пастки нов ҳалқанинг ҳалқасимон электродига уланган. 9 ўтказгич бу ҳолда қўзғалмас, у юқориги нов ҳалқа деворига осиб қўйилган. Манба қутбларидан келган бифилярни 11 ва 12 ўтказгичларнинг учларидаги клеммаларга улаб, асбобга ток берилади. 6 мис косача 10 ўтказгичга уланган ҳалқасимон электродли пластмасса идишга алмаштирилиши мумкин (59-в расм). 59-а расмдаги 1÷5 белгилашлар 58-а расмдагидек маънога эга. Янгидан 8 ҳаракатланувчи қисм қўшилади, у учларида мис пластина ва цилиндрчадан иборат электродлари бўлган горизонтал улагичдир (59-б расм).

Юқорида тавсифланган занжирга ўзгарувчан токни улаб, бу ҳолда ҳам асбобдаги ҳаракатланувчи 8 улагич узлуксиз айланмаслигига ишонч ҳосил қиламиз. (Ер магнит майдонининг айлантирувчи таъсиридан қутулиш мақсадида бу ҳолда ўзгарувчан токдан фойдаланилади.)

Узлуксиз айланишларни юзага келтирувчи тажрибалар 60÷63-расмларда тасвирланган ҳаракатланувчи деталлардан фойдаланиб амалга оширилиши мумкин:

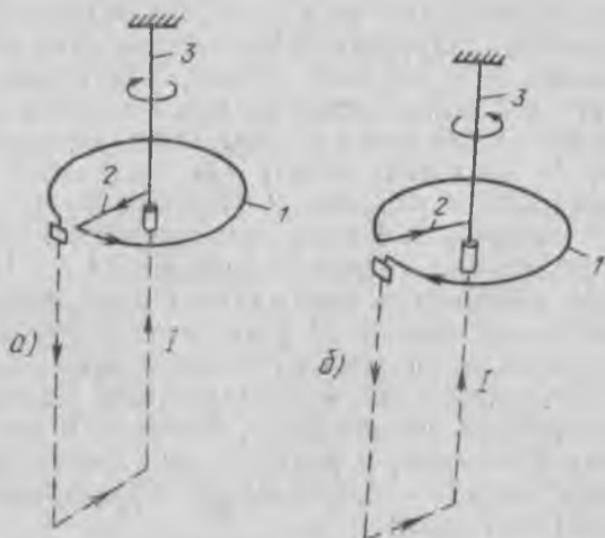
1. Стенд устидаги штативга (58-расм) 2 ва 3 ўтказгичлар билан кетма-кет уланган 1 ҳалқасимон занжирни осамиз, занжирнинг ҳаракатланувчи қисми узлуксиз айланади (60-расм). Қўрилаётган ва кейинги тўртта схемада қўзғалмас ўтказгичлар пунктир билан кўрсатилган.

2. Кейинги экспериментда 1 тўғри магнит ва 3 вертикал ўтказгич ҳаракатланувчи ричагга, у эса — штативга осилади (61-расм). Ток уланганда улар биргаликда узлуксиз айланади.

Бошқа ҳаракатланувчи конструкцияларнинг айланишларини марказий косачаси бўлган стендда кузатиш мумкин (59-расм):

3. Кесишган рамка ричагга осилганда ҳам унинг узлуксиз айланиши кузатилади (62-а, б расм).

4. Бир-бирига бириктирилган доиравий ўтказгич ва радиал улагич штативга осилса, у узлуксиз айланади (63-а, б расм).



63- расм

Юқорида баён этилган тажрибаларда занжирга $I=4\div 5$ А ток уланганда ҳаракатланувчи конструкцияларнинг ҳар бири унинг қисмлари орасидаги мувозанатлашмаган ўзаро магнит таъсир туфайли узлуксиз айланади. Тортиш кучларини кўпайтириш учун ҳалқасимон ўтказгич ва кесишган рамкалар кўп ўрамли қилинади; ўрамлар сони 50 атрофида. Радиал ва кесиб ўтувчи ўтказгичлардаги токнинг берилган йўналишида доиравий ва тўғри бурчакли занжирларнинг ҳаракат йўналиши ўрамларни ўраш йўналишига боғлиқ бўлади [5, 9, 17, 21, 22, 31—47].

III боб

УМУМИЙ ВА НАЗАРИЙ ФИЗИКА КУРСЛАРИДА ЭЛЕКТРОДИНАМИКАНИНГ АЙРИМ МАСАЛАЛАРИНИ УЎҚИТИШ

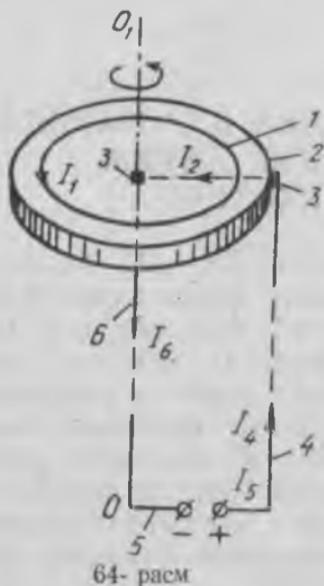
Олдин эълон қилинган ишларда [31—34] бизнинг жамоамиз текширган электромагнит ҳодисаларни ўқи-тишга оид айрим масалалар қараб чиқилган эди. Бу бобдаги материаллар ҳам шу мақсадга — ишлаб чи-қилган янги экспериментларни баён этиш ва уларнинг маъносини тушунтириш методикасига бағлишланган. Етарлича мураккаб бўлган бундай масалаларни умумий ва назарий физика курсларида ўқиштириш вазифаси икки хил йўл билан ҳал этилади: бевосита тажриба кўрсатиш асосида ва электромагнетизм ҳақидаги за-монавий таълимот асосида.

5-§. ЭЛЕКТРОМАГНИТ УЗАРО ТАЪСИРНИНГ КУТИЛМАГАН ТОМОНЛАРИ

Электродинамика асосчиларининг ишлари ҳақли равишда мақтовга лойиқ. Уларнинг назария ва экспе-риментлари замонавий цивилизациянинг энг муҳим ютуқларидан бири — электротехниканинг яратилишида асос бўлиб хизмат қилди. Аммо электромагнетизм ҳа-қидаги таълимотнинг ривожланиш жараёнида унга қў-шимчалар ва аниқликлар киритилиши табиийдир. Қуйи-да баён қилинадиган олти тажриба электромагнит ҳодисаларнинг илгари сезилмаган айрим томонларини кўриш имконини беради.

1. Бир-бирига бириктирилган ҳалқасимон ток зан-жири ва радиал токли дискдан иборат мувозанатлаш-маган электродинамик система. Доиравий ва радиал токлар бирикмасини кўрайлик (64-расм). Радиал ток-лар лабораторияга нисбатан ўз йўналишини вақт ўтиши билан ўзгартирмайди. 64-расмда: 1— ҳалқасимон ғал-так, ундан I_1 ток оқади; 2— горизонтал текисликка жойлашган, OO_1 ўқ атрофида айлана олувчи алюми-ний диск, унда I_2 ток оқади; 3, 4, 5, 6— ток занжирининг қўзғалмас ўтказгичлари; 3— ён томондаги ва диск мар-казидаги сирпанувчи контактлар.

Қўзғалмас диск тепасига осиб қўйилган токли ғал-

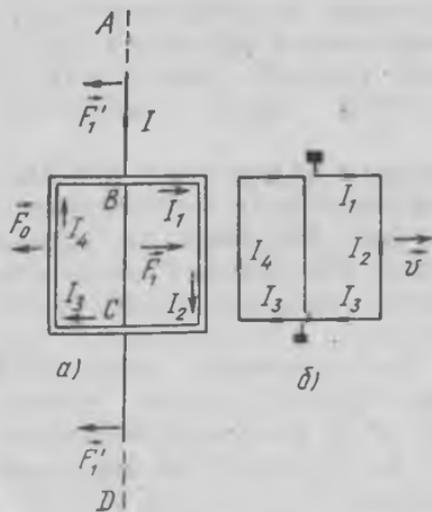


64- расм

так қолган тоқлар уланганда айланмайди. Қўзғалмас тоқли ғалтак майдонида эса тоқли диск айланади (ғалтакдаги тоқни шундай танлаймизки, унинг магнит майдони диск нуқталарида Ер магнит майдонига қарама-қарши йўналган ва ундан кучлироқ бўлсин; шундай бўлганда дискнинг айланиш йўналиши I_1 ток майдонининг таъсири билан аниқланади). Бир-бирига бириктирилган ҳалқасимон ғалтак ва диск ток уланганда узлуксиз айланади. Айланишнинг сабаби: ғалтак магнит майдонининг дискдаги токка таъсири (ай-

ланувчи диск доиравий занжирни, улар орасида механик боғланиш бўлганда, ўз кетидан эргаштиради).

2. Кесишган рамкадан иборат мувозанатлашмаган электродинamik система. Горизонтал текисликларда бир-бирига яқин жойлашган иккита занжирнинг ўзаро таъсирини текширамиз (65-а расм). Биринчи занжир — I тоқли жуда узун A тўғри ўтказгич, иккинчиси I_1, I_2, I_3, I_4 тоқли тўғри бурчакли рамка. Рамка тўғри ўтказгич тепасида туради. Урганиладиган мураккаб ҳодисаларнинг барча асосий хусусиятлари бу конструкцияда ёрқин намоён бўлади. Ток оқаётган рамкага (горизонтал текислик бўйлаб силжий олиш имконини берайлик. Қўзғалмас тўғри ўтказгичдан I ток ўтказилса, унинг магнит майдони тоқли рамкага F_0 куч билан таъсир этади (парма ва чап қўл қондаларини эсланг), натижада у чап томонга силжийди. Тоқли рамка

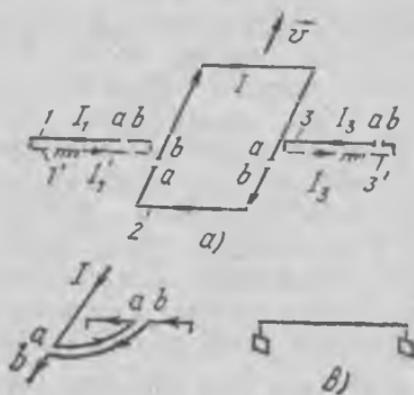


65- расм

магнит майдони ҳам AD ўтказгичга худди шундай, аммо қарама-қарши йўналган куч билан таъсир этади. AD ўтказгич BC қисмининг силжий олишига имкон берайлик. Бунинг учун B ва C нуқталарда сирпанувчи контактлар ҳосил қиламиз: BC ўтказгич узун вертикал ипларга осиб қўйилади. AD ўтказгичнинг қолган қисмлари илгаригидек қўзғалмас. Шунини таъкидлаймизки, AD ўтказгич яккаланганда (рамка бўлмаганда) унинг ҳаракатланувчи BC қисмини бирон йўналишда силжитадиган кучлар пайдо бўлмайди. Токли рамка қўзғалмас бўлганда унинг магнит майдони ток уланган BC ўтказгичга \vec{F}_1 куч билан таъсир этиб, уни ўнг томонга силжитади (65-а расм). Агар рамка ва ҳаракатланувчи BC ўтказгич бир-бирига маҳкам бириктирилса, улар биргаликда \vec{F}_1 куч таъсирида, F_0 куч қаршилигини енгиб, ўнг томонга ҳаракатланади. \vec{F}_1 кучнинг F_0 дан катталигига сабаб шуки, AD ўтказгичга рамка томонидан таъсир этувчи тўлиқ куч F_1 ва $2F_1'$ кучлар айирмасига тенг. $2F_1'$ кучлар AD ўтказгичнинг ташқи AB ва CD қисмларига қўйилган. Шунга эътиборни жалб қиламизки, рамкадаги ток магнит майдонининг берк чизиқлари рамка ичкарисида ва ташқарисида қарама-қарши йўналишга эга, шунинг учун AD токли ўтказгичнинг рамка ташқарисидаги (AB ва CD) ва ичкарисидаги (BC) қисмларига таъсир этувчи $2F_1'$ ва F_1 кучлар ҳам қарама-қарши йўналишга эга бўлади. Бир-бирига бириктирилган токли рамка ва BC ўтказгичдан иборат конструкцияни «кесишган рамка» деб атаймиз. Шундай қилиб, биронта электромагнетизм назариясига боғлиқ бўлмаган ҳолда тажриба шунини кўрсатадики, кесишган рамка — ўз қисмларининг магнит ўзаро таъсири туфайли ҳаракатланадиган қаттиқ металл система экан. Бунда майдонлар, ўзларини юзага келтирувчи сабаблар эркин ёки боғланган бўлишидан қатъи назар юзага келади ва таъсир этади деб ҳисоблаш керак. Кесишган рамкани битта узун ўтказгичдан тўқиб ясаш мумкин (65-б расм). Бир ўрамли занжирни кўп ўрамли занжирга алмаштириш ҳам мумкин [34]. Темир ўзакдан фойдаланиш янада самаралироқдир. Бундай конструкция илгариланма ва айланма ҳаракат қилиши мумкин [34].

3. Бир-бирига бириктирилган тўғри бурчакли ва

иккита тўғри чизиқли ток занжирларидан иборат му-



66- расм

возанатлашмаган электродинамик система. Тўғри бурчакли 2 ток занжири билан 1 ва 3 тўғри сим ўтказгичлар бир-бирига маҳкам бириктирилган бўлиб, горизонтал текисликка жойлаган (66-а расм). Уларни ток билан ҳар хил манбалардан таъминлаш, шунингдек, умумий занжирга улаш мумкин. Бунинг учун қўшни a , b нуқталар орасидаги ўтказгичлар кесиб оли-

нади ва яқин жойлашган бир хил исмли нуқталар бир-бирига бифилярлар ёрдамида уланади (бундай уланиш 66-б расмда кўрсатилган). Пунктир билан кўрсатилган чизиқлар бўйича ток туташтирилади. Туташтиргичлар вазифасини учлари сирпанувчи контактлар орқали 1 ва 3 ўтказгичларнинг учларига тегиб турувчи $1'$ ва $3'$ қўзғалмас ўтказгичлар бажариши мумкин. $1'$ ва $3'$ ўтказгичлар мос ҳолда 1 ва 3 симлар остига жойлаштирилади.

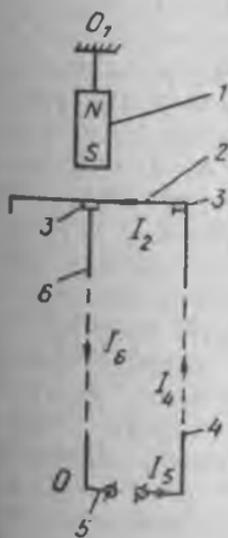
Занжир ток ўтказувчи муҳит, хусусан, электролит эритмаси орқали ҳам туташтирилиши мумкин. Бу ҳолда 1 ва 3 ўтказгич кесмалари эритмада сузиб юрадиган мис пластиначалардан иборат электродлар билан таъминланади (66-в расм); пунктир электролитда оқатган токнинг ўрта чизиғини белгилайди.

Кўриляётган ҳолда 2 занжир сузиб юрувчи платформага жойлаштирилади, занжирга уланадиган ток манбаи ҳам платформа устида бўлади. Занжир уланданда симдан қилинган система v вектор йўналишида ҳаракатланади. Конструкцияни ҳаракатга келтирувчи электродинамик кучлар бизга маълум. I_1 ва I_1' тоқларнинг магнит майдонлари бир-бирини сўндиради, улар бир-бирига қанчалик яқин бўлса, сўниш шунча тўлиқ бўлади. I_3 ва I_3' тоқларнинг натижали майдони ҳақида ҳам шундай фикрни айтиш мумкин. Шу сабабга кўра I_1 , I_1' ва I_3 , I_3' тоқларнинг рамкадаги I токка натижали таъсир кучи нолга тенг ёки яқин бўлади. Рамкадаги токнинг I_1 ва I_3 тоқларга таъсири ҳақида бундай деб бўлмайди. Бу таъсир тўлиғича намоён бўлади ва бир-бирига бириктирилган симлар системасини ҳара-

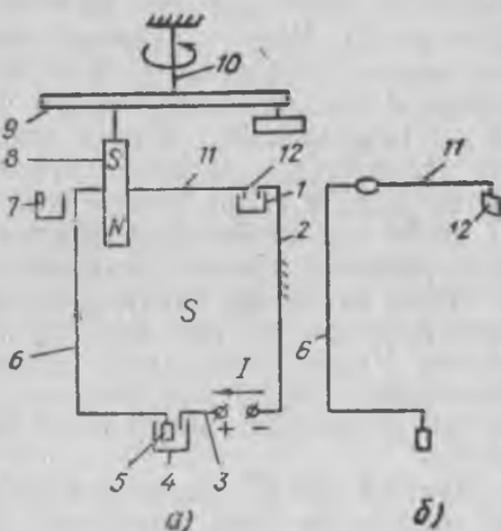
катга келтиради. Рамкадаги тоқларнинг магнит майдони I'_1 ва I'_3 тоқларга, импульснинг сақланиш қонунига мос ҳолда, қарама-қарши йўналишда таъсир этади. Шундай қилиб, тоқли рамка магнит майдонининг у билан қаттиқ бириктирилган тоқли ўтказгичларга таъсири туфайли ҳаракат юзага келар экан. Шунини таъкидлаймизки, келтирилган мисолда суюқликда оқувчи I'_1 ва I'_3 тоқлар майдони таъсирини сузувчи система тезланишининг сабаби деб бўлмайди. Бу тоқларнинг майдони кузатилаётган ҳаракатга тўсқинлик қилади.

4. Статор ва ротор электромагнит системаларининг биргаликда айланиши. Бу тажрибада ҳам 64-расмда тасвирланган қурилмадан фойдаланамиз. Унинг қисмлари белгиланишини ва бу қисмларга тегишли тушунтиришларни сақлаб қоламиз. Фақат битта ўзгартиш киритамиз: I_1 тоқли 1 доиравий ток занжирини узун ва ингичка қармоқ ипига осилган 1 тўғри магнитга алмаштирамиз (67-расмда қурилманинг кесими кўрсатилади). Занжир уланса, 2 диск 1 магнит тагида айланади. Бу ҳолда магнит электромотор статорининг ролини, диск эса, ротор вазифасини бажаради. Айланишнинг бирдан-бир сабаби — тўғри магнит майдонининг I_2 тоққа таъсири. Бу жараёнда магнит ҳаракатсиз қолади. Бу қараб чиқилган конструкциянинг муҳим хусусиятидир.

Магнитга таъсир этувчи кучларни ҳисоблашда ток-



67- расм



68- расм

лардан фақат биринигина эмас, балки барча I_2, \dots, I_6 тоқлар майдонининг таъсирини эътиборга олиш керак. Магнитнинг мувозанати қутилмаган натижа эмас, Қўпгина ҳар хил тажрибалардан маълумки, тўғри магнит ўқлари устма-уст тушувчи ҳалқасимон тоқларга — тоқли ғалтакка ўхшайди. Аммо тажрибалардан маълумки, тўғри магнитга эквивалент бўлган ҳалқасимон тоқ занжирини магнит майдонларнинг ҳеч қандай таъсири билан айлантириб бўлмайди.

Импульс моментининг сақланиш қонуни шундай номён бўладики, доимий магнит майдонида I_4 ва I_5 тоқларга I_2 га таъсир этувчи кучга нисбатан қарама-қарши йўналган айлантирувчи кучлар таъсир этади. Агар асбобдаги магнит ва диск бир-бирига бириктирилса, улар биргаликда узлуксиз айланишади. I_2, \dots, I_6 тоқлар майдонида магнитга тасир этувчи кучлар магнит ва дискга диэлектрик боғланиш қўшилишидан ўзгармайди. Магнитга уни OO_1 ўқ атрофида айлантирувчи кучлар таъсир этмайди, шунинг учун асбобда кузатилган айланиш магнит билан бирлаштирилган дискда оқувчи тоқка магнитнинг таъсири туфайли юз беради дейиш мумкин. Бу конструкция ҳақидаги маълумот матбуотда эълон қилинган [33]. Унинг қулай варианты инженер А. Л. Родин томонидан қурилган [12].

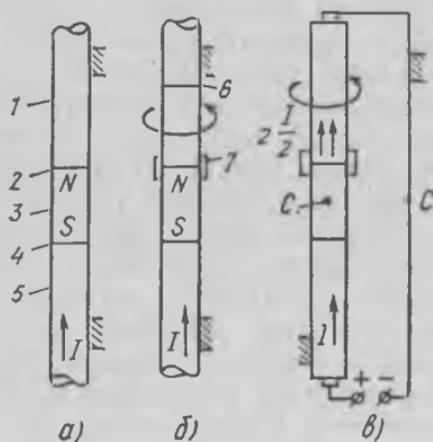
5. Статор ва ротор электромагнит системаларининг биргаликда айланиши (қўшимча вариант). Қурилманинг стенди 7 ясси ҳалқасимон мис электродли 1 пластмасса нов ҳалқадан ва 4 мис косачадан иборат (68-а расм). Расмда уларнинг вертикал текислик билан кесими кўрсатилган. 2, 3— ҳаракатланувчи ўтказгичлар. 2 ўтказгичнинг юқориги учи ҳалқасимон электродга кавшарланган. Стенд тепасига 6, 11 букилган сим (занжирдаги ҳаракатланувчи улагич) билан бириктирилган 8 тўғри магнит осилган. Магнит 9 ричагга, ричаг эса эшилмаган ингичка ип 10 орқали штативга осилган. Улагич учларига 5 мис цилиндрча ва 12 тўғри бурчакли пластинадан иборат электродлар кавшарланган. Улагич алоҳида 68-б расмда тасвирланган. Унинг ҳалқасимон қисми магнитни улагичга бириктириш учун ишлатилади. Электродлар косача ва нов ҳалқадаги электролит эритмасига туширилган.

Доимий тоқ I уланганда бир-бирига боғланган магнит ва улагич осиш ипи билан устма-уст тушувчи ўқ атрофида биргаликда узлуксиз айланади. 2, 3, 6, 11

ток занжири берк. Бундай берк занжирларнинг магнит майдони қандай бўлиши тажрибадан маълум. Ток контури билан чегараланган юз нуқталарида майдон энг кучли бўлади. Бошланғич ҳолатда осилган магнитнинг шимолий қутби жанубий қутбига қараганда майдон кучлироқ бўлган соҳада бўлади, шунинг учун шимолий қутбга таъсир этувчи куч ҳам каттароқ бўлади. Ташқи магнит майдонда магнитнинг шимолий қутбига майдон куч чизиқлари бўйлаб йўналган куч таъсир этиши маълум. Ток магнит майдони куч чизиқларининг магнит шимолий қутби жойлашган жойдаги йўналиши 68-а расмда чизма орқасига йўналганин Магнит ҳам ана шу йўналиш бўйича силжиши керак эди. Аммо тажрибада бундай бўлмайди. Магнит занжирдаги ток магнит майдони томондан унга таъсир этувчи куч йўналишида силжимайди. Аксинча, магнит улагич билан биргаликда, занжирдаги ток магнит майдонининг қаршилигини енгиб, қарама-қарши томонга силжийди. Натижада соат мили ҳаракатига тескари йўналишдаги узлуксиз айланишлар кузатилади. Бу асбобда кузатилган айланишлар магнит билан бириктирилган ҳаракатланувчи токли улагичга магнит майдони томондан таъсир этувчи куч туфайлигина юзага келиши мумкин. Магнит анъанавий электромоторлардаги статор (магнит майдонининг манбаи) вазифасини ўтайди, ротор вазифасини эса, улагич бажаради. Занжирнинг қўзғалмас қисмларига магнит соат мили ҳаракати йўналишида таъсир этади, бу билан

импульс сақланиш қонунининг бажарилиши таъминланади.

6. Ток занжирининг бир жинсли магнитланмаган тўғри қисми — мувозанатлашмаган электродинамик система. Узун 1—5 цилиндрик ўтказгич ола-миз (69-а расм). Унинг мисдан қилинган 1 ва 5 қисмлари маҳкамланган. Сирпанувчи 2 ва 4 контактлар 3 магнитнинг бўйлама симметрия ўқи атро-



69- расм

фида бурилишига имкон беради. Цилиндрик ўтказгичдан I ток оқса ҳам магнит айланмайди.

Конструкциянинг ўтказувчи қисмларини сақлаган ҳолда магнит ва I ўтказгични диэлектрикдан қилинган 7 муфта ёрдамида бир-бирига бириктирамиз. Шунингдек, 6 сирпанувчи контактини ҳосил қиламиз. Бу билан тоқлар ва электродинамик кучлар тақсимоти ўзгармайди. Аммо занжирга ток уланса, магнит ва унга бириктирилган I ўтказгич энди биргаликда айланади (69-б расм). Олдинги тажрибада аниқланганидек, магнитнинг ўзи бу системада айлантирувчи таъсирга учрамайди, шунинг учун кузатилган узлуксиз айланиш фақат магнитнинг I ўтказгичдаги токка таъсири туфайлигина бўлиши мумкин.

Айтилганлар юз берган жараённинг асосий хусусиятларини тушуниш учун етарли. Аммо, қўшимча тафсилотлар билан қизиқувчи ўқувчилар учун шуни айтиш керакки, тажриба натижалари олдиндан кутилгандек эмас, чунки электродинамика қонунларига (ток магнит майдони кучланганлиги ва магнит қутбига таъсир этувчи кучларга тегишли) кўра, 5 қўзғалмас ўтказгичда оқувчи токнинг магнит майдони унга яқин жайлашган магнит қутбини тажрибада кузатилган йўналишда айлантира олмайди, тажрибада кузатилган айланиш йўналиши олдиндан айтилган йўналишга қарама-қаршидир [34]. Бу (69-б расм) қурилмани чизиқли электромеханик ўзгартиргич дейиш мумкин. Уни ток манбаига уловчи ўтказгичлар, 69-в расмда кўрсатилганидек жойлаштирилган. Бунда вертикал ўтказгичнинг S ўртаси магнитнинг S маркази билан битта горизонтал текисликда ётади. Занжир ташқи қисмнинг магнит майдони ўзгартиргичнинг кузатилган узлуксиз айланишларини юзага келтирмайди, чунки у, худди тўғри ток магнит майдонида магнит стрелкасининг оғишини кўрсатган Эрстед тажрибасидагидек, магнитни фақат 90 градусга буришга «интилади».

Шундай қилиб, реал қаттиқ жисм (ёки жисмларнинг қаттиқ системаси) ўзининг турли қисмларида оқувчи тоқларнинг мувозанатлашмаган магнит ўзаро таъсири ёки уларнинг жисмлар магнитланган қисмлари билан ўзаро таъсири туфайли тезланиш олишлари мумкин экан. Макроскопик масштаблардаги мувозанатлашмаган ўзаро таъсирлар айланма ва илгариланма ҳаракатларни юзага келтирувчи сабаб бўлиши мумкин. Муҳими шундаки, айтилган фикрлар тўғридан-тўғри

ёки ҳаммага маълум бўлган оддий тажрибалар асосида осонгина исботланиши мумкин.

6-§. ЯНГИ МАТЕРИАЛНИНГ МАКСВЕЛЛ — ЛОРЕНТЦ НАЗАРИЯСИ АСОСИДАГИ НАЗАРИЙ ТАҲЛИЛИ

«Р. Г. Сигалов ва унинг ходимлари амалий электротехника ойномаларидан бирида ўзлари амалга оширган берк ток занжири ҳаракатланувчи қисмларининг барча асосий ҳаракат турларини акс эттирувчи мақола эълон қилишлари мақсадга мувофиқ деб ҳисоблайман, бу билан конструкторларнинг эътибори янги имкониятларга жалб қилинган бўлур эди».

Академик И. Е. Тамм.

Мирзо Улуғбек номидаги Фарғона давлат педагогика институтида (ҳозирги Фарғона давлат университети) 50-йиллардан бошлаб классик электродинамика бўйича назарий ва экспериментал текширишлар бошланган эди. Текширишлар натижасида Максвелл — Лорентц электродинамикаси ривожлантирилди ва унинг қўшимча боби ишлаб чиқилди. Сирпанувчи контактли электродинамик системалар батафсил ўрганилди. Бу ишларда қаттиқ металл жисм, ўзининг ичида тартибланган ҳаракат қилувчи зарядли заррачаларнинг магнит ўзаро таъсири ёки уларнинг жисм магнитланган қисмлари билан магнит ўзаро таъсири туфайли, тезланиш олиши мумкинлиги кашф этилди. Муаллифлар томонидан ясалган ва синовдан ўтказилган ўнлаб электромеханик ўзгартиргичларда қаттиқ металл жисмлар ана шу сабабга кўра илгариланма ёки айланма ҳаракатга келади, буларнинг ҳаммаси динамика ҳодисаларининг принципиал янги соҳасини ташкил этади [31—34]. Уларни таҳлил қилиш мақсадида классик электродинамикадан айрим маълумотларни эслаймиз ва баъзи ҳисоблашларни бажарамиз ва шулар асосида лабораториямизда кузатилган ҳодисаларни таҳлил қиламиз.

1. Иккита ҳаракатланувчи зарядли заррачаларнинг магнит ўзаро таъсири

$$\vec{F}_{ik} = \frac{e_i e_k}{C^2 R_{ik}^3} [\vec{v}_k [\vec{v}_i \vec{R}_{ik}]] \quad (6.1)$$

қонуният билан аниқланиши бизга маълум [35].

Бу ерда \vec{F}_{ik} — заряди e_i бўлган заррачанинг e_k зарядли заррачага таъсир кучи, \vec{v}_i , \vec{v}_k — заррачалар тезлиги, R_{ik} — улар орасидаги масофа ($i, k=1,2$). (6.1) формула электрон назарияда ҳаракатланувчи зарядли заррача магнит майдони кучланганлиги ва ҳаракатланувчи зарядли заррачага магнит майдон томонидан таъсир этувчи куч учун топилган

$$\vec{H} = \frac{e}{cR^3} [\vec{v} \vec{R}] \quad (6.2)$$

$$\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}] \quad (6.3)$$

қонуниятларнинг бириктирилишидан иборат [2, 3, 14, 23, 40].

Алоҳида заррачалардан ток элементларига ўтамиз. Агар чизиқли токнинг узунлик бирлигидаги e зарядли заррачалар сонини n десак, унинг dl узунлик элиментидаги заррачалар сони $dn = n dl$ бўлади. Узунлик бирлигидаги n заррачаларнинг ҳар бири v тезлик билан тартиблашган ҳаракат қилса, улар ҳосил қилган ток кучи $I = env$ бўлади. У ҳолда (6.2) ва (6.3) ларга кўра, ток элементи магнит майдонининг натижавий кучланганлиги ва ток элементига ташқи магнит майдон томонидан таъсир этувчи натижавий куч учун

$$d\vec{H} = \frac{e dn}{cR^3} [\vec{v} \vec{R}] = \frac{e n dl}{cR^3} [\vec{v} \vec{R}] = \frac{e n v}{cR^3} [d\vec{l} \vec{R}],$$

$$d\vec{F} = \frac{e dn}{c} [\vec{v} \vec{H}] = \frac{e n dl}{c} [\vec{v} \vec{H}] = \frac{e n v}{c} [d\vec{l} \vec{H}]$$

муносабатларни ёзиш мумкин. Демак,

$$d\vec{H} = \frac{I}{cR^3} [d\vec{l} \vec{R}], \quad (6.4)$$

$$d\vec{F} = \frac{I}{c} [d\vec{l} \vec{H}] \quad (6.5)$$

бўлади [11, 19, 35, 36, 44, 48].

(6.4) ва (6.5) формулаларга асосан ток элементларининг ўзаро таъсир кучлари учун

$$d\vec{F}_{ik} = \frac{I_i I_k}{c^2 R_{ik}^3} [d\vec{l}_i [d\vec{l}_k \vec{R}_{ik}]] \quad (6.6)$$

ифодани ёзамиз [11, 26, 36, 44, 48].

Бу ерда dl_i ва dl_k — биринчи ва иккинчи ток элементларининг узунликлари (dl векторнинг йўналиши токнинг шартли йўналиши билан устма-уст тушади), $R = R_{ik} = R_{ki}$ — ток элементлари орасидаги масофа, I_i, I_k — ток кучлари, $d\vec{F}_{ik} = d\vec{l}_i$ элемент майдонида $d\vec{l}_k$ элементга таъсир этувчи куч.

Агар заррачаларнинг v_1 ва v_2 тезликлари ёки $d\vec{l}_1$ ва $d\vec{l}_2$ ток элементлари бир тўғри чизиқда ётса, шунингдек, параллел чизиқлар бўйлаб бир томонга ёки қарама-қарши томонга йўналса, (6.2), (6.3) ёки (6.4), (6.5) формулалар бўйича ҳисобланган кучларнинг йиғиндилари нолга тенг бўлади. Умумий ҳолда кучларнинг йиғиндилари нолга тенг бўлмайди (23, 26, 35, 36).

(6.6) Грассман формулаларини интеграллаб, битта ток занжири ёки турли занжирларнинг L_1 ва L_2 чекли қисмлари орасидаги (бу қисмлар, хусусан, бир-бирига мустақкам бириктирилган бўлиши мумкин) \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} магнит ўзаро таъсир кучларини баҳолаб кўриш мумкин:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{12} &= \frac{I_1 I_2}{c^2} \int_{L_2} \int_{L_1} \left[\frac{d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 R_{12}]}{R_{12}^3} \right] \\ \vec{F}_{21} &= \frac{I_1 I_2}{c^2} \int_{L_1} \int_{L_2} \left[\frac{d\vec{l}_1 [d\vec{l}_2 R_{21}]}{R_{21}^3} \right] \end{aligned} \quad (6.7)$$

Келтирилган (6.2) ва (6.3) формулалар ва уларнинг (6.1), (6.4, 6.6) натижалари тўла ишончли, чунки (6.2, 6.3) қонуниятлар жуда кўп кузатиш ва тажрибаларнинг умумлаштирилишидан иборат, бундан ташқари, уларни нисбийлик назариясининг фундаментал қоидалари асосида келтириб чиқариш ҳам мумкин. Бунинг e зарядли заррачанинг ўзи тинч турган лабораторияда ҳосил қилган электр майдонининг \vec{E} кучланганлигини ифодаловчи

$$\vec{E} = \frac{e\vec{R}}{R^3} \quad (6.8)$$

ишончли формуладан (R — заррачадан майдон аниқланаётган нуқтагача бўлган масофа) ва айtilган лабораторияда тинч ҳолатда турувчи бошқа бир e зарядли заррачага электр майдон томонидан таъсир этувчи кучни ифодаловчи

$$\vec{F} = e\vec{E} \quad (6.9)$$

муносабатдан фойдаланиш лозим. Бу лабораторияда қандайдир ташқи сабаб туфайли пайдо бўлган магнит майдон ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Заррача S' саноқ системасига нисбатан тинч ҳолатда бўлсин ва S' билан бирга бошқа S системага нисбатан v тезлик билан ҳаракатлансин. S' системада e заряд фақат (6.8) электр майдонни ҳосил қилади ва унга бошқа \vec{E} майдон томонидан (6.9) куч таъсир қилади (S' да заряд магнит майдон ҳосил қилмагани каби унга бошқа магнит майдон томонидан ҳеч қандай куч ҳам таъсир этмайди).

Махсус нисбийлик назариясининг алмаштириш формулалари асосида S' системадан S системага ўтилганда e заряд магнит кучланганлик вектори

$$\vec{H} = \frac{e}{cR^3} [\vec{v} R] \quad (6.8')$$

бўлган электромагнит майдон ҳосил қилиши ва унга бошқа магнит майдон томонидан

$$\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}] \quad (6.9')$$

куч таъсир этиши маълум бўлади. S' системага тегишли (6.8), (6.9) формулалардан S системадаги (6.8'), (6.9') формулаларга ўтиш, махсус нисбийлик назариясида фазо-вақт координатлари ва майдон векторлари учун топилган умумий алмаштириш формулалари воқитасида амалга оширилади [3, 11, 18, 19, 42, 44].

Физика ва назарий электротехника бўйича эълон қилинган ишларда (6.7) интеграллашларнинг натижалари фақат \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} векторлар бир тўғри чизикда ётганда ва улар учун

$$\vec{F}_{12} + \vec{F}_{21} = 0 \quad (6.10)$$

муносабат ўринли бўлгандагина (яъни кучлар Ньютон механикаси III қонунини қаноатлантиргандагина) аниқ физик маънога эга бўлиши уқтирилади [14, 16, 40]. Бу шартлар етарли кичик (таъсирнинг кечикишини эътиборга олмаслик мумкин бўлган даражада) тезлик билан ҳаракатланувчи ҳар қандай икки макроскопик жисм учун (шунингдек, бир жисмнинг хоҳлаганча кичик макроскопик бўлаклари учун) ҳам мажбурий деб ҳисобланган.

Бизнинг текширишларимизда эса, (6.7) интегралларнинг натижалари \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} векторлар бир тўғри чизиқда ётмаганда ва

$$\vec{F}_{12} + \vec{F}_{21} \neq 0 \quad (6.11)$$

бўлганда ҳам реал физик мазмунга эга бўлиши исботланган. Натижавий

$$\vec{F} = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{21} \quad (6.12)$$

куч бир-бири билан мустақкам боғланган L_1 ва L_2 ўтказгичларни ҳаракатга келтириши ва бу ҳаракат динамиканинг асосий қонуни — Ньютоннинг II қонунига мос ҳолда юз бериши аниқланган.

Юқорида айтилган фикрларни исботлашда ток занжирининг барча ҳаракатланувчи ва қўзғалмас қисмлари магнит майдонларининг таъсири тўлиқ ҳисобга олинган ва математика жиҳатидан илгари жуда қийин деб ҳисобланган масалалар ҳал этилган. Бу хулосаларни магнитланган жисмлар билан бириктирилган ток занжирлари кесмаларидан иборат ҳаракатланувчи системаларга ҳам ёйиш таклиф этилди [69÷83].

Агар назарий ва экспериментал асосланган магнитларнинг тоқларга эквивалентлиги ҳақидаги тушунчаларга таянилса, $I_1 d\vec{l}_1$ ток элементининг магнит майдонида магнит моменти $d\vec{P}_m$ бўлган жуда кичик магнитчага

$$d\vec{N} = [d\vec{P}_m d\vec{N}] \quad (6.13)$$

айлантирувчи механик момент ва

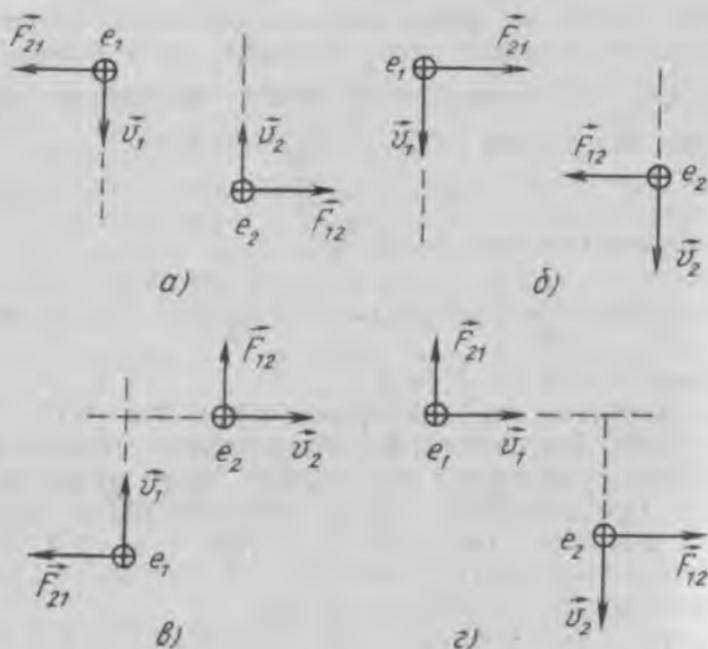
$$d\vec{F} = \frac{I_1}{cR^3} \left\{ [d\vec{P}_m d\vec{l}_1] - \frac{3R[d\vec{P}_m d\vec{l}_1] \cdot \vec{R}}{R^3} \right\} \quad (6.14)$$

куч таъсир этади (10-§ га қ.)

Биз киритган аниқликларнинг тўғрилиги (6.1), (6.2), (6.3), (6.6) бошланғич формулаларнинг аниқлиги ва назариянинг тажрибага мос келиши билан тўлиқ исботланади. Тажрибаларда турли конструкциялар ҳаракатининг динамик характеристикалари — кучлар (бурама тарози ёрдамида), тезликлар ва силжишлар вақтнинг функцияси сифатида ўлчанади.

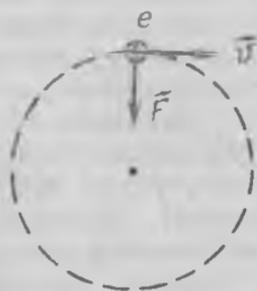
Юқорида келтирилган (6.6) формулани (6.11) шарт ўринли бўлган ҳолларга татбиқ этиш мумкинлиги ҳақидаги фикр уни таклиф этган Г. Грассманнинг хаёлига ҳам келмаган эди (10).

Ваҳоланки, электродинамикада (6.11) шарт ўринли бўладиган ҳоллар анчагина экан. Хусусан 70-расмда зарядли заррачалар магнит ўзаро таъсирининг характерли ҳоллари тасвирланди. Пунктир чизиқлар билан заррачаларнинг берилган вақт momentiдаги ҳаракат йўналишлари кўрсатилган. Заррачаларнинг тезликлари параллел ёки антипараллел бўлган барча ҳолларда ўзаро таъсир кучларининг сон қийматлари тенг ва йўналишлари қарама-қарши (70-а, б расмлар). Аммо расмда кўрсатилган ҳолларда бу куч векторлари заррачалардан ўтувчи тўғри чизиқ билан устма-уст тушмайди. Заррачаларнинг ҳаракат чизиқлари бир-бирига перпендикуляр бўлганда куч векторлари, умуман олганда, сон жиҳатдан тенг бўлмайди ва қарама-қарши йўналмайди (70-в, г расмлар). Заррачалар бир тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланган хусусий ҳолдагина уларнинг ўзаро таъсир кучлари нолга айланади, қолган ҳолларда уларнинг геометрик йиғиндиси нолдан фарқланади ((6.11) га қаранг).



70- расм

Магнит майдонда ҳаракатланувчи зарядли заррачага майдон томонидан таъсир этувчи куч ҳамма вақт унинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлади (Лорентц кучи). Хусусан, заррача айлана бўйлаб ҳаракатланаётган бўлса, куч бу чизиқнинг берилган вақт momentiда заррача ўтаётган нуқтасида унга перпендикуляр бўлади. 71-расмда бунга мисол келтирилди. Электрон манфий зарядга эга, шунинг учун берилган магнит майдонида унга таъсир этувчи кучнинг йўналиши 71-расмда кўрсатилган йўналишга қарама-қарши бўлади. Кўп ҳолларда манфий зарядли заррачалар ток ҳосил қилади, аммо шартли равишда мусбат зарядли заррачаларга қўйилган кучлар таъсирини ифодалаш қулай.



71- расм



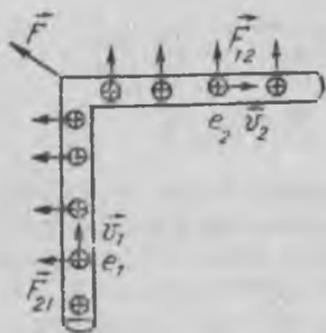
72- расм

Зарядли алоҳида заррачалардан токли ўтказгич ичида тартибланишган ҳаракат қилувчи заррачаларнинг кичик гуруҳларига ўтиш унча қийин эмас. Ток занжирининг кичик қисми *ток элементи* деб юритилади. 72-расмда ташқи магнит майдонида Idl ток элементига унга перпендикуляр йўналган куч таъсир этиши кўрсатилган (кучлар ток ҳосил қилувчи заррачаларга таъсир этади ва уларнинг металл кристалл панжарасидаги заррачалар билан тўқнашуви туфайли панжарага узатилади).

То 1950 йилгача физиклар ва электротехниклар токларнинг ўзаро таъсири соҳасида ҳамма нарса равшан, ҳаракатланувчи зарядли заррачалар жуфтига (6.1) еки ток элементлари жуфтига (6.6) таъсир этувчи кучлар геометрик йиғиндисининг нолдан фарқланиши (6.11) макроскопик масштабларда намоён бўлмайди деб ҳисоблашар эди. Бу ҳолни текшириб кўриш мақсадида тажрибалар қўйишга ҳеч ким уринмаган ҳам,

чунки ҳамма нисбатан секин ҳаракатланувчи ва магнит майдонлар ҳосил қилмайдиган макроскопик жисмлар учун динамиканинг асосий қонунлари электродинамикада ҳам тўлиқ бажарилади деб қатъий ишонар эди. Шунингдек, айрим хусусий ҳолларга тегишли кузатиш ва ҳисоблаш натижалари, қонунга хилоф равишда, бутун электродинамика ҳодисалари соҳасига ёйилган эди. Бизнинг кўп йиллик назарий ва экспериментал текширишларимиз бу ҳолдан четланишлар бўлиши мумкинлигини кўрсатди.

2. Мувозанатлашмаган электродинамик системалар ва уларда кечувчи ҳодисалар таҳлили. Лабораториямизда ясалган ва синовдан ўтказилган электродинамик системаларни ва уларда кечувчи ҳодисаларни таҳлил этайлик. Тўғри бурчак остида кесишувчи чизиқлар бўйлаб ҳаракатланадиган икки зарядли заррачанинг магнит ўзаро таъсири схемаси 70-расмда келтирилди. F_{12} ва F_{21} ўзаро таъсир кучларининг геометрик йиғиндиси бу ҳолда нолга тенг эмас. Бу жараёни кўп марта такрорлаймиз. Бунинг учун сим бўлагини тўғри бурчак



73- расм

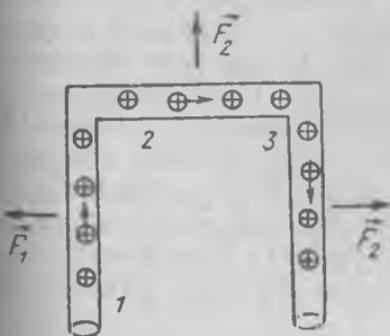
остида букиб, ундан ток ўтказамиз (73-расм). Ток ҳосил қилувчи зарядли заррачалар доирачалар билан тасвирланди. Шартли равишда мусбат зарядлар ҳаракатланади деб ҳисоблаймиз. Электронлар ҳаракати қаралганда ҳам мулоҳазалар натижаси ўзгармайди. Бурчакнинг ҳар хил томонлари бўйлаб оқувчи тоқларни ҳосил қилишда ништирок этаётган заррачаларнинг ҳар бир e_1 ва e_2 жуфти 70-расмда кўрсатилганидек ўзаро таъсир қилишади (бирининг

магнит майдонида иккинчиси ҳаракатланади ва аксинча). Электр ўзаро таъсир кучларининг йиғиндиси нолга тенг, чунки тартиблашган ҳаракат қилувчи электронлардан ташқари кристалл панжарада худди шунча миқдордаги тескари ишорали зарядлар ҳам мавжуд. Шунинг учун тажрибада фақат заррачаларнинг магнит ўзаро таъсири намоён бўлади. Барча F_{12} ва F_{21} кучларнинг вектор йиғиндиси F га тенг. Заррачаларнинг сим кристалл панжараси билан тўқнашувчи

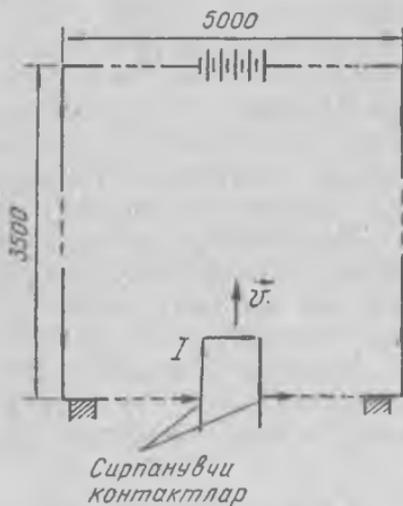
туфайли бу натижавий \vec{F} куч симга таъсир этади. Бурчак учларига сирпанувчи контактлар қилиб, симнинг бу куч таъсирида ҳаракатланишини кўриш мумкин. Сим бурчакка ток келтирувчи қўзғалмас симлар шундай жойлаштириладики, уларда оқувчи тоқларнинг магнит майдони сезиларли кўчишлар юзага келтирмайди. Мисол учун, сим бурчак горизонтал текисликда ҳаракатланади, унинг учларига ток узун вертикал қўзғалмас симлар орқали келтирилади. Бу ўта оддий тажрибада реал қаттиқ жисм — эгилган сим бўлаги ўзида ҳаракатланувчи зарядли заррачаларнинг магнит ўзаро таъсири туфайли тезланиш олади ва ишқаланиш кучларини енгиб, ҳаракатланади.

Бу ерда баён этилган ток занжири қисмларининг ҳаракати билан боглиқ барча тажрибалар ҳам доимий, ҳам ўзгарувчан тоқларда муваффақиятли амалга ошадди; доимий магнитлар билан ўтказиладиган тажрибаларгина фақат доимий тоқлар билан бажарилади.

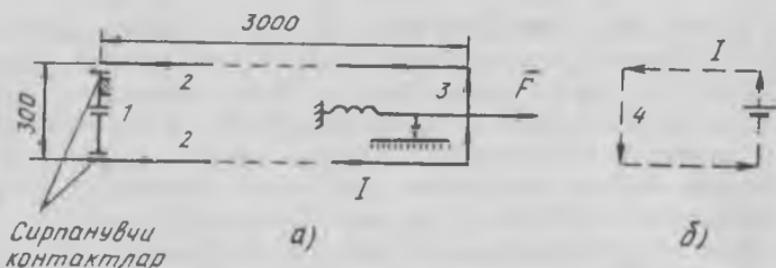
Ҳаракатланувчи П-симон ўтказгичлар билан ўтказиладиган тажрибалар жуда ишонарли бўлиб, эътирозга ўрин қолдирмайди. Сим бўлаги П ҳарфи шаклида букилиб, сирпанувчи контактлар қилинади ва ундан ток ўтказилади (74-расм). 70-расмдан фойдаланиб, шуни аниқлаймизки, П-симон ўтказгич ичида тартиблашган ҳаракат қилувчи зарядли заррачаларнинг магнит ўзаро таъсири жараёнида унинг томонларига \vec{F}_1 , \vec{F}_2 , \vec{F}_3 кучлар таъсир этади. \vec{F}_1 ва \vec{F}_3 кучлар ўзаро мувозанатлашади



74- расм



75- расм



76- расм

ва симни фақат деформациялайди, \vec{F}_2 куч эса, уни ҳаракатга келтириши мумкин. Тажрибада ҳам ана шу ҳаракат кузатилади. Ток занжирининг қўзғалмас қисмлари 75- расмда кўрсатилгандек жойлаштирилиши мумкин. 70- расмда келтирилган қоидалардан фойдаланиб, қўзғалмас ўтказгичларда оқувчи барча токларнинг магнит майдонлари П-симон ўтказгичнинг тажрибада кузатилган ҳаракатига тўсқинлик қилишини аниқлаш қийин эмас. Барча айтилган тўсқинликларнинг тормозловчи таъсирини енгиб, кўприкча ҳаракатланади.

Биз текширган бошқа бир ҳолда жуда узун (3 м) П-симон ўтказгичдан ток ўтказилганда у динамометр пружинасини 30 гк куч билан чўзади (76-а расм)*. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, 1 қўзғалмас ўтказгичдан оқувчи ток ҳаракатланувчи ўтказгичлардаги токларга 0,5 гк дан кичик бўлган натижали куч билан таъсир этади. Катта тортиш кучи (30 гк) фақат 2 ўтказгичларда оқувчи токлар магнит майдонининг 3 улагичдаги токка таъсири натижасидагина юзага келиши мумкин (2 ўтказгичларга уларнинг бўйлама ўқиға перпендикуляр бўлган кучлар қўйилади). Кучли токлардан фойдаланилганлиги учун бу қурилмада қаттиқ сирпанувчи контактларни қўллаш имкони бўлади.

Тажрибанинг яна бир вариантыда П шаклидаги ўтказгич 76-б расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган ток занжири ҳосил қилган ташқи магнит майдоннинг тормозловчи таъсирини енгиб ҳаракатланади.

Айниқса, ўроқсимон ўтказгич билан ўтказилган тажриба диққатга сазовордир (77-расм). Ўтказгични букиб, умумий маркази О нуқтада бўлган иккита ёй

* 1 гк = 1грамм-куч = 981 дн = $9,81 \cdot 10^{-3}$ Н.

шаклидаги фигура ясаймиз. 1 ва 2 ёйлар радиал улагич билан бириктирилган, контурнинг иккинчи томони очик. Бу сим фигурани горизонтал текисликнинг O нуқтасидаги подшипникка ўрнатамиз. Стрелкалар билан токларнинг йўналиши кўрсатилган, пунктир чизик билан ярим айланаларни туташтирувчи 4 қўзғалмас ўтказгичдаги токнинг йўналиши акс эттирилган. Сим контур O нуқта атрофида соат стрелкаси ҳаракати йўналишида (юқоридан қаралганда) айланади.



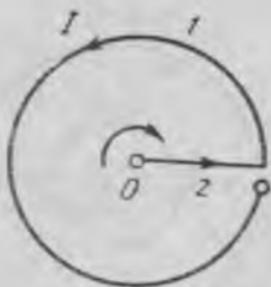
77- расм

Айланишнинг сабаби I_1, I_2 токлар магнит майдонининг 3 улагичдаги I_3 токка таъсири билан тушунтирилиши мумкин.

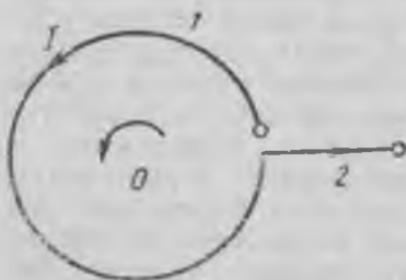
Ярим айланалардаги токни ҳосил қилувчи заррачаларга қўйилган магнит майдон кучлари, сим элементларига перпендикуляр бўлганлиги ва айланиш ўқидан ўтувчи ёки унга параллел тўғри чизиклар бўйлаб таъсир этганлиги сабабли, контурни айлантирувчи сабаб бўла олмайди. Қўзғалмас ўтказгичда оқувчи I_4 ток ҳам ўзининг радиал улагичга таъсири билан кузатилган ҳаракатни юзага келтира олмайди, чунки у улагичдан етарли узоқлаштирилган ва энг муҳими, сим фигуранинг ўртадаги ҳолатида у 3 улагич жойлашган тўғри чизик бўйлаб оқади. Ток манбаини контурнинг хоҳлаган қисмига улаш мумкин. Шундай қилиб, қаттиқ сим фигура фақат ўзида оқувчи токларнинг магнит ўзаро таъсири туфайлигина айлана олади.

Ампер, ўтказгичларнинг магнит ўзаро таъсирларда юзага келувчи ҳаракатлари фақат бир-бирига нисбатан силжий олувчи ҳар хил токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсири туфайлигина юз бериши мумкин, деб ҳисоблайди. У битта жисмда (масалан, ток занжири қисмларида) оқувчи токларнинг ҳеч қандай ўзаро таъсирлари унга тезланиш бера олмайди, деб уқтиради [1]. Шунини айтиш керакки, Грассман ҳам бошқача фикр бера олмади [10].

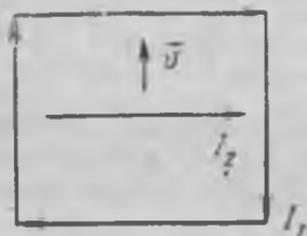
Уроқсимон ўтказгич билан ўтказилган тажрибада Ампернинг фикрлари билан замонавий физиканинг асо-



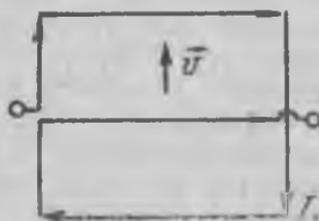
78- расм



79- расм



80- расм



81- расм

сий қонунлари орасидаги зиддият яққол намоён бўлади.

Агар қўзғалмас ўтказгичда оқувчи токнинг магнит майдони симни айлангирувчи асосий сабаб деб ҳисобланса, токли ёйсимон ўтказгичга (унга уринма равишда йўналган) бўйлама кучлар таъсир этади, деб фараз қилиш керак. Аммо замонвий физика бундай магнит кучлари табиатда мавжуд эмаслигини кўрсатади (Лорентц кучининг магнит майдонга тегишли (6.3) қисми зарядли заррачанинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр).

Тўғри радиал қисм 2 билан мустақкам бириктирилган I доиравий ток ҳам O нуқта атрофида узлуксиз айланади (78, 79-расмлар). Айланишларнинг сабаби бу ҳолда ҳам доиравий ток магнит майдонининг у билан бириктирилган радиал токка таъсиридир. Доиравий ток элементларига таъсир этувчи магнит кучлари бу элементларга перпендикуляр бўлгани ва уларнинг таъсир чизиқлари айланиш ўқини кесиб ўтганлиги ёки унга параллеллиги сабабли, доиравий ўтказгичга айлангирувчи таъсир кўрсатмайди. Битта сим ўрам ўрнига бир нечтаси олиниши мумкин, бу майдоннинг айлангирувчи таъсирини кучайтиради.

Америкалик олимлар А. Серра-Валлс ва К. Гаго-Бускетлар 1970 йили «Америка физика журналы»да электромагнит айланишнинг бу тури ҳақида маълумот чоп этишган [30], аммо бунда бизнинг анча олдин олган натижаларимиз ҳақида эълон қилинган материалларга эътибор беришмаган [31, 32, 33].

Айниқса, кесишган рамка билан ўтказилган тажриба катта амалий аҳамиятга эга (80-расм). Бу бир-бирига бириктирилган тўғри бурчакли рамка ва сирпанувчи контактлари бўлган тўғри ўтказгич кесмасидан иборат системадир. (6.6) формула бўйича ҳисоблашларнинг кўрсатишича, токли кесишган рамка ичида тартиблашган ҳаракат қилувчи зарядли заррачаларнинг барча магнит ўзаро таъсир кучлари вектор йиғиндиси нолга тенг бўлмайди. Бунга 70-расмда келтирилган қоидалар асосида тушуниш мумкин. Назарияда олдиндан айтилган хулосалар тажрибада тасдиқланади: рамка v вектор йўналишида илгариланма ҳаракат қилади. Кесишган рамканинг сирпанувчи контактларига ток келадиган қўзғалмас ўтказгичларни шундай жойлаштириш мумкинки, уларнинг магнит майдони рамканинг ҳаракатга келишига ёрдам бермайди: рамка горизонтал текисликда ҳаракатланади, аммо унга ток узун вертикал ўтказгичлар орқали келади. Кесишган рамкани битта сим бўлагидан ҳам тайёрлаш мумкин (81-расм). Агар рамканинг битта ўрама ўрнига ғалтак олинса, ҳаракатлантирувчи куч янада ортади.

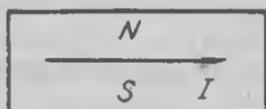
3. Магнитланган жисмлар ва берк тоқларнинг магнит майдонлари тузилишида маълум ўхшашлик бор. Шунинг учун кесишган рамкалар билан ўтказилган экспериментлар [25] рамка ва ғалтаклар магнитланган жисмларга алмаштирилганда ҳам амалга ошади деб кутиш мумкин. Бу фикр тажрибада тўлиқ тасдиқланди. Магнит ўзаро таъсир туфайли илгариланма ҳаракатга келадиган ўтказгич кесмалари билан мустақкам бирлаштирилган магнитланган жисмлардан иборат конструкциялар ясалди [33]. Бундай электродинамик системалар 82–87-расмларда тасвирланган.

Магнит учларида сирпанувчи контактлари бўлган ўтказгич кесмалари билан бирлаштирилади. Ўтказгичдан ток ўтказилса, система v тезлик билан ҳаракатланади (82-расм).

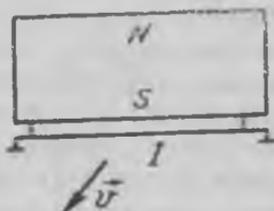
Магнитнинг ён томонидаги кесилган жойларига тегиб турадиган сирпанувчи контактлардан фойдаланиб,

ток бевосита магнит орқали ўтказилади. Магнит худди кесишган рамкага ўхшаб ҳаракатга келади (83- расм).

Тўғри бурчакли ёки доиравий кесимга эга бўлган тўғри электромагнит ўрамларига сирпанувчи контактлар орқали ток келтирилади. Тўғри ўтказгич рамка текислигини кесиб ўтгани каби, ўрам учларидан бири ўзак кесигидан ўтади (84- расм). Ток уланганда электромагнит илгариланма ҳаракат қилади.



82- расм



83- расм

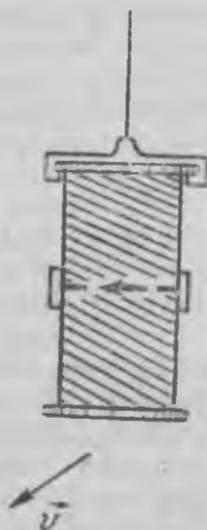
Электр токи электромагнитнинг ўрта қисмидан ўтиши ҳам мумкин. Бу ҳолда ҳам илгариланма ҳаракат кузатилади (85- расм). Агар электромагнит ўрамининг учлари унинг ҳар иккала ён кесигидан ўтса, электромагнит айланади (86- расм).

Чизиқли электромеханик энергия ўзгартиргични кўрайлик. Узун мис трубка ичига тўғри магнит жойлаштирилган (87- расм). Трубканинг 1 ва 3 ярим бўлақлари орасида 2 сирпанувчи контакт бор. Магнит трубканинг юқориги бўлагига бириктирилган. Қурилманинг бу қисми вертикал ўқ атрофида бурилиши мумкин. Трубканинг пастки бўлағи маҳкамланган. Ток уланганда трубканинг магнит билан бириктирилган 1 бўлағи эгрилган стрелка йўналишида айланади. Ток йўналиши ўзгартирилса, айланиш йўналиши ҳам тескарасига алмашади. Айланиш, (6.6) формулага кўра, магнит майдоннинг ўзи билан бириктирилган трубкада оқувчи токка таъсири туфайли юз беради. Агар қўйилган механик боғланишлар уларни бир-бирига боғламаган ҳолда айланишларига имкон берса, 1 трубка ҳаракатлангани ҳолда магнит ҳаракатсиз қолади.

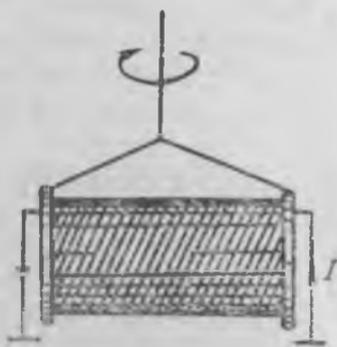
Ҳаракатланувчи электродинамик системаларда магнит майдони яратувчи объектлар ўзларига бириктирилган ток келтирувчи ўтказгичлар билан биргаликда кўчади. Ҳаракатланувчи системалар ток манбаининг сарфлаган энергияси ҳисобига кинетик энергия олади.



84-расм



85- расм



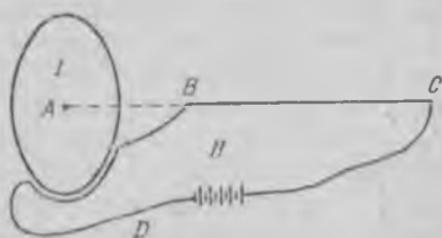
86- расм

Ток ҳосил қилувчи электронларнинг ҳаракат йўли магнит майдонида эгилади; электронларнинг кинетик энергияси металлнинг кристалл папжарасига узатилади. Утказгич ҳаракатга келади.

Келтирилган конструкциялар қайтувчан. Уларда электромагнит индукция жараёнлари кузатилади.

4. Ҳозирги замон адабиётида ток занжири қисмларининг бир-бирига ҳақиқий таъсирини билиш мумкин эмаслиги, электродинамикада майдон кучланганлиги ва куч тушунчалари бир хил маънога эга эмаслиги, ток занжирининг кичик қисмлари тушунчаси физик маъносиз эканлиги ҳақидаги эскирган тасаввурлар ҳали ҳам сақланади.

Аммо электрон назариянинг яратилиши ҳодисаларнинг асл маъносини аниқлаш имкониятларини кенгайтди. Бу назария, юқорида кўрганимиздек, (6.7) формулани асослаш ва электродинамик кучларни компонентларга ажратиш имконини беради. Электромагнит ўзаро таъсирларни (6.7) формулалар асосида текшириш, бутун занжирга тегишли интеграл характеристикаларнинг ўзгариши ҳақидаги теоремаларни қўллаш



88- расм

билан текширишга қараганда кўпроқ маълумот беради. Мисол учун, ток занжирининг қўзғалувчи қисмига таъсир этувчи куч бутун занжирнинг узгарган энергияси бўйича ҳисобланганда, занжирнинг қолган қисмларидан қайси

ўз майдони билан бу кучни юзага келтирганини аниқлаб бўлмайди. (6.7) формула бу саволга жавоб беради ва бошқа ҳисоблаш методларини тўлдирди.

Замонавий электродинамика қонунларини изчил қўллаб, айрим ҳолларда ток занжирининг алоҳида қисмлари таъсирини тажрибада ажратиш мумкин. Масалан: I (доиравий) ва II ток занжирлари берилган бўлсин (88-расм). II занжирнинг BC қисми A доира марказидан ўтувчи перпендикулярда ётади. BC қисмда оқувчи электронлар (6.4) қонун бўйича куч чизиқлари I контурга параллел бўлган айланалардан иборат магнит майдон ҳосил қилади. Бундай майдон (6.5) га мувофиқ I доиравий токка таъсир этмайди. I занжирга таъсир этувчи магнит майдони билан боғлиқ куч ва куч моментлари II занжирнинг CDB қисмида оқувчи электронлар майдони томонидан ҳосил қилинади ва уларни ўлчаш мумкин бўлади.

Параллел ва кесинган тоқларнинг ўзаро таъсирларини кузатиш ҳақида гап кетганда, амалда берк занжирлардан ажратилган алоҳида тўғри қисмлардан фойдаланилади.

Яна бир мисол. Ўроқсимон тоқли ўтказгич O марказ атрофида айланади (77-расмга қаранг). I_1, I_2, I_3 тоқлар ҳаракатланувчи симда оқади, I_4 ток эса қўзғалмас ўтказгичда оқади. (6.4) ва (6.5) қонунларга кўра қуйидагилар айланишнинг сабаби бўла олмайди:

— ёйларда оқувчи I_1 ва I_2 тоқларга магнит майдон томонидан таъсир этувчи кучлар (бу кучларнинг Q нуқтага нисбатан моментлари нолга тенг);

— I_4 ток майдонининг I_3 токка таъсир кучи (77-расмда тасвирланган ҳолда бу куч нолга тенг ва сим фигура бу ҳолатдан силжигандан сўнг айланишга қаршилиқ кўрсатади);

Биобарин, кузатилган ҳаракатнинг бирдан-бир са-

баби I_1 ва I_2 тоқлар майдонининг I_3 тоққа таъсир кучлари бўлади. Кўрамизки, алоҳида қисмларининг динамик таъсирлари ёрқин намоён бўладиган ток занжирлари ҳам учраб туради. Ишлаб чиқилган конструкцияларнинг кўпчилигида биз ана шундай занжирлардан фойдаланамиз.

7-§. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА БУЙИЧА УҚУВ ВА ИЛМИЙ АДАБИЁТДА УЧРАЙДИГАН АИРИМ ЭСКИРГАН ФИКРЛАР ҲАҚИДА

Фанда принципиал янгиликлар шаклланишида кўпинча аниқ ва ақл бовар қилмайдиган хусусиятлар бирга қўшилиб кетади. Электромагнетизмдаги ўзаро таъсирлар муаммосида ҳам ана шундай ҳолат юзага келди. Ньютон томонидан механика ҳақидаги таълимотнинг эълон қилинганига 300 йил бўлди. Бу таълимот ҳамма томонидан эътироф этилди. Ньютон механикасининг аксиомалари, шунингдек, III аксиоманинг ҳамма вақт ўринли бўлиши ҳақидаги Ньютон фикри уч аср давомида мутлақо тўғри деб қабул қилинди. Бу фикр илмий ишларда ва ўқув қўлланмаларида, таъсирларнинг кечикиши эътиборга олинмайдиган, кўп сонли атом ва молекулалар жамоаси иштирок этадиган макроскопик жараёнлар ҳақида гап кетганда ҳозир ҳам сақланади. Барча физиклар ва инженерлар ҳам ана шундай фикр билдиришган [1, 4, 7, 11, 14, 16 27, 40].

Электродинамикада III аксиоманинг ўринли эканини намоён этиш эътиборга олинмайдиган. Экспериментлар тўғри, аммо электродинамикадаги барча ўзаро таъсирларни тўлиқ қамраб олмаган [1]. Булар билан бир қаторда ўзгача мазмунли бошқа алоҳида ҳоллар ҳам мавжуд. Ваҳоланки, фақат барча тажриба далиллари тўпламигина умумий хулосага келиш имконини беради.

Ҳозирги кунларда аҳвол қандай? Китобхон физика ва электротехника буйича ҳеч бир ўқув қўлланмада магнетизмнинг 5- ва 6- параграфларда баён этилган янги хусусиятлари ҳақида тўғри маълумот топа олмайди. Адабиётда бир-бирига мос келмайдиган, эскирган фикр ва далиллар шу қадар кенг ёйилганки, уларни қисқача тавсифлаш мақсадга мувофиқдир. Акс ҳолда кўпчилик китобхонлар учун бу янгиликларни бартараф этиш анча қийин бўлади. Бу ўринда келтирилган муло-

ҳазалар фақат таҳлил қилинган айрим ғояларгагина тегишли бўлиб, чуқур маъно ва мазмунига эга бўлган асарларнинг муаллифларига алоқаси йўқ.

1. Яхши қаралмаган эди.

Физика ва электротехника бўйича кўпгина ўқув қўлланмаларида ҳаракатланувчи иккита зарядли микроразрачалар ёки ток занжирининг иккита чексиз кичик элементлари магнит ўзаро таъсирларида Ньютон механикаси III аксиомасининг бузилиши мумкинлиги тилга олинган. Бу маълумотларнинг ишонарли исботлари ҳам учрайди. Аммо бу ишларда муаллифлар амалда кўзатиш мумкин бўлмаган ҳолларни келтириш билан чегараланишган. Макроскопик масштаблардаги бундай ҳодисалар ҳақида ё умуман индашмайди ёки III аксиома фақат берк занжирлар учунгина ўринали деб уқтиришади, бунда занжирдаги икки моддий нуқта ҳамма вақт бир-бирига миқдорлари тенг, йўналишлари қарама-қарши ва нуқталарни бирлаштирувчи тўғри чизиқда ётувчи кучлар билан таъсир қилади деб ҳисоблашади [1, 40].

Афтидан, дарсликларнинг, ҳатто энг янгиларининг ҳам, муаллифларни анъанага биноан макроскопик масштабларда III аксиомадан оғишлар бир-бирини йўқотади, шунинг учун улар амалда сезилмайди деб ўйлашади. Аммо бу ўнлаб йиллардан буён маълум бўлган қатор электромагнетизм ҳадисаларини билиш ва татбиқ этишга тўсқинлик қилиб келаётган хато фикр (янглишиш) эканига ишонч ҳосил қилиш мумкин [26].

Олий ўқув юртлари учун мўлжалланган дарсликларнинг муаллифлари ҳозирги замон электродинамикасининг ҳисоблаш воситаларини эгаллашган ва улардан электр ва электротехника курсларини баён этишда фойдаланишади. Бундай ҳисоблаш воситаларидан кўпчилик физиклар, инженерлар ва студентлар ҳам хабардор. Ана шундай китобхонлар туркуми учун, иложи борица оммавийликни сақлаган ҳолда, эслатиб ўтамизки, нисбатан секин ҳаракатланувчи иккита зарядли заррачаларнинг унча катта бўлмаган масофалардаги магнит ўзаро таъсир кучи (6.1) га кўра

$$\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e_1 e_2}{R_{12}^3} [\vec{v}_2 \vec{v}_1 R_{12}] \quad (7.1)$$

муносабат билан аниқланади. Бу ерда \vec{F}_{12} — заряди e_1 ган заррачанинг e_2 зарядли заррачага таъсир кучи, v_1 , v_2 заррачаларнинг тезликлари, μ_0 — магнит доимийси, c — ёшқиннинг вакуумдаги тезлиги ($v \ll c$). Бу формула электродинамик назарияда ҳаракатланувчи зарядли заррача магнит майдоннинг B индукцияси ва ҳаракатланувчи зарядли заррача магнит майдон томонидан таъсир этувчи F куч (Лорентс кучи) учун топилган

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e}{R^2} [\vec{v} \vec{R}] \quad (a), \quad \vec{F} = e [\vec{v} \vec{B}] \quad (б)$$

қонуниятлар бирикмасидан иборат.

(7.1) ва (6.6) формулаларга асосан иккита ток элементлари

$$d\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 I_2}{R_{12}^3} [d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]]$$

куч билан ўзаро таъсир қилишади, бу ерда dl_1 , dl_2 — биринчи ва иккинчи ток элементларининг узунликлари, $R_{12} = R_{21}$ ток элементлари орасидаги масофа, \vec{R}_{12} вектор $d\vec{l}_1$ элементдан $d\vec{l}_2$ элементга ўтказилган, I_1 , I_2 — ток элементлари, $d\vec{F}_{12}$ — биринчи $d\vec{l}_1$ элемент магнит майдонида иккинчи $d\vec{l}_2$ элементга таъсир этувчи куч.

(7.3) — Грассман формуласидир. Бу формулада ток элементини томонидан ҳосил қилинган магнит майдоннинг R софадаги индукцияси учун ўринли бўлган

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^3} [d\vec{l} \vec{R}]$$

Био—Савар қонуни ва ташқи магнит майдонда жойлашган ток элементига таъсир этувчи куч учун топилган

$$d\vec{F} = I [d\vec{l} \vec{B}].$$

Ампер қонуни мужассамлашган. Ҳар иккала формула тажрибалар асосида ёзилган. (7.5) формула Ампер томонидан шу кўринишда таклиф этилмаган. Ампер токларнинг магнит ўзаро таъсирини кашф этиши муносабати билан (7.5) ифодага Ампер қонуни деб ном берилган.

Грассман формулалари (7.3) асосида берк ток занжирлари орасидаги, шунингдек, бир занжирнинг ёки турли занжирларнинг L_1 ва L_2 чекли қисмлари орасидаги (бу қисмлар бир-бирига мустақкам боғланган бўлиши мумкин) F_{12}

\vec{F}_{21} магнит ўзаро таъсир кучларини баҳолаш мумкин. (7.3) формуланинг муаллифи Грассман унинг $\vec{F}_{12} \neq \vec{F}_{21}$ шартда қўллаш мумкинлигини хаёлига ҳам келтирмаган эди. Бундан буён Грассман формуласини қуйидагича ёзамиз:

$$\begin{aligned} d\vec{F}_{12} &= k[d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]] R_{12}^{-3} = k \frac{(R_{12} d l_2) d \vec{l}_1}{R_{12}^3} - \\ &- k \frac{(d \vec{l}_1 d \vec{l}_2) \vec{R}_{12}}{R_{12}^3}, \end{aligned} \quad (7.6)$$

бу ерда $k = \mu_0 I_1 I_2 / 4\pi$ белгилаш киритилди.

Кўрамизки, $d\vec{F}_{12}$ кучни икки қўшилувчилар йиғиндисини тарзида ифодалаш мумкин:

$$d\vec{F}_{12} = d\vec{F}'_{12} + d\vec{F}''_{12}, \quad (7.7)$$

$$d\vec{F}'_{12} = k(\vec{R}_{12} d l_2) R_{12}^{-3} d \vec{l}_1 = -k d_{\mathcal{P}}(R_{12}^{-1}) d \vec{l}_1, \quad (7.8)$$

$$d\vec{F}''_{12} = -k(d \vec{l}_1 d \vec{l}_2) R_{12}^{-3} \vec{R}_{12}. \quad (7.9)$$

Бу ерда

$$d_{\mathcal{P}}(R_{12}^{-1}) = (d \vec{l}_2 \Delta_{\mathcal{P}}) R_{12}^{-1} = -\frac{d l_2 \vec{R}_{12}}{R_{12}^2}$$

эгани эътиборга олинди (\mathcal{P} индекс, қайси занжирга қўйилган таъсир ҳисобланаётган бўлса, ана шу занжир координаталари бўйича дифференциаллаш кераклигини кўрсатади).

Равшанки, $d\vec{F}_{12} = d\vec{F}_{21} = 0$ бўлгани ва $d\vec{F}_{12}$, $d\vec{F}_{21}$ куч векторлари ток элементлари марказларидан ўтувчи бир тўғри чизиқда ётгани сабабли $d\vec{F}_{12}$ тўлиқ кучнинг \vec{F}_{12} қўшилувчиси (7.9) III аксиомани қаноатлантиради. Ҳақиқатан ҳам $\vec{R}_{12} = -\vec{R}_{21}$, $R_{12} = R_{21}$ бўлгани сабабли

$$-k(d \vec{l}_1 d \vec{l}_2) R_{12}^{-3} \vec{R}_{12} + (-k(d \vec{l}_2 d \vec{l}_1) R_{21}^{-3} \vec{R}_{21}) = 0 \quad (7.9')$$

бўлади. Ҳар хил занжирларнинг элементларига қўйилган бу икки таъсир, агар занжирлар бир-бирига бириктирилган бўлса, ўзаро мувозанатлашади. Аммо биринчи қўшилувчи $d\vec{F}_{12}$ тўғрисида бундай деб бўлмайди, чунки (7.8) га кўра $d\vec{F}_{12} + d\vec{F}_{21} \neq 0$ ёки

$$-k d_{\mathcal{P}}(R_{12}^{-1}) d \vec{l}_1 + (-k d_{\mathcal{P}}(R_{21}^{-1}) d \vec{l}_2) \neq 0 \quad (7.8')$$

бўлади. Бу ердаги биринчи вектор \vec{dl}_1 га, иккинчи вектор \vec{dl}_2 га параллел, $d\mathcal{F}(R_{12}^{-1})$ ва $d\mathcal{F}(R_{21}^{-1})$ ларнинг ишорасига қараб, антипараллел бўлиши ҳам мумкин.

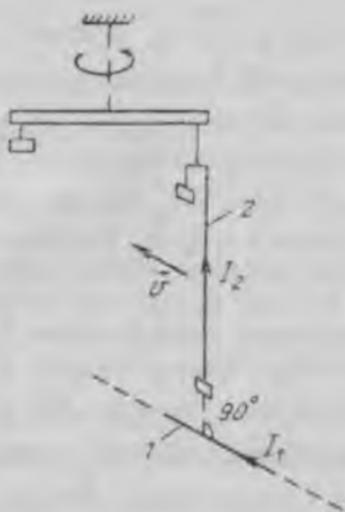
Агар бирор занжирнинг белгиланган \vec{dl}_1 элементи томонидан бошқа берк занжирнинг барча \vec{dl}_2 элементларига бўлган (7.8) таъсирларнинг йиғиндиси олинса, бу йиғинди нолга тенг бўлгани ҳолда ундаги алоҳида чекли қўшилувчилар нолдан фарқли бўлади. Бундай қўшилувчиларнинг реал мавжудлигини иккинчи занжирнинг текширилувчи L_2 қисми учларига сирпанувчи контактлар қилиш билан кўрсатиш мумкин (\vec{dl}_1 дан узоқлашиб оқувчи токларга \vec{dl}_1 га параллел бўлган кучлар, \vec{dl}_1 га яқинлашиб оқувчи токларга эса, \vec{dl}_1 га қарама-қарши йўналган кучлар таъсир этади).

Юқорида айтилган фикрларни иккинчи занжирнинг биринчи занжирга таъсири учун ҳам қайтарish мумкин.

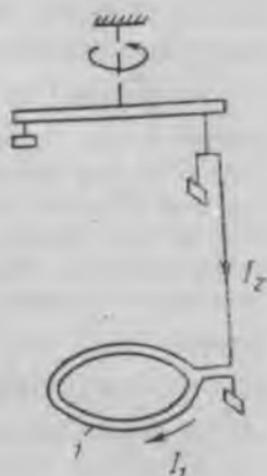
Шундай қилиб, иккита берк ток занжирларининг магнит ўзаро таъсирида уларнинг қисмларига таъсир этувчи барча кучларнинг вектор йиғиндиси нолга тенг бўлади, бунда (7.9) қўшилувчилар билан аниқланувчи кучлар III аксиома талабларини қаноатлантиради (йиғиндидаги ҳар хил занжирларга тегишли ток элементларининг ҳар бир жуфти орасидаги ўзаро таъсир нолга айланади). (7.8) қўшилувчилар билан аниқланувчи кучлар барча кучлар йиғиндисига бошқача ҳисса қўшади: бир занжирининг ҳар бир белгиланган элементи томонидан бошқа занжирнинг барча чекли қисмларига таъсир этувчи кучлар йиғиндиси нолга айланади. Айтилганларни эътиборга олиб, $d\vec{F}_{12}$ кучнинг $d\vec{F}_{12}'$ қўшилувчисини ньютонча бўлмаган (III аксиомани қаноатлантирмайдиган) қўшилувчи, $d\vec{F}_{12}''$ ни эса ньютонча қўшилувчи деб атаймиз.

Умумий ҳолда бошқа занжирнинг магнит майдонида жойлашган ток занжири қисмларига қўйилган кучларда ҳар иккала турдаги қўшилувчиларнинг таъсирлари бўлади. Аммо хусусий ҳолларда қўшилувчилардан фақат бирининг таъсирини ҳам кузатиш мумкин. Масалан, I_2 токли қўзғалувчи 2 вертикал ўтказгичга I_1 токнинг l узун тўғри қисмини перпендикуляр равишда яқинлаштирамиз (89-расм)*.

* 4-§ даги 57, 58-расмларга ва уларга тегишли тушунтиришларга ҳамда 2-§ даги 14, 18-расмларга қаранг.



89- расм



90- расм

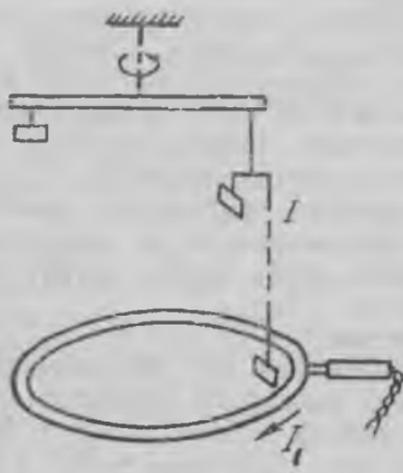
Қўзғалувчи ўтказгич ньютонча бўлмаган (7.9) қўшилувчилардан ташкил топган \vec{F}_{12} куч таъсирида кўчади ($d\vec{l}_1 \perp d\vec{l}_2$ бўлгани учун (7.9) кучлар нолга айланади).

Қўзғалувчи 2 вертикал ўтказгич остига 1 доиравий токни горизонтал ҳолда жойлаштирамиз (90-расм). I_1 токнинг барча элементлари I_2 ток элементларига перпендикуляр бўлиб, уларга фақат (7.8) кучлар таъсир этади (бу ҳолда ҳам (7.9) кучлар нолга тенг бўлади). Натижада 2 ўтказгич узлуксиз равишда айланади. Доиравий ва вертикал тоқлар бир-бирига маҳкам бириктирилганда ҳам (ёки битта сим ўтказгичда эгиб ясалганда ҳам) айланишлар кузатилади. Иккала занжир бифиляр ёрдамида кетма-кет уланади (91-расм).

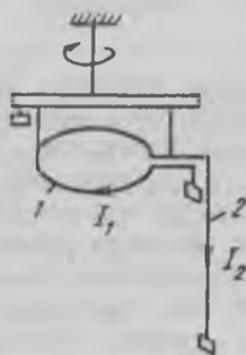
Шуни таъкидлаймизки, электродинамикада Ньютон механикасининг III аксиомаси бажарилмаслиги ҳақида гапирганда биз фақат (7.1), (7.2) ёки (7.3), (7.4), (7.5) формулалар бўйича ҳисобланган кучлар орасидаги ўзаро муносабатни назарда тутамиз. Бу кучлар конкрет ҳолларда динамометр ёки бурама тарози ёрдамида ўлчаниши, улар таъсиридаги жисмлар олган тезланишларга қараб баҳоланиши мумкин. Улар ҳақида тинч ҳолатдаги жисм ёки жисмлар системасининг деформацияланишига қараб ҳам фикр юритиш мумкин. Ана шу кучлар орасидаги ўзаро муносабатларнинг реал имко-

ниятларини аниқлаш ва бу муносабатлардан ортиқча, уларга хос бўлмаган ва мажбуран тиқиштирилган чегаралашларни олиб ташлашни асосий мақсад қилиб қўямиз.

(7.4) ва (7.5) қонуниятлар ёки (7.3) формула билан аниқланиб, қўзғалувчи жисмга тезланиш бера оладиган электродинамик кучларнинг III аксиомага бўйсунмаслигини кўрсатувчи яна бир неча экспериментларни келтираемиз.



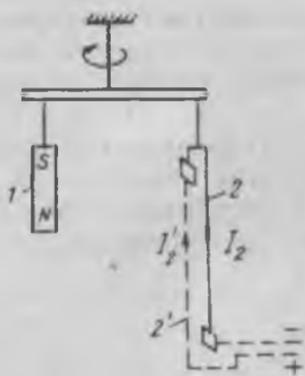
91- расм



92- расм

Икки нов ҳалқали қурилмага горизонтал ҳолдаги I ингичка доиравий занжирни осамиз (92-расм). У 2 вертикал ўтказгичга кетма-кет улашган. Доиравий занжир 0,8 мм диаметрли сирланган симнинг 50 ўрамадан иборат, I ва 2 ўтказгичлар орасида бифиляр бор. Симларнинг учига электролит эритмасига тушириладиган мис пластинкадан қилинган электродлар кавшарланган. Занжирга $I=3 \div 4$ А доимий ёки ўзгарувчан ток берилганда I_1 доиравий токнинг I_2 токка таъсири туфайли қўзғалувчи система узлуксиз айланади. Ҳаракатлантувчи \vec{F}_{12} куч (7.8) кўчларнинг қўшилишидан ҳосил бўлади.

Шунингдек, бир-бирига боғланган I магнит ва 2 вертикал ўтказгичнинг ҳам биргаликда узлуксиз айланишини кузатиш мумкин (93-расм). Айланиш I магнит майдоининг I_2 токка (7.5) қонун («чап қўл» қондаси)



93-расм

бўйича бўладиган таъсири туфайли юз беради. Қўзғалмас 2 ўтказгич бўйлаб (пунктир чизиқ) вертикал йўналишда оқувчи I_2' токнинг (7.4) магнит майдони магнитга эквивалент бўлган горизонтал доиравий ток элементларига вертикал йўналишда (7.5) куч билан таъсир этганлиги сабабли у магнитни асбобнинг вертикал ўқи атрофида айлантира олмайди. I_2' ток майдонининг энг яқин жойлашган магнит қутбига устун даражада таъсир қилиши ҳа-

қидаги гипотеза тажрибада тасдиқланмайди: у тажрибада кузатилган йўналишдаги айланишни аниқламайди. Тажрибада 3,5 см диаметрли 14 та ҳалқасимон магнитлардан ясалган битта кучли тўғри магнит ишлатилади, ток кучи $5 \div 6$ А.

2. Ҳисобда янглишилган эди.

Адабиётда Ньютон механикаси III аксиомасининг берк ток занжирлари ўзаро таъсирига қўлланишлигининг умумий ҳолдаги математик исботи мавжуд [44]. Аммо шундай «исботлар» ҳам учрайдики, унда муаллифлар биринчи занжирнинг магнит майдонида иккинчи занжирга таъсир этувчи барча электродинамик кучларнинг тенг таъсир этувчисини ҳисоблаганликларини айтишади. Тенг таъсир этувчи куч — бу ўз таъсири бўйича бутун кучлар системасининг ўрнини боса оладиган битта куч. Таҳлил қилинаётган электродинамик кучлар системаси эса, умумий ҳолда, тенг таъсир этувчига эга эмас, чунки унинг $d\vec{F}'_{12}$ компоненталари иккинчи занжирнинг турли қисмларини деформациялайди, занжирнинг учларида сирпанувчи ва эгилувчи контактлари бўлган турли қисмларини ҳаракатга келтиради, битта куч билан алмаштириб бўлмайдиган айлантирувчи жуфт кучлар ҳоёл қилади (7.8).

Ташқи магнит майдондаги ҳар бир берк ток занжирга таъсир этувчи барча реал кучларнинг хусусиятларини ифодаловчи битта эквивалент куч киритиш мумкин деб ҳисоблаб, уни барча ток элементларига қўйилган (7.3) кучларнинг вектор йиғиндисини кўринишида ёзишади. Бундай вектор йиғиндининг киритилиши динамиканинг қатор масалаларини ҳал этиш учун,

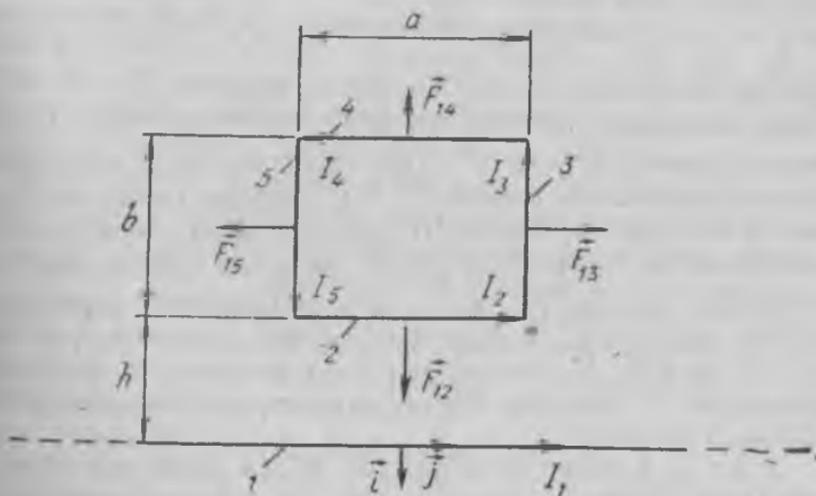
албатта, қулай (айниқса, ўзаро таъсирлашувчи тоқлар системаси инерция марказининг ҳаракатини ўрганишда), аммо III аксиоманинг татбиқ этилиши ҳақидаги масалани ҳал этиш учун бу ноқулай. Бунинг сабаби шундаки, $d\vec{F}'_{12}$ ва $d\vec{F}''_{12}$ кучларнинг йиғиндисини олишда $d\vec{F}'_{12}$ қўшилувчилар ўзларининг математик хусусиятлари туфайли, йўқолиб кетади ва фақат $d\vec{F}''_{12}$ қўшилувчилар қолади ((7.7), (7.8) (7.9) га қ.):

$$\vec{F}_{12} = \oint_{L_1} \oint_{L_2} d\vec{F}_{12} = \oint_{L_1} \oint_{L_2} d\vec{F}'_{12} + \oint_{L_1} \oint_{L_2} d\vec{F}''_{12} = \vec{F}_{12}.$$

Бундай йиғинди олишда занжирнинг айрим қисмларига қўйилган (уни деформацияловчи ёки айлантирувчи) ньютонча бўлмаган \vec{F}_{12} кучни йўқотиб (улар қисқаришиб кетади), қолган \vec{F}_{12} ньютонча куч хусусиятларини, асоссиз равишда, барча таъсир этувчи кучларга ёйишади [11,36].

Таъсирларни интеграллаб ҳисоблашда электродинамик кучларнинг бир қисми тушиб қолиши мумкин. Гини оддий мисолда кўрайлик. Тўғри токнинг I занжирини ва томонларининг узунликлари a ва b , алоҳида томонларидаги тоқлари $I_2 \div I_5$ бўлган 2 ÷ 5 тўғри бурчакли занжирни қараймиз ($I_2 = I_3 = I_4 = I_5 = I$) (94- расм). I_1 токнинг $I_2 \div I_5$ тоқларга таъсир кучларининг векториал йиғиндисини қўйидагича ёзилади:

$$\vec{F} = \sum_{v=2}^5 \vec{F}_{1v} = \sum_{v=2}^5 \frac{\mu_0 I_1 I_v}{4\pi} \int_{L_1} \int_{L_v} \frac{[d\vec{l}_v [d\vec{l}_1 \vec{R}_{1v}]]}{R_{1v}^3} \quad (7.10)$$



94- расм

Бу йиғиндининг \vec{F}_{1v} қўшилувчилари ($v = 2, 3, 4, 5$) 94-расмда кўрсатилди. Уларнинг аналитик ифодалари қуйидагича (12-§ га қаранг):

$$\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \int_{L_1} \int_{L_2} \frac{[d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 R_{12}]]}{R_{12}^3} = \vec{F}_{12}^* = \vec{i} F_{12}^* = \vec{j} \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \frac{2a}{h};$$

$$\begin{aligned} \vec{F}_{14} &= \frac{\mu_0 I_1 I_4}{4\pi} \int_{L_1} \int_{L_4} \frac{[d\vec{l}_4 [d\vec{l}_1 R_{14}]]}{R_{14}^3} = \vec{F}_{14}^* = -\vec{i} F_{14}^* = \\ &= -\vec{j} \frac{\mu_0 I_1 I_4}{4\pi} \frac{2a}{h+b}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{F}_{13} + \vec{F}_{15} &= \frac{\mu_0 I_1 I_3}{4\pi} \int_{L_1} \int_{L_3} \frac{[d\vec{l}_3 [d\vec{l}_1 R_{13}]]}{R_{13}^3} = \frac{\mu_0 I_1 I_5}{4\pi} \int_{L_1} \int_{L_5} \frac{[d\vec{l}_5 [d\vec{l}_1 R_{15}]]}{R_{15}^3} = \\ &= \vec{F}_{13}^* + \vec{F}_{15}^* = \vec{j} F_{13}^* - \vec{j} F_{15}^* = \vec{j} \frac{\mu_0 I_1 I_3}{4\pi} 2 \ln \frac{h+b}{4\pi} - \\ &\quad - \vec{j} \frac{\mu_0 I_1 I_5}{4\pi} 2 \ln \frac{h+h}{h} = 0. \end{aligned}$$

Бу ерда $I_3 = I_5 = I$ бўлгани учун

$$F_{13} = F_{15} = \frac{\mu_0 I_1 I}{4\pi} 2 \ln \frac{h+b}{h}$$

бўлиши эътиборга олинади. Шундай қилиб, (7.10) ифодани интеграллаш натижаси

$$\vec{F} = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{14} = \vec{i} (F_{12} - F_{14})$$

бўлади. Бу ердаги \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{14} лар I_1 токнинг $I_2 \div I_5$ тоқларга таъсир кучларининг ньютонча қўшилувчилари. Ньютонча бўлмаган \vec{F}_{13} ва \vec{F}_{15} кучлар ҳисоблаш жараёнида йўқолиб кетганлиги сабабли (7.11) ифодага кирмайди, шунинг учун улар механика III аксиомасининг электродинамикага татбиқ этилиши ҳақидаги масалани ечишда ҳисобга олинмайди. Аслида \vec{F}_{13} ва \vec{F}_{15} кучлар Грассман формуласи бўйича ҳисоблашда ньютонча бўлмаган қўшилувчилар сифатида мавжуд, 2÷5 занжирни деформациялайди ва унинг сирпанувчи контактлари бўлган қисмларини кузатиладиган даражада кўчиради.

Агар L_3 занжир эгриланган бўлса ва унинг синган жойлари бўлмаса, интеграллаш жараёнида ньютонча

бўлмаган қўшилувчиларнинг йўқолиб кетиши олдин кўрган мисолдагига қараганда камроқ сезилади.

3. Элементар хато.

Адабиётда қуйидагидек «математик исботни» ҳам учратиш мумкин: замонавий электродинамика қоидалари бўйича ток элементларининг ўзаро таъсир кучларини ҳисоблашда Ньютон механикасининг III аксиомаси бузилгандек бўлиб кўринади. Бунинг сабаби, биринчи ток элементининг иккинчи ток элементига таъсирини ҳисоблашда (7.5) тўғри формулага биринчи ток элементи магнит майдони индукциясининг, (7.4) Био — Савар қонуни бўйича аниқланган, тўлиқ бўлмаган қиймати қўйилади. Агар (7.5) формулага dV нинг аниқ қиймати қўйилса, III аксиомадан ҳеч қандай четланиш юзага келмайди.

Дарслик муаллифининг бундай тушунтиришини қабул қилиб бўлмайди. Биринчидан, у (7.4) нинг ўрнини босадиган «аниқ» формулани топмаган ва топа олмайди ҳам. Шунинг учун алмаштириш ҳақидаги таклиф асоссиз. Иккинчидан, икки ток элементининг (7.5) формула бўйича ҳисобланган ўзаро таъсир кучлари, (7.4) ҳар қандай ўзгартирилганда ҳам, умумий ҳолда, ҳар иккала ток элементига перпендикуляр бўлади. Улар ҳар иккала элементдан ўтувчи тўғри чизиқ бўйлаб таъсир этмайди, шунинг учун III аксиомани қаноатлантирмайди. Биобарин, III аксиомадан четланишни бундай «йўл» билан бартараф этиб бўлмайди [14].

Юқоридаги 1÷3- бандларда макроскопик масштаблардаги жараёнларни ифодалашда Максвелл — Лорентц электродинамикасининг Ньютон механикаси III аксиомасига мос келиши ҳақидаги «математик исботларни» таҳлил қилиб чиқдик. Университет ва электротехника институтларининг талабаларига, шунингдек, барча электротехника мутахассисликдаги инженерларга мўлжалланган бу «исботлар» асоссиз бўлиб чиқди. Аммо бу «исботлар» бошқа дарслик ва илмий ишларнинг муаллифларига ўз фикрларини баён этиш учун ишончли назарий платформадек туюлади. Кейинги 4÷9- бандларда қўштирноқ ичида адабиётда учрайдиган айрим ана шундай фикрлар келтирилади. Сўнгра, бизнинг тушунтиришларимиз баён этилади.

4. Етарли бўлмаган далиллар.

«Замонавий электродинамика қонунларидан Ньютон механикаси III аксиомасининг бажарилмаслиги ҳа-

қидаги хулосалар қилиш мумкин бўлган ҳолларда фойдаланиб бўлмайди» [40].

Эътироз. Бизнинг кўп сонли экспериментларимиз ва уларни замонавий электродинамика воситалари асосида миқдорий ифодалаш мумкинлиги, бунинг аксини исботлайди [34].

5. «Зарядли заррачаларнинг кулонча электростатик ўзаро таъсирлари, уларнинг ҳаракат тезликлари кичик бўлганда, магнит ўзаро таъсирларга қараганда шу қадар кучли бўладики, сўнгиларини ҳисобга олмаслик мумкин бўлади» [35].

Эътироз. Муҳокама қилинаётган муаммо ҳақида бундай фикр билдирилганда, кўпинча, ташқи фазо нуқталарида ток занжирларида тартиблаган ҳаракат қилувчи зарядли заррачаларнинг кулонча майдони металл кристалл панжарасининг кулонча майдони билан компенсациялашувини ёки электролитлардаги тоқларда қарама-қарши ишорали ионларнинг кулонча майдонлари ўзаро компенсациялашувини эсдан чиқариб қўйишади. Кўп сонли заррачаларнинг кучсиз магнит майдонлари қўшилишиб, электромоторларнинг роторларини ҳаракатга келтира оладиган даражадаги кучли майдонга айланади.

6. «У ёки бу берк ток занжири томонидан бошқа берк ток занжирига таъсир этувчи натижали кучларгина физик маънога эга» [4, 16, 27].

Эътироз. Дарсликнинг бир бетида ҳаракатланувчи ҳар бир зарядли заррачанинг магнит майдони ва бу майдонда ҳаракатланувчи бошқа зарядли заррачага таъсир этувчи куч ҳозирги вақтда аниқ ўлчаниши ва ҳисобланиши мумкин, деб тушунтирилгани ҳолда, бошқа бир бетда бундай заррачалар гуруҳларининг ўзаро таъсирини билиб бўлмайди деб ёзиш тўғри эмас. Заррачалар гуруҳларининг ўзаро таъсирларини аниқлаш учун фақат кучларни қўшиш талаб этилади, халос.

Электр тоқининг ва зарядли заррачалар тартиблаган оқимларининг табиати ҳали маълум бўлмаган, ҳаракатланувчи қисмларида сирпанувчи контактлари бўлган ток занжирларининг хоссалари ҳали батафсил ўрганилмаган даврларда заррачалар тудаларининг ўзаро таъсирини билиб бўлмаслик ҳақидаги фикрларнинг билдирилиши табиий бир ҳол эди.

Грассман формуласини фақат берк ток занжирлари орасидаги натижали ўзаро таъсир кучларини ҳисоблашга қўллаш мумкин деб даъво қилиш Грассман фор-

муласининг таркибига кирувчи Био-Савар ва Ампер қонунларининг татбиқ этилиш соҳасини ҳаддан ташқари чегаралаб қўяди. Аммо электр аппаратларининг мустаҳкамлигини ҳисоблашда, одатда, бу чегарадан чиқиб кетилади. Бу хусусан, ўтказгичларнинг параллел қисмларида, ўзаро перпендикуляр ўтказгичларда, П симон улагичларда ҳосил бўладиган кучларни ҳисоблашда яққол намоён бўлади [47].

7. Айрим ҳолларда Ньютон механикасининг кучлар учун ўринли бўлган III аксиомаси ўрнига қуйидаги формулировка таклиф этилади: «Жисмлар ва улар майдонлари импульсларининг сақланиш қонуни» [36].

Эътироз. Бу таклифни қуйидаги сабабларга кўра рационал деб бўлмайди:

1) Кучлар динамиканинг

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F} \quad (a), \quad \frac{d}{dt} (m \vec{v}) = \vec{F} \quad (б) \quad (7.12)$$

асосий қонунига ва

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (7.13)$$

аксиомага (\vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} векторлар ўзаро таъсирлашувчи икки жисмдан ўтган тўғри чизиқда ётади) кирганлиги сабабли кучлар ҳақидаги масалани олиб ташлаш ёки уни бошқа нарсалар ҳақидаги гаплар билан алмаштириш мумкин эмас. (Бу ерда $m_1 v$ — заррачанинг массаси ва тезлиги, \vec{F} — унга таъсир этувчи куч, \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} — биринчи заррачанинг иккинчисига ва иккинчисининг биринчисига таъсир кучлари.) Заррачага таъсир этувчи \vec{F} кучни ва бошланғич шартларни билиш, (7.12 а) тенгламани ечиш асосида, зарра ҳаракати жараёнини бутун тафсилотлари билан биргаликда ўрганиш, унинг ихтиёрий вақт моментидаги импульсининггина эмас, балки координаталари, траекторияси ва кинетик энергияси ҳам аниқлаш имконини беради.

2) Кучларни билиш заррачалар ва улар системасининг хатти-ҳаракати ҳақида кўп нарсаларни олдиндан айтиш имконини беради.

3) Механикадаги кучларни билиш на фақат ҳаракатлар динамикасини ўрганиш учун, балки ҳаракатга алоқаси бўлмаган статика масалаларини ечиш учун ҳам зарур (системанинг мувозанат шартларини ва ҳосил қилинган деформацияларни топиш мумкин).

4) Ток занжирлари ва уларнинг қисмлари ҳаракатини ўрганиш учун электродинамикада ҳам (7.12 а) асосий тенглама ёки унинг бошқа кўринишларидан фойдаланишга тўғри келади ва шунинг учун бу ҳолда ҳам кучларни билиш талаб этилади; кучларни билиш мувозанат шартларини ва ҳосил қилинган деформацияларни аниқлаш учун ҳам зарур.

Био — Савар ва Ампер қонунлари ёки Грассман формуласи кучлар тўғрисида мукамал маълумот беради. Уларда аниқ ҳоллар учун III аксиоманинг ўринлиги ёки ўринли эмаслиги ўз-ўзидан ҳисобга олинган. Кучлардан электромагнит майдон импульсига (ҳаракат миқдорига) ўтиш ҳеч қандай амалий аҳамиятга эга эмас, чунки юқорида эслатилган жисмларнинг ҳаракати, деформацияси ҳақидаги масалаларни ечиш учун майдон импульсини ҳисобга олиш талаб этилмайди ва, бундан ташқари, майдон импульсини конкрет ҳолларда ҳисоблаш жуда мураккаб ва амалда буни энг оддий ҳоллардагина бажариш мумкин.

5) Учинчи аксиомани ислоҳ қилиш тарафдорлари ҳисоблаш учун қулайроқ ва билиш учун муҳимроқ бўлган бирон-бир янгилик киритганлари йўқ. Жисмларнинг ва жисмлар билан улар ҳосил қилган майдонларнинг импульслари ҳақидаги тушунчалар, импульснинг сақланиш қонунлари Ньютон механикаси ва электродинамикада олдиндан маълум эди. Хусусан, Ньютон II ва III аксиомаларнинг натижаси сифатида импульснинг сақланиш қонунини келтириб чиқарган.

6) Учинчи аксиомани ислоҳ қилиш ҳақидаги таклиф, кузатилган электродинамик кучлар бу аксиомани қаноатлантирмаслигини ҳаспўшлаш мақсадида айтилади, Ньютоннинг фойдали ифодасини фандан чиқариб юборишга беҳуда уринишлар қилинади. Аслида, бундай қилишга ҳеч қандай эҳтиёж йўқ, марказий кучлар (гравитацион, электростатик ва ҳ.к.) майдони таъсирдан уюрмали магнит майдони таъсирига ўтишда ўзига хос хусусиятлар намоён бўлиши табиий бир ҳол.

8. «Тегиб туриб ўзаро таъсирлашишлар ҳолидагина Ньютоннинг III қонуни қатъий суратда бажарилади» [35].

Эътироз. Тегиб туриб (контактлашиб) ўзаро таъсирлашишларда Ньютоннинг III аксиомаси бажарилмайдиган кўпгина ҳолларни кўрсатиш мумкин. Мисол учун ток старли катта бўлганда, II шаклидаги рублик ён

томонларида оқувчи ток магнит майдонининг унинг улагичидаги токка таъсири туфайли улагич ўз уяларидан чиқиб кетиши мумкин.

9. Электродинамикадаги III аксиомадан четланишларнинг топилишини қийинлаштирадиган математик воситаларни қўллашга уринишлар ҳам учрайди. Мисол, учун бутун ток занжири магнит майдонининг ўзгаришлари ёки бу майдон энергиясининг занжир текширилаётган қисми силжигандаги ўзгаришлари асосида кучларни ҳисоблаш тавсия этилади [4, 16, 27]. Бу метод билан чегараланилса, йиғинди кучни ҳисоблаш мумкин, ammo унинг қўшилувчиларини баҳолаб бўлмайди.

10. «Биринчи берк ток занжирининг иккинчи занжирга ва унинг ҳар қандай элементига таъсир кучини ҳисоблаш учун Грассман формуласининг устунликларидан фойдаланиш мумкин ва, шу билан бирга, формулани шундай ўзгартириш мумкинки, юқорида айтилган таъсир кучлари III аксиомани қаноатлантирадиган бўлади. Бунинг учун биринчи берк занжир барча элементлари таъсир кучларининг йиғиндиси олинганда бутунлай йўқолиб кетадиган қандайдир қўшилувчиларни Грассман формуласига қўшиш кифоя (барча қўшимча қўшилувчиларнинг йиғиндиси нолга тенг)» [36].

Эътироз. Бу тоқлар магнит ўзаро таъсирини Ньютон III аксиомаси бажарилишининг асосли исботи эмас. Бундай усулда Грассман формуласига киритилган қўшимча кучлар ҳисоблашларнинг бошида қоғоздагина мавжуд бўлиб, охири натижага кирмайди ва унга мутлақо таъсир этмайди, фақат ҳисоблашларни мураккаблаштиради холос.

Бундан ташқари, таклиф этилган қўшилувчилар Грассман формуласи бўйича ҳисоблаш натижаларида акс этмайдиган чексиз кўп бошқа қўшилувчиларга ҳам ана шундай «муваффақият» билан алмаштирилиши мумкин. Ammo бир занжир ток элементининг бошқа бир занжирга ва яккаланган занжир бир қисмининг бошқа қисмига таъсир кучларини ҳисоблаш натижаларида қўшимча қўшилувчи акс этади. Бундай ҳолларда қўшимча қўшилувчилар электродинамиканинг асосий қонунлари, хусусан, магнит майдоннинг ток элементига таъсир этиш қонуни билан чиқиша олмайди. Электрон назария қонунларига ўтилганда бу зиддият янада жиддий тус олади. Грассман формуласига киритилган қўшимча қўшилувчилар электрон назариянинг асосий қоидаларини бузади, масалан, Лорентц кучи ўрнига тажрибага мос

келмайдиган бошқа куч келиб чиқади. Бинобарин, Грассман формуласи бўйича ва унинг қўшимчалар қўшилган янги ифодаси бўйича ҳисоблаш натижалари айнан бир хил бўлиши ҳақидаги фикрни қабул қилиб бўлмайди.

Шундай қилиб, алоҳида микрозаррачалар ва ток элементларининг ўзаро таъсирларида Ньютоннинг III аксиомасидан четланишлар бўлишини таъ олиш билан бирга, берк ток занжирларининг ўзаро таъсирларида III аксиоманинг бажарилишини Грассман формуласига тўнкашга уриниш асоссиз эканига ишонч ҳосил қилдик (1, 2-бандларга қ.). Ток занжирларининг деформацияланишини ва уларнинг сирпанувчи контактлари бўлган чекли қисмларнинг ҳаракатланишини сезмаслик мумкин эмас.

Шунингдек, биринчи ток занжири барча элементларининг иккинчи занжирга тегишли ҳар қандай бир элементга таъсир кучлари йиғиндисини ҳисоблашда бутунлай йўқолиб кетадиган қўшимча ҳадларни Грассман формуласига қўшиш билан уни ўзгартиришга уринишлар ҳам асоссиздир.

Грассман формуласи назарий асосланган, ундан келиб чиқадиган натижалар жуда кўп тажрибаларда тасдиқланган, бинобарин, унинг тўғрилигига шубҳа йўқ. Бу формула тоқлар ўзаро таъсирининг турли ҳоллари учун ҳаракатлантирувчи ва мувозанатлашувчи кучларни, бошқа ҳеч қандай ҳисоблаш воситаларидан фойдаланмасдан, тўғридан-тўғри ҳисоблаш имконини беради.

Электродинамикада Ньютон механикаси III аксиомасининг татбиқ этилиш чегарасининг аниқланиши, бу аксиоманинг бошқа, электродинамик бўлмаган жараёнлардаги қўлланишларига ҳеч қандай даҳли йўқ.

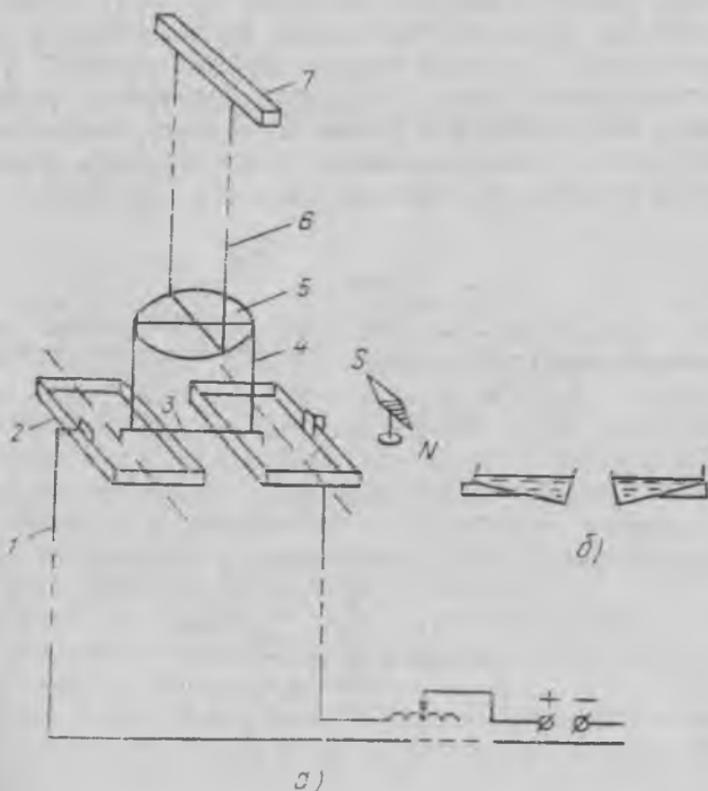
Юқоридаги 10-бандда баён этилган фикрлар муносабати билан илмий-методик мероснинг муҳим тарихий аҳамиятга эга бўлган масалаларидан бирининг батафсил танқидий таҳлили II иловада келтирилди.

IV 606

МАГНИТ МАЙДОНЛАРНИНГ ДИНАМИК ТАЪСИРЛАРИ ҲАҚИДАГИ ҚУШИМЧА МАЪЛУМОТЛАР

8-§. МАГНИТ МАЙДОНДА ТОКЛИ УТКАЗГИЧГА ТАЪСИР
ЭТУВЧИ КУЧНИНГ ИУНАЛИШИ ҲАҚИДА (ЭКСПЕРИМЕНТАЛ
ТЕКШИРИШ)

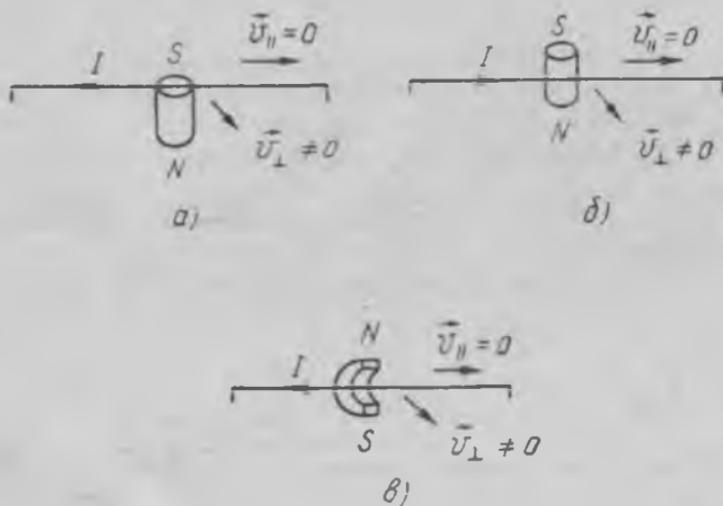
Тўғри бурчакли 1 ток занжирининг 3 қўзғалувчи қисми 2 мм диаметрли мис симнинг 20—25 см узунликдаги тўғри кесмаси бўлиб, унинг учларига эни 2,5 мм, буйи 4 мм бўлган энсиз мис пластинкачалардан иборат электродлар кавшарланган (95-а расм). У узунлиги 15 см бўлган 4 симлар билан қурилмага горизонтал ўрнатилган 5 фанера ёки пластмасса доирачага маҳкамланган. Доирачани 1 м узунликдаги 6 қармоқ



95- расм.

иплари ёрдамида 7 штативга осииш учун унинг ўзаро перпендикуляр диаметрлари учларига илмоқлар қилинган.

95-расмда асосий осииш усули тасвирланган. Бундай осилганда 3 ўтказгичнинг ўзи устма-уст тушган чизиқ бўйлаб оғиши учун энг қулай шаронт яратилади. Пунктир билан 2 ванначаларга 3 ўтказгич учларига яқин қилиб жойлаштирилган иккита юпқа рейкалар тасвирланган. Улар 3 ўтказгичнинг жуда кичик бўйлама оғишларини ҳам аниқ кўриш имкоинини беради. 3 ўтказгичнинг электродлари ванначаларга (пластмасса ёки шиша) қўйилган мис купороси эритмасига туширилади. Қалта электродлар суюқликка етарли ботиши учун ваннача остига қўйилган поначаларни аста-секин суриб, у бироз қиялатилади (95-б расм). 1 вертикал ўтказгичларнинг юқориги учларига иккита мис пластинкалар кавшарланган бўлиб, улар эритмага туширилган. Ванначалар темир бириктиргичлари бўлмаган ёғоч столчага ўрнатилган. Ток занжири 20÷30 В кучланишли манбага уланади. Магнитлар билан ўтказиладиган тажрибаларда доимий токдан фойдаланилади. Токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирини ўрганишда улар ўзгарувчан ток тармоғига уланиши мумкин; тажрибанинг кўрсатишича, конструкциянинг яхши ишлаши учун ўзгарувчан токнинг қўлланиши мақсадга мувофиқ.

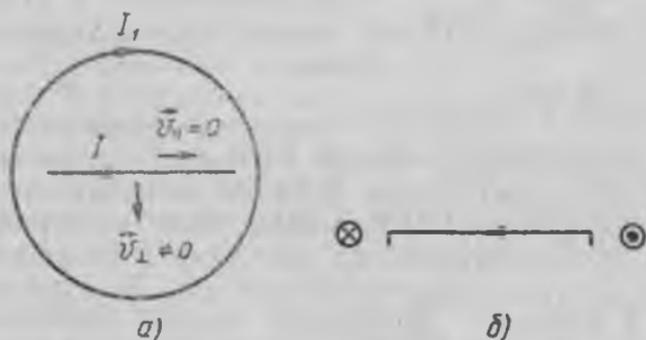


96- расм

Қурилманинг бошланғич ҳолатида 3 ўтказгич компас стрелкаси кўрсатган йўналишга перпендикуляр ҳолда жойлаштирилади. Ўзгарувчан ток улаб, у мувоzanатда эканига ишонч ҳосил қиламиз. Кучли тўғри магнитни 3 ўтказгич тагига (96-а расм) ёки ёнига (96-б расм) жойлаштирамиз. Занжирдан кучи $0,2 \div 2$ А бўлган доимий ток ўтказамиз. 3 ўтказгичнинг ўзига перпендикуляр бўлган куч таъсирида сезиларли оғишини кўрамиз. Ўтказгич ётган чизиқ бўйлаб ҳеч қандай оғиш кузатилмайди, демак, бўйлама куч йўқ.

Тақасимон магнит майдонида ҳам худди шундай ҳол кузатилади (96-в расм).

Магнитларни 3 токни ўровчи доиравий ток занжири билан алмаштирамиз (97-а расм.) Унда 0,8 мм диа-



97- расм

метрли симнинг 200 ўрами бор. Бу ҳолда 3 ўтказгич учларига узунроқ (1 см) электродлар кавшарланади. Электродлар юзининг катталаштирилиши кучлироқ токдан фойдаланиш имконини беради. 97-а, б расмларда доиравий ва қўзғалувчи токларнинг юқоридан кўриниши ва вертикал текислик билан кесилган кўндаланг кесими тасвирланган. Пунктир — илгаригидек қўзғалувчи ўтказгич учлари ёнига жойлаштирилган рейкаларнинг ҳолатини кўрсатади (95-а расм).

Занжирга $2 \div 4$ А ток уланса, ҳаракатланувчи ўтказгич рейкаларга параллел ҳолда кўчади. Бўйлама оғиш бу ҳолда ҳам кузатилмайди.

Умумий ҳолда ташқи магнит майдон кучланганлик векторлари қўзғалувчи ўтказгичга нисбатан қия йўналган. Шунинг учун кучланганлик векторлари бу ҳолда иккита — ўтказгичга перпендикуляр бўлган H_n нормал ва ўтказгич бўй-

лаб йуналган \vec{H}_t уринма қўшилувчиларнинг йиғиндисидан иборат деб қаралиши мумкин. \vec{H}_n векторнинг таъсири олдинги тажрибаларда ўрганилди.

Энди \vec{H}_t векторнинг таъсирини текшираамиз. Бунинг учун кучли ҳалқасимон магнит оламиз (уни динамиклардан олинган иккита магнитни бир-бирига қўшиб ясаш мумкин). Унинг ташқи диаметри 6 см, ички диаметри 2,5 см, қалинлиги 2 см. Бу магнитни қурилмага қўзғалмайдиган қилиб шундай жойлаштирамизки, қўзғалувчи ўтказгич магнит кесимлари юзига перпендикуляр равишда унинг марка-



98- расм.

зидан ўтади (98- расм). Занжирга 2 А ток берсак, кузатилаётган 3 ўтказгичнинг бўйлама ҳаракатлари юзага келмайди. Горизонтал жойлашган 3 ўтказгич учларига кавшарланган эн-

сиз электродларнинг — кичик вертикал участкаларнинг бўлиши (95- расм), унинг бўйлама оғишларини кузатиш имкониятини чегараламайди. Агар электродларга бўйлама кучлар қўйилганда эди, улар 3 ўтказгич бўйлаб эмас, балки вертикал йўналар эди. Бу кучлар таъсирида 3 ўтказгич кўтарилар, пасаяр ёки вертикал текисликда бурилар эди. Бу ҳаракатларни 3 ўтказгичнинг бир рейкадан иккинчи рейкага, томон бўйлама силжиши билан адаштириш асло мумкин эмас.

Электродлардаги вертикал тоқларга қўйилган (6.5) кучлар майдоннинг 3 горизонтал ўтказгичга бўйлама таъсири ҳақидаги гипотезани текшириб кўришга халал бера олмаслигини тажрибада кўриш қийин эмас: биринчи тажрибада бу (6.5) кучлар 3 ўтказгичга перпендикуляр равишда бир томонга йўналади, бунинг устига, электродлар кичиклиги туфайли жуда кичик бўлади; иккинчи ва тўртинчи тажрибаларда \vec{H} ва $d\vec{l}$ векторлар параллеллиги туфайли бу кучлар нолга тенг бўлади: учинчи тажрибада \vec{H} катталиги ва электродлар узунлигининг кичиклиги туфайли амалда нолга тенг бўлади; бешинчи тажрибада бу кучлар 3 ўтказгичга перпендикуляр бўлиб, моменти жуда кичик бўлган жуфт куч ҳосил қилади.

Бу мулоҳазалар тажрибаларда 3 горизонтал ўтказгичнинг бўйлама силжишлари кузатилмаслиги билан

тўлиқ тасдиқланади (3 ўтказгични осиб ипи билан бир текисликда ётадиган қилиб ҳам осиб қўрилади).

Юқорида айтилган бешта экспериментнинг якуни: тажрибаларда фақат 3 ўтказгичга перпендикуляр йўналган электродинамик кучлар таъсири сезилади, бўйлама кучлар таъсири кузатилмайди.

Магнит майдоннинг токли ўтказгичларга таъсирида бўйлама электродинамик кучлар пайдо бўлиши мумкинлиги ҳақидаги тажрибаларда тасдиқланмаган ва $\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v}H]$; $d\vec{F} = \frac{1}{c} [d\vec{l}H]$ қонуниятларга зид бўлган фикрлар адабиётда учраб туриши муносабати билан юқорида қайд этилган тажриба натижалари янада муҳим аҳамият касб этади.

9-§. МАГНИТЛАРНИНГ ЭЛЕКТР ТОКИГА ЭКВИВАЛЕНТЛИГИ ҲАҚИДА

1. *Электрон назария электромагнетизм таълимотига атомистик ғояларни олиб киради.* Унинг асосий тенгламаларини ўртачалаштириб, замонавий макроскопик электродинамиканинг максвелча тенгламаларини келтириб чиқариш ва уларга физик маъно бериш мумкин [3,36].

Электрон назария тасаввурларига кўра электр ва магнит майдонлар вакуумдаги зарядли заррачалар ва уларнинг ҳаракати туфайли юзага келади. Бу майдонларнинг структураси ва уларнинг вақт ўтиши билан ўзгаришлари орасида ўзаро боғланиш мавжуд. Зарядли заррачаларнинг ҳаракатланиши натижасида зичлиги ρv бўлган ток ҳосил бўлади (ρ — зарядларнинг ҳажмий зичлиги, v — ҳаракат тезлиги); $\langle \rho v \rangle$ — токнинг ўртача зичлиги, у ρv ток зичлигининг электрон назарияда асосланган Лорентц усули билан ўртачалангандир.

Электрон назария қонуниятларига кўра доимий магнитга қуйидаги

$$\vec{j}_M = \langle \rho \vec{v} \rangle = c \operatorname{rot} \vec{M} \quad (9.1)$$

$$\vec{i}_M = c[\vec{n} \vec{M}] \quad (9.2)$$

макроскопик тоklar системаси сифатида қараш керак [36]. Бу ердаги \vec{j}_M — магнитланган жисмдаги токнинг ҳажмий зич-

лиги, \vec{i}_M — магнит сиртида оқувчи ток зичлиги, \vec{M} — магнит моментининг ҳажмий зичлиги (магнитланиш вектори). \vec{j} ва \vec{i}_M тоқларни *магнитга эквивалент бўлган тоқлар* деймиз. Макроскопик электродинамиканинг барча тенгламаларини ана шу эквивалентлик очиқ кўриниб турадиган шаклда ёзиш мумкин. Масалан, магнитланмайдиган муҳитда \vec{j} зичлик билан тақсимланган доимий ток майдони учун Максвеллнинг биринчи тенграмаси

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (9.3)$$

шаклда ёзилади. Доимий магнит учун эса, у

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} c \operatorname{rot} \vec{M} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_M \quad (9.4)$$

кўринишга эга. \vec{H} — ток магнит майдонининг кучланганлиги, \vec{B} — доимий магнит майдонининг магнит индукция вектори.

Агар берилган \vec{j} ва \vec{j}_M векторларнинг сон қийматлари тенг бўлиб, йўналишлари устма-уст тушса, (9.3) ва (9.4) тенгламаларнинг \vec{H} ва \vec{B} ечимлари ҳам ана шундай бўлади, яъни фазонинг ҳар бир нуқтасида уларнинг сон қийматлари ва йўналишлари бир хил бўлади. Шундай қилиб, доимий магнит \vec{B} векторининг майдони эквивалент ток \vec{H} , векторининг майдони каби бўлар экан. Эквивалент токнинг \vec{H} , вектори чизиқлари ҳам берк бўлади.

Биз кўзлаган мақсад — динамик ҳодисаларнинг асосий хусусиятларини тушунтириш учун масалани хусусий лимитик ҳолда оидинлаштириш етарли: узунасига бир жинсли магнитланган «қаттиқ» тўғри магнит бор, унинг магнитланиши вақт ўтиши билан ўзгаришсиз сақланади ва бирон-бир ўтказувчанлик токи ҳосил қилган майдон таъсирида ўзгармайди. Ҳисоблашларда бундай магнитни стерженнинг ён сирти бўйлаб айланиб оқувчи, магнитланмайдиган муҳитда \vec{i}_M зичлик билан тақсимланган (9.2) эквивалент токка алмаштириш мумкин. Доимий магнит ўзининг \vec{B} майдони билан ҳар қандай \vec{j} ўтказувчанлик токига вакуумда кучланишлиги \vec{H} , бўлган майдон ҳосил қилувчи эквивалент ток каби таъсир этади:

$$\vec{f} = \frac{1}{c} [\vec{j}B] = \frac{1}{c} [\vec{j}H_3]; d\vec{F} = \frac{I}{c} [d\vec{l}B] = \frac{I}{c} [d\vec{l}H_3].$$

Ўз навбатида ҳар қандай ўтказувчанлик токининг доимий магнитга таъсири унга эквивалент бўлган токка берадиган таъсиридек бўлади [36]. Агар ўтказувчанлик токи магнит майдонининг кучланганлиги H бўлса, i_M эквивалент токка таъсир этувчи кучнинг сиртий зичлиги

$$\vec{f} = \frac{1}{c} [i_M \vec{H}]$$

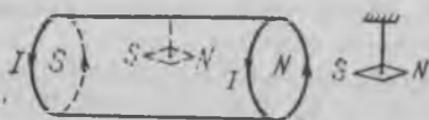
га тенг бўлади. Оддий қилиб айтганда, динамикадаги ҳисоблашларда доимий магнитни (9.2) зичликдаги цилиндрик ток оқувчи ғалтакка алмаштириш мумкин. Бу усул маълум конструкцияларнинг ишлашини тушуниш учун қулай бўлиши билан бирга янги элетромеханик ўзгартиргичлар яратиш имконини ҳам беради.

Ҳозирги замон фани ва техникасида мураккаб объектларнинг хоссаларини ўрганиш ва жараёнларни бошқариш учун «моделлар усули» кенг қўлланилади. Хусусан, динамика ҳодисаларини таҳлил этишда магнитлар электр токлари системаси билан алмаштирилади, яъни текширилувчи жисмларнинг асосий хусусиятларини, чунончи, уларнинг макроскопик магнит майдонлари тузилишини ва бошқа объектлар томонидан ҳосил қилинган магнит майдонларда таъсир этувчи кучларни акс эттирадиган турли схема — моделлар киритилади.

Шунингдек, айрим ҳолларда бошқа моделдан ҳам фойдаланилади: берк тоқлар ва магнитланган жисмлар ҳодисаларни тушунтиришда ва ҳисоблашларда қутбларда тўпланган ва Кулон қонуни бўйича ўзаро таъсирлашувчи «магнит зарядлари» билан алмаштирилади (улар «сохта зарядлар» деб ҳам юртилади). Макроскопик электродинамика ва электрон назария ғояларининг синтезидан иборат бўлган «электр тоқлари» модели универсалроқдир. «Магнит зарядлари» модели эса, камроқ универсал ва айрим ҳодисаларни тушунтириш учун етарли эмас.

Масала шундаки, тоқларнинг уюрмавий магнит майдонини «магнит зарядлари» томонидан ҳосил қилинган потенциал майдонга айнан ўхшаш деб бўлмайди. Масалан, тоқли ғалтак ичидаги магнит майдон ғалтак учларига (қутбларига) тўпланган ҳар хил ишорали «магнит зарядлари» майдонидан бутунлай бошқача бўлади. Худди шундай фикрни магнит ичидаги майдоннинг

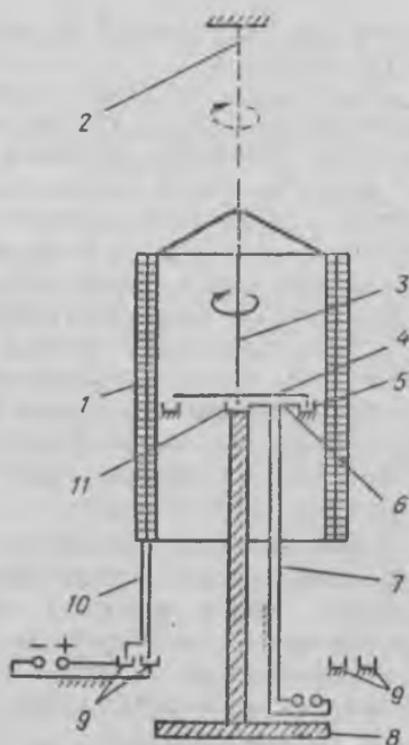
(\vec{B} векторнинг) ўртача ҳақиқий кучланганлиги тўғрисида ҳам айтиш мумкин. Магнит майдоннинг таъсирларини ва фазонинг бу соҳаларидаги электромагнит жараёнларни ҳам «магнит зарядлари» модели асосида тушунтириб бўлмайди. «Магнит зарядлари» ва «электр тоқлари» моделлари асосида ток занжирлари қисмларининг берк тоқларга ва магнитларга таъсирини баён қилишда ҳам жиддий фарқ мавжуд: бу ҳолларда топилган натижалари кучларнинг қийматлари бир хил бўлмайди, уларнинг фарқи 100 фоизга етиши мумкин. Хусусий ҳолларда магнитланган жисмларга ўзларида оқувчи ўтказувчанлик тоқлари майдони томонидан таъсир этувчи кучларнинг қийматлари ҳам бир-биридан сезиларли фарқланиши мумкин [34].



99- расм

Доиравий цилиндрнинг ён сиртида бир текис айланиб оқувчи доимий цилиндрик токни кўрайлик (99- расм). «Магнит зарядлари» модели асосида бажариладиган ҳисоблашларда бу цилиндрик ток цилиндри асосларида бир текис тақсимланган «магнит зарядлари» билан алмаштирилиши мумкин. Цилиндрнинг ток соат стрелкаси ҳаракатига тескари йўналишда оқувчи асосида «мусбат зарядлар», иккинчи асосида — «манфий зарядлар» жойлашади. Ташқи фазо нуқталарига майдон индикатори—кичкина магнит стрелкаси ёки кичкина ҳаракатланувчи тоқли ғалтакни осиб, худди цилиндр асосларига жойлашган «магнит зарядлари» майдонига ўхшаш магнитостатик майдон борлигини сезамиз. Стрелка-индикатор ўзи турган магнит майдон куч чизиқлари бўйлаб жойлашади. Агар индикаторни цилиндрик ток ичидаги бўшлиқ марказига оссак, горизонтал ҳолатда ва уларнинг бўйлама ўқлари ўзаро перпендикуляр бўлганда индикатор бир исмли қутбларнинг тортишишига ва ҳар хил исмли қутбларнинг итаришишига мос келувчи (одатдагига нисбатан тескари бўлган) йўналиш бўйича айланади. Бунинг сабаби шундаки, цилиндрик ток майдонининг куч чизиқлари унинг ташқарисидagi фазо нуқталарида, «магнит зарядлари» моделига биноан, шимолий қутбдан («мусбат зарядлардан») жанубий қутбга («манфий зарядларга») томон йўналгани ҳолда, цилиндр ичидаги бўшлиқда уларнинг йўналиши бунга қарама-қарши бўлади.

«Магнит зарядлари» модели чегараланган қўланишга эга эканлигини тасдиқловчи яна бир мисол кўрайлик. Асбобнинг схемаси 100-расмда берилди: 1—ғалтак, унинг баландлиги 25 см, ўрамлари сони 1600, ички диаметри (18 см) ўрамлар қалинлигидан анча катта; ғалтак 2,5 м узунликдаги 2 ипга осилган, 3—иккинчи осиш ипи, 4—горизонтал жойлашган қўзғалувчи сим (ток занжирининг қўзғалувчи қисми ва посанги). Симнинг ўртасига мис цилиндрчадан иборат электрод маҳкамланган, у 11 мис косачага туширилган. Симнинг учига мис пластинкадан иборат иккинчи электрод кавшарланган бўлиб, у 5 доиравий мис нов ҳалқага туширилади, 7—ток занжирининг қўзғалмас қисми — бифиляр бўлиб, унинг юқориги учлари тўғри бурчак остида букилиб, косача ва нов ҳалқанинг юқориги қўйруқларига кавшарланган; 8—тагликка эга бўлган изоляцияловчи устунча, унга 11 косача ва 5 нов ҳалқа маҳкамланган. Устунчадан 7 занжирни маҳкамлашда ҳам фойдаланилади. 9—бири-бирига яқин жойлашган иккита мис нов ҳалқа. Уларга ғалтак ўрамларига, ток келтирувчи 10 бифилярнинг учларига кавшарланган электродлар туширилган.



100- расм

Косачага ва нов ҳалқаларга электролит эритмасини қуямиз ва ғалтак ҳамда 4 ўтказгичга ток юборамиз. Ғалтак магнит майдони таъсирида 4 ўтказгич узлуксиз айланади. (6.5) қонунни қўллаб, шуни аниқлаймизки, ғалтак ичида унинг магнит майдони куч чизиқлари ташқаридагига қараганда тескари — жапубий қутбдан шимолий қутбга йўналади. Ғалтак эркин осилган бўлишига ва унинг айланишига бироз ишқалишдан бош-

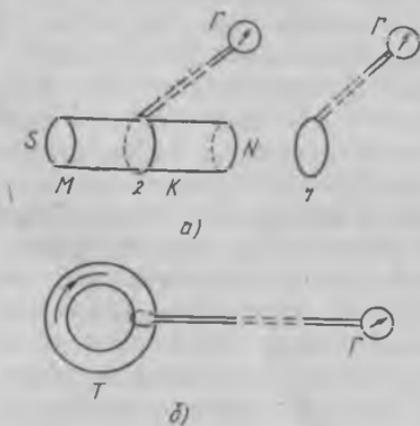
қа ҳеч нарса тўсқинлик қилмаслигига қарамасдан, тинч ҳолатда қолади.

Диэлектрик ёрдамида ғалтакни 4 ўтказгич билан бириктирамыз. Энди ғалтак ва 4 ўтказгич биргаликда узлуксиз айланади. Муҳими шундаки, улар бу ҳолда битта қаттиқ жисм ҳосил қилишади. Бу жисмнинг бир қисмида (ғалтакда) оқувчи токнинг магнит майдони иккинчи қисмидаги (4 ўтказгичдаги) токка таъсир этиб, айланишни юзага келтиради. Бунда импульснинг сақланиш қонуни бажарилишини сезиш унча қийин эмас. Айтилган ғалтакдаги магнит майдони 6 қўзғалмас ўтказгичдаги токка таъсир этиб, тескари йўналишдаги айлантирувчи момент ҳосил қилади. Асбоб ўқи бўйлаб яккаланган ток оқмаслигини эслатиб ўтамиз. Бу тажрибани ҳам ўзгарувчан, ҳам ўзгармас ток билан амалга ошириш мумкин.

Айрим ҳолларда эквивалент «магнит зарядлари» моделини доимий магнитлар майдонини ҳисоблашга татбиқ этиб бўлмайди. 101-а расмда M тўғри магнит тасвирланган. Тажрибанинг биринчи қисмида кичик доиравий сим ўрами — майдон индикатори I ҳолатга жойлаштирилган. У Γ гальванометрга кетма-кет уланган. Ўрам билан чегараланган юздан M магнит майдон вектори \vec{H} нинг чизиқлари оқими ўтади. Ўрамни магнитдан узоқлаштирадик, унда $\mathcal{E} = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}$ электромагнит индукция қонунига кўра, электр

токи индукцияланади. Бу токнинг йўналиши ва гальванометрдан ўтган заряд миқдорига қараб, ўрам бошланғич ҳолатда бўлган жойда майдон қандай бўлганлигини аниқлаш мумкин. У худди магнит қутбларига жойлашган эквивалент «магнит зарядлари» ҳосил қиладиган майдон каби бўлар экан.

Тажрибанинг иккинчи қисмида ўрам-индикатор 2 ҳолатда бўлади ва магнитни ўраб олади. Магнит ўрамдан узоқлаштирилганда электромагнит индукция жараёни юз беради. Ўрамда индукцияланган токнинг



101- расм

йўналиши ва гальванометрдан ўтган заряд миқдорига қараб, ўрам билан чегараланган юздан ўтувчи магнит майдон оқими тажрибанинг иккинчи қисми бошланишида қандай бўлганлигини яна аниқлаш мумкин. Тажриба майдон оқими мусбат «зарядлари» шимолий қутбга, манфий «зарядлари» жанубий қутбга жойлашган магнит моделида кўзда тутилганига қараганда бошқача (тескари ишорали) бўлишини кўрсатади.

Яна бир мисол кўрамиз. Ферромагнитдан ясалган ва бўйламасига магнитланган T тороид гальванометрга кетма-кет уланган сим ўрам билан ўраб олинган (101-б расм). Тороидни магнитлайдиган токни узиб (ёки юқори температура таъсирида), тороид магнитсизлантирилса, электромагнит индукция қонунига биноан ўрам — индикатор занжирида индукцион ток ҳосил бўлади. Бу токка қараб, тороиднинг магнит майдони қандай эканлиги аниқланиши мумкин. Макроскопик ифодалашда бу магнит майдоннинг тузилиши «эквивалент электр тоқлари» модели асосида осонгина аниқланади (замонавий адабиётда улар магнитлаш тоқлари деб юритилади; бу ерда бизни динамика масалаларини сншига мос келувчи ҳисоблаш усуллари қизиқтиради). Тороидал магнитда, тўғри магнитдагига ўхшаш «магнит зарядлари» тўпланган участкалар — қутблар йўқ. Шунинг учун тўғри магнит майдонини аниқлашда фойдаланилган ҳисоблаш усуллари бу ҳолда қўллаб бўлмайди.

2. *Қаттиқ чизиқли берк доимий ток занжирларининг магнит ўзаро таъсири ҳақида.* Бундай тоқларнинг магнит ўзаро таъсири электростатикадаги зарядларнинг ўзаро таъсирига ўхшашлигини кўрсатиш мумкин. Бунинг учун электростатикадан айрим зарур маълумотларни эслаймиз [36].

Ихтиёрий e нуқтавий заряд узидан R масофада ётувчи нуқтада кучланганлиги

$$\vec{E} = \frac{e\vec{R}}{R^3} \quad (9.5)$$

бўлган электр майдон ҳосил қилади. Зарядлари $e_1 = -e$, $e_2 = e$ бўлган диполь

$$\vec{p} = e\vec{l} \quad (9.6)$$

электр (диполь) моменти билан характерланади (\vec{l} — диполь ўқи бўлиб, манфий заряддан мусбат зарядга томон йўналган). Диполь майдонининг кучланганлиги:

$$\vec{E} = -\nabla_{\mathcal{F}} \left(\frac{\vec{p} \vec{R}}{R^3} \right) \text{ ёки } \vec{E} = \frac{3(\vec{p} \vec{R}) \vec{R}}{R^5} - \frac{\vec{p}}{R^3}. \quad (9.7)$$

Қаттиқ \vec{p} диполнинг ташқи \vec{E} майдонидаги энергияси $W = -(\vec{p} \vec{E})$ га, унга таъсир этувчи натижаловчи куч

$$\vec{F} = -\nabla W = \nabla(\vec{p} \vec{E}) \quad (9.8)$$

га тенг. Бу майдон кучларининг диполь ўртасига нисбатан ҳисобланган айлантирувчи моменти:

$$\vec{N} = [\vec{p} \vec{E}]. \quad (9.9)$$

Агар динолларнинг электр моментлари бир-бирига яқин жойлашган иккита чексиз кичик юзчаларда τ зичлик билан тақсимланган бўлса (қўш электр қатлам), (9.6) урнига

$$d\vec{p} = \tau dS \vec{n} \quad (9.10)$$

ёзилади, бу ерда $\vec{n} - dS$ га перпендикуляр бўлган бирлик вектор, у қўш электр қатламнинг манфий томонидан мусбат томонига йуналган. Бу ҳол учун (9.7)÷(9.9) формулалар қуйидагилар билан алмаштирилади:

$$d\vec{E} = -\nabla_{\mathcal{F}} \left(\frac{d\vec{p} \vec{R}}{R^3} \right) = -\nabla_{\mathcal{F}} \left(\frac{\tau dS \vec{n} \vec{R}}{R^3} \right), \quad (9.11)$$

$$d\vec{F} = \nabla(d\vec{p} \vec{E}) = \nabla(\tau dS \vec{n} \vec{E}), \quad (9.12)$$

$$d\vec{N} = [d\vec{p} \vec{E}] = [\tau dS \vec{n} \vec{E}]. \quad (9.13)$$

Чекли S_1 сиртига тақсимланган бир жинсли ($\tau_1 = \text{const}$) қўш электр қатлам томонидан

$$\vec{E}_1 = -\nabla_{\mathcal{F}} \left(\tau_1 \int_{S_1} \frac{\vec{n}_1 \vec{R}}{R^3} dS_1 \right) \quad (9.11a)$$

майдон ҳосил қилинади ($\vec{n}_1 - dS_1$ юз элементининг бирлик нормал вектори).

Бу майдонда S_2 сиртда тақсимланган бошқа бир жинсли ($\tau_2 = \text{const}$) қўш электр қатлам элементларига таъсир этувчи барча кучларнинг ва жуфт куч моментларининг йиғиндилари қуйидагича ёзилади:

$$\vec{F}_{12} = \tau_2 \int_{S_2} \nabla(n_2 \vec{E}_1) dS_2, \quad (9.12a)$$

$$\vec{N}_{12} = \tau_2 \int_{S_2} [\vec{n}_2 \vec{E}_1] dS_2. \quad (9.13a)$$

Чекли ўлчамларга эга бўлган қўш электр қатламларнинг ўзаро таъсир кучлари ва айлантирувчи куч моментлари бу қатламларнинг кичик қисмларига тегишли (9.12a) ва (9.13a) катталикларнинг қўшилишидан ҳосил бўлади. Электростатикада зарядлар Кулон қонуни бўйича ўзаро таъсирлашгани сабабли, иккита диполь ва иккита қўш қатламнинг ўзаро таъсир кучлари йиғиндиси нолга тенг бўлади. Қаттиқ системада бу кучларнинг таъсирлари ўзаро мувозанатлашади. Куч моментлари тўғрисида ҳам юқорида айтилганларни қайтариш мумкин. Маълум бўлишича, қаттиқ берк доимий ток занжирлари ана шундай хусусиятларга эга экан.

Иккита қаттиқ чизиқли доимий ток занжирини кўриб чиқайлик. Чекли S_1 ва S_2 сиртларни чегараловчи L_1 ва L_2 берк контурлар бўйлаб I_1 ва I_2 тоқлар оқади. I_1 ток магнит майдонининг иккинчи занжир жойлашган соҳа нуқталаридаги кучланганлиги \vec{H}_1 га тенг. Биринчи занжир ва S_1 сиртнинг (x_1, y_1, z_1) нуқтасидан иккинчи занжир ва S_2 сиртнинг (x_2, y_2, z_2) нуқтасига ўтказилган радиус-вектор ва унинг модулини қуйидагича ёзамиз:

$$\vec{R}_{12} = i(x_2 - x_1) + j(y_2 - y_1) + k(z_2 - z_1)$$

$$R_{12} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}.$$

$d\vec{l}_1$ ва $d\vec{l}_2$ векторлари занжирнинг қаралаётган қисмидаги токнинг шартлашилган йўналиши бўйлаб йўналган ва $d\vec{l}_1, d\vec{l}_2$ узунликларга эга. Айтилган белгилашларни эътиборга олиб, I_1 ток магнит майдонининг ундан R_{12} масофада ётувчи нуқтадаги кучланганлиги учун Био—Савар—Лаплас қонунига кура

$$\vec{H}_1 = \frac{I_1}{c} \oint_{L_1} \frac{[d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]}{R_{12}^3} \quad (9.14)$$

ифодани ёзамиз. L_1 контур бўйича олинган интегралдан S_1 юза бўйича олинган интегралга ўтаемиз. Бунинг учун вектор анализининг

$$\oint_{L_1} [d\vec{l} \vec{A}] = \int_S [|\vec{\nabla}| \vec{A}] dS \quad (9.15)$$

формуласидан фойдаланамиз. (9.14) ва (9.15) формулалар асосида

$$\vec{H}_1 = \frac{I_1}{c} \int_{S_1} \left[[dS_1 \vec{n}_1 \nabla_Q] \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right] \quad (9.16)$$

ифодани топамиз. Q индекс x, y, z_1 координаталар бўйича дифференциаллаш кераклигини кўрсатади:

$$\nabla_Q = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x_1} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y_1} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z_1}$$

Бу ҳолда $\nabla_Q = -\nabla_P$ бўлади, P индекс x_2, y_2, z_2 координаталар бўйича дифференциалланишни аниқлатади:

$$\nabla_P = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x_2} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y_2} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z_2}$$

У ҳолда (9.16) ифода

$$\vec{H}_1 = -\frac{I_1}{c} \int_{S_1} \left[[dS_1 \vec{n}_1 \nabla_P] \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right] \quad (9.17)$$

кўринишни олади.

(9.17) интегрални ҳосил қилувчи қўшилувчиларнинг ва \vec{H}_1 майдон кучланганлигини физик маъносини аниқлаймиз. Бунинг учун (9.17) интеграл остидаги қўшилувчини

$$\vec{H}_1^{(e)} = -\frac{I_1}{c} \left[[dS_1 \vec{n}_1 \nabla_P] \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right] \quad (9.18)$$

кўринишда белгилаймиз. Шунга эътиборни қаратамизки, (9.15)÷(9.18) формулалардаги dS_1 юз элементи ва \vec{n}_1 бирлик вектор дифференциалланмайди (улар доимий). Ҳосилалар фақат \vec{R}_{12}/R_{12}^3 ифодалардан олинади. Шунинг учун, \vec{n}_1 векторни ∇_P оператор остига киритганда уни ($d\vec{p} = \frac{I_1}{c} dS_1 \vec{n}_1$ ни ҳам) доимий вектор ҳисоблаймиз ва вектор кўпайтмадаги векторлар ўрни алмаштирилганда кўпайтманинг ишораси ўзгаришини эътиборга оламиз. Айтилган алмаштиришни бажариб, (9.18) ни

$$\vec{H}_1^{(e)} = \frac{I_1}{c} dS_1 \left[[\nabla_P \vec{n}_1] \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right] \quad (9.19)$$

кўринишда ёзамиз. Вектор алгебрасининг

$$[[\vec{a} \ \vec{b}] \ \vec{c}] = \vec{b}(\vec{a} \ \vec{c}) - \vec{a}(\vec{b} \ \vec{c}) \quad (9.20)$$

формуласидан фойдаланиб, сўнгги тенгликдан

$$\vec{H}_1^{(e)} = \frac{I_1}{c} dS_1 \left\{ n_1 \left(\nabla_{\mathcal{P}} \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right) - \nabla_{\mathcal{P}} \left(n_1 \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right) \right\}$$

муносабатни, $\nabla_{\mathcal{P}} (\vec{R}_{12}/R_{12}^3) = 0$ бўлгани учун, узил-кесил

$$\vec{H}_1^{(e)} = -\frac{I_1}{c} dS_1 \nabla_{\mathcal{P}} \left(n_1 \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right) \quad (9.21)$$

натижани топамиз.

Топилган (9.21) натижани (9.5) — (9.11) ифодалар билан солиштириб, I_1 берк чизикли токнинг магнит майдони электростатик майдонлари Кулон қонунига мос ҳолда (9.5) бўйича яратилувчи электр диполь ва қўш электр қатлам элементининг майдони каби бўлишини кўрамыз.

(9.11a) формуладаги қўш электр қатлам моментининг т сиртий зичлигига

$$\tau_m^{(1)} = \frac{I_1}{c} \quad (9.22)$$

кўпайтувчи, (9.10) электр моментига эса,

$$d\rho_m^{(1)} = \tau_m^{(1)} dS_1 n_1 \quad (9.23)$$

магнит моменти мос келишини эътиборга олиб, (9.21) ни

$$\begin{aligned} \vec{H}_1^{(e)} &= -\nabla_{\mathcal{P}} \left(\frac{d \vec{\rho}_m^{(1)} \vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right) = -\nabla_{\mathcal{P}} \left[(d \vec{\rho}_m^{(1)} \vec{R}_{12}) R_{12}^{-3} \right] = \\ &= -\left\{ (d \vec{\rho}_m^{(1)} \vec{R}_{12}) \nabla_{\mathcal{P}} (R_{12}^{-3}) + R_{12}^{-3} \Delta_{\mathcal{P}} (d \vec{\rho}_m^{(1)} \vec{R}_{12}) \right\} = \\ &= -\left\{ (d \vec{\rho}_m^{(1)} \vec{R}_{12}) (-\vec{R}_{12}^{-4}) \nabla_{\mathcal{P}} R_{12} + R_{12}^{-3} d \vec{\rho}_m^{(1)} \right\} = \\ &= \frac{3 (d \vec{\rho}_m^{(1)} \vec{R}_{12}) \vec{R}_{12}}{R_{12}^5} - \frac{d \vec{\rho}_m^{(1)}}{R_{12}^3} \end{aligned} \quad (9.24)$$

кўринишда ёзиш мумкин [43].

Токнинг (9.24) майдони $\mathcal{P}(x_2, y_2, z_2)$ нуқтада формалравишда қўш қатламнинг dS юзида сиртий тақсимланган m магнит зарядлари томонидан

$$\vec{H} = \frac{m \vec{R}}{R^3}$$

қонуният бўйича яратиладиган майдонга ўхшайди. (9.18) Формуланинг физик маъноси ҳақидаги хулоса шундан иборат. (9.17) формула S_1 сирт бўйича тақсимланган ва I_1 ток-

ка эквивалент бўлган бир жинсли қўш магнит қатламининг магнит майдонини аниқлайди.

Энди I_1 токнинг \vec{H}_1 майдонида I_2 берк ток занжирига таъсир этувчи \vec{F}_{12} кучни таҳлил қилишга ўтамиз. Маълум қисмга қўра,

$$\vec{F}_{12} = \frac{I_2}{c} \int_{L_2} [d\vec{l} \vec{H}_1] \quad (9.25)$$

бўлади ёки (9.15) ни эътиборга олсак,

$$\vec{F}_{12} = \frac{I_2}{c} \int_{S_2} [[\vec{n}_2 \nabla_{\mathcal{P}}] \vec{H}_1] dS_2. \quad (9.26)$$

Энди (9.26) интегрални ҳосил қилувчи чексиз кичик қўшилувчи

$$\vec{F}_{12}^{(e)} = \frac{I_2 dS_2}{s} [[\vec{n}_2 \nabla_{\mathcal{P}}] \vec{H}_1] = - \frac{I_2 dS_2}{c} [[\nabla_{\mathcal{P}} \vec{n}_2] \vec{H}_1] \quad (9.27)$$

кучларнинг физик маъносини аниқлаймиз. Сўнгги тенгликни (9.20) асосида

$$\vec{F}_{12}^{(e)} = - \frac{I_2 dS_2}{c} \{ \vec{n}_2 (\nabla_{\mathcal{P}} \vec{H}_1) - \nabla_{\mathcal{P}} (\vec{n}_2 \vec{H}_1) \}$$

кўринишда, ёзамиз. Берк I_1 ток магнит майдонининг ташқи фазо нуқталаридаги дивергенцияси нолга тенг.

$$\nabla_{\mathcal{P}} \vec{H}_1 = 0$$

бўлгани сабабли қавс ичидаги биринчи ҳад нолга айланади, бинобарин,

$$\vec{F}_{12}^{(e)} = \frac{I_2}{c} dS_2 \nabla_{\mathcal{P}} (\vec{n}_2 \vec{H}_1) \quad (9.28)$$

топилади. Вектор анализидан маълум:

$$\begin{aligned} \nabla_{\mathcal{P}} (\vec{n}_2 \vec{H}_1) &= (\vec{H}_1 \nabla_{\mathcal{P}}) \vec{n}_2 + (\vec{n}_2 \nabla_{\mathcal{P}}) \vec{H}_1 = [\vec{H}_1 \text{rot}_{\mathcal{P}} \vec{n}_2] + \\ &+ [\vec{n}_2 \text{rot}_{\mathcal{P}} \vec{H}_1]. \end{aligned}$$

(9.17), (9.24) ларни ва $\vec{n}_2 = \text{const}$ эканини ҳам эътиборга олиб, (9.28) ни ўзгартирсак,

$$\vec{F}_{12}^{(e)} = \frac{I_2}{c} dS_2 (\vec{n}_2 \nabla_{\mathcal{P}}) \vec{H}_1 = (d\vec{\rho}_m^{(2)} \nabla_{\mathcal{P}}) \vec{H}_1. \quad (9.29)$$

(9.28) натижа электростатик майдонда диполга таъсир этувчи (9.8) кучга ва қўш қатлам элементига таъсир этувчи

(9.12) кучга ўхшашлиги кўриниб турибди. Токка эквивалент бўлган қўш магнит қатлам элементига таъсир этувчи $\vec{F}_{12}^{(1)}$ куч (9.28) формула билан аниқланади. I_1 ток магнит майдонида I_2 берк ток занжирга таъсир этувчи тулиқ \vec{F}_{12} куч эса, (9.28) кучларнинг қўшилишидан иборат:

$$\vec{F}_{12} = \frac{I_2}{c} \int_{S_2} \nabla_{\mathcal{P}} (\vec{n}_2 \vec{H}_1) dS_2 = \int_{S_2} \nabla_{\mathcal{P}} (d\rho_m^{(2)} \vec{H}_1). \quad (9.30)$$

Бу формула I_2 токка эквивалент бўлган бир жинсли қўш магнит қатламга \vec{H}_1 магнит майдон томонидан таъсир этувчи кучни ифодалайди.

I_2 токли занжирга магнит майдоннинг айлантирувчи таъсири қандай бўлади? Бу масаланинг ечими маълум. Кўпчилик электр курсларида \vec{H}_1 ташқи магнит майдонда геометрик жиҳатдан жуда кичик бўлган ток занжирга моменти

$$\vec{N}^{(2)} = [d\rho_m^{(2)} \vec{H}_1] = \frac{I_2 dS_2}{c} [\vec{n}_2 \vec{H}_1] \quad (9.31)$$

бўлган жуфт куч таъсир этиши исботланган. Бундаги \vec{H}_1 майдон $\text{rot } \vec{H}_1 = 0$ шартни қаноатлантириши керак. Бу шарт қаралаётган I_1 токнинг L_1 занжир ташқарисидаги майдонида бажарилади. Бу талаб $\vec{H}_1^{(1)}$ майдонда ҳам бажарилади.

Бу ҳолда олинган (9.31) натижа ҳам электр майдоннинг электр диполга ва қўш электр қатлам элементига айлантирувчи таъсирлари учун топилган (9.9) ва (9.13) формулаларга ўхшашлиги аниқланади. (9.31) формула магнит майдоннинг қўш магнит қатлам элементига таъсирини ифодалайди.

Агар \vec{H}_1 магнит майдон қўш магнит қатламга эквивалент бўлган I_1 ток томонидан ҳосил қилинса ва I_2 токка эквивалент бўлган қўш қатлам чекли ўлчамга эга бўлса, унга таъсир этувчи натижали жуфт куч моменти қуйидагича бўлади:

$$\vec{N}_{12} = \int_{S_2} [d\rho_m^{(2)} \vec{H}_1] = \tau_2 \int_{S_2} [\vec{n}_2 \vec{H}_1] dS_2 = \frac{I_2}{c} \int_{S_2} [\vec{n}_2 \vec{H}_1] dS_2. \quad (9.32)$$

Шундай қилиб, иккита берк ток занжирлари магнит таъсир кучларининг тулиқ йиғиндилари, майдонлар ҳосил қилувчи ва бу майдонларда Кулон қонуни

бўйича ўзаро таъсирланувчи иккита бир жинсли қуш магнит қатламларнинг ўзаро таъсир кучлари каби бўлар экан.

Ток занжирларнинг бундай хусусиятлари динамика учун аҳамиятли: бошида тинч ҳолатда бўлган бир-бирига маҳкам бириктирилган занжирлар магнит ўзаро таъсир кучларининг векториал йиғиндиси нолга тенглиги туфайли улар илгариланма ҳаракатга келмаслигини англатади; куч моментларининг векториал йиғиндиси нолга тенглиги туфайли айланма ҳаракат ҳам бошланмайди.

Агар занжирларда сирпанувчи контактлари бўлган қўзғалувчи қисмлар бўлса, уларнинг ҳаракати вақтида бутун системанинг массалар маркази ўзининг тинч ҳолатини сақлайди ёки бошланғич тезлигига тенг тезлик билан тўғри чизиқли текис ҳаракат қилади. Бу параграфда майдонлар ва кучларни таҳлил қилишда «эквивалент электр тоқлари ва «эквивалент магнит зарядлари» моделларидан фойдаландик. Иккинчи метод тоқларнинг хоссаларига зид бўлмаган ҳоллардагина у динамика масалаларини ечиш учун яроқли ва фойдали бўлади.

10-§. ТОК ЗАНЖИРИ ТЎҒРИ ҚИСМИ МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ БЕРК ТОҚЛАРГА ВА МАГНИТЛАНГАН ЖИСМЛАРГА ТАЪСИРИ ҲАҚИДАГИ МАСАЛАГА ОИД

1. Ток элементи магнит майдонининг жисмга таъсири ҳақида.

Бу таъсир қонунларининг Максвелл — Лорентц электродинамикасига ва магнитларнинг тоқларга эквивалентлиги ҳақидаги ғояга асосланган дифференциал формулировкалари билан танишамиз.

1) Маълумки, фазовий кучлар системасини содда-лаштириб, битта натижални куч ва битта жуфт куч олинади. Магнит майдонда магнитларга таъсир этувчи кучлар ҳам ана шундай системага келтирилиши мумкин. Электрон назариянинг (6.2), (6.3) қонуниятлари ва улардан келиб чиқувчи (6.4), (6.5) интеграл муносабатлар ҳамда магнитнинг берк токка эквивалентлиги ҳақидаги тасавурлар айтилган фазовий кучлар системасининг асосий қисмларини баҳолаш имкониятини беради.

2) Юқорида келтирилган (3.1) дифференциал формулировкакани ноаниқ деб ҳисобловчи фикрлар ҳам билдирилган. Бунга сабаб берк ток занжири учун тажри-

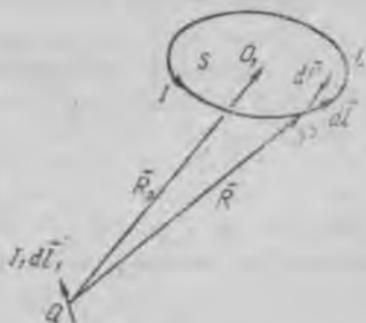
бага мос ҳолда олиниши керак бўлган йиғинди бўйича амалда мавжуд бўлган барча элементар қўшилувчиларни бир вақтда аниқлаш мумкин эмаслиги деб ҳисоблашган. Ҳисоблашларга зарар келтирмасдан (3.1) ўрнига қўшимчалари бўлган шундай қўшилувчилар олиш мумкин эдики, уларнинг тўлиқ йиғиндиси нолга тенглашар эди (аниқроқ айтганда, берк ток чизиқлари бўйича интеграл олинганда йўқолиб кетар эди). Тажриба ва назария асосида бу ноаниқликни бартараф этиш мумкин эмасдек туюлган эди.

Аммо ҳозирги кунда ток занжири катта ва кичик қисмларининг магнитга таъсирини аниқ баҳолаш имконини берадиган кенг экспериментал ва назарий маълумотлар йиғилган. Токлар томонидан яратиладиган магнит майдонлар маълум, уларни ҳисоблаш ва тажрибада аниқлаш мумкин, фақат магнитнинг токка эквивалентлигини ҳам ҳисобга олиш талаб этилади. Токларнинг магнит майдонлари ва магнитлар, уларнинг ўзаро таъсирлари ҳақидаги барча маълумотлар магнитнинг берк токка эквивалентлигини тасдиқлайди.

Бошиданоқ (3.1) формула атайин ноаниқ деб ҳисоблангани сабабли, электродинамикада пайдо бўлган ток занжири қисмларининг магнитга таъсири ҳақидаги масала тўлиқ ҳал этилмай қолган эди. Қисмларининг магнитга таъсири ҳақидаги масала пайдо бўлди ва у зиннинг қониқарли ечимини топмади.

Биз ўз олдимизга ток элементи томонидан кичик макроскопик магнитга таъсир этувчи кучнинг ток элементи ва магнитнинг геометрик ўлчамлари ва электр хоссаларига, улар орасидаги масофага боғлиқлигини топиш масаласини қўямиз (изланаётган дифференциал ифодани интеграллаш майдоннинг ҳар қандай ўлчам ва шаклдаги магнитга таъсирини ҳисоблаб топиш имконини беради). Магнитнинг токка эквивалентлигини ҳисобга олиш, бошқа зарур маълумотлар маълум бўлса, масалани тўлиқ ечиш имконини беради.

Аввало ток элементининг магнит майдонида магнитга таъсир этувчи жуфт куч моментини ҳисоблаймиз. Ташқи магнит майдонига



102- расм

жойлашган кичик улчамли чизиқли доиравий токни текширамиз (102-расм). Кучларнинг O_1 нуқтага нисбатан моменти

$$\begin{aligned}\vec{N} &= \oint_L [\vec{r} d\vec{F}] = \frac{I}{c} \oint_L [\vec{r} \{d\vec{l} \vec{H}\}] = \\ &= \frac{I}{c} \oint_L \{d\vec{l} (\vec{r} \vec{H}) - \vec{H} (\vec{r} d\vec{l})\};\end{aligned}\quad (10.1)$$

муносабат билан аниқланади. $d\vec{l}$ —доиравий ток L контури-нинг элементи, r —доира радиуси. Доиравий ток учун $\vec{r} d\vec{l} = 0$ эканини ва $\vec{H} = \vec{H}_0 + (\vec{r} \nabla) \vec{H}$ боғланишини эътиборга олсак.

$$\begin{aligned}\vec{N} &= \frac{I}{c} \oint_L d\vec{l} (\vec{r} \vec{H}) = \frac{I}{c} \oint_L \{d\vec{l} (\vec{r} \vec{H}_0) + \\ &+ d\vec{l} (\vec{r} (\vec{r} \nabla) \vec{H})\}\end{aligned}\quad (10.2)$$

булади. H_0 — O_1 нуқтадаги кучланганлик. Доиравий ток-нинг диаметрал қарама-қарши $d\vec{l}$, $d\vec{l}'$ элементлари учун $\vec{r}' = -\vec{r}$, $d\vec{l}' = -d\vec{l}$ бўлгани сабабли,

$$d\vec{l} (\vec{r} (\vec{r}_1 \nabla) \vec{H}) + d\vec{l}' (\vec{r}' (\vec{r}' \nabla) \vec{H}) = 0$$

булади ва L чизиқ буйлаб интеграллашда (10.2) даги ик-кинчи қўшилувчи нолга айланади. У ҳолда (10.2) дан, век-тор анализининг маълум

$$\oint_L \psi d\vec{l} = \oint_S [n \text{ grad } \psi] dS \quad (10.3)$$

формуласини ҳам эътиборга олган ҳолда,

$$\begin{aligned}\vec{N} &= \frac{I}{c} \oint_L (\vec{r} \vec{H}_0) d\vec{l} = \frac{I}{c} \int_S [n \text{ grad } (\vec{r} \vec{H}_0)] dS = \\ &= \frac{I}{c} \int_S [n \vec{H}_0] dS\end{aligned}\quad (10.4)$$

натижани топамиз. Сўнгги тенгликни ёзишда \vec{H}_0 доимий вектор бўлгани учун $\text{grad } (\vec{r} \vec{H}_0) = \vec{H}_0$ бўлиши эътиборга о-линади. Шунингдек, S сиртнинг чексиз кичик экани ҳам эъти-

борга олинса, узил-кесил (\vec{H}_0 даги индекс тушириб қолдирилди)

$$d\vec{N} = \frac{I}{c} [\vec{n}\vec{H}] dS = [d\vec{p}_m \vec{H}] \quad (10.5)$$

топилади, бу ердаги $d\vec{p}_m = \frac{IdS}{c} \vec{n}$ — ток занжирининг магнит моменти. Кучланганлик ифодасидаги индекс тушириб қолдирилган бўлса-да, унинг борлиги назарда тутилиши керак. \vec{H} вектор майдонига ҳеч қандай чегараловчи шарт қўйилмаганлиги сабабли, олинган натижа табиатан ҳар қандай бўлган ташқи магнит майдон учун тўғри бўлади.

Магнит майдонга жойлаштирилган кичик магнитчага ва кичик доиравий токка, уларнинг магнит моментлари тенг бўлса, бир хил айлантурувчи момент таъсир этади деб ҳисоблаймиз.

Агар магнит майдони $I_1 d\vec{l}_1$ ток элементи томонидан ҳосил қилинса, (10.5) ифодадаги \vec{H}

$$d\vec{H} = \frac{I_1}{cR^3} [d\vec{l}_1 \vec{R}] \quad (10.6)$$

га алмаштирилади. У ҳолда (10.5)

$$d\vec{N} = [d\vec{p}_m d\vec{H}] \quad (10.7)$$

кўринишда ёзилади. (10.5) ифодани кичик магнит (доиравий ток) нинг ҳажми бўйича (бу ҳажм ичида ташқи майдон кучланганлиги \vec{H} ни доимий ҳисоблаб) интеграллаймиз. Натижада, бу ҳолдаги айлантурувчи момент учун

$$\vec{N} = [\vec{p}_m \vec{H}] \quad (10.8)$$

формулани топамиз.

(10.5) ва 10.8) ифодалар Био ва Савар томонидан экспериментал текширишлар асосида топилган натижаларга аниқ мос келади. Био — Саварлар берк ток занжири магнит майдонига кичик магнит стрелкасини олишган ва бу занжирнинг тўғри қисми яқинида стрелканинг буралиб тебранишини кузатишган. Улчаш натижалари стрелкага қўйилган жуфт куч моментини аниқлаш имкониятини берган. Бир-бирига нисбатан аниқ масофада жойлашган магнит зарядлари ҳақидаги гипотезага асосланиб ҳам жуфт куч ифодасини ёзиш мумкин эди.

Шуни таъкидлаш лозимки, (10.8) формулани келтириб чиқариш билан биз уни яна бир бор асосладик ва мавжуд фикрларга қарама-қарши ўлароқ, унинг берк ток чизиги бўйича интеграллаш билан топилган натижа каби аниқликка эгаллигини кўрсатдик. У интеграллаш жараёнида йўқолиб кетадиган ортиқча қўшилувчиларга ҳам эга эмас. (10.8) формула магнит майдон кучланганлигини унинг айлантирувчи таъсири бўйича ўлчашнинг традицион усулини сақлаб қолиш имконини беради. Аммо жуфт кучлар натижалари кучга эквивалент эмас, шунинг учун тажрибада кузатилган буралиб тебранишлар асосида натижалари кучни ўлчаб бўлмайди. Назарий текширишлар ва гипотезалар оқибатида натижалари куч ҳақидаги фикр ва мулоҳазалар юзага келди ва яна ноаниқлик пайдо бўлди: ҳатто берк занжир майдонида юзага келувчи натижалари кучни ҳисоблаш учун қулай дифференциал ифода топилса ҳам у берк занжир алоҳида қисмларининг умумий йиғинди кучга қўшган ҳиссаларини тўғри ва тўлиқ баҳолайди деб бўлмайди.

Биз юқорида қўллаган метод фазовий кучлар системасини энг оддий кўринишга келтириш ҳақидаги масаланинг бир элементини, яъни келтириш маркази сифатида магнитнинг маркази олингандаги жуфт куч ҳақидаги масалани муваффақиятли ҳал этиш имконини берди.

Энди айтилган метод билан ток элементини ҳосил қилувчи заррачалар магнит майдонида магнитчага таъсир этувчи кучлар системасининг бош вектори ҳақидаги масалани ҳал этишга киришамиз. Бу мақсадда ток элементи ва берк занжирдан иборат системани қараб чиқамиз (102-расм). Умумийлик учун занжир хоҳлаган шаклда бўлиши мумкин деб ҳисоблаймиз. Ташқи магнит майдонда унга

$$\vec{F} = \frac{I}{c} \oint_L |d\vec{l} \vec{H}| \quad (10.9)$$

куч таъсир этади. Агар магнит майдон $I_1 d\vec{l}_1$ ток элементи томонидан ҳосил қилинса, (10.9) формуладаги \vec{H} ўрнига (10.6) даги $d\vec{H}$ қўйилади ва \vec{F} ўрнига $d\vec{F}$ ёзилади:

$$d\vec{F} = \frac{I_1 I}{c^2} \oint_L \left[d\vec{l} \left| \frac{d\vec{l}_1 R}{R^3} \right| \right], \quad (10.10)$$

Вектор анализининг маълум

$$\oint_L [d\vec{l} \vec{a}(R)] = \int_S [[d\vec{S} \nabla] \vec{a}(R)] \quad (10.11)$$

формуласидан фойдаланиб, чизиқли интегралдан сиртий интегралга ўтсак ($d\vec{S} = \vec{n} dS$).

$$d\vec{F} = \frac{I_1 I}{c^2} \int_S \left[[\vec{n} \nabla] \frac{[d\vec{l}_1 R]}{R^3} \right] dS \quad (10.12)$$

бўлади. Агар S сирт чексиз кичик бўлса,

$$d\vec{F} = \frac{I_1 I}{c^2} \left[[\vec{n} \nabla] \frac{[d\vec{l}_1 R]}{R^3} \right] dS = \frac{I_1}{c} \left[[d\vec{\rho}_m \nabla] \frac{[d\vec{l}_1 R]}{R^3} \right] \quad (10.13)$$

топилади. Сўнгги тенгликни ёзишда $d\vec{\rho}_m = \frac{l}{c} dS \vec{n}$ белгилаш киритилди. Вектор алгебрасининг $[[\vec{a} \vec{b}] \vec{c}] = \vec{b}(\vec{a} \vec{c}) - \vec{a}(\vec{b} \vec{c})$ формуласига кўра сўнгги ифодани

$$d\vec{F} = \frac{I_1}{c} \left\{ \nabla \left(d\vec{\rho}_m \frac{[d\vec{l}_1 R]}{R^3} \right) - d\vec{\rho}_m \left(\nabla \frac{[d\vec{l}_1 R]}{R^3} \right) \right\}$$

шаклда ёки $\nabla [d\vec{l}_1 R]/R^3 = 0$ бўлгани учун

$$d\vec{F} = \frac{I_1}{c} \left\{ \nabla \left(d\vec{\rho}_m \frac{[d\vec{l}_1 R]}{R^3} \right) \right\} = \frac{I_1}{c} \left\{ \nabla \left(\frac{[d\vec{\rho}_m d\vec{l}_1] R}{R^3} \right) \right\} \quad (10.14)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Сўнгги ифодадаги $d\vec{\rho}_m$ ва $d\vec{l}_1$ доимий векторлар, бинобарин, $[d\vec{\rho} d\vec{l}_1]$ ҳам доимий вектор, шунинг учун (10.14) дан, вектор анализидан исботланган ($\vec{a} = \text{const}$),

$$\nabla \left(\frac{[\vec{a} \vec{r}]}{r^3} \right) = \text{grad} \left(\frac{[\vec{a} \vec{r}]}{r^3} \right) = \frac{\vec{a}}{r^3} - \frac{(3 \vec{a} \vec{r}) \vec{r}}{r^5} \quad (10.15)$$

муносабатга асосан

$$d\vec{F} = \frac{I_1}{cR^3} \left\{ [d\vec{\rho}_m d\vec{l}_1] - \frac{3([d\vec{\rho}_m d\vec{l}_1] R) \vec{R}}{R^2} \right\} \quad (10.16)$$

натижа келиб чиқади.

(10.16) формула $I, d\vec{l}$ ток элементи магнит майдонида кичик токли рамкага таъсир этувчи кучлар системасининг бош векторини ифодалайди. Ток элементи билан магнитнинг эквивалентлиги сабабли, бу форму-

ла токли рамканикидек магнит моментига эга бўлган магнитча учун ҳам тўғри бўлади.

Бу (10.16) формулани интеграллаш йўли билан ток занжири ҳар қандай қисмининг магнитга таъсир кучини ҳисоблаш мумкин. Бунда ток элементининг магнит қутбига таъсир кучини ифодаловчи (3.1) ифоданинг ноаниқлиги туфайли хатолик келиб чиқишидан қўрқиншга ўрин қолмайди.

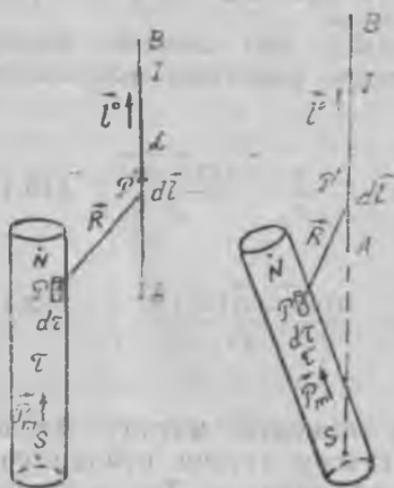
Бу формула керакли кучни олиш учун зарур бўлган ток занжири қисмларини, уларнинг шакли, ўлчамлари ва йўналишини осонгина танлаш имконини беради. У амалда кичик бўлган кучларни чиқариб ташлаш, ўзи йўқ бўлган «ўзаро таъсирларни» ҳисобга олиш заруриятидан қутилиш билан энг рационал тақрибий ҳисоблашларни бажаришга имконият яратади.

2. Ток занжири тўғри қисми магнит майдонининг магнитланган жисмга айлантирувчи таъсирини баҳолаш.

Адабиётда ток занжири тўғри қисми магнит майдонининг берк куч чизиқлари бўйлаб магнит қутбининг ҳаракати сифатида тушунтириладиган қатор тажрибалар тавсифи берилган. Айнан ана шу майдон таъсирида доимий магнитнинг ўтказгич бўйлама ўқи атрофидаги узлуксиз айланишлари юзага келади деб, уқтиришади. Ток занжирининг тўғри қисми билан доимий магнитни бир-бирига нисбатан 103—104-расмларда кўрсатилгандек жойлаштиришади. Қутбларга қўйилган кучлар шу даражада бир-биридан фарқланадими, уларнинг мо-

даражада бир-биридан фарқланадими, уларнинг моментлари йиғиндиси нолга тенг бўлмайди, деб ўйлашади. Бу фикрни зарурий ҳисоблашлар асосида қатъий исбот қилишмайди, ток занжири қўшни қисмларининг аҳамиятини эътиборга олишмайди ва амалда ҳар хил тахминлар билан чегараланишади [1, 5, 8, 9, 17, 29].

Биз қуйидагича ҳисоблашларни бажардик. Улар 103—104-расмларда тасвирланган ҳар ик-



103- расм

104- расм

кала ҳолга ҳам тегишли. Ток элементининг магнит майдонида магнитнинг $d\tau$ ҳажм элементига, (10.7) ва (10.16) ларга кўра моменти

$$d\vec{N} = \frac{I}{cR^3} [d\vec{p}_m [d\vec{l} \vec{R}]] \quad (10.17)$$

бўлган жуфт куч ва

$$d\vec{F} = \frac{I}{cR^3} \left\{ [d\vec{p}_m d\vec{l}] - \frac{3([d\vec{p}_m d\vec{l}] \vec{R}) \vec{R}}{R^2} \right\} \quad (10.18)$$

натижали куч таъсир этди. Бу ердаги I — ток кучи, $d\vec{p}_m$ — магнит ҳажм элементининг магнит моменти, $d\vec{l}$ — ўтказгич элементи, R — ўтказгич элементидан магнитнинг ҳажм элементигача бўлган масофа.

Жуфт кучлар моменти билан кучлар бош векторининг \mathcal{P}' нуқтага нисбатан моментининг йиғиндиси қуйидагича ҳисобланади:

$$\begin{aligned} (d\vec{N})_1 &= \frac{I}{cR^3} [d\vec{p}_m [d\vec{l} \vec{R}]] + [R d\vec{F}] = \frac{I}{cR^3} [d\vec{p}_m [d\vec{l} \vec{R}]] + \\ &+ [R \frac{I}{cR^3} \{ [d\vec{p}_m d\vec{l}] - \frac{3R([d\vec{p}_m d\vec{l}] \vec{R}) \vec{R}}{R^2} \}] = \frac{I}{cR^3} \{ [d\vec{p}_m [d\vec{l} \vec{R}]] + \\ &+ [R [d\vec{p}_m d\vec{l}]] - \frac{3}{R^2} | \vec{R}, R([d\vec{p}_m d\vec{l}] \vec{R}) | \} = \frac{I}{cR^3} \{ [d\vec{p}_m [d\vec{l} \vec{R}]] + \\ &+ [R [d\vec{p}_m d\vec{l}]] \} = \frac{I}{cR^3} \{ d\vec{l} (d\vec{p}_m \vec{R}) - \vec{R} (d\vec{p}_m d\vec{l}) + d\vec{p}_m (R d\vec{l}) - \\ &- d\vec{l} (R d\vec{p}_m) \} = \frac{I}{cR^3} \{ d\vec{p}_m (R d\vec{l}) - \vec{R} (d\vec{p}_m d\vec{l}) \}. \quad (10.19) \end{aligned}$$

Агар магнитлаш вектори $\vec{\mathcal{P}}_m$ бўлса, $d\tau$ ҳажм элементининг магнит моменти

$$d\vec{p}_m = \mathcal{P} d\tau \quad (10.20)$$

шаклда ёзиш мумкин. У ҳолда йиғинди моментнинг ифодаси

$$(d\vec{N})_1 = \frac{I}{cR^3} \{ \vec{\mathcal{P}}_m (R d\vec{l}) - \vec{R} (R_m d\vec{l}) \} d\tau \quad (10.21)$$

кўринишга эга бўлади. Сунгги ифодани магнитнинг τ ҳажми бўйича интеграллаб, унга кўйилган кучларнинг \mathcal{P}' нуқтага нисбатан натижали моментини топамиз:

$$d\vec{N} = \frac{I}{c} \int \frac{1}{R^3} \{ \vec{\mathcal{P}}_m (R d\vec{l}) - \vec{R} (\mathcal{P}_m d\vec{l}) \} d\tau. \quad (10.22)$$

Бу моментнинг токли ўтказгич бўйлама ўқи йўналишидаги проекцияси

$$dN_l = d\vec{N} \vec{l}_0 = \frac{I}{c} \int_{\tau} \frac{1}{R^3} \{ (\vec{\mathcal{P}}_m \vec{l}_0) (\vec{R} d\vec{l}) - (\vec{R} \vec{l}_0) (\vec{\mathcal{P}}_m d\vec{l}) \} d\tau \quad (10.23)$$

га тенг бўлади, бу ерда \vec{l}_0 ток йўналишининг бирлик вектори.

Ток занжири тўғри қисмининг L чизиғи бўйича (A нуқтадан B нуқтагача) (10.23) ни интеграллаб, занжирнинг кўриладиётган (AB) қисми магнит майдонида магнитга таъсир этувчи барча кучларнинг AB ўққа нисбатан тўлиқ айлантирувчи моментини топамиз:

$$\begin{aligned} N_l &= \frac{I}{c} \int_{\tau} \int_L \left\{ \frac{1}{R^3} \mathcal{P}_m \vec{l}_0 (\vec{R} d\vec{l}) - (\vec{R} \vec{l}_0) (\vec{\mathcal{P}}_m d\vec{l}) \right\} d\tau = \\ &= \frac{I}{c} \int_{\tau} \int_L \frac{1}{R^3} \{ (\vec{\mathcal{P}}_m \vec{l}_0) (\vec{R} d\vec{l}) - (\vec{R} d\vec{l}) (\vec{\mathcal{P}}_m \vec{l}_0) \} d\tau = 0. \quad (10.24) \end{aligned}$$

Бу ерда $d\vec{l} = \vec{l}_0 dl$ бўлгани учун

$$(\vec{R} \vec{l}_0) (\vec{\mathcal{P}}_m d\vec{l}) = (\vec{\mathcal{P}}_m \vec{l}_0) (\vec{R} d\vec{l})$$

бўлиши эътиборга олинди. Интеграллардаги L ва τ лар токли ўтказгичнинг L узунлиги ва магнитнинг τ ҳажми бўйича интеграллашни кўрсатади. Равшанки, $\vec{\mathcal{P}}_m$ нинг берилган қийматларида токли ўтказгич қисмининг ҳар қандай L узунлиги ва магнитчаниннг ҳар қандай τ ҳажми учун $dN_l = 0$ бўлгани сабабли, конкрет интеграллаш чегараларини келтиришнинг ҳожати йўқ.

Шундай қилиб, чизиқли ток занжирининг тўғри қисми магнит майдонида доимий магнитни айтилган қисм билан устма-уст тушувчи ўқ атрофида (ток магнит майдони кучланганлик чизиқлари бўйлаб) айлантирувчи кучлар пайдо бўлмас экан. Бундай тузилишга эга бўлган майдон таъсирида магнит айланмас экан. Доимий магнит ҳалқасимон ёки цилиндрик (ҳалқасимон тоқлар тўплами)га алмаштирилганда ҳам юқорида айтилганлар тўғрилигича қолади.

3. Айланиш ўқи бўйича оқувчи ток майдони таъсирида қандайдир электродинамик объектнинг айланишларини тажрибада кузатиш мумкинми?

Ток занжирининг бир қисми, берк ток занжири, магнит, бир-бирига қаттиқ боғланган ток занжирлари

$$d\vec{N} = [\vec{R} d\vec{F}] = \frac{I_1}{c^2 R^3} [\vec{R} [\vec{j}_Q [d\vec{l}_1 \vec{R}]]] d\Omega \quad (10.26)$$

га тенг. Буни \vec{l}_1 бирлик векторга скаляр кўпайтириб айтилган кучнинг L_1 ўққа нисбатан моменти топилади:

$$\begin{aligned} dN_{L_1} &= d\vec{N} \vec{l}_1 = \frac{I_1}{c^2 R^3} [\vec{R} [\vec{j}_Q [d\vec{l}_1 \vec{R}]]] \vec{l}_1 d\Omega = \\ &= \frac{I_1}{c^2 R^3} \{(\vec{l}_1 \vec{j}_Q)(\vec{R} [d\vec{l}_1 \vec{R}]) - (\vec{l}_1 [d\vec{l}_1 \vec{R}]) (\vec{R} \vec{j}_Q)\} d\Omega \quad (10.27) \end{aligned}$$

Ток занжирининг қўзғалмас тўғри қисми чизиғи L_1 ва ва бошқа занжирнинг қўзғалувчи қисми соҳаси Ω бўйича интеграллашларни бажариб, L_1 ўққа нисбатан олинган натижаларни куч моментини топамиз:

$$N_{L_1} = \frac{I_1}{c^2} \iint_{\Omega} \frac{1}{R^3} \{(\vec{l}_1 \vec{j}_Q)(\vec{R} [d\vec{l}_1 \vec{R}]) - (\vec{l}_1 [d\vec{l}_1 \vec{R}]) (\vec{R} \vec{j}_Q)\}. \quad (10.28)$$

Бу ердаги L_1 чизиқ чегараланган ёки чексиз узун бўлиши мумкин. Интеграл остидаги ифоданинг

$$\{(\vec{l}_1 \vec{j}_Q)(\vec{R} [d\vec{l}_1 \vec{R}]) - (\vec{l}_1 [d\vec{l}_1 \vec{R}]) (\vec{R} \vec{j}_Q)\} = 0$$

нолга тенглигидан $N_{L_1} = 0$ келиб чиқади.

Бу натижа юқорида санаб ўтилган барча электродинамик объектлар учун тўғри. I_1 токнинг магнит майдонида бу объектларни L_2 ўқ атрофида ҳаракатлантирадиган кучлар пайдо бўлмайди.

Классик қурилмаларни таҳлил қилиб, бу конструкциялар ток занжирининг айланиш ўқига жойлашган тўғри қисми магнит майдони таъсирида магнитнинг айланма ҳаракатини кузатишга имкон беради дейишга ҳеч қандай асос йўқлигини аниқлаймиз. Юқорида айтилган барча ҳолларда бошқа интенсив айлантирувчи таъсирлар мавжудлиги исботланган [25, 34]. Шунингдек, тўғри ток магнит майдонининг ҳар қандай қўзғалувчи электродинамик объектга узлуксиз уюрмавий таъсирини аниқлашга, объектнинг ток билан устма-уст тушувчи ўқ атрофида айланишини кўришга бағишланган ҳеч бир эксперимент ижобий натижа бермаслиги ҳам, умумий ҳолда, исботланган. Ток магнит майдонининг магнитланган жисмларни ҳаракатлантирувчи таъсирларини тўғри тушуниш фақат назарий аҳамиятга эга бўлибгина қолмасдан, муҳим амалий қимматга ҳам эга.

11-§. ДОИМИЙ ТОК ЗАНЖИРИ ДИНАМИКАСИГА ОИД

Ток занжири динамикасига оид адабиётда иккита ҳар хил берк ток занжирларининг тўлиқ магнит ўзаро таъсир кучлари орасидаги нисбат қараб чиқилган. Бу масала билиш ва амалиёт учун муҳим аҳамиятга эга ва, шу билан бирга, уни миқдорий таҳлил қилиш ҳам мумкин [4, 11, 16, 36].

Яккаланган ток занжири барча элементларининг ўзаро таъсир кучлари йиғиндисини ва бу кучларнинг моментлари йиғиндисини ҳисоблашга оид материаллар адабиётда учрамайди. Бу масалани ҳал этиш катта математик қийинчиликлар билан боғлиқ, чунки занжирнинг турли қисмлари туташган жойда унинг қўшни элементлари орасидаги масофа нолга интилади, мос функциялар эса, чексизга интилади. Шундай бўлишига қарамай, бу масала билиш жараёни учун муҳим аҳамиятга эга бўлиши билан бирга қуйидаги сабабга кўра шубҳасиз эътиборга ҳам лойиқ.

Маълумки, иккита ҳаракатланувчи зарядли заррачалар магнит ўзаро таъсир кучларининг векториал йиғиндиси умумий ҳолда нолга тенг эмас [36, 46, 48]. Куч моментларининг векториал йиғиндиси ҳақида ҳам юқоридаги фикрни қайтариш мумкин. Худди шундай ҳолат макроскопик электродинамикада, унинг асосий қонунлари бўйича ток занжири алоҳида қисмларининг магнит ўзаро таъсир кучларини ҳисоблашда ҳам учрайди.

Шу муносабат билан яккаланган ток занжирининг барча қисмларига таъсир этувчи Лорентц кучларининг ва мос моментларнинг тўлиқ йиғиндисини ҳисоблашда олиш мумкин бўлган натижа муҳим аҳамиятга эга. Биз тўғри ва умумий счимни топишга муваффақ бўлдик.

Кўп сонли зарядли заррачалар ва уларнинг электромагнит майдонларидан иборат системани қараб чиқайлик. Электрон назариянинг асосий тенгламаларини қуйидаги шаклда ёзиб оламиз:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{h} &= \frac{4\pi}{c} \rho \vec{v} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{e}}{\partial t}; & \operatorname{div} \vec{e} &= 4\pi\rho; \\ \operatorname{rot} \vec{e} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{h}}{\partial t}; & \operatorname{div} \vec{h} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (11.1)$$

Зарядли заррачаларга электромагнит майдон томонидан таъсир этувчи кучнинг ҳажмий зичлиги

$$\vec{f} = \rho \left(\vec{e} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{h}] \right) \quad (11.2)$$

га тенг. (11.1) формулалардан фойдаланиб, (11.2) дан ρ ва $\rho \vec{v}$ катталиклар чиқарилиши ва майдон кучланганликлари ва уларнинг ҳосилалари иштирок этувчи ифодалар билан алмаштирилиши мумкин. Олинган натижани τ ҳажм бўйича интегралласак,

$$\int_{\tau_1} \vec{f} d\tau = - \frac{1}{4\pi c} \frac{d}{dt} \int_{\tau_1} [\vec{e} \vec{h}] d\tau \quad (11.3)$$

бўлади, бу ерда τ_1 — интеграллаш соҳаси ($\tau_1 = \tau_{R \rightarrow \infty}$). (11.3) нинг ҳар икки томонини \vec{r} радиус-векторга вектор кўпайтмасини олиб, сўнгра ҳажм бўйича интегралласак,

$$\int_{\tau_1} [\vec{r} \vec{f}] d\tau = - \frac{1}{4\pi c} \frac{d}{dt} \int_{\tau_1} [\vec{r} [\vec{e} \vec{h}]] d\tau \quad (11.4)$$

топилади.

Хусусий ҳолни кўрамиз: қаралаётган зарядли заррачалар системаси ўз ҳаракати билан фазонинг чекли соҳасида тақсимланган доимий ток ҳосил қилсин. Ток занжири хоҳлаган шаклда бўлиши мумкин. Ташқи сабаб туфайли юзага келадиган электр ва магнит майдонлар йўқ деб ҳисоблаймиз. Токнинг стационарлиги (доимийлиги) туфайли уни ҳосил қилувчи заррачалар системасининг электр ва магнит майдонлари ҳам вақт ўтиши билан ўзгармайди. Майдон кучланганликлари доимий бўлганлиги сабабли (11.3) ва (11.4) ларнинг ўнг томонлари нолга тенг бўлади:

$$\frac{d}{dt} \int_{\tau_1} [\vec{e} \vec{h}] d\tau = 0.$$

У ҳолда (11.3) ва (11.4) ифодалардан

$$\int_{\tau_1} \vec{f} d\tau = 0, \quad (11.5)$$

$$\int_{\tau_1} [\vec{r} \vec{f}] d\tau = 0 \quad (11.6)$$

тенгликлар топилади. (11.2) ифоданинг ўнг томонига заряд зичлигидан иборат ρ кўпайтувчи киради. Шунинг учун

(11.5) ва (11.6) ифодалардаги \vec{f} ва $[\vec{r} \vec{f}]$ функциялар фақат зарядли заррачалар жойлашган ҳажм элементларидагина нолдан фарқли бўлади:

$$\int_{\tau_1} \vec{f} d\tau = \sum_k \int_{\tau_k} \vec{f} d\tau = \sum_k \vec{F}_k, \quad (11.7)$$

$$\int_{\tau_1} [\vec{r} \vec{f}] d\tau = \sum_k \int_{\tau_k} [\vec{r} \vec{f}] d\tau = \sum_k [\vec{r}_k \vec{F}_k]. \quad (11.8)$$

(11.7) ва (11.8) ифодалардаги τ_k белги k -зарядли заррача ҳажми бўйича интеграллашни кўрсатади, \vec{F}_k — бу заррачага қўйилган электромагнит табиатига эга бўлган куч. (11.5) ÷ (11.8) формулалар асосида

$$\sum_k \vec{F}_k = 0, \quad (11.9)$$

$$\sum_k [\vec{r}_k \vec{F}_k] = 0 \quad (11.10)$$

бўлиши топилади.

Шундай қилиб, яккаланган занжирдаги доимий токни ҳосил қилувчи барча зарядли заррачаларга таъсир этувчи Лорентц кучларининг ва мос моментларнинг векториал йиғиндилари майдонлар стационар бўлганда, нолга тенг бўлар экан.

Бу параграфда олинган натижалар стационар токларнинг берк занжирлари системаси учун ҳам ўринли.

12-§. ЭЛЕКТРОДИНАМИКАДА МЕХАНИКАНИНГ УЧИНЧИ АКСИОМАСИ (ҚОНУНИ) УРИНЛИ БУЛМАГАН ҲОЛЛАР УЧУН АЙРИМ ҲИСОБЛАШЛАР

Кучлар (6.4), (6.5) асосий қонунлар бўйича ҳисобланадиган айрим ҳолларда электродинамикада механиканиннг III аксиомасини (қонунини) татбиқ этиб бўлмаслиги намоён бўлади [31—34, 36, 44, 48].

Бу қонунлардан (6.6) Грассман формуласи бевосита келиб чиқади (6-§). Бу кучлар ҳисоблаб топилиши ва ҳисоблаш натижалари тажрибага таққослаб кўрилиши мумкин, бунинг устига уларнинг тажрибага мос келиши ҳам кузатилади. Грассман формуласи иккита қўшилувчилар йиғиндиси тарзида ифодаланиши мумкинлигини кўрган эдик (7-§):

$$d\vec{F}_{12} = d\vec{F}'_{12} + d\vec{F}''_{12} \quad (12.1)$$

Бу ерда

$$d\vec{F}_{12} = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} [d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]], \quad (12.1a)$$

$$d\vec{F}'_{12} = k d\vec{l}_1 (\vec{R}_{12} d\vec{l}_2) R_{12}^{-3} \quad (12.1b)$$

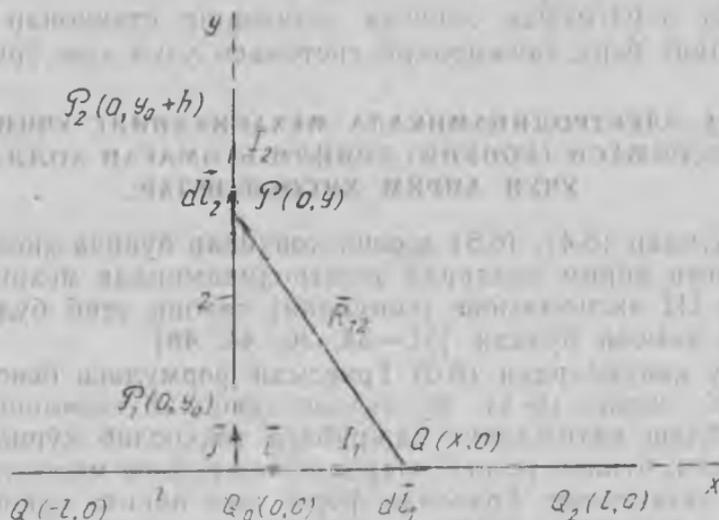
$$d\vec{F}''_{12} = -k \vec{R}_{12} (d\vec{l}_1 d\vec{l}_2) R_{12}^{-3} \quad (12.1b)$$

$$k = I_1 I_2 / c^2, \quad (12.1r)$$

$d\vec{F}'_{12}$ ва $d\vec{F}''_{12}$ лар мос ҳолда ньютонча бўлмаган (III аксиомани қаноатлантирмайдиган) ва ньютонча қўшилувчилардир.

Ньютонча бўлмаган кучни (12.1б) формуладан фойдаланиб, айрим мувозанатлашмаган системалар учун ҳисоблаймиз.

1. Тўғри токли ўтказгич магнит майдонининг унга перпендикуляр бўлган бошқа токли сим бўлагига таъсири. I_1 ва I_2 тоқлар OX ва OY ўқлар бўйлаб оқади (106-расм). I_1 ток оқётган $2l$ узунликли l ўтказгичнинг учлари $Q_1(-l, 0)$, $Q_2(l, 0)$ нуқталар билан белгиланган. I_2 ток оқувчи 2 ўтказгичнинг учлари $P_1(0, y_0)$, $P_2(0, y_0 + h)$ нуқталар билан белгиланган, унинг узунлиги h .



106- расм

Ток занжирларининг бир-бирларига бириктирилган қисмларини ҳаракатга келтирувчи куч ва куч моментларини ҳисоблашда (12.10) ньютонча қўшилувчини ҳисобга олмаймиз, чунки ҳаракат фақат (12.16) ньютонча бўлмаган қўшилувчи таъсиридагина юзага келади ($d\vec{l}_1 \perp d\vec{l}_2$ бўлгани учун $d\vec{F}'_{12} = 0$ бўлади). (12.16) формулага қўйидаги

$$\left. \begin{aligned} d\vec{l}_1 &= \vec{i} dx; & \vec{R}_{12} &= \vec{i}(x_2 - x_1) + \vec{j}(y_2 - y_1) = -\vec{i}x + \vec{j}y, \\ d\vec{l}_2 &= \vec{j} dy; & R_{12} &= (x^2 + y^2)^{1/2}; & R_{12}^3 &= (x^2 + y^2)^{3/2} \end{aligned} \right\} \quad (12.2)$$

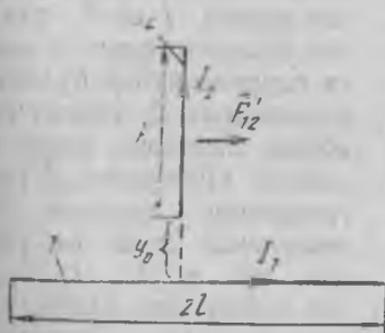
ифодаларни қўйиб, ҳисоблашларни бажарамиз:

$$d\vec{F}'_{12} = k\vec{i} dx \frac{(-\vec{i}x + \vec{j}y) dy}{(x^2 + y^2)^{3/2}} = \vec{l} k \frac{y dy dx}{(x^2 + y^2)^{3/2}}; \quad (12.3)$$

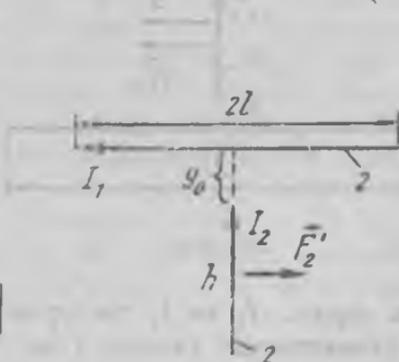
$$\vec{F}'_{12} = \vec{i} k \int_{y_0}^{y_0+h} y dy \int_{-l}^l \frac{dx}{(x^2 + y^2)^{3/2}} = \vec{i} k u_2 u_1; \quad (12.4)$$

$$u_1 = \int_{-l}^l \frac{dx}{(x^2 + y^2)^{3/2}} = \frac{x}{y^2(x^2 + y^2)^{1/2}} \Big|_{-l}^l = \frac{2l}{y^2(y^2 + l^2)^{1/2}} \quad (12.5)$$

$$\begin{aligned} u_2 u_1 &= \int_{y_0}^{y_0+h} y dy u_1 = 2l \int_{y_0}^{y_0+h} \frac{dy}{y(y^2 + l^2)^{1/2}} = \\ &= -2 \ln \frac{l + (y^2 + l^2)^{1/2}}{y} \Big|_{y_0}^{y_0+h} = 2 \ln \frac{[l + (y_0^2 + l^2)^{1/2}](y_0 + h)}{[l + [(y_0 + h)^2 + l^2]^{1/2}] y_0} \end{aligned} \quad (12.6)$$



107- расм



108- расм

Топилган (12.6) натижани (12.4) га қўйиб, (12.1 г) ни ҳам эътиборга олсак,

$$\vec{F}'_{12} = \vec{l} \frac{I_1 I_2}{c^2} 2 \ln \frac{(y_0 + h) [l + (y_0^2 + l^2)^{1/2}]}{y_0 [l + ((y_0 + h)^2 + l^2)^{1/2}]} \quad (12.7)$$

бўлади. Олинган натижалар 107-расмда схематик тасвирланди.

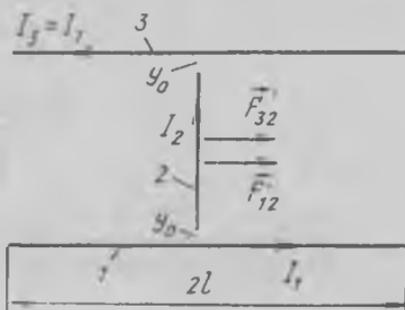
Агар 2 ўтказгичдаги I_2 токнинг йўналишини ўзгартирмаган ҳолда уни 1 ўтказгичнинг бошқа томонига жойлаштирилса ва I_1 токнинг йўналиши тескарисига ўзгартирилса (108-расм), ҳисоблашлар яна (12.7) натижани беради. Натижа 108-расмда график равишда тасвирланди. Агар $l \rightarrow \infty$ бўлса, (12.7) дан

$$\vec{F}'_{12} = \vec{l} \frac{I_1 I_2}{c^2} 2 \ln \frac{y_0 + h}{y_0} \quad (12.8)$$

топилади.

Ҳар иккала ҳолда ҳам I_1 ток магнит майдони таъсирида I_2 токли ўтказгич, агар унинг сирпанувчи контактлари бўлса, F'_{12} куч йўналишида илгариланма ҳаракатга келади. Шунинг учун бундай системаларни *мувозанатлашмаган электродинамик система* деб атадик.

Расмлардан ва (12.1 б) формуладан кўринадикки, I_2 ток майдонида I_1 токли ўтказгич ярим бўлақларига қарама-қарши йўналган F'_{21} кучлар таъсир этади.



109-расм

2. *Токли ўтказгичларнинг Н-симон қаттиқ боғлами — мувозанатлашмаган электродинамик система.* Узунликлари $2l$ бўлган иккита 1 ва 3 параллел ўтказгичлардан ва уларга перпендикуляр бўлган h узунликдаги 2 ўтказгичдан иборат системани қараб чиқайлик (109-расм). Ўтказгичларнинг ҳаммаси бир текисликда ётади ва улардан, мос ҳолда, I_1 , I_3 , I_2

ток оқади. I_1 ва I_3 токларнинг сон қийматлари узаро тенг. 2 ўтказгичнинг учлари 1 ва 3 ўтказгичлардан y_0 масофада ётади.

Қаралаётган конструкция майдонида I_2 токка таъсир

этувчи \vec{F}' электродинамик куч I_1 ва I_3 тоklarнинг майдонлари томонидан таъсир этувчи \vec{F}'_{12} ва \vec{F}'_{32} кучларнинг йиғиндисига тенг бўлади. Олдинги бандда исбот қилинганидек ((12.7) формула ва 107-, 108-расмларга қ.).

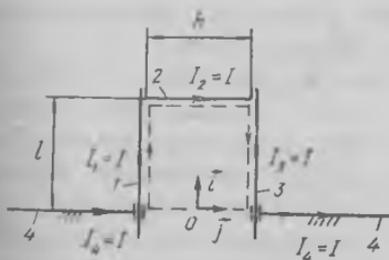
$$\vec{F}' = \vec{F}'_{12} + \vec{F}'_{32} = \vec{i} \cdot 4 \frac{I_1 I_2}{c^2} \ln \frac{|l + (y_0^2 + l^2)^{1/2}| (y_0 + h)}{|l - [(y_0 + h)^2 + l^2]^{1/2}| y_0} \quad (12.9)$$

бўлади.

(12.1 б) формуладан ва 109-расмдан равшанки, I_2 ток майдонида l ва 3 ўтказгичларнинг бир-бирига қарама-қарши турган ярим бўлакларига сон жиҳатдан тенг, аммо қарама-қарши йўналган \vec{F}'_{21} ва \vec{F}'_{31} кучлар таъсир этади, аммо система қаттиқ бўлгани учун улар ўзаро мувозанатлашади.

Агар ўтказгичларнинг Н-симон қаттиқ боғлами горизонтал жойлаштирилиб, уларга ток узун вертикал ўтказгичлар ёрдамида паст томондан берилса ва боғламнинг учларида сирпанувчи контактлар қилинса, у \vec{F} куч таъсирида бир бутун ҳолда ҳаракатланади (12.9). Бундан конструкция ўзаро мувозанатлашмаган электродинамик система ҳосил қилар экан.

3. Токли П-симон токли ўтказгич — мувозанатлашмаган электродинамик система. П-симон «рубильник» 1, 2, 3 қисмлардан ташкил топган (110-расм). У бир тўғри чизиқда ётувчи 4 қўзғалмас ўтказгичларни бир-бирига улаб, занжирни туташтиради. Математик ҳисоблашларни қулайлаштириш мақсадида занжирнинг



110-расм

нинг 1 ўтказгичдан 2 ўтказгичга (шунингдек, 3 ўтказгичдан 2 ўтказгичга) ўтиш жойлари бир-бирига жипс-лашгириб эгилган (ёки эшилган) ингичка симлардан иборат бифилярнинг кичик бўлагидан қилинади. Бундай қилиш 1, 2, 3 ўтказгичларни битта чизиқли ўтказгич деб ҳисоблашга ва ҳисоб-китобларни анча енгиллаштиришга имкон беради.

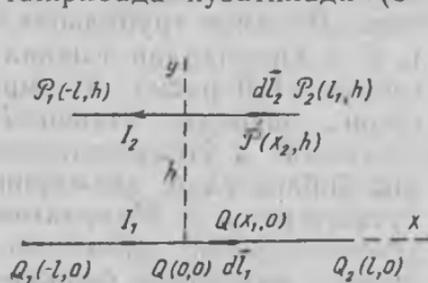
«Рубильник» ишлашининг электромагнит механизми 6-§ да қараб чиқилган (74-расмга ва унга тегишли тушунтиришларга қаранг). Юқорида топилган (12.7) га асосан П-

симон ўтказгични ҳаракатлантирувчи \vec{F}' куч ($I_1 = I_2 = = I_3 = I$)

$$\vec{F}' = \vec{F}'_{12} + \vec{F}'_{32} = \vec{i} 2 \frac{I^2}{c^2} \ln \frac{|l + (y_0^2 + l^2)^{1/2}|(y_0 + h)}{\{l + [(y_0 + h)^2 + l^2]^{1/2}\} y_0} \quad (12.10)$$

кўрнишида ёзилиши мумкин, бу ерда $y_0 = 2r_0$, r_0 бифиляр симининг радиуси. (12.10) натижани (12.9) дан, 1 ва 3 ўтказгичларнинг 2 ўтказгични бир томонига жойлашган l узунликдаги бўлаклари 2 чизиқ нуқталарида бир хил структурали магнит майдонлар ҳосил қилишини ҳисобга олиб, осонгина топиш мумкин (уларнинг тоқларга таъсири бир хил бўлади). (12.4) даги интегралнинг қуйи чегарасини $x = -l$, юқори чегарасини $x = 0$ олиб, ҳисоблашларни бажариш билан ҳам (12.10) натижага келиш мумкин.

П-симон ўтказгичга кўп ўрамли тўғри бурчакли занжирни, 110-расмда пунктир билан кўрсатилганидек қилиб, қўшиш билан тортиш кучини сезиларли орттириш мумкин. П-симон ўтказгич ва тўғри бурчакли занжир бир-бирига маҳкам бириктирилади. Улар битта сим бўлагидан ясалиши ва занжирга кетма-кет ўланиши мумкин. Иккита бир-бирига маҳкам бириктирилган П-симон ўтказгичларнинг узлуксиз айланишлари тажрибада кузатилади (3-§, 39-расмга қ.).



111-расм

4. *Параллел тоқлар ўзаро таъсирининг ўзига хос хусусияти ҳақида.* Параллел тоқларнинг бирига иккинчиси майдонида, иккинчисига биринчиси майдонида таъсир этувчи электродинамик кучларнинг н्यूтонча бўлмаган қўшилувчилари йиғиндисини олган тенг бўлишини кўрсатиш мумкин (111-расм). Иккита $Q_1 Q_2$ ва $\mathcal{P}_1 \mathcal{P}_2$ параллел симларни олайлик. Симларнинг узунликлари $2l$ ва $2l_1$, улар орасидаги масофа h бўлсин. Симлардан $I_1 = I_2 = I$ тоқ оқсин. Қуйидаги $l > l_1$, $l < l_1$ ва $l = l_1$ ҳоллар учун ҳисоблашларни бажарамиз. XQY координаталар системасини киритиб,

$$d\vec{l}_1 = \vec{i} dx_1, \quad d\vec{l}_2 = \vec{i} dx_2, \quad \vec{R}_{12} = \vec{i}(x_2 - x_1) + \vec{j}(y_2 - y_1) =$$

$$= \vec{i} (x_2 - x_1) + \vec{j} h; R_{12} = [(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{1/2}$$

булишини аниқлаймиз. У ҳолда (12.16) ва (12.4) ларга кўра

$$d\vec{F}'_{12} = \frac{l_1 l_2}{c^2} dl_1 \frac{(\vec{R}_{12} d l_2)}{R_{12}^3} = \frac{l_1 l_2}{c^2} \frac{\vec{i} dx_1 (x_2 - x_1) dx_2}{[(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{3/2}}$$

$$\vec{F}'_{12} = \vec{i} \frac{l_1 l_2}{c^2} \int_{x_2=-l}^{l_1} dx_2 \int_{x_1=-l}^l \frac{(x_2 - x_1) dx_1}{[(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{3/2}} = \vec{i} \frac{l_1 l_2}{c^2} u_2 u_1$$

(12.11)

ифодаларни ёзамиз. Интегралларни ҳисоблаймиз:

$$u_1 = \int_{x_1=-l}^l \frac{(x_2 - x_1) dx_1}{[(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{3/2}} = - \int_{x_1=-l}^l \frac{(x_2 - x_1) d(x_2 - x_1)}{[(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{3/2}} =$$

$$= \frac{1}{[(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{1/2}} \Big|_{x_1=-l}^l = \frac{1}{[(x_2 - l)^2 + h^2]^{1/2}} -$$

$$\frac{1}{[(x_2 + l)^2 + h^2]^{1/2}}$$

$$u_2 u_1 = \int_{x_2=-l}^{l_1} \left\{ \frac{dx_2}{[(x_2 - l)^2 + h^2]^{1/2}} - \frac{dx_2}{[(x_2 + l)^2 + h^2]^{1/2}} \right\} =$$

$$= \ln \frac{x_2 - l + [(x_2 - l)^2 + h^2]^{1/2}}{x_2 + l + [(x_2 + l)^2 + h^2]^{1/2}} \Big|_{x_2=-l}^{l_1} = \ln \frac{[(l_1 - l)^2 + h^2]^{1/2} + (l_1 - l)}{[(l_1 + l)^2 + h^2]^{1/2} + (l_1 + l)} -$$

$$- \ln \frac{[(l_1 + l)^2 + h^2]^{1/2} - (l_1 - l)}{[(l_2 - l)^2 + h^2]^{1/2} - (l_1 - l)} =$$

$$= \ln \frac{[(l_1 - l)^2 + h^2]^{1/2} + (l_1 - l)}{[(l_2 + l)^2 + h^2]^{1/2} + (l_1 + l)} \cdot \frac{[(l_1 - l)^2 + h^2]^{1/2} - (l_1 - l)}{[(l_1 - l)^2 + h^2]^{1/2} - (l_1 + l)} =$$

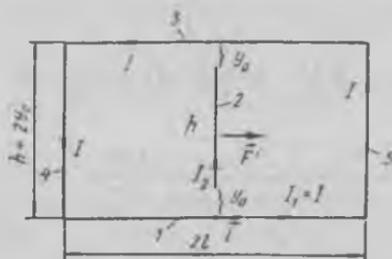
$$= \ln \frac{(l_1 - l)^2 + h^2 - (l_1 - l)^2}{(l_1 + l)^2 + h^2 - (l_1 + l)^2} = \ln \frac{h^2}{h^2} = 0.$$

Сунгги, $u_2 u_1 = 0$ натижани эътиборга олсак, (12.11) дан

$$\vec{F}'_{12} = 0 \quad (12.12)$$

булиши келиб чиқади. Худди шундай йўл билан

$$\vec{F}'_{21} = 0 \quad (12.13)$$



112- расм

риктирилган 1, 3, 4, 5 тўғри бурчакли ток занжирдан ва 2 кесиб ўтувчи ўтказгичдан иборат (112-расм). Юқорида исботланган (12.9), (12.11), (12.12) формулаларга асосан (109-, 111-расмлар) кесишган рамкага қўйилган кучларнинг векториал йиғиндиси учун

$$\vec{F}' = \vec{F}'_{12} + \vec{F}'_{32} = \vec{i} 4 \frac{I_1 I_2}{c^2} \ln \frac{[l + (y_0^2 + l^2)^{1/2}] (y_0 + h)}{[l + [(y_0 + h)^2 + l^2]^{1/2}] y_0} \quad (12.14)$$

ифодани ёзиш мумкин.

Тажрибада кесишган рамканинг узлуксиз айлана-нишлари кузатилади (3-§, 40-расм). (12.14) формуладан кўринадики, катта тортиш кучи ҳосил қилиш учун тажрибада иложи борича y_0 ораликни кичикроқ олиш керак экан.

6. *Иккита тўғри ўтказгичлар билан бириктирилган тўғри бурчакли занжирнинг магнит ўзаро таъсир кучлари.* Тўғри бурчакли $\mathcal{P}_3, \mathcal{P}_4, \mathcal{P}_5, \mathcal{P}_6$ ток занжири иккита тўғри $\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2$ ва $\mathcal{P}_7, \mathcal{P}_8$ ўтказгичлар билан бириктирилган (66-расмга қараи). Илгари, 5-§ да, бу занжир қисмларини қандай қилиб битта ток манбаига кетма-кет улаш ва барча $\mathcal{P}_1 \div \mathcal{P}_8$ қаттиқ бириктирилган ўтказгичлар системасини бир бутун ҳолда ҳаракатга келтириш мумкинлиги кўрсатилган эди. 113-расмда қаралаётган конструкция тасвирланди, унга тегишли ўлчам ва масофалар алгебраик тарзда кўрсатилди. Токларнинг индекслари улар оқаётган ўтказгичларнинг номерлари билан бир хил. 1—6 ўтказгичларнинг учларидаги сирпанувчи контактларидан бошқа қисмлари изоляцияланган. I_1, I_6 токлар ҳаракатланувчи система билан бириктирилмаган ўтказгичлар — электролитларда оқувчи I'_1, I'_6 токлар билан туташтирилади. I_1, I'_1 токлар магнит майдонларининг тўғри бурчакли занжирга таъсирлари ўзаро компенса-



113- расм

циялашади. I_6, I_6' тоқларнинг таъсирлари ҳақида ҳам шундай дейиш мумкин. Аммо тўғри бурчакли ток занжирнинг I_1, I_6 тоқларга берадиган тесқари электродинамик таъсирлари тўлиқ намоён бўлади. Ҳаракатланувчи система $\vec{v} = i\vec{v}$ йўналишда кўчади.

Ишонч ҳосил қилиш мумкинки, бу ҳаракат I_2 ток майдонининг I_1 токка ва I_4 ток майдонининг I_6 токка таъсир кучлари туфайли юзага келади. Кўзғалмас ўтказгичларда оқувчи I_1, I_6 тоқларнинг майдони тўғри бурчакли занжирнинг ҳаракатини фақат тормозлашини ҳам текшириб кўриш мумкин.

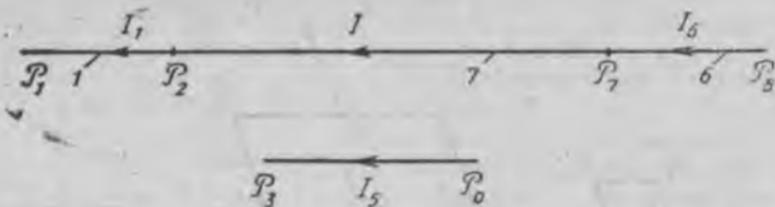
Ҳақиқатан ҳам, (12.7) формулага кўра, 2 ўтказгич майдонида I ўтказгичга таъсир этувчи кучнинг ньютонча бўлмаган \vec{F}'_{21} қўшилувчиси

$$\vec{F}'_{21} = i \frac{I_2 I_1}{c^2} 2 \ln \frac{|l + (y_0^2 + l^2)^{1/2} + (y_0 + h)|}{|l + [(y_0 + h)^2 + l^2]^{1/2}|} y_0 \quad (12.15)$$

га тенг. (12.7) формула асосида яна қуйидагиларни ҳам топиш мумкин:

$$\vec{F}'_{41} = -i \frac{I_4 I_1}{c^2} 2 \ln \frac{|l + [(y_0 + 2l)^2 + l^2]^{1/2} + (y_0 + 2l + h)|}{|l + [(y_0 + 2l + h)^2 + l^2]^{1/2}|} (y_0 + 2l) \quad (12.16)$$

$$\vec{F}'_{46} = \vec{F}'_{21}, \quad \vec{F}'_{26} = \vec{F}'_{41}. \quad (12.17)$$



114- расм

Ҳаракатлантирувчи куч:

$$\vec{F}' = \vec{F}'_{21} + \vec{F}'_{46}. \quad (12.18)$$

Тормозловчи куч $\vec{F}'_{41} + \vec{F}'_{21}$, у ҳаракатлантирувчи кучдан кичик.

Исботлаш мумкинки, I_1, I_6 тоқларнинг I_3, I_5 тоқлар билан ньютонча бўлмаган ўзаро таъсирлари йиғиндиси нолга тенг бўлади. Ҳақиқатан ҳам, ҳисоблашларда 1 ва 6 қисмларда оқувчи I_1 ва I_6 тоқларни $\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_8$ нуқталар орасида узлуксуз оқувчи тоқкача тўлдирамиз: 1 ва 6 қисмлар орасига улардагидек ток оқувчи ($I_7 = I_6 = I_1$) 7 ўтказгични жойлаштирамиз (114- расм).

$\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2, \mathcal{P}_7, \mathcal{P}_8$ ўтказгичда оқувчи токнинг I_5 токка ньютонча бўлмаган таъсирини кўриб чиқайлик. (12.11) ва (12.12) формулаларга асосан $\vec{F}'_{15} + \vec{F}'_{75} + \vec{F}'_{65} = 0$ ва $\vec{F}'_{75} = 0$ муносабатларни ёзиш мумкин, булардан

$$\vec{F}'_{15} + \vec{F}'_{65} = 0 \quad (12.19)$$

экани келиб чиқади. Худди шундай йўл билан

$$\vec{F}'_{51} + \vec{F}'_{57} + \vec{F}'_{56} = 0 \quad \text{ва} \quad \vec{F}'_{57} = 0$$

муносабатларни оламиз, демак,

$$\vec{F}'_{51} + \vec{F}'_{66} = 0 \quad (12.20)$$

бўлади. Худди шунга ўхшаш

$$\vec{F}'_{13} + \vec{F}'_{63} = 0; \quad \vec{F}'_{31} + \vec{F}'_{36} = 0 \quad (12.21)$$

Шундай қилиб, I_1, I_6 тоқларнинг I_3, I_5 тоқлар билан магнит ўзаро таъсир кучлари ўзаро мувозанатлашади.

Муҳими шундаки, конструкциянинг ҳаракатланиш саба-

бини қўзғалмас ўтказгичларда оқувчи I_1 , I_6 тоқлар магнит майдонлари таъсири асосида формал равишда ҳам тушунтириб бўлмайди. Грассман формуласи бўйича ҳисоблашлар

$$\vec{F}_{1'2} + \vec{F}_{1'4} + \vec{F}_{6'4} + \vec{F}_{6'2} = 0 \quad (12.22)$$

бўлишини кўрсатади. I_1 ва I_6 тоқлар 1 ÷ 6 ўтказгичлар билан қаттиқ боғланмаган ўтказгичларда (электролит эритмаларида) оққанлиги сабабли, бу ҳолда кучларни тўлиқ формула асосида ҳисоблаш керак. Маълум бўлишича, $\vec{F}_{1'3}$, $\vec{F}_{1'5}$, $\vec{F}_{6'3}$, $\vec{F}_{6'5}$ кучлар кузатилаётган ҳаракатга тормозловчи таъсир кўрсатади. Бунга $d\vec{F}_{i'k}$ қўшилувчилардан ихтиёрий бирининг йўналишини аниқлаш билан ишонч ҳосил қилиш мумкин. Хусусан,

$$d\vec{F}_{1'3} = \frac{I_1 I_3}{c^2 R_{1'3}^3} [d\vec{l}_3 [d\vec{l}_1, \vec{R}_{1'3}]] \quad (12.23)$$

куч \vec{i} бирлик векторга тескари йўналади. Ҳақиқатан ҳам,

$$d\vec{l}_1 = \vec{j} dl_1; \quad \vec{R}_{1'3} = \vec{i} |(\vec{R}_{1'3})_x| - \vec{j} |(\vec{R}_{1'3})_y|$$

эканини назарда тутсак,

$$\begin{aligned} d\vec{F}_{1'3} &= \frac{I_1 I_3}{c^2 R_{1'3}^3} [-\vec{j} dl_3] - \vec{j} dl_1, \quad (\vec{i} |(\vec{R}_{1'3})_x| - \\ &-\vec{j} |(\vec{R}_{1'3})_y|) = \frac{I_1 I_3}{c^2 R_{1'3}^3} [-\vec{j} dl_3, \vec{k} dl_1 |(\vec{R}_{1'3})_x|] = \\ &= -\vec{i} \frac{I_1 I_3}{c^2 R_{1'3}^3} |(\vec{R}_{1'3})_x| dl_1 dl_3 = -\vec{i} dF_{1'3}. \end{aligned}$$

Демак,

$$d\vec{F}_{1'3} = -\vec{i} dF_{1'3}; \quad dF_{1'3} = \frac{I_1 I_3}{c^2 R_{1'3}^3} |(\vec{R}_{1'3})_x| dl_1 dl_3. \quad (12.24)$$

Худди шундай йўл билан

$$\begin{aligned} d\vec{F}_{1'5} &= -\vec{i} dF_{1'5}, \quad d\vec{F}_{6'3} = -\vec{i} dF_{6'3}, \\ d\vec{F}_{6'5} &= -\vec{i} dF_{6'5} \end{aligned} \quad (12.25)$$

бўлишини ҳам аниқлаш мумкин.

Шундай қилиб, I_1 , I_6 тоқларнинг магнит майдонлари туғри бурчакли занжирга

$$d\vec{F}' = -\vec{i} (dF_{1'3} + dF_{1'5} + dF_{6'3} + dF_{6'5}) \quad (12.26)$$

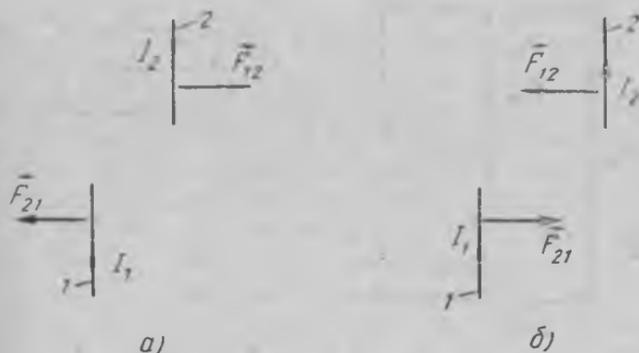
куч билан таъсир этиб, унинг ҳаракатини бироз тормозлайди. Конструкциянинг симметриклиги туфайли тормозловчи кучнинг қўшилувчилари унга айлантирувчи таъсир ўтказмайди.

ИЛОВА

I. Ток занжири айрим параллел қисмларининг мувозанатлашмаган магнит ўзаро таъсир жуфт кучлари ҳақида

Параллел тўғри чизиқ буйлаб \vec{v}_1 ва \vec{v}_2 тезлик билан ҳаракатланувчи e_1 ва e_2 зарядли заррачаларнинг (6.1) магнит ўзаро таъсир кучлари $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ тенгликни қаноатлантиради. Аммо кучларнинг ҳар бири ўзи таъсир этаётган заррачанинг тезлигига перпендикулярлиги сабабли \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} векторлар ҳар иккала заррачадан ўтувчи бир тўғри чизиқда ётмайди (улар бир-бирига жуда яқин жойлашиб ҳаракатланадиган ҳолдан ташқари). Бундай кучлар 70-а, б расмларда кўрсатилган. Улар бир тўғри чизиқда ётмаганлиги сабабли механиканинг III аксиомасини тўлиқ қаноатлантирмайди.

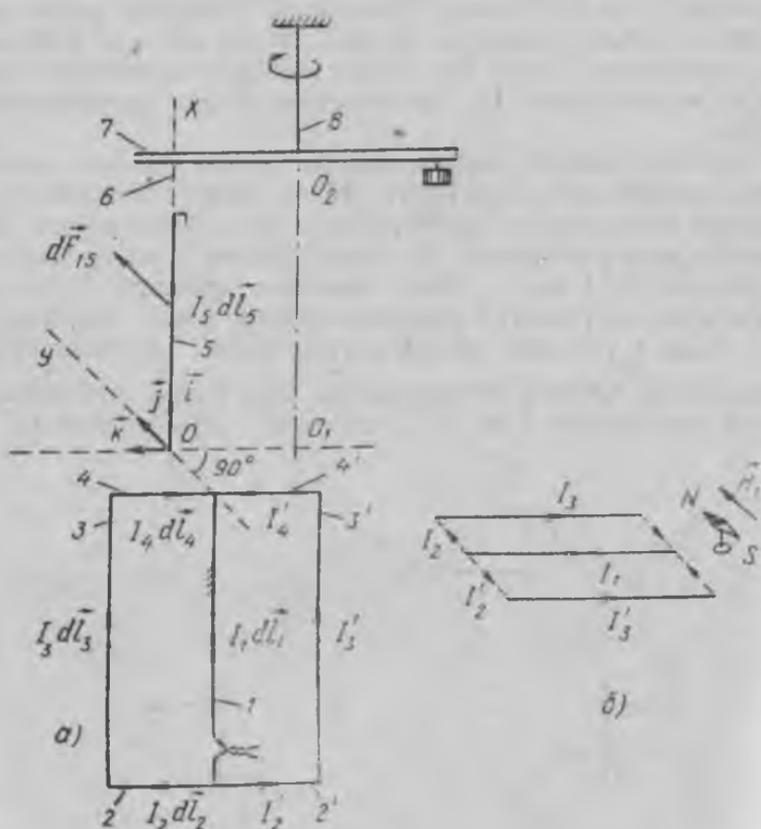
Бу ерда иккита заррачаларнинг ўзаро таъсири ҳақида айтилганларни (6.6) қонуният бўйича ўзаро таъсирлашувчи иккита параллел ёки антипараллел ток элементларига нисбатан қайтариш мумкин. Бу қонун бўйича I_1 ва I_2 ток занжирларининг 1 ва 2 тўғри параллел қисмлари 115-а, б расмларда келтирилган схемалар бўйича ўзаро таъсирлашади. Агар 1 ўтказгич маҳкамланган бўлиб, 2 ўтказгич ҳаракатланса, ҳаракат йўналиши \vec{F}_{12} куч билан аниқланади. Агар ҳар иккала 1 ва 2 ўтказгичлар ҳаракатланувчан ва



115- расм

бир-бирига маҳкам бириктирилган бўлса, \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} кучлар айлантирувчи жуфт куч ҳосил қилади.

Бундай жараёнларда электромагнит парадокс (III аксиоманинг бажарилмаслиги) ёрқин намоён бўлади. Аммо (6.6.) қонуниятдан келиб чиқадиган бундай натижаларни экспериментал текшириш қатор қийинчиликлар билан боғлиқ. Қуйидаги тажрибаларни амалга оширишда биз бу қийинчиликларни енгишга муваффақ бўлдик. Бу ҳолда ҳам 9.10-расмларда тасвирланган қурилмани фойдаланамиз (тафсилотлари 2-§ да ёритилган). Қурилмани ўзаро силжитилган иккита столча устига кўприкча сифатида қўйилган юқа тахта устига ўрнатамиз. Уzunлиги 30 см (ёки узунроқ) ҳаракатланувчи 5 вертикал ўтказгичдан I_5 ток оқади (116-а



116- расм

расм). У 6 ип ёрдамида 7 мувозанаглашган ричагга осилган; ричаг ўз навбатида 8 ип ёрдамида штативга осилган. 5 ўтказгич яқинига $I_1=2I$, $I_2=I_3=I_4=I_2=I'_3=I'_4=I$ токли қисмлари бўлган тўғри бурчакли қўш сим рамка жойлаштирилган.

Қўш рамка томонлари 1, 2, 3, 4 ва 1, 2', 3', 4' бўлган иккита оддий тўғри бурчакли занжирларнинг бириктирилишидан иборат. Уларнинг ҳар биридаги ўрамлар сони 50, ўрамлар симининг диаметри 0,8 мм, томонларининг узунликлари 40 ва 20 см; бу оддий тўғри бурчакли занжирлардан бирининг ўрамлари соат стрелкаси ҳаракати бўйича, иккинчисиники — соат стрелкаси ҳаракатиға тескари йўналишда ўралган. Қўш рамканинг 1 қисми симларидан бири узилиб, шу жойда манбадан келувчи шнурнинг симлари ўрамга кетма-кет уланган. Вертикал 5 ўтказгич ҳам қўш рамка занжирига кетма-кет уланади. 2, 2' ва 4, 4' ўтказгичлар 7 ричагга параллел; 1 ва 5 ўтказгичлар ҳам ўзаро параллел ва ричагга перпендикуляр бўлган текисликда ётади, I_1 токнинг I_5 токка электродинамик таъсири максимал бўлиши учун ана шундай қилинади.

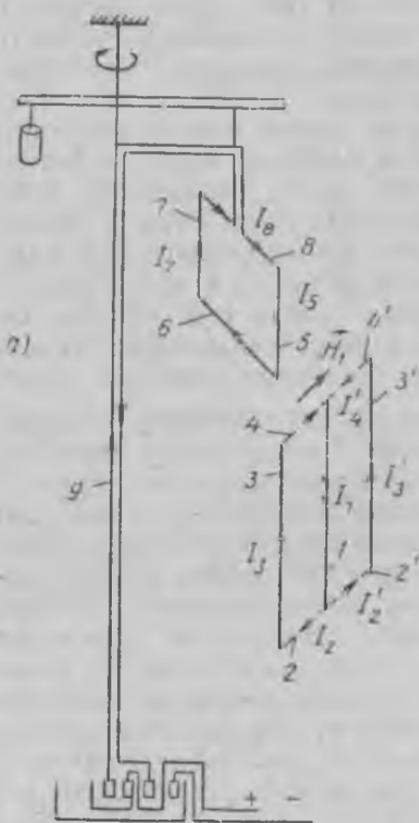
Тажрибани ўтказишда қўш рамка магнит майдонининг ўзига ҳослиги эътиборга олиниши керак, албатта. I_2 , I'_2 тоklarнинг (шунингдек, I_4 , I'_4 тоklarнинг ҳам) йўналишлари қарама-қарши бўлганлиги учун бу тоklar натижалли магнит майдонининг кучланганлиги қўш рамка текислигига перпендикуляр равишда 1 чизиқ орқали ўтувчи текислик нуқталарида нолга тенг бўлади. Бу нуқталарда фақат I_1 , I_3 , I'_3 тоklar майдонининг таъсирини кузатилиши мумкин, шу билан бирга энг яқин жойлашган I_1 ток майдони \vec{H}_1 нинг таъсири устунроқ бўлади. Бунга кичкина компас стрелкасининг хатти-ҳаракатиға қараб ишонч ҳосил қилиш мумкин, стрелка магнит моментининг йўналиши натижалли магнит майдон кучланганлигининг йўналишини кўрсатади. Горизонтал токли рамканинг устиға ёки остиға, 3 ва 3' чизиқлардан тенг масофаларға жойлаштирилган стрелка I_1 ток магнит майдонининг йўналишини кўрсатади (116-б расм). Яна 116-а расмға қайтамыз. I_5 токка учта I_1 , I_3 , I'_3 тоklarнинг майдони ҳаракатлаштирувчи таъсир этади. Асосий таъсирни I_1 ток майдони қилади. 5 ўтказгич ҳаракатға келади: I_5 ток антипараллел I_1 ток тамонидан итарилади, параллел I_3 ток тамонидан эса тортилади. Муҳими шундаки, I_3 ва I'_3 тоklar намоиш қилинадиган асосий жараёнға ёрдам бермайди,

балки унинг юз беришига бироз тўсқинлик қилади, 5 ўтказгич ҳаракатини бироз тормозлайди. Бунинг сабаби I_3, I'_3 тоқларнинг I_5 тоқдан олисаллиги ва тўлиқ F_{35} ва F'_{35} кучлар эмас, балки фақат уларнинг ҳаракат траекториясига уринма ташкил этувчиларигина тормозловчи таъсир қилишидир. Тажриба ҳам доимий, ҳам ўзгарувчан тоқларда бажарилиши мумкин ($I=5\div 6$ А).

Ҳисоблашлар (6.6) формула бўйича, $d\vec{l}_1 = -i d\vec{l}_1, d\vec{l}_5 = i_5 d\vec{l}_5, R_{15} = i(x_5 - x_1) + j(y_5 - y_1) + k(z_5 - z_1)$ эканини эътиборга олган ҳолда бажарилади:

$$d\vec{F}_{15} = \frac{i_1 i_5}{c^2 R_{15}^3} [d\vec{l}_5 [d\vec{l}_1 R_{15}]] = \vec{j} dF_{15}. \quad (1.1)$$

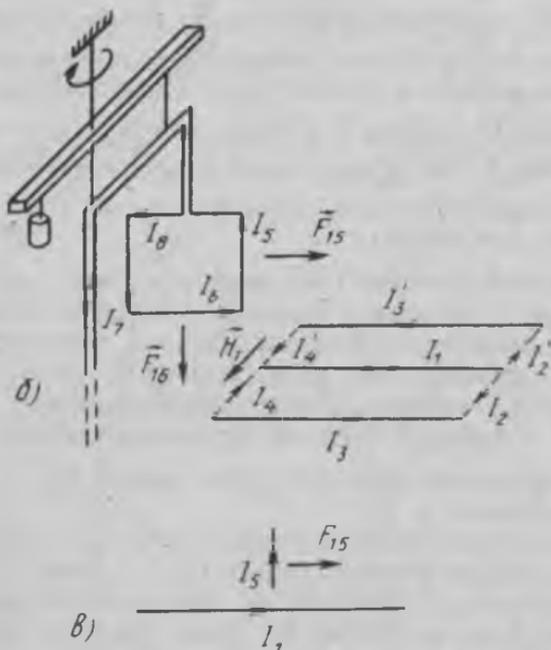
$$\vec{F}_{15} = \frac{i_1 i_5}{c^2} \int_{L_1}^c \int_{L_1}^c \frac{[d\vec{l}_5 [d\vec{l}_1 R_{15}]]}{R_{15}^3} = \vec{j} F_{15}. \quad (1.2)$$



Бу ерда

$$d\vec{F}_{15} = |d\vec{F}_{15}|, F_{15} = |F_{15}|.$$

Бошқа бир эксперимент ҳам бажарилган. Ҳаракатланувчи ричагга диаметри 0,8 мм бўлган симнинг 20 ўрамидан иборат тўғри бурчакли рамка осилган. Рамка томонларининг узунлиги 15 см дан. Унга ток манбадан учларида мис цилиндрча ва пластинкалардан иборат электродлари бўлган 9 узун вертикал бифиляр ёрдамида келтирилади (117-а расм). Электродлар иккита (марказий ва ташқи) косачалардаги мис купороси эритмасига туширилган. Косачаларда қўзғалмас элект-



117- расм

тродлар — пластинкалар бор, улардан ток манбаини улаш учун ташқарига йўл очилган. Рамка текислиги ҳаракатланувчи ричагга перпендикуляр. Рамкадаги I_5 , I_7 тоқлар вертикал бўйича I_6 , I_8 тоқлар эса, горизонтал бўйича оқади. Иккинчи тўғри бурчакли тоқ занжири сифатида олдинги тажрибадаги қўш рамканинг ўзи олинади. У қўзғалмас. Иккала рамкаларнинг текисликлари ўзаро перпендикуляр, уларнинг 1, 3, 3' ва 5 томонлари параллел ва 1 чизиқ осилган рамка ётувчи текислик билан устма-уст тушади. Пунктирлар билан майдонлари ҳаракатланувчи рамка текислиги нуқталарида бир-бирини сўндирувчи I_2 ва I_2' тоқларнинг чизиқлари белгиланган. Юқорида айтилганлар I_4 ва I_4' тоқларнинг чизиқларига ҳам тегишли.

Иккала рамка доимий ёки ўзгарувчан тоқ занжирига кетма-кет уланади. Занжирлардаги тоқ кучи $I = I \div 5 \text{ A}$ га етганда ҳаракатланувчи рамка тинч ҳолатдан чиқиб, қўш рамка томон кўчади. Бунга сабаб I_1 токнинг унга параллел бўлган I_5 токка таъсиридир. Қўзғалмас рамкага I_5 , I_6 тоқлар энг яқин жойлашган. Аммо I_1 токнинг \vec{H}_1 магнит майдони I_6 токка вертикал равишда пастга томон таъ-

сир этади ва кузатилган вертикал ўқ атрофидаги айланишда бу акс этмайди. Кичик магнит стрелкаси ёрдамида \vec{H}_1 майдон аниқланиши мумкин. Био—Савар қонуни бўйича ҳисоблаш ҳам \vec{H}_1 майдон учун тажрибадаги каби натижани беради. I_3 ва I'_3 тоқларнинг майдони кузатилаётган ҳаракат жараёнига бироз тўсқинлик қилади, муҳими улэр бу ҳаракатни юзага келтирмайди.

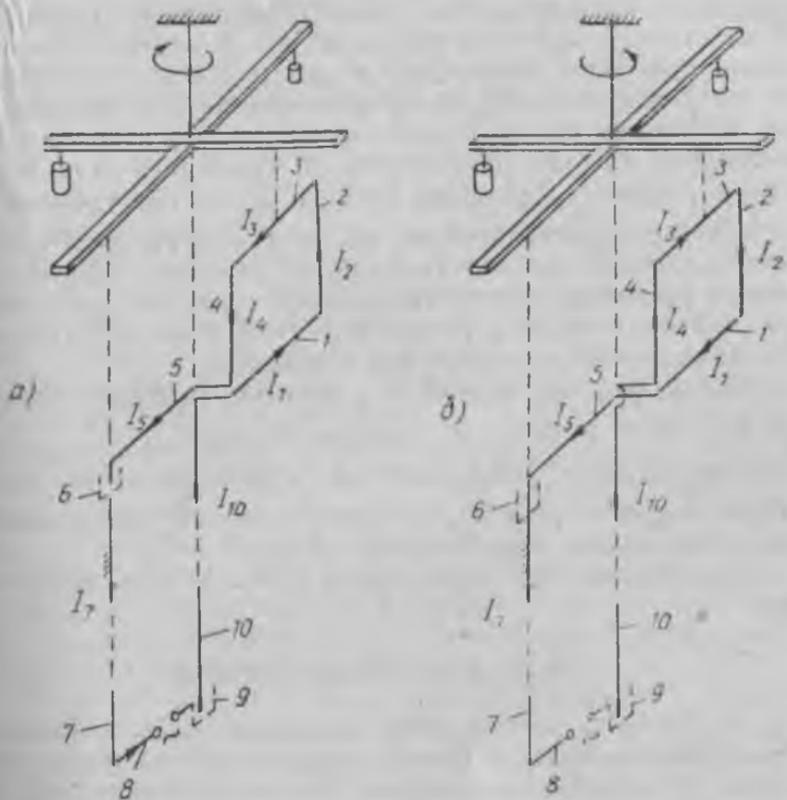
F_{17} куч ҳам кузатилаётган жараёнга бироз халақит беради. I_1 ёки I_5 тоқлардан бирининг йўналиши ўзгартирилса, қўзғалувчи рамканинг қўзғалмас рамкага тортилиши итарилиш билан алмашади. Бу ҳолда ҳам (1.1) ва (1.2) ҳисоблашларнинг натижалари ўз аҳамиятини сақлайди.

Агар I ўтказгич b ўтказгич ўртасининг остига жойлаштирилса, юқоридаги ҳаракатланувчи рамка F_{15} , F_{17} кучлар таъсирида кўчади.

Бу асбоб ўзаро перпендикуляр тоқларнинг ўзаро таъсирини ҳам кузатишга имкон беради (117-б расм). Қўш рамканинг горизонтал ҳолатида I_1 ток магнит майдонининг унга перпендикуляр бўлган I_5 токка таъсирини туфайли ҳаракатланувчи рамка силжийди. Илгаригидек, магнит майдонлари ҳаракатланувчи рамка текислиги нуқталарида сўнувчи I_2 ва I'_2 тоқларнинг чизиқлари пунктир билан кўрсатилди. I_4 , I'_4 тоқларнинг чизиқлари ҳам шу сабабга кўра пунктир билан белгиланган. Ҳаракатланувчи рамкага I_1 , I_3 , I_3 тоқлар томонидан бўлган таъсирлар ичида бу гал ҳам I_1 ток майдонининг таъсирини энг кучли булар экан. Бу майдонда ҳаракатланувчи рамканинг қўзғалмас қўш рамкага энг яқин 5 ва 6 ўтказгичларига F_{15} ва F_{16} кучлар таъсир этади. Улардан биринчиси рамкани вертикал ўқ атрофида бурилишга мажбур этади, иккинчиси эса фақат ҳаракатланувчи системани қиялатишга интилади ва у мувозанатлаштирилиши мумкин.

Агар I_1 токнинг йўналиши тескарисига ўзгартирилса, рамка ҳаракатининг йўналиши ҳам тескарисига ўзгаради. Бу 117-в расмда тасвирланган ҳолда F_{15} куч қандай бўлиши ҳақида маълум хулосага келишга имкон беради. Ток доимий ва ўзгарувчан бўлиши мумкин ($I = 1 \div 5$ А).

Юқорида баён этилган тажрибалар асосида берк ток занжирлари билан иш кўрилганда ҳам мос боғланишлар қуйиб, (6.6) формула билан аниқланадиган куч-



118- расм

ларнинг Ньютонча бўлмаган таъсирини кўриш мумкинлигига ишонч ҳосил қиламиз; ҳатто, кучларни кўпчилик томонидан тан олинган (6.5) формула билан аниқланишининг бир ўзи ҳам электромагнит парадоксининг намоён бўлишига ишонч ҳосил қилиш учун етарли.

Навбатдаги 118-а расмда бир-бирига бириктирилган томонлари 1, 2, 3, 4 бўлган кўп ўрамли рамка ва 5 радиал ўтказгичнинг узлуксиз айланишларини намоён қиладиган экспериментнинг схемаси кўрсатилган. Улар ҳаракатланувчи крестовинага осилган. Рамка вертикал текисликка жойлашган. Радиал ўтказгич — горизонтал. Рамка томонларининг ва радиал ўтказгичнинг узунлиги 15 см дан ҳаракатланувчи системага ток узунлиги 50 см бўлган 10 вертикал ўтказгич орқали келади ва 7 вертикал ўтказгич орқали кетади. 10 ўтказгичнинг пастки учига цилиндрча шаклидаги мис

электрод кавшарланган, у CuSO_4 эритмаси қуйилган 9 пластмасса косачага туширилади; 5 радиал ўтказгич учиди ҳам мис пластинка — электрод бор, у 6 пластмасса нов ҳалқадаги электролит эритмасига туширилади. Косача ва нов ҳалқадаги қўзғалмас электродлардан тортилган симлар занжирнинг 8 қисмидаги ток манбаига уланади. Занжирга $I=5\div 6$ А ли ток уланганда асбобнинг ҳаракатланувчи қисми \vec{F}_{15} ва \vec{F}_{51} электродинамик кучлар жуфти таъсирида айланади. Вертикал токли ўтказгичларнинг горизонтал токларга таъсири вертикал бўйича йўналгани учун улар кузатилган айланишларнинг сабаби бўла олмайди.

Шунингдек I_{10} токнинг 2, 4 вертикал қисмларга таъсири ҳам бунга сабаб бўла олмайди, чунки $\vec{F}_{10,2}$, $\vec{F}_{10,4}$ кучларнинг айланиш ўқиға нисбатан моментлари нолға тенг. Фақат \vec{F}_{54} куч \vec{F}_{15} ва \vec{F}_{51} кучлар томонидан ҳосил қилинган айланишларға бироз ҳалақит беради.

Тажрибанинг яна бир варианты 118-б расмда кўрсатилди.

II. Ж. К. МАКСВЕЛЛ ҲАҚМИДИ?

1. Фаннинг ривожланиши жараёнида табиат ҳақидаги билимларимиз кенгайиб боради, илгари ягона ва бирдан-бир тўғри деб ҳисобланган қонуниятлар кейинчалик умумийроқ қонуниятларнинг хусусий ҳоли бўлиб қолади. Ток элементларининг магнит ўзаро таъсирини характерлаш учун Ампер томонидан таклиф қилинган машҳур формуланинг тақдири ҳам ана шундай бўлди. Замонавий белгилашларда у қуйидагича ёзилади [1,36]:

$$d\vec{F}_{12}^A = \frac{I_1 I_2}{c^2} \left\{ \frac{3(d\vec{l}_1 \vec{R}_{12})(d\vec{l}_2 \vec{R}_{12})}{R_{12}^5} - \frac{2(d\vec{l}_1 d\vec{l}_2)}{R_{12}^3} \right\} \vec{R}_{12}. \quad (II.1)$$

Ампер ўзининг «Электродинамик кучлар назарияси» номли асарида фақат тажрибадан келиб чиқиб, шундай ёзади: «Мен ўтказгич ва магнитнинг бир-бирига таъсири вақтида кузатиладиган ҳодисаларни, шунингдек бошқа электродинамик ҳодисаларни ҳам электр токларининг иккита элементлари орасидаги ўзаро таъсирға келтирдим, бунда миқдор жиҳатдан тенг ва ток элементларини бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйлаб қарама-қарши йўналган иккита куч ҳосил бўлади. Та-

биатда учрайдиган барча кучларни характерловчи асо- сий хусусият шу тарзда тасдиқланади».

Шундай қилиб, (II. I) формулани келтириб чиқа- ришда барча ток элементлари ва ток занжирлари учун

$$d\vec{F}_{21}^A = -d\vec{F}_{12}^A; \quad d\vec{F}_{21} = d\vec{F}_{12}^A \quad (\text{II.2})$$

муносабатлар сўзсиз бажарилади ва шу билан бирга куч векторлари ўзаро таъсирлашаётган ток элемент- ларини бирлаштирувчи тўғри чизиқда ётади деб ҳисоб- ланади. Утмишда олимлар Ампернинг бу ишига алоҳи- да эътибор қаратишган, ҳозирда ҳам унга муаммони ҳал қилишнинг намунаси сифатида қарашади.

Ампернинг бу ишлари эълон қилинганидан кейин 50 йил утгач, электромагнетизм ҳақидаги таълимот- нинг атоқли арбоби Ж. К. Максвелл ўзининг «Электр ва магнетизм ҳақида трактат» номли фундаментал аса- риди Ампернинг бу назариясини шундай таърифлайди: «... у мукамал шаклга, бенуқсон аниқликка эга, ҳам- ма нарса битта формулада мужассамлашган, ундап барча ҳодисалар келтириб чиқарилиши мумкин, шунинг учун у электродинамиканинг фундаментал формуласи сифатида абадий қолиши керак» (17, 24).

Максвеллнинг бу фикри электротехника бўйича адабиётда ҳозир ҳам сақланиб келмоқда. Б. Хэгнинг «Электромагнит ҳисоблашларида» қуйидаги жумлалар- ни ўқиш мумкин: Барча ... фаразлардан Ампер танлага- ни энг яхши, чунки у ток элементларига таъсир этувчи кучларни сон жиҳатдан тенг ва элементларни бирлаш- тирувчи тўғри чизиқ бўйлаб қарама-қарши томонга йўналган бўлишини таъминлайди, шунинг учун у энг оқилона фараз» [39]. Р. А. Триккернинг ва бошқа муаллифларнинг ишларида ҳам юқорида айтилганлар- нинг етарли асосга эга эканлиги ҳақидаги фикрларни учратиш мумкин [4, 13].

Ҳисоблаш воситаси сифатида (II.1) формуладан кўпдан бери фойдаланишмайди, аммо кўпчилик олим- лар унинг ғоявий мазмунини етарли пишиқ деб ҳисоб- лашади.

Ҳозирги вақтда токларнинг ўзаро таъсир кучларини ҳи- соблаш учун

$$d\vec{H} = \frac{I}{cR^3} [d\vec{l} \vec{R}]. \quad (\text{II.3})$$

Био — Савар қонуни ва магнит майдоннинг ток элементига таъсир қонуни

$$d\vec{F} = \frac{I}{c} [d\vec{l} \vec{H}] \quad (II.4)$$

дан фойдаланишади. (II.3) ни (II.4) га қўйиб, ток элементларининг ўзаро таъсири учун

$$d\vec{F}_{12}^r = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}] \quad (II.5)$$

Грассман формуласи топилади. Сўнгги ифодани

$$d\vec{F}_{12}^r = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} \left\{ d\vec{l}_1 (d\vec{l}_2 \vec{R}_{12}) - \vec{R}_{12} (d\vec{l}_1 d\vec{l}_2) \right\} \quad (II.5a)$$

кўринишда ҳам ёзишади. (II.1) ва (II.5) формуларнинг аниқлиги тўғрисида ҳар хил фикрлар айтилгани сабабли, аввало уларнинг асосида ётувчи (II.3) ва (II.4) қонуниятларнинг экспериментал ва назарий асосланишига тўхталиб ўтишимиз зарур.

Ток элементи магнит майдони учун ёзилган (II.3) Био — Савар қонуни ток занжири майдонида магнит стрелкасининг бурилишларини кузатиш асосида келтириб чиқарилган. Бу ҳолда таъсир ётувчи кучларнинг моментини ўлчаш етарли бўлган. Берк занжирлар билан ўтказилган экспериментларгина бир қийматли натижа беради. Аммо дифференциал ифодалаш бир қийматли эмас. Ҳар қандай берк ток занжири майдонини ҳисоблашда бир хил натижа берадиган ҳар хил дифференциал ифодалар қабул қилиниши мумкин. Мумкин бўлган ифодаларда фақат биттаси танлаб олинган эди. У ҳар хил қўлланишларда — ток занжирларининг параллел ва кесишувчи қисмлари ўзаро таъсирларини ҳисоблашда, берк бўлмаган чизиқли ўзгарувчан ток занжири (чизиқли вибратор) нурланиш майдонининг кечикувчи потенциалларини аниқлашда ва бошқа кўпгина ҳолларда ўзини оқлади. Токли ўтказгич элементи учун ёзилган Био — Савар қонунидан шу ток элементи ни ҳосил қилувчи заррачалардан ҳар бирининг майдонига тегишли Био — Савар қонунини осонгина келтириб чиқариш мумкин.

Магнит майдоннинг ток элементига таъсирини ифодаловчи (II.4) қонунни асослаш анча енгил. Симдан қилинган ток занжирларида учларида сирпанувчи контактлари бўлган қисмларни ажратилади ва уларга қўшимча ҳосил қилинган магнит майдонлар томонидан бўладиган таъсирлар ўлчанади. Шулар асосида (II.4) формулага келинади. Уни билган ҳолда ток элемен-

тини ҳосил қилувчи зарядли заррачаларнинг ҳар бирига магнит майдони томонидан таъсир этувчи кучни ҳисоблаб топиш қийин эмас. Ҳисоблаш натижасида Лорентц кучининг ифодаси топилади (II.6). Лорентц кучининг таъсири, хусусан, зарядли заррачалар ташқи магнит майдонга қўйилган Вильсон камерасида ҳаракатланганда, ионлар ток занжирига уланган электролит эритмасидаги магнит майдондан ўтганда кузатилиши ва ўлчаниши мумкин

Эслатиб ўтамикки, Био — Савар қонуни ва Лорентц кучининг зарядли заррачага тегишли ифодалари электростатик ҳодисалар (майдонлар ва кучлар) кузатилаётган санок системасидан унга нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракат қилувчи системага махсус нисбийлик назариясининг мос алмаштириш формулалари ёрдамида ўтиш билан ҳам топилиши мумкин. Бунда майдон кучланганликлари ва кучлар учун суперпозиция принципи ўринли бўлади.

Нисбийлик назариясидан келиб чиқадиган хулосалар тажрибаларда тасдиқланган. Улар массанинг тезликка боғлиқлиги ёки масса билан энергия орасидаги $E = mc^2$ боғланиш каби муҳим натижаларга ҳам олиб келади. Биз учун айниқса Лорентц кучининг ифодаси ва унга боғлиқ бўлган (II.4) қонуният муҳим аҳамиятга эга. Бу ифода бўйича магнит майдонда ҳаракатланаётган зарядли заррачага таъсир этувчи куч ҳамма вақт унинг тезлигига перпендикуляр равишда йўналган. Хусусан, иккита ҳаракатланувчи зарядли заррачаларнинг магнит ўзаро таъсири вақтида ҳар иккала заррачага қўйилган кучлар мос тезликларга перпендикуляр бўлиб, механиканинг III аксиомасига зид ўлароқ заррачалардан ўтувчи бир тўғри чизиқда ётмаслиги мумкин. Ҳозирги кунда ҳаракатланувчи зарядли заррачага электромагнит майдонда

$$\vec{F} = e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{H}] \right) \quad (\text{II } 6)$$

Лорентц кучи, магнит майдонида эса,

$$\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}] \quad (\text{II.6a})$$

куч таъсир этишига ҳеч қандай шубҳа йўқ.

(II.6) формулалар тажрибаларда синчиклаб текширилган, фан ва техниканинг турли соҳаларида қўлланилмоқда. Уларни экспериментал ва назарий физика,

электроника, электротехника, радиотехника бўйича ёзилган адабиётда, классик ва релятивистик электродинамикага бағишланган асарларда учратамиз. Улардан масс-спектрографларни, электрон микроскопларни, «СВЧ» қурилмаларини, тезлатгичларни лойиҳалаштиришда ва бошқа ҳолларда кенг фойдаланилади.

А. Зоммерфельд Лорентц кучининг бу ифодаси ҳақида шундай ёзади: «Лорентц бу куч (аниқроғи куч зичлиги) ифодасини ёзиш билан ҳаракатланувчи зарядга таъсир этувчи пондерамотор кучлар ҳақидаги, эски назарияларга асосланган, самарасиз мунозараларга чек қўйди. Бу тенглама ҳаддан ташқари содда бўлишига қарамасдан, ихтиёрий электромагнит майдон таъсирида юзага келувчи тўлиқ кучни ифодалайди. Виннинг водороднинг канал нурлари билан ўтказган тажрибаси уни бевосита тасдиқлайди. Штарк электр майдонида тезлаштирилган канал нурларида Допплер эффектини аниқлагандан сўнг, Вин электр майдон ўрнига мос магнит майдон билан таъсир этиб, яна шу эффектни олишга муваффақ бўлди...» [II]:

И. Е. Тамм таъкидлайди: «Эркин электронларнинг (масалан, катод нурларини ҳосил қилувчи) ҳаракатларини ўрганиш натижалари $\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}]$ формуланинг тўғрилигини ва уни ихтиёрий (доимий ёки ўзгарувчан) \vec{H} магнит майдонда \vec{v} тезлик билан ҳаракатланувчи (нуқтавий) электр зарядларига татбиқ этиш мумкинлигини тасдиқлайди. Агар (нуқтавий) зарядга \vec{E} электр майдонда таъсир этувчи куч ҳам ҳисобга олинса, у ҳолда ихтиёрий электромагнит майдонда e зарядга таъсир этувчи умумий куч

$$\vec{F} = e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{H}] \right)$$

формула билан ифодаланади» [36].

В. Паули Лорентц кучини ифодалашнинг қуйидаги муҳим хусусиятига эътиборни жалб этади: «Релятивистик механикада ихтиёрий ҳаракатланувчи зарядга таъсир этувчи куч учун

$$\vec{K} = e \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{u} \vec{H}] \right\}$$

Лорентцча ифоданинг қабул қилиниши энг табиий ва мақсадга мувофиқ; куч шундай аниқлангандагина унга берк система учун доимий қоладиган импульсдан вақт

бўйича олинган ҳосила сифатида қараш мумкин бўлар экан» [29].

Энди (II.1) Ампер ва (II.5) Грассман формулаларини таққослашга ўтамиз. Уқувчилар ва мутахассислар учун ёзилган қўлланмаларда қуйидагича тушунтиришади: (II.1) Ампер ва (II.5) Грассман формулалари тенг қийматли; бу ифодалар сиртдан қаралганда ҳар хилдай туюлса-да, улар орасидаги фарқ аҳамиятсиз ва (II.1) формуланинг физик маъносига — механика III аксиомасининг бажарилишига таъсир этмайди. Бундай тушунтириш — аънанани ҳурматлашдан иборат. У электродинамика ривожининг бошланишида, барча кучлар электростатик ва гравитацион кучлар каби марказий бўлиши ва механика III қонунига бўйсунishi керак деб ҳисобланган даврларда табиий эди. Аммо давримиз фани нуқтаи назаридан унда айрим камчиликлар ички қарама-қаршиликлар ва шубҳасиз тўғри деб ҳисобланган айрим қонунларга мос келмаслик сезилади. Айтилган камчиликларни батафсилроқ қараб чиқамиз.

2. Энди (II.1), (II.2) ва (II.5) формулалардан келиб чиқадиган хулосалардаги муҳим фарқларни кўрсатамиз. (II.1) Ампер формуласининг мазмунини ўзгартирмаган ҳолда уни қуйидаги кўринишларда ёзиш мумкин:

$$d\vec{F}_{12}^A = \frac{I_1 I_2}{c^2} \left\{ \frac{|d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]|}{R_{12}^3} + d_Q \left(\frac{\vec{R}_{12} (d\vec{l}_2 \vec{R}_{12})}{R_{12}^3} \right) \right\}, \quad (\text{II.1 a})$$

$$d\vec{F}_{12}^A = \frac{I_1 I_2}{c^2} \left\{ \frac{|d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]|}{R_{12}^3} + \frac{\partial}{\partial l_1} \left(\frac{\vec{R}_{12} (d\vec{l}_2 \vec{R}_{12})}{R_{12}^3} \right) dl_1 \right\}. \quad (\text{II.1 б})$$

Бу ерда

$$\vec{R}_{12} = \vec{R}_{12} \vec{R}_{12}^\circ = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \vec{R}_{12}^\circ,$$

бу вектор Q бошланишининг x_1, y_1, z_1 координаталари — ўзгарувчи, унинг \mathcal{P} охири координаталари x_2, y_2, z_2 ва $d\vec{l}_2$ вектор доимий ҳисобланади.

Юқоридаги (II.1 a) ифодани тўлиқ ёйиб,

$$d\vec{F}_{12}^A = \frac{I_1 I_2}{c^2} \left\{ \frac{dl_1 (\vec{R}_{12} d\vec{l}_2)}{R_{12}^3} - \frac{\vec{R}_{12} (d\vec{l}_1 d\vec{l}_2)}{R_{12}^3} - \right.$$

$$\left. \begin{aligned} & - \frac{d\vec{l}_1(\vec{R}_{12}d\vec{l}_2)}{R_{12}^3} - \frac{\vec{R}_{12}(d\vec{l}_1d\vec{l}_2)}{R_{12}^3} + \vec{R}_{12}(\vec{R}_{12}d\vec{l}_2) \frac{3(\vec{R}_{12}d\vec{l}_1)}{R_{12}^5} \end{aligned} \right\} \text{(II.1в)}$$

кўринишда ҳам ёзиш мумкин. (II.1 в) нинг биринчи қаторида Грассман формуласи ифодаланган, иккинчи қаторда эса $d_Q(\vec{R}_{12}(d\vec{l}_2\vec{R}_{12})R_{12}^{-3})$ тўлиқ дифференциалдаги барча кўпайтувчилардан ҳосилалар олиш натижаси ёзилган. Қўраминизки, (II.1) ва (II.1 в) лар бир хил, демак, (II.1 ва (II.1 а) лар ҳам айнан бир хил экан.

Бутун L_1 берк ток занжири томонидан иккинчи занжирнинг ҳар қандай I_2dl_2 элементига (II.1а) ва (II.5) формулалар бўйича ҳисобланган таъсир кучлари бир хил ва

$$d\vec{F}^A(\mathcal{L}_1, dl_2) = d\vec{F}^T(\mathcal{L}_1, dl_2) = \frac{I_1 I_2}{c^2} \int_{L_1} \frac{[d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]]}{R_{12}^3} \quad \text{(II.7)}$$

га тенг.

Бу натижани қуйндагича ёзиб оламиз:

$$d\vec{F}_A(\mathcal{L}_1, dl_2) = \frac{I_2}{c} [d\vec{l}_2 \vec{H}_1(\mathcal{P})]. \quad \text{(II.7 а)}$$

Бу ердаги $\vec{H}_1(\mathcal{P}) = I_1$ ток магнит майдонининг \mathcal{P} нуқтадаги Био — Савар қонуни бўйича аниқланган йиғинди кучланганлиги:

$$\vec{H}_1(\mathcal{P}) = \frac{I_1}{c} \oint_{L_1} \frac{[d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]}{R_{12}^3} \quad \text{(II.8)}$$

(II.7) формулалардаги $d\vec{F}^A$ нинг индекслари ўрнига ўзаро таъсирлашувчи объектларнинг \mathcal{L}_1 ва $d\vec{l}_2$ белгилари қавс ичига ёзилди. $I_2 d\vec{l}_2$ ток элементининг бутун L_1 берк ток занжирига тескари таъсири (II.2) шартга кўра

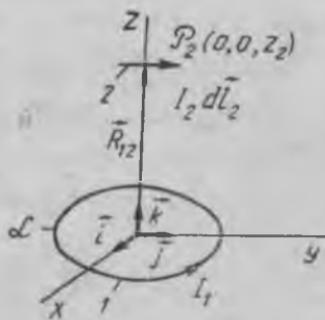
$$\begin{aligned} d\vec{F}_A(d\vec{l}_2, \mathcal{L}_1) &= -d\vec{F}^A(L_1, d\vec{l}_2) = -\frac{I_1 I_2}{c^2} \oint_{L_1} \frac{[d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]]}{R_{12}^3} = \\ &= -\frac{I_1 I_2}{c^2} \left[d\vec{l}_2 \oint_{L_1} \frac{[d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]}{R_{12}^3} \right] = -\frac{I_2}{c} [d\vec{l}_2 \vec{H}_1] \quad \text{(II.9)} \end{aligned}$$

га тенг бўлади ($R_{21} = R_{12}$). Бу мисолдаги $d\vec{F}^A(d\vec{l}_2, \mathcal{L}_1)$ ифода Ампер назарияси бўйича тўлиқ аниқланган, чунки уни характерловчи барча катталиклар (\vec{H}_1 , $d\vec{l}_2$ ва таъсир этувчи

куч) тажрибада ўлчаниши мумкин. Бу назарияга кўра Ер ва бошқа, нисбатан кичик жисм, масалан, тарози тошининг гравитацион ўзаро таъсирлари таққосланиши мумкин. Тарози тошининг Ерга тортилиш кучи ўлчаниши мумкин. Шундан сўнг, бевосита ўлчаш мумкин бўлмаса ҳам, Ньютон механикасининг III аксиомаси (II.2) га кўра, Ернинг тарози тошига тортилиш кучини ҳам, шубҳасиз, маълум деб ҳисоблашади.

Грассман формуласи бўйича $d\vec{F}(dl_2, \mathcal{L}_1)$ кучни ҳисоблаш (I.9) натижага олиб келмайди. Бундай ҳолларда Ампер ва Грассман формуласи бўйича ҳисобланган катталиклар бир хил бўлмайди. Конкрет мисолларга мурожаат этамиз.

1) I_1 токчи чексиз кичик доиравий ток занжири билан $I_2 dl_2$ ток элементининг ўзаро таъсири. Доиравий занжир xOy текислигига жойлашган ва унинг маркази координаталар боши билан устма-уст тушади (119-расм). dl_2 элемент OZ ўқида ва унга перпендикуляр. I_1 токнинг магнит моменти ва dl_2 элемент қуйидагича ёзилади:



119-расм

$$d\vec{p}_m = \vec{k} \frac{I_1}{c} ds = \vec{k} dp_m, \quad (\text{II.10})$$

$$d\vec{l}_2 = \vec{j} dl_2. \quad (\text{II.11})$$

Доиравий I_1 ток магнит майдонининг $I_2 dl_2$ ток элементи ўртасидаги кучланганлиги (9.24) га кўра

$$d\vec{H}_1 = \frac{3(d\vec{p}_m \vec{R}_{12}) \vec{R}_{12}}{R_{12}^5} - \frac{d\vec{p}_m}{R_{12}^3} \quad (\text{II.12})$$

бўлади. Бу майдоннинг $I_2 dl_2$ ток элементига таъсир кучи (II.4) бўйича (Грассман формуласига мос)

$$d\vec{F}_{12} = \frac{I_2}{c} [d\vec{l}_2 d\vec{H}_1] = \frac{I_2}{c} \left[d\vec{l}_2, \frac{3(d\vec{p}_m \vec{R}_{12}) \vec{R}_{12}}{R_{12}^5} - \frac{d\vec{p}_m}{R_{12}^3} \right]$$

$$\left. - \frac{d \vec{p}_m}{R_{12}^3} \right] \quad (II.13)$$

га тенг. Ток элементининг \mathcal{L}_1 ток занжирига таъсир кучи (I.4) формулага (Грассман формуласига) кўра

$$d \vec{F}_{21}^{\Gamma} = \frac{I_2}{c R_{21}^3} \left\{ [d \vec{p}_m d \vec{l}_2] - \frac{3 R_{21} ([d \vec{p}_m d \vec{l}_2] \cdot \vec{R}_{21})}{R_{21}^3} \right\} \quad (II.14)$$

булади.

Топилган (II.13) ва (II.14) формулаларга $d \vec{p}_m$, $d \vec{l}_2$, $\vec{R}_{12} = -\vec{R}_{21} = \vec{k} z_2$ ва $R_{12} = R_{21} = z_2$ ларни қўямиз ((II.10), II.11)):

$$d \vec{F}_{12}^{\Gamma} = \vec{i} \frac{2 I_2 d l_2 d p_m}{c z_2^3}, \quad (II.15)$$

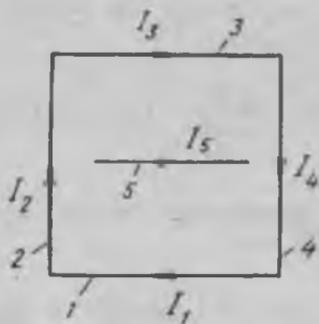
$$d \vec{F}_{21}^{\Gamma} = -\vec{i} \frac{I_2 d l_2 d p_m}{c z_2^3}. \quad (II.16)$$

Доиравий I_1 токнинг берклиги эътиборга олинса, (II.1 а) ва (II.7) муносабатлар бўйича $d \vec{F}_{12}^{\Lambda} = d \vec{F}_{12}^{\Gamma}$ булади, бинобарин, (II.15) ни ҳам эътиборга олсак,

$$d \vec{F}_{12}^{\Lambda} = \vec{i} \frac{2 I_2 d l_2 d p_m}{c z_2^3} \quad (II.17)$$

топилади. Ампер назариясида ишончли бўлган (II.2) муносабатни эътиборга олган ҳолда

$$d \vec{F}_{21}^{\Lambda} = -d \vec{F}_{12}^{\Lambda} = -\vec{i} \frac{2 I_2 d l_2 d p_m}{c z_2^3} \quad (II.18)$$



120-расм

натижани топамиз. (II.18) ни (II.16) билан солиштириб, $I_2 d \vec{l}_2$ ток элементининг I_1 берк токка таъсирини ҳисоблашда (II.1) Ампер формуласи (II.5) Грассман формуласига эквивалент бўлмаслигини кўрамиз ($d \vec{F}_{21}^{\Lambda} \neq d \vec{F}_{21}^{\Gamma}$). Худди шундай ҳол бир ток занжири чекли қисмининг бошқа бир берк ток занжирига таъсири вақтида ҳам кузатилади.

2. Тўғри бурчакли ток занжири ва токли тўғри ўтказгичнинг ўзаро таъсир кучлари. Тўғри бурчакли $1 \div 4$ ток занжирида $I_1 \div I_4$ тоқлар оқади (120-расм). Бошқа 5 тўғри ўтказгичдан I_5 ток оқади. I_1, I_2, I_3, I_4 тоқларнинг I_5 токка таъсир кучларининг Ампер ва Грассман формуллари бўйича ҳисобланган йиғиндилари бир хил ва $\vec{F}_{15}^{\Gamma} + \vec{F}_{25}^{\Gamma} + \vec{F}_{35}^{\Gamma} + \vec{F}_{45}^{\Gamma}$ га тенг (йиғиндидаги барча қўшилувчилар бир томонга йўналган). I_5 токнинг тўғри бурчакли занжирга Ампер формуласи бўйича ҳисобланган акс таъсир кучлари йиғиндиси юқорида айтилган тўғри таъсир кучига сон жиҳатдан тенг, йўналиши бўйича қарама-қарши, яъни $-(\vec{F}_{15}^{\Gamma} + \vec{F}_{25}^{\Gamma} + \vec{F}_{35}^{\Gamma} + \vec{F}_{45}^{\Gamma})$ га тенг. Грассман формуласи бўйича ҳисобланган акс таъсир кучларининг йиғиндиси бошқача, чунончи: $\vec{F}_{52}^{\Gamma} + \vec{F}_{51}^{\Gamma} = 0$ бўлгани сабабли $-(\vec{F}_{15}^{\Gamma} + \vec{F}_{35}^{\Gamma})$ га тенг бўлади.

3. Сирпанувчи ёки эгилувчан контактлари бўлган ток занжирлари қаралганда ва электр аппаратларининг мустаҳкамлиги ҳисобланганда ток занжирлари параллел, ўзаро перпендикуляр ва ҳ. к. чекли қисмларининг таъсири ва ўзаро таъсири муҳим аҳамият касб этади. Тоқ занжирининг тўғри қисми майдонида магнитнинг айланишлари ҳақида тапиришади (магнит соленоидга алмаштирилиши мумкин). Бир-бирига яқин жойлашган токли ўтказгичларнинг тортишиш кучлари, узоқдаги ўтказгичларнинг кучсиз ўзаро таъсирларини ташлаб, ҳисобланади [47, 39]. Буларни амалга ошириш учун кучларнинг, берк занжир бўйича интеграллашда нуқолиб кетадиган ортиқча қўшилувчиларсиз, аниқ нфодалари зарур.

Ток занжири қисмининг бошқа занжир қисмига таъсири (II.1) формула бўйича ҳисоблаш, (II.5) бўйича ҳисоблашга қараганда бошқачароқ натижа беради, чунки берк ток чизиги бўйича интеграллашдан кейин ҳам (II.1а) даги иккинчи қўшилувчи сақланиб қолади. Бунга I_1 ток L_1 занжири тўғри қисмининг I_2 ток занжирининг L_2 параллел қисмига таъсирини ҳисоблаш мисолида ишонч ҳосил қилиш мумкин (121-расм). (II.5) формула бўйича $I_1 d\vec{l}_1$ ток эле-



121 - расм

ментларидан ҳар бирининг майдони ҳар бир $I_2 d\vec{l}_2$ ток элементига, чап қўл қондасига мос ҳолда, ОХ ўқи бўйлаб йўналган куч билан таъсир этади. Аммо (II.1) Ампер формуласи бўйича ҳисобланган куч бошқачароқ бўлар экан. Агар α бурчак 35 градусдан кичик бўлса, $d\vec{l}_1$ ва $d\vec{l}_2$ элементларнинг барча жуфтлари учун $\cos^2 \alpha > \frac{2}{3}$ бўлади, шунинг учун $3 \cos^2 \alpha d\vec{l}_1 d\vec{l}_2 - 2 d\vec{l}_1 d\vec{l}_2 > 0$ ва (II.1) формуладаги катта қавслар орасига жойлашган ифода мусбат бўлади. Бу эса Ампер формуласи бўйича барча $I_1 d\vec{l}_1$ ва $I_2 d\vec{l}_2$ элементлар улардан ўтувчи тўғри чизиқ бўйлаб бир-бирдан итаришишини англатади. Бу ҳолларда (II.4) қонун бажарилмайди ва L_2 ўтказгичга уни L_1 дан итарувчи куч таъсир этади.

(II.1) ва (II.5) формулаларнинг бир-бирдан фарқланиши битта ток занжирининг турли қисмлари орасидаги ўзаро таъсирларда яққол кўринади. Мисол тариқасида ўроқсимон ўтказгич билан ўтказган тажрибамизни келтирамиз (77-расмга қаранг). Таҳлил қилиш яққол бўлиши учун қуйидаги моделдан фойдаланамиз: қўзғалмас улагич сифатида ток ҳажми бўйича тақсимланган ингичка цилиндрик ўтказгич олинади. Маълумки, бундай токнинг магнит майдони фазонинг барча нуқталарида чекли ва ёйларда ток ҳосил қилувчи зарядли заррачаларга таъсир этади.

(II.1) формула бўйича ҳисобланган $d\vec{F}_{ik}^A$ ва $d\vec{F}_{ki}^A$ кучлар Ньютон механикаси III қонунини қаноатлантиради. Улар ток элементларини бирлаштирувчи чизиқ бўйлаб таъсир этади, миқдорлари тенг, йўналишлари қарама-қарши. Асбобнинг қўзғалувчи қисмида оқувчи тоқларнинг ўзаро таъсирлари мувозанатлашади ва сирпанувчи контактлари бўлган ўроқсимон ўтказгични айланишларини юзага келтира олмайди. (II.1) формула бўйича айланишларнинг сабаби фақат қўзғалмас ўтказгичда оқувчи I ток майдонининг таъсири бўлиши мумкин.

Асбобнинг бошланғич ҳолатида 3 ўтказгичга берилган бундай таъсир айланишларни юзага келтирмайди, чунки бу ҳолда ҳар иккала ток бир тўғри чизиқ бўйлаб оқади. Фақат бир имконият — тоқли қўзғалмас ўтказгичнинг 1 ва 2 ёйларни 0 нуқта атрофида айлантириши қолади. Аммо бунинг учун ёйларга бўйлама электродинамик кучлар таъсир этиши керак. Бунда (II.1) формуланинг физик мазмуни билан кучлар учун ёзилган

(II.4) фундаментал қонун орасида зиддият намоён бўлади. Бу қонун бўйича электродинамик кучларнинг бўйлама ташкил этувчилари, умуман, мавжуд эмас. Грассман формуласи ҳаракатнинг сабаби бошқа — 1 ва 2 ёйларда оқувчи тоқлар майдонининг 3 улагичдаги тоққа таъсири эканини кўрсатади.

4. Ҳозирги вақтда *тоқларнинг магнит ўзаро таъсирини тушуниришида* заррачаларнинг ўзаро таъсирини аниқловчи қонуниятларни эътиборга олмаслик мумкин эмас. Ҳар қандай назарияда электродинамик жараёнларни атомистик ва макроскопик ифодалашлар бир-бири билан ва тажриба билан изчил бошланиши керак. Тоқ элементларидан ҳаракатланувчи зарядли заррачаларга ўтилганда (II.1) ва (II.5) формулалар магнит ўзаро таъсирлар учун ҳар хил натижаларга олиб келади. Бундай ўтишни амалга ошириш учун $I d\vec{l} = e d\vec{v} d\vec{l}$ муносабатдан фойдаланилади. (6-§, 1-бандга қаранг.) Энг кичик тоқ элементлари — зарядлари e_1, e_2 , тезликлари \vec{v}_1, \vec{v}_2 бўлган заррачалар жуфти учун Ампер ва Грассман формулалари

$$\vec{F}_{12}^A = \frac{e_1 e_2}{c^2} \{ 3 (\vec{v}_1 \vec{R}_{12}) (\vec{v}_2 \vec{R}_{12}) R_{12}^{-5} - 2 (\vec{v}_1 \vec{v}_2) R_{12}^{-3} \} \vec{R}_{22} \quad (II.19)$$

$$\vec{F}_{12}^F = \frac{e_1 e_2}{c^2} [\vec{v}_2 [\vec{v}_1 \vec{R}_{12}]] R_{12}^{-3} \quad (II.20)$$

кўринишда ёзилади. (II.19) ва (II.20) ифодаларнинг ҳам миқдор, ҳам сифат жиҳатдан фарқлари катта. Улар миқдор жиҳатдан юз фоизга фарқланишлари мумкин. Масалан, иккита бир хил ишорали зарядга эга бўлган заррачалар бир-бирига жуда яқин жойлашган ҳолда параллел тўғри чизиқлар бўйлаб бир йўналиш бўйича ҳаракатланганда

$$F_{12}^A = 2 \frac{e_1 e_2}{c^2} \cdot \frac{v_1 v_2}{R_{12}^2} \quad (II.19 a)$$

$$F_{12}^F = \frac{e_1 e_2}{c^2} \cdot \frac{v_1 v_2}{R_{12}^2} \quad (II.20 a)$$

бўлади; $\sin^2 \alpha = 1/3$ да эса,

$$F_{12}^A = 0 \quad (II.19 б)$$

$$F_{12}^F = \frac{e_1 e_2}{c^2} \frac{v_1 v_2}{R_{12}^2} \sin \alpha. \quad (II.20 б)$$

бўлади. Агар заррачалар бир тўғри чизиқ бўйлаб бир йўналишда ҳаракатланишга, Ампер формуласига кўра уларнинг

$$F_{12}^A = \frac{v_1 v_2}{c^2} \frac{v_1 v_2}{R_{12}^2}$$

куч билан бир-биридан итарилиши кутилади, бир тўғри чизиқ бўйлаб бир-бирига қараб ҳаракатланишганда эса, уларнинг

$$F_{12}^A = \frac{v_1 v_2}{c^2} \frac{v_1 v_2}{R_{12}^2}$$

куч билан бир-бирига тортилиши кузатилади. Сўнгра икки ҳолда Грассман формуласи бўйича бошқача натижалар олинган. Заррачалардан ҳар бири ҳаракатланадиган тўғри чизиқ нуқталарида Био — Савар қонуни бўйича аниқланадиган магнит майдон кучланганлиги нолга тенг бўлгани сабабли (II.6a) Лорентц кучи ҳам нолга айланади.

Биз (II.1) формула замонавий фанга мос келмайдиган ҳолларга батафсил тўхталдик, бу фарқнинг муҳимлигини, уни эътиборга олмаслик мумкин эмаслигини кўрсатдик. Шу муносабат билан электромагнетизм бўйича адабиётда тарихий ҳақиқат бузилган ҳолларни қайд қилиб ўтамиз.

1. Адабиётда Ампер томонидан ток элементларининг ўзаро таъсири бўйича ўтказилган тажрибаларда (II.1) формуланинг тўлиқ физик маъноси очиб берилганлиги ҳақидаги маълумот учрайди [1, 4, 20]. Аммо бундай фикр ҳақиқий воқеаларга тўлиқ мос келмас эди. Тажрибаларнинг кўпгина тафсилотлари ҳатто Ампернинг замондошларига ҳам маълум эмас эди. Ҳеч қайси адабиётда берк ток занжирларини кузатиш асосида қандай қилиб иккита конкрет ток элементларининг бир-бирига тўғри ва тескари таъсирини тажрибада ажратиб кўрсатиш мумкинлиги ҳақидаги маълумотлар учрамайди. Бундан ташқари ток элементларининг (II.1) ўзаро таъсир қонуни нфодасининг асосий хусусияти унинг Ньютон механикаси III аксиомасига мос келиши, деб ҳисобланар эди. Бу фикр, Ампернинг уқтиришича, у эълон қилган ишларнинг назарий қисмини ташкил этар эди.

2. Грассман формуласини Ампер кашф этганлиги ҳақидаги фикрлар ҳам адабиётда тез-тез эслатиб турилади [1, 14]. Грассман формуласи бўйича иккита ток

элементларининг магнит ўзаро таъсир кучлари ҳамма вақт шу элементларга перпендикуляр ва умумий ҳолда улардан ўтувчи тўғри чизиқ билан устма-уст тушмайди. Ампер бундай ўзаро таъсирлар бўлиши мумкинлигини қатъий равишда рад этган эди. У табиатдаги барча жуфт ўзаро таъсир кучлари орасидаги муносабат фақат Ньютон механикасининг III аксиомаси билан аниқланиши мумкин деб уқтиради. Бу постулатдан четланиш қаттиқ металл жисмда оқувчи тоқларнинг ўзаро таъсири ёки унинг жисм магнитланган қисми билан ўзаро таъсири туфайли жисмнинг тезланиш олиб ҳаракатланишига сабаб бўлиши мумкин эди, аммо Ампернинг фикрича, бунинг бўлиши мумкин эмас. Бу фикр «Ампернинг тақиқлаши» деган ном олган.

Грассман формуласи ҳақида бу ерда айтилган фикрлар одатда

$$d\vec{F} = \frac{I}{c} [d\vec{l} \vec{H}]$$

формулага (II.4) ҳам тегишли; бунга кўра магнит ўзаро таъсир кучлари ҳамма вақт, хусусан, ток элементлари жуфти ўзаро таъсирлашганда ҳам, ток элементларига перпендикуляр бўлади. Кейинги формулани *Ампер тақлиф этмаган бўлса ҳам Ампер формуласи* деб юритишди. Шу билан бирга унга ўзи аниқ айтмаган фикрни, яъни магнит ўзаро таъсир кучлари ҳамма вақт ток элементларига перпендикуляр бўлиши ҳақидаги фикрни тўнкашади, ваҳоланки, Ампер бўйлаша кучлар ҳам таъсир этиши мумкинлигини тахмин қилган эди.

5. Ампер формуласи (II.1) бўйича ҳисоблашларнинг (II.5) Грассман формуласи бўйича ҳисоблашлар билан бир хил бўлиши улардан биринчисининг ҳисоблашлар жараёнида ўзининг фарқланувчи хусусиятларини бутунлай йўқотган ва тулиғича Грассман формуласига ўтган ҳоллардагина юз беришини кўрсатамиз. Шу билан бирга, Ампернинг ишонтиришига қарама-қарши ўлароқ, (II.1) формула бўйича интеграллаш натижаси ҳам электродинамикада III аксиоманинг бузилиши ҳақидаги хулосага олиб келиши мумкинлигига ишонч ҳосил қиламиз. Тарихий мазмундаги маълумотларни мавжуд адабиётдан олдик. Аммо уларни ҳамма вақт ҳам тулиқ деб бўлмайди. Адабиётда (II.1) формула тўғрисида, Ампер ўзи қурган асбобнинг тузилишини тушунтиришда бу формулани асослашга хизмат қилган экспериментларни батафсил ёритмаган деган таъналар

ҳам айтилган. Масалан, Ж. К. Максвелл шундай ёзди: «Ампер ўзаро таъсир қонунини ўз экспериментлари асосида кашф этганига зўрға ишонишимиз мумкин. Биз гумонсирашга мажбурмиз, чунки, Ампернинг ўзи ҳам тан олганидек, у қонунни қандайдир жараён ёрдамида кашф этган, аммо уни бизга айтмайди ва тугалланган назария яратилгандан сўнг унга олиб келиши мумкин бўлган барча изларни йўқотиб юборган». Шундай фикрларни В. Вебер ҳам ёзган [24].

Ампер томонидан таклиф этилган ток элементлари ўзаро таъсир қонунининг келиб чиқиши билан боғлиқ тафсилотлар ўша даврдаги олимлар учун жумбоқ бўлиб қолганлиги сабабли биз қуйидаги хаёлий экспериментни қилиб кўрамиз. Табиатшуносликнинг фаол ишқибози бўлган замондошимизни XIX асрнинг бошларига кўчирамиз ва унга (II.1) формулага олиб борадиган мумкин бўлган йўлдан ўтишга уришиб кўришни буюрамиз. Бунда фақат ўша йиллари маълум бўлган маълумотлардангина фойдаланишга рухсат этилади. Бизнинг текширувчи XIX аср бошларидаги илмий ходимларга нисбатан фақат битта устунликка эга — у тенгламалари, координата усулида ишлатиладиган мураккаб алгебраик ва тригонометрик тенгламаларга нисбатан содда ва ҳодисаларнинг физик маъносини ечиш учун қулай бўлган вектор анализи усулидан фойдалана олади. Иш мазмунини ўзгартирмаган ҳолда у қулай атамалардан фойдаланиши мумкин. Эксперимент нафақат воқеаларнинг боришини тарих саҳнасида қайтадан тиклашга, балки саҳна орқасига қарашга ҳам имкон беради. Унинг натижаларига фақат билиш жараёнининг мумкин бўлган варианты сифатида қараш керак. Бизнинг текширувчига магнит қутбларидаги «магнит зарядларининг» ўзаро таъсири Кулон томонидан ўрганилгани ва «зарядларининг» ўзаро таъсир кучи

$$\vec{F}_{12} = \frac{m_1 m_2}{R_{12}^3} \vec{R}_{12}$$

формула билан аниқланиши маълум. Уни

$$\vec{F}_{12} = m_2 \vec{H}_1$$

кўринишда ҳам ёзиш мумкин. Бу ерда

$$\vec{H}_1 = \frac{m_1}{R_{12}^3} \vec{R}_{12}$$

m_1, m_2, \vec{H}_1 — «магнит зарядлари» ва майдон кучланганлиги.

Қўйилган масалани ҳал этишнинг нисбатан оддий йўли афтидан куйидагича: 1 магнитнинг \vec{H}_1 майдони томонидан I_2 токли занжирнинг учларида сирпанувчи контактлари бўлган 2 қўзғалувчи кичик тўғри қисмига таъсир этадиган $d\vec{F}_{12}$ кучни тажрибада ўлчаш осон. Бундай тажрибалар

$$d\vec{F}_{12} = \frac{I_2}{c} [d\vec{l}_2 \vec{H}_1] \quad (11.21)$$

натижага олиб келади.

Бундан кейин I_1 берк ток занжири томонидан бошқа I_2 ток занжирининг ҳаракатланувчи $d\vec{l}$ элементига таъсир этувчи кучни топиш ҳақидаги масалани ҳал этиш керак. Утказилган тажрибалар барча ҳолларда шуни кўрсатадики, берк ток занжирлари бир-бири билан ва доимий магнит билан магнитларга ўхшаб таъсирлашади. Берк ясси ток занжири ясси магнитга, соленоид тўғри магнитга ўхшайди ва ҳ. к. Бу эквивалентлик ҳам актив (ташқи фазо нуқталарида ҳосил қилинган майдон), ҳам пассив (ташқи майдонларда сезиладиган кучлар) тарзда намоён бўлади ва текшириладиган муаммони ҳал этишга ёрдам беради.

Аввало магнит диполь майдонининг келгуси ҳисоблашлар учун қулай шаклдаги ифодасини топиш керак. Магнит моменти $d\vec{p}_m$ бўлган магнит диполь майдонининг кучланганлигини

$$d\vec{H}_1 = -\nabla_{\mathcal{F}} \varphi_m = \nabla_{\mathcal{F}} \left(\frac{d\vec{p}_m \vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бу ердаги $\varphi_m = d\vec{p}_m \vec{R}_{12} / R_{12}^3$ — диполь майдон потенциали.

Вектор алгебрасининг $[[\vec{a} \vec{b}] \vec{c}] = \vec{b}(\vec{c} \vec{a}) - \vec{a}(\vec{c} \vec{b})$ ифодасидан фойдаланамиз:

$$\begin{aligned} \left[\left[d\vec{p}_m \nabla_{\mathcal{F}} \right] \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right] &= \nabla_{\mathcal{F}} \left(\frac{d\vec{p}_m \vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right) - \\ - d\vec{p}_m \left(\nabla_{\mathcal{F}} \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right) &= \nabla_{\mathcal{F}} \left(\frac{d\vec{p}_m \vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right). \end{aligned}$$

Бу ерда $\nabla_{\mathcal{F}} (\vec{R}_{12} R_{12}^{-3}) = 0$ экани эътиборга олинди. У ҳолда

$$dH_1 = - [[d\vec{p}_m \nabla_{\mathcal{P}}] \vec{R}_{12}] R_{12}^{-3}$$

ифодага эга бўламиз. Диполни I_1 токли берк L_1 занжирга эквивалент бўлган қўш магнит қатлам элементи десак ва $d\vec{p}_m = -\tau_1 dS \vec{n}_1$ эканини эътиборга олсак,

$$d\vec{H}_1 = -\tau_1 [[n_1 \nabla_{\mathcal{P}}] \vec{R}_{12}] R_{12}^{-3} dS$$

бўлади. Бу ерда $\tau_1 = I_1/c$ — қўш магнит қатлам магнит моментининг сиртий зичлиги. Қўрилаётган ҳолда $\nabla_{\mathcal{P}} = -\nabla_Q$ бўлгани учун сўнгги тенгликни

$$d\vec{H}_1 = \tau_1 [[n_1 \nabla_Q] \vec{R}_{12}] R_{12}^{-3} dS$$

кўринишда ёзишимиз мумкин.

Бу ифодани қўш қатламнинг чекли сирти бўйича интеграллаб, S сиртий интегралдан z чизигий интегралга ўтамиз (S — берк z_1 контур билан чегараланган сирт):

$$\vec{H}_1 = \tau_1 \int_{S_1} \left[[n_1 \nabla_{\mathcal{P}}] \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right] dS = \tau_1 \oint_{L_1} \left[d\vec{l}_1 \frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} \right]$$

Шундай йўл блан Био — Савар — Лаплас қонуни, уларнинг берк ток занжири майдонида магнит стрелкасининг тебранишларига онд тажрибасини бажармасдан ҳам олинishi мумкин.

Кучланганликнинг топилган ифодасидан фойдаланилса, (II.21) кучнинг ифодаси.

$$d\vec{F}_{12}(L_1, dl_2) = \frac{I_2}{c} \tau_1 \oint_{L_1} [d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 R_{12}]] R_{12}^{-3} \quad (\text{II.22})$$

кўринишни олади. Берк L_1 ток занжирига эквивалент бўлган қўш магнит қатламнинг $I_2 d\vec{l}_2$ ток элементига таъсир кучи ана шундай ҳисобланади.

Тажрибада Z_2 занжирнинг кичик $d\vec{l}_2$ элементига таъсир этувчи $d\vec{F}_{12}$ кучни ўлчаб, (II.22) формула бўйича τ_1 нинг катталиги аниқланиши мумкин. Бу мақсад учун

$$\vec{F}_{12} = \tau_1 \frac{I_2}{c} \oint_{L_2} \oint_{L_1} [d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]] R_{12}^{-3}$$

формуладан ҳам фойдаланиш мумкин. Бу ердаги \vec{F}_{12} — берк L_2 занжирга L_1 занжир майдонида, масалан, қаттиқ доира-

вий занжирга бошқа қаттиқ доиравий занжир майдонида таъсир этувчи куч. Бизнинг экспериментатор \vec{F}_{12} векторнинг сон қиймати учун фақат $\tau_1 = I_1/c$ катталикнигина топа олади, чунки тажрибаларда ана шу катталик маълум бўлади.

Шундай қилиб, (II.22) тенгликни

$$d\vec{F}_{12}(L_1, dl_2) = \frac{I_1 I_2}{c^2} \oint_{L_1} [d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]] R_{12}^{-3} \quad (\text{II.23})$$

кўринишда ёзиш мумкин. Демак, L_1 берк ток занжирнинг бошқа занжирга тегишли $d\vec{l}_2$ элементга таъсир кучи $d\vec{F}_{12}(L, dl_2)$ қуйидаги

$$\begin{aligned} d\vec{F}_{12}^{\Gamma} &= \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} [d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]] = \\ &= \frac{I_1 I_2}{c^2} \left\{ \frac{d\vec{l}_1 (d\vec{l}_2 \vec{R}_{12})}{R_{12}^3} - \frac{\vec{R}_{12} (d\vec{l}_1 d\vec{l}_2)}{R_{12}^3} \right\} \end{aligned} \quad (\text{II.24})$$

катталикларнинг қўшилишидан ҳосил бўлади. Бу тўлиқ кучни ҳосил қилувчи қўшилувчилар кейинчалик Грассман формуласи деб номланади. Тажрибага мос ҳолда I_1 токли L_1 берк занжирнинг бошқа L_2 занжирга тегишли ҳар қандай $I_2 d\vec{l}_2$ элементга таъсир кучи (II.24) катталикларнинг қўшилишидан ҳосил бўлади.

Энди (II.23) универсал интеграл ифода асосида $I_1 d\vec{l}_1$ элементнинг $I_2 d\vec{l}_2$ элементга таъсир қонунини келтириб чиқариш талаб этилади. Бизнинг текширувчи (бошқа ҳар қандай текширувчи ҳам) берк ток занжирлари билан ўтказилган тажрибалар асосида бир ток элементининг иккинчи ток элементига таъсирини экспериментал равишда ажрата олмайди. (II.23) формула тажрибада қатъий асослангани сабабли, ундан воз кечиш мумкин эмас. (II.24) формулани бизнинг текширувчи иккита ток элементлари ўзаро таъсир кучининг ифодаси сифатида қабул қила олмайди, чунки унинг биринчи

$$d\vec{F}_{12} = \frac{I_1 I_2}{c^2} \frac{d\vec{l}_1 (\vec{R}_{12} d\vec{l}_2)}{R_{12}^3} \quad (\text{II.25})$$

қўшилувчиси Ньютон механикаси III аксиомаси талабларига мос келмайди (\vec{R}_{12} вектор бўйлаб йўналмайди); XIX аср бошларида ҳамма томондан тан олинган III аксиомадан бундай чекиниш асло мумкин эмас эди. Аммо (II.23) инте-

грал ифодадан воз кечмасдан ҳам III аксиома бажариладиган ҳолатни юзаги келтириш имконияти ҳам бор эди. Бунинг учун (II.24) ифодадан биринчи (II.25) қўшилувчини чиқариб ташлаш ва шу билан бирга интеграллаш натижасини ўзгартирмаслик керак эди. Тажрибали математик буни осонгина бажариши мумкинлигини кўриш қийин эмас. Қуйидаги тўлиқ дифференциалнинг

$$\begin{aligned} d_Q \{ \vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2) R_{12}^{-3} \} &= d_Q \vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2) R_{12}^{-3} + \\ &+ \vec{R}_{12} d_Q (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2) R_{12}^{-3} + \vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2) d_Q (R_{12}^{-3}) = \\ &= -d \vec{l}_1 (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2) R_{12}^{-3} + \vec{R}_{12} (-d \vec{l}_1 d \vec{l}_2) R_{12}^{-3} + \\ &+ \vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2) 3 (\vec{R}_{12} d \vec{l}_1) R_{12}^{-5} \end{aligned} \quad (II.26)$$

ёйилмасига (II.25) ифода минус ишора билан киради. Бу ердаги Q индекс

$$\vec{R}_{12} = \vec{i}(x_2 - x_1) + \vec{j}(y_2 - y_1) + \vec{k}(z_2 - z_1)$$

вектор бошланиш нуқтасининг x_1, y_1, z_1 координаталари бўйича ҳосила олишни англатади, унинг сон қиймати

$$R_{12} = \{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2\}^{1/2}.$$

(II.24) формулага (II.26) қўшилгандан сўнг унда фақат III аксиомани қаноатлантирадиган (\vec{R}_{12} векторга кўпайтирилган скаляр катталиклардан иборат) қўшилувчиларгина қолади, (II.24) ўрнига

$$\begin{aligned} d \vec{F}_{12}^A &= d \vec{F}_{12}^r + d_Q \{ \vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2) R_{12}^{-3} \} = \\ &= \frac{l_1 l_2}{c^2} \left\{ \frac{3 (\vec{R}_{12} d \vec{l}_1) (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2)}{R_{12}^5} - \frac{2 (d \vec{l}_1 d \vec{l}_2)}{R_{12}^3} \right\} \vec{R}_{12} \end{aligned} \quad (II.1')$$

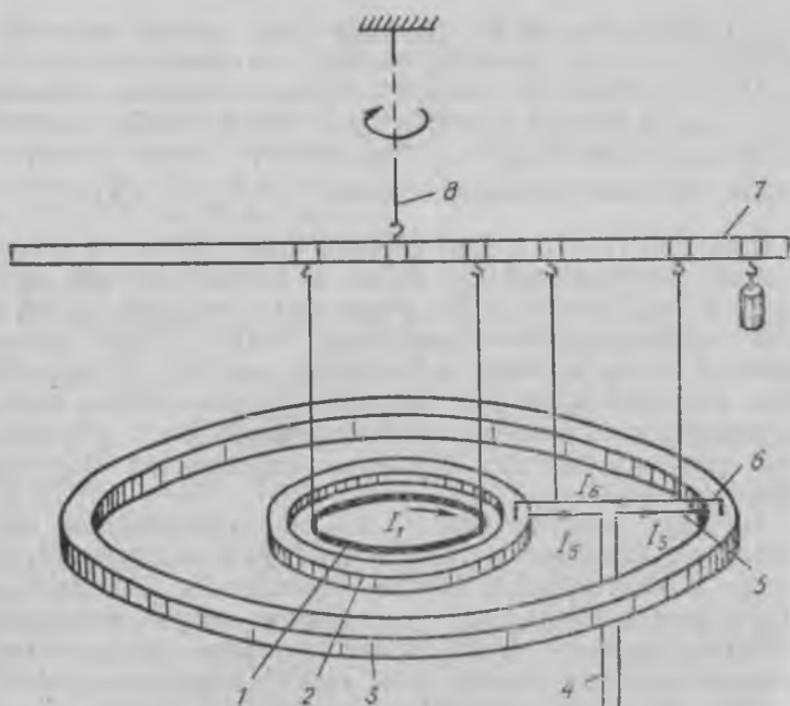
олинади. (II.23) интеграл остидаги $d \vec{F}_{12}^r$ ифодага $d_Q \{ \vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2) \times \times d \vec{l}_2 \} R_{12}^{-3}$ тўлиқ дифференциални қўшиш нолни қўшиш билан тенг кучли бўлгани сабабли, интеграллаш натижасини ўзгартирмайди:

$$\begin{aligned} d \vec{F}_{12}^A (L_1, dl_2) &= \oint_{L_1} (d \vec{F}_{12}^r + d_Q \{ \vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2) R_{12}^{-3} \}) = \\ &= \oint_{L_1} d \vec{F}_{12}^r + \oint_{L_1} d_Q \{ \vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} d \vec{l}_2) R_{12}^{-3} \} = \\ &= \oint_{L_1} d \vec{F}_{12}^r = d \vec{F}_{12}^r (L_1, dl_2). \end{aligned} \quad (II.27)$$

(II.24) формулада эса бу қўшилувчи ҳар қандай мустақил ифодадаги сингари ихтиёрий ва берк ток занжирларида ўтказиладиган бирон бир тажриби билан асосланиши мумкин эмас. Худди шундай «муваффақият» билан (II.23) муносабатдаги интеграл остига, L_1 берк контур бўйича интеграллашда йўқолиб кетадиган, бошқа $d_Q \cdot \overline{R}_{12} (\overline{R}_{12} d\overline{l}_2) R_{12}^{-3} + + d_Q \varphi_1 + d_Q \varphi_2 + \dots$ тулиқ дифференциалларни ҳам қўшиш мумкин. Аммо бундай йўл билан, ҳеч қандай назарий хатоларга йўл қўймасдан алоҳида ток элементларининг ҳақиқий ўзаро таъсир қонуини ифодаловчи (II.1) ёки унга ўхшаш формула топиш мумкин деб айтишга асос йўқ (сўнги бир ярим аср давомидаги фан тараққиёти ҳаракатланувчи зарядли заррачаларнинг ва ток элементларининг ўзаро таъсирларини тушуниш борасида нималарга олиб келгани III бобда айтилган эди).

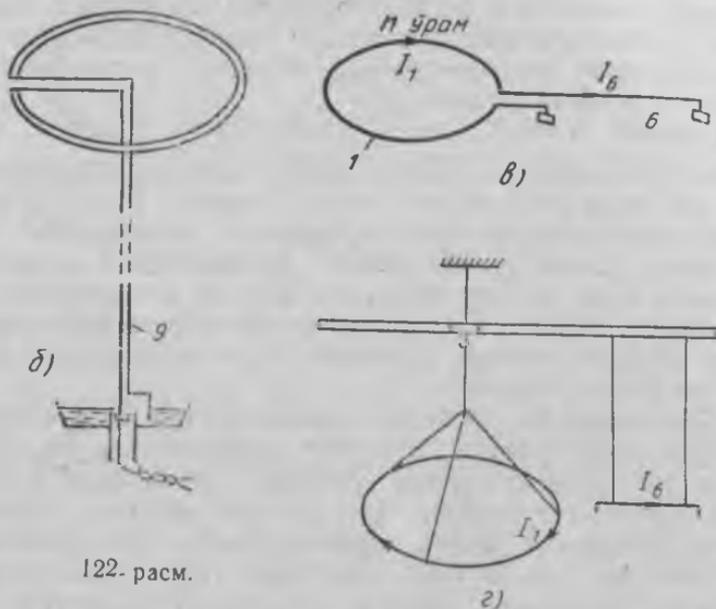
Бизнинг табиатшунос (II.23) интеграллашнинг натижалари интеграл остидаги (II.24) функцияни (II.1) билан алмаштиришга боғлиқ эмаслигини аниқлаб ва (II.1) ифоданинг махсус мустақил қонун сифатида аниқланмаганини кўриб, қўйидаги парадоксил натижани сезмаслиги мумкин эмас эди. Интеграллашда бошланғич ифода сифатида (II.1) формуладан фойдаланиш билан қаттиқ электр ўтказувчи жисм ўзида оқувчи тоқларнинг магнит ўзаро таъсирлари туфайли тезланиш эладиган ҳолларнинг бўлишига, яъни «Ампер тақиқлашининг» бузилишига йўл қўйилади. Ампер назариясининг, унинг муаллифи томонидан эълон қилинган дастурнинг бузилишига олиб келиши, мазкур банднинг давомида куриладиган конструкцияларни таърифлашда (II.1) асосий қонуннинг дифференциал ифодасидан интеграл ифодасига ўтишда баҳолашлар физик маъносининг сақланмаганлиги билан тушунтирилади.

Мисол тариқасида осиб қўйилган, горизонтал ҳолдаги I_1 токли I доиравий занжир ва вертикал текисликка жойлашган 4 занжирдан иборат конструкцияни курамиз (122- а расм). Ён сирти изоляцияланган ингичка вертикал симлар бифилярни ҳосил қилади, симларнинг магнит майдони кузатиладиган асосий ҳодисаларнинг тушунтирилишини мураккаблаштирмаслиги учун улар бир-бирига маҳкам жипслаштирилган. Бу ўтказгичларнинг юқори томони тўғри бурчак остида букилган ва учлари пластмасса нов ҳалқаларнинг ички деворларига



a)

тегиб турувчи кичик мис пластинкалардан иборат электродларга кавшарланган. Нов ҳалқаларга CuSO_4 эритмаси қуйилган. 4 занжир учларида кичкина мис пластинкадан электродлари бўлган 6 тўғри сим улагич ёрдамида туташтирилади, электродлар электролит эритмасига туширилган. 5 ва 6 ўтказгичлар ҳам бифиляр ҳосил қилади, унинг юқориги 6 қисми худди 1 доиравий ток каби ҳаракатлана олади. У энгил 7 ричагга, ричаг эса, 8 ип орқали штативга осилган. Доиравий занжирга ток унинг ўрамларидан бирига кетма-кет уланган 9 бифиляр ёрдамида берилади (122-6 расм). Бифилярнинг пастки учлари сирпанувчи контактлар орқали ток манбаи билан уланади. Экспериментнинг



122- расм.

фақат асосий қисмини қузатиш учун соддалаштирилган конструкциядан фойдаланиш қулайроқ: кўп ўрамли (ўрамлар сони $n=50$) 1 доиравий, ўтказгич ва 6 тўғри қисм битта сим бўлагидан тўқилади (122-в расм). I_5 ва I_6 тоқларнинг магнит майдонлари 1 ўтказгич нуқта-ларида бир-бирини деярли тўлиқ сўндиради ва амалда 1 ўтказгичга таъсир этмайди. Таъсир этиши мумкин бўлган жуда кичик кучлар ҳам 1 доиравий токнинг $d\vec{l}_1$ элементларига перпендикуляр равишда йўналган ва уларни юқориги осиш ипидан ўтувчи ўқ атрофида айла-нишларини юзага келтира олмайди. Бунинг боиси шун-даки, 5 ва 6 ўтказгичлардаги ва улар орасига жойлаш-ган эритмадаги I_k тоқлар ($k=5, 6$) амалда элементла-ри $d\vec{l}_k$ бўлган L_k берк занжир бўйлаб оқади ва улар учун

$$\begin{aligned}
 d\vec{F}^A(L_k, dl_1) &= d\vec{F}^\Gamma(Z_k, dl_1) + \\
 &+ \frac{I_k I_1}{c^2} \oint_{L_k} d_Q (\vec{R}_{k1} (\vec{R}_{k1} d\vec{l}_1) R_{k1}^{-3}) = d\vec{F}^\Gamma(L_k, dl_1) = \\
 &= \frac{I_k I_1}{c^2} [d\vec{l}_1, \oint_{L_1} [d\vec{l}_k \vec{R}_{k1}] R_{k1}^{-3}] \quad (II.27')
 \end{aligned}$$

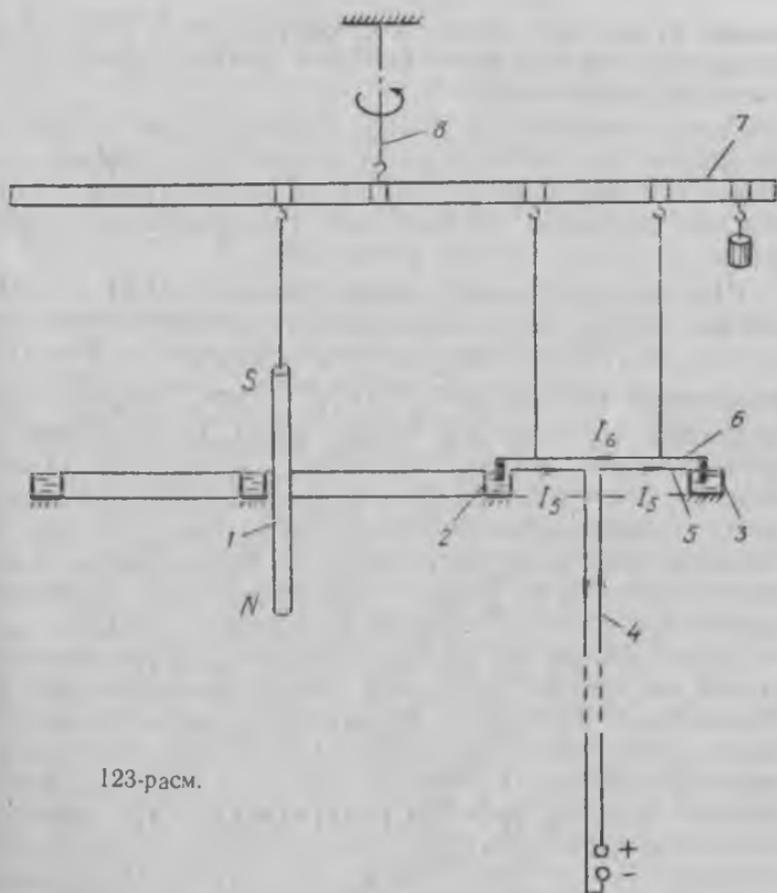
муносабат бажарилади (II.27). Доиравий занжирдаги токни ҳосил қилувчи электронларга таъсир этадиган Лорентц кучининг йўналиши ҳам электронлар тезлигига перпендикуляр бўлишини эслатиб ўтамиз.

Доиравий токнинг 5 ва 6 ўтказгичларга (I_5 ва I_6 токларга) бўлган тескари таъсири эса, $d\vec{l}_5$ ва $d\vec{l}_6$ элементларнинг ҳар бири учун тўлиқ амалга ошади. Бунда 5 ва 6 ўтказгичларга таъсир этувчи кучларнинг айлантирувчи моментлари, ҳаракат миқдорининг (импульснинг) сақланиш қонунига кўра, миқдор жиҳатдан тенг ва йўналишлари қарама-қарши бўлади. Ток уланганда бир-бирига бириктирилган 1 ва 6 ўтказгичлар, I_1 токнинг I_6 токка таъсири туфайли, биргаликда айланади.

Юқорида баён этилган экспериментда яна қуйидагиларни ҳам кузатиш мумкин: доиравий ток занжири битта ип ёрдамида ричаг ўртасига осилганда (122-г расм), у 6 ўтказгичнинг ҳар қандай ҳолатида — ричаг билан боғланган ҳолда айланаётганда ҳам, ричагдан ажратилган ҳолда тинч турганда ҳам, 4 занжирнинг майдони таъсирида айланмайди; токни 6 улагич эса, тинч ҳолатдаги (ричагдан ажратилган) доиравий ток занжири майдонидан айланади.

Узлуксиз айланишларни тушунтириш учун 122-а схема бўйича бажариладиган тажрибанинг бошланишида тезланиш юзага келишининг ўзи етарли. Кейинги узлуксиз айланишлар I_1 токнинг I_6 токка таъсири 6 ўтказгичнинг барча силжишларида заифлашмаслиги, ишлаётган конструкцияда бу таъсир энг кучли бўлиши билан тушунтирилади.

Яна бир мисол кўрайлик. Олдинги эксперимент қурилмасидаги доиравий занжирни кучли I тўғри магнит билан алмаштирамиз (123- расм). Магнитнинг ўртаси 6 ўтказгич пластинка — электроднинг пастки қирғоғи билан бир хил сатҳда ётади. Асбобнинг бошқа қисmlари илгаригидек қолади. Бир-бирига жуда яқин жойлашган ва қарама-қарши йўналишда оқувчи I_5 ва I_6 токларнинг магнитга таъсир кучлари бир-бирини деярли тўлиқ сўндиради. Аммо тўғри магнитнинг майдони ҳеч қандай қаршиликсиз I_5 ва I_6 токларнинг ҳар бирига чап қўл қонидасига мос ҳолда таъсир этади. Магнитнинг ҳақиқатан ҳам 6 ўтказгичга таъсир этишига, уни ричагдан ажратиш билан ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ричагдан ажратилган магнит тинч ҳолатда бўлганда ҳам унинг майдони таъсирида 6 ўтказгич расмда эгри стрелка би-



123-расм.

дан кўрсатилган йўналишда айланади. Ричаг билан бириктирилган 1 магнит ва 6 ҳаракатланувчи улагич биргаликда айланади. Бу қаттиқ электродинамик система қисмларининг магнит ўзаро таъсири туфайли унинг айланиши мумкинлигини кўрсатувчи яна бир ҳолдир.

Шунга эътиборни қаратамизки, Био — Савар — Лаплас — Колладан қонуни

$$d\vec{F} = \frac{m l}{c} \frac{[d\vec{l} \vec{R}]}{R^3}$$

га кўра ҳаракатланувчи 6 ўтказгичда оқувчи I_6 ток магнитга унинг кузатилаётган ҳаракати йўналишида

таъсир этади, қўзғалмас 5 ўтказгичдаги I_5 ток эса, бу ҳаракатни тормозлайди (магнит расмда кўрсатилгандек ҳолатда бўлганда).

Магнит цилиндрик токка эквивалентлиги сабабли, осилган тўғри магнит токли соленоидга алмаштирилганда ҳам бир-бирига боғланган объектларнинг ўзаро таъсири туфайли, «Ампернинг тақиқлашига» қарама-қарши улароқ, система айланади.

Шундай қилиб, биз аниқладикки, (II.1) ва (II.5) дифференциал ифодалар ўзларининг физик маънолари бўйича бир-бирларидан сезиларли фарқланишади. (II.5) формулага $d_Q \{ \vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} dl_2) R_{12}^{-3}) \}$ тўлиқ дифференциал кирмайди, (II.1) да эса, у бор. (II.1) Ампер формуласи тузилишининг бундай аналитик хусусияти туфайли берк L_1 , контур бўйича интеграллашда унинг бир қисми— тўлиқ дифференциал иштирок этган ҳади, ўзининг физик маъноси билан биргаликда йўқолиб кетади; Грассман формуласи ва ундан келиб чиқувчи III аксиомадан оғишларга олиб келадиган натижалар қолади.

(II.1) Ампер ва (II.5) Грассман формулаларидан келиб чиқадиган хулосалар ҳамма ҳолларда ҳам бир-бирига мос бўлмайди. Юқорида кўрсатилганидек, бир ток занжири қисмининг бошқа берк ток занжирига ва унинг қисмларига таъсирида айtilган мослик бузилади; магнит кучлари туфайли кузатиладиган туб келишмовчиликлар ҳаракатланувчи зарядли заррачалар ва жисмларнинг ўзаро таъсирлари қаралганда ҳам намоён бўлади. (II.1) формуланинг тарафдорлари юқорида айtilган барча фикрларни ва амалиёт эҳтиёжларини ҳисобга олишлари керак. Хулоса чиқаришда фақат алоҳида ютуққагина эмас (тўлиқ берк занжир учун ҳисоблаб топилган электродинамик таъсирнинг тажрибага мос келишигагина эмас), балки бу борадаги барча маълумотларнинг бир-бирига мос келишлигига асосланиш керак. Зарурий мослик бўлмаган қатор ҳолларни биз кўрсатдик. Шундай қилиб, (II.1) формулани (II.5) формулага қарама-қарши қўйишга ҳам, унга тўлиқ эквивалент деб ҳисоблашга ҳам асос йўқ. Ҳозирги вақтда магнит майдонларнинг динамик таъсирлари ҳам алоҳида заррачалар, ҳам уларнинг макроскопик тупламлари учун Лорентц ва Максвелл назариялари асосида ҳисобланади ва тажрибада олинган натижага келинади; бундай ҳисоблашларда Грассман формуласи қўлланилади.

Ампернинг электродинамикадаги илмий жасорати шундаки, у электр тоқларининг магнит ўзаро таъсири-ни кашф этди, магнитланган жисмлар ва берк электр тоқларининг бир-бирига эквивалентлигини аниқлади. Шу билан бирга у электродинамик кучларни ҳисоблаш муаммосини қисман ҳал этувчи (II.1) формулани ишлаб чиқди. Ампер формуласи, Максвелл айтганидек, универсалликка эга эмас.

III. «ИНВЕРСОР» ЛАБОРАТОРИЯСИНING 84- МАЪРУЗАСИДАГИ ХАТОЛАР ҲАҚИДА*

«Техника молодёжи» ойномасининг 1984 йилги 1-сонида «Қандай қилиб электромагнит парадоксини йўқотиш мумкин?» деб номланган маъруза эълон қилинган эди. Маъруза тўлиғича асоссиз бўлиб, унда қатор жиддий камчиликлар бор. Қўйилган мақсад — янги электродинамика яратиш бўлиб, унга амалда эришилмаган. Ойноманинг кўп сонли ўқувчилари маърузадаги гапларга ишониб, йўлдан озмасликлари учун уларни эълон қилинган материалларнинг айрим камчиликлари билан таништириш лозим деб ҳисоблаймиз.

1. Электромагнетизм ҳақидаги таълимот тушуниб бўлмайдиган даражада мураккаб ва зиддиятли ва у механиклар учун номақбул деган фикрга мутлақо қўшилиб бўлмайди. Аслида бу таълимот ҳозирги замон фанида ҳамманинг завқини келтиради ва XX аср техникасининг асосларидан бири ҳисобланади, турли электр машиналарининг ишини аниқ ҳисоблашга, узоқ масофаларда радио ва телевизион алоқалар олиб боришга имкон беради. Механика бўйича ёзилган асарлар ва дарсликларда электромагнетизмдаги динамика ҳақида, ҳисоблашлар учун унинг формулаларидан фойдаланиш тўғрисида маълумотлар топамай, аммо унинг номақбуллиги ҳақида ҳеч қандай фикр учратмаймиз.

2. Маърузада электромагнит майдон импульси ҳақидаги тушунча соғлом ақлга тўғри келмайди деб айтилиши ғалати таассурот туғдиради. Бундай фикр электромагнит майдоннинг импульсга эгаллиги кўп йиллардан буён маълумлигига, бунинг тўғрилиги Г. Н. Ле-

* «Инверсор» лабораторияси илмий-техника ижодий уюшмаси бўлиб, унинг ходимлари ижтимоий асосда иш олиб боришади ва «Техника молодёжи» ойнамасида ўз маърузалари билан чиқиб туришади. Қуйида ана шундай маърузалардан бирига муносабат билдирилади.

бедев ва А. Комптон тажрибаларида тасдиқланишига қарамай айтилган. Маърузачи электродинамикадаги импульснинг сақланиш қонуни жисмлар ва уларнинг электромагнит майдонига тегишли эканини ҳисобга олмайди.

3. Маъруза муаллифи электродинамикада «тартиб ўрнатишга» киришар экан, ўзи келтирган мисоллардаги ток занжири ҳаракатланувчи антипараллел қисмларининг ўзаро итаришиши, ҳаракатланувчи зарядли жисмларнинг берк ток занжирига таъсири каби элементар тафсилотларни кўрмайди.

4. Маърузада қўйилган асосий вазифалар қуйидагилар эди:

1) Магнит майдонда ҳаракатланувчи зарядли заррачага таъсир этувчи куч унинг тезлигига перпендикулярлиги (Лорентц кучи), ана шундай заррачалар жамоасига (ток элементига) магнит майдон томонидан таъсир этувчи куч токнинг йўналишига перпендикулярлиги (Ампер қонуни ва чап қўл қондаси) каби электродинмиканинг ҳамма томонидан тан олинган қонунларини рад этиш. Маърузада бу қонунларнинг тажрибаларга жуда яхши мос келиши эътибордан четда қолади.

2) Электродинамика асосий қонунининг иккита ҳаракатланувчи зарядли заррачалар (ёки иккита ток элементлари) магнит ўзаро таъсир кучларининг миқдори жиҳатдан тенг, йўналишлари қарама-қарши бўлишини ва ана шу заррачалардан (ток элементларидан) ўтувчи тўғри чизиқ бўйлаб таъсир этишини таъминловчи янги, механикага мослаштирилган (III қонунини қаноатландирувчи) формулировкасини таклиф этиш.

Электродинмикани ноэлектрик жараёнлар механикасига мослаштириш мақсадида маъруза муаллифи (7.6) Грассман формуласини яна битта қўшилувчи билан тўлдиради ва уни умумий ҳолда қуйидаги кўринишда ёзади:

$$\vec{F}^D = k \{ -R(\vec{a}\vec{b}) + a(\vec{b}R) + b(\vec{a}R) \} \quad (\text{III.1})$$

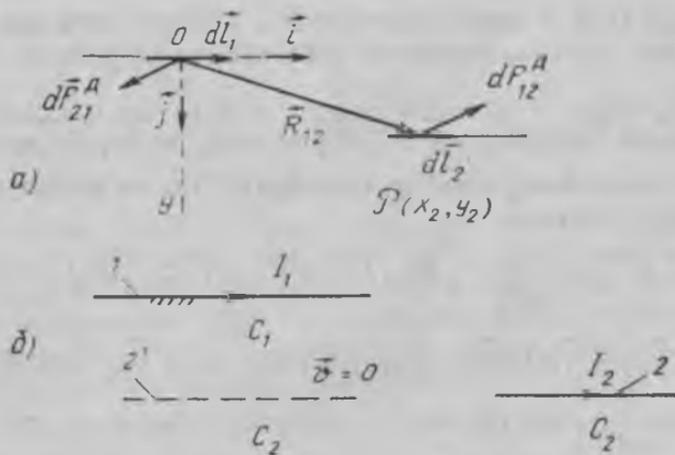
$$\delta F' = kb(\vec{a}R). \quad (\text{III.2})$$

Бу ерда \vec{F}^D — \vec{a} ток элементининг \vec{b} ток элементига таъсир кучи («D» белги куч ифодасида таклиф этилган тўлдирувчи борлигини англатади), $\delta F'$ — таклиф этилган тўлдирувчи ((III.1) даги учинчи ҳад), R — ток элементлари ораси-

даги масофа, k — тоқларнинг катталигига ва масофага боғлиқ бўлган коэффициент.

Таклиф этилган қўшимча $\delta \vec{F}'$ куч b ток элементи каби йўналган, яъни у бўйлама. Маърузачининг фикрича, (III. 1) формула, электродинамика қонунларининг маълум ифодаларидан фарқли ўлароқ ҳаракатланувчи зарядли заррачалар ва ток элементларининг магнит ўзаро таъсирини тўғри акс эттиради ва «механикларни ҳам қаноатлантиради». Бу формула ҳақида, у фан ва техника учун биринчи даражали аҳамиятга эга бўлган ютуқ, ... ҳали тўлиқ ишлаб чиқилмаган электромагнитизм ҳақидаги таълимотни тўғрилашга ва янги эффекларни олдиндан айтишга имкон беради» каби нотўғри фикрлар айтилади.

Грассман формуласини умумлаштиришнинг маъруза



муаллифи таклиф этган «имкониятларидан» фойдаланиш мақсадида уни ҳисоблашлар учун қулай бўлган кўринишида ёзиб оламиз (таққослаш учун (7.6) га қаранг). Бу ҳолда (III.1) ва (III.2) лар

$$d\vec{F}_{12}^A = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} \{ d\vec{l}_1 (\vec{R}_{12} d\vec{l}_2) - \vec{R}_{12} (d\vec{l}_1 d\vec{l}_2) + d\vec{l}_2 (\vec{R}_{12} d\vec{l}_1) \} \quad (\text{III.1a})$$



124- расм

$$\delta \vec{F}_{12} = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} d\vec{l}_2 (R_{12} d\vec{l}_1) \quad (\text{III.2a})$$

кўринишга эга бўлади.

Бу ёзувлардан кўрамызки, биринчи ва иккинчи ток элементларининг эҳтимол тутилган $d\vec{F}_{12}^D$ ва $d\vec{F}_{21}^D$ магнит ўзаро таъсир «кучлари» сон жиҳатдан тенг ва йўналишлари қарама-қарши бўлишига қарамасдан, барибир классик динамиканинг III аксиомаси талабларини тўлиқ қаноатлантirmайди, чунки улар ҳар иккала ток элементларини (заррачаларни) бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналмайди. Ҳақиқатан ҳам шундай бўлиши, ток элементлари параллел ва ўзаро перпендикуляр бўлган ҳоллар учун 124-расмда кўрсатилди.

Юқорида айтилган фикрнинг тўғрилигини параллел ток элементларининг ўзаро таъсирлари учун аналитик исботини кўрайлик (124-а расм). Маркази $d\vec{l}_1$ элемент ўртасида бўлган $Oxyz$ ўнг координаталар системасини киритамиз. Равшанки,

$$d\vec{l}_1 = i dx_1, d\vec{l}_2 = i dx_2, \vec{R}_{12} = -\vec{R}_{21} = i x_2 + j y_2.$$

Бу белгилашларни эътиборга олиб, (III.1a) га асосан қуйидагиларни топамиз:

$$\begin{aligned} d\vec{F}_{12}^D &= \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} \{ i dx_1 (i dx_1 (i x_2 + j y_2, i dx_2) - \\ &- (i x_2 + j y_2) (i dx_1 \cdot i dx_2) + i dx_2 (i x_2 + j y_2, i dx_1) \} = \\ &= \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} \{ i x_2 dx_1 dx_2 - i x_2 dx_1 dx_2 - j y_2 dx_1 dx_2 + \\ &+ i x_2 dx_1 dx_2 \} = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} (i x_2 - j y_2) dx_1 dx_2. \quad (\text{III.3}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d\vec{F}_{21}^D &= \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{21}^3} \{ i dx_2 (-i x_2 - j y_2, i dx_1) + (i x_2 + \\ &+ j y_2) (i dx_1 \cdot i dx_2) + i dx_1 (-i x_2 - j y_2, i dx_2) \} = \\ &= \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} \{ -i x_2 dx_1 dx_2 + (i x_2 + j y_2) dx_1 dx_2 - i x_2 dx_1 dx_2 \} = \\ &= \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} (-i x_2 + j y_2) dx_1 dx_2. \quad (\text{III.4}) \end{aligned}$$

Топилган (III.3) ва (III.4) ларнинг \vec{R}_{12} билан вектор кўпайтмаларини оламиз. Бунда бир тўғри чизиқда ётувчи \vec{A} ва \vec{B} векторларнинг вектор кўпайтмаси $|\vec{A}\vec{B}| = AB \times \sin(\widehat{AB})$ улар орасидаги бурчак 0 ёки π бўлгани сабабли нолга тенг бўлишини назарда тутамиз:

$$[d\vec{F}_{12}^D \vec{R}_{12}] = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} dx_1 dx_2 [\vec{i}x_2 - \vec{j}y_2, \vec{i}x_2 + \vec{j}y_2] = \\ = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} dx_2 dx_2 (\vec{k}x_2 y_2 + \vec{k}x_2 y_2) = \vec{k} \frac{2 I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} x_2 y_2 dx_1 dx_2. \quad (\text{III.5})$$

$$[d\vec{F}_{21}^D \vec{R}_{12}] = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} dx_1 dx_2 [-\vec{i}x_2 + \vec{j}y_2, \vec{i}x_2 + \vec{j}y_2] = \\ = -\vec{k} \frac{2 I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} x_2 y_2 dx_1 dx_2. \quad (\text{III.6})$$

Бу ердаги \vec{k} орт 124-а расм текислигига перпендикуляр равишда йўналган, бинобарин, (III.5) ва (III.6) лардан равшанки, $d\vec{F}_{12}^D$ ва $d\vec{F}_{21}^D$ векторлар \vec{R}_{12} вектор билан бир тўғри чизиқда ётмайди. Шунга эътиборни қаратамизки, (III.3), (III.4) формулалар ва уларнинг (III.5), (III.6) натижалари бир-бирига нисбатан силжиган ток элементларининг (124-а расм) ҳамда чекли тўғри токли ўтказгичларнинг (124-б расм) бир-биридан итаришишини кўрсатади. Кейинчалик ҳам буни эътиборга олишимиз керак бўлади.

Юқоридагидек йўл билан $d\vec{l}_1$ ва $d\vec{l}_2$ элементлар ўзаро перпендикуляр бўлган ҳолда ҳам (124-в расм) $d\vec{F}_{12}^D$ ва \vec{R}_{12} ($d\vec{F}_{21}^D$ ва \vec{R}_{12}) векторлар коллинеар бўлмаслигини (бир тўғри чизиқда ётмаслигини) исботлаш мумкин.

Маъруза муаллифи энг асосий масалада муваффақиятсизликка учраган. У ўзи қўйган асосий мақсадга — Грассман формуласини классик механиканинг III аксиомасини қаноатлантирадиган қилиб ўзгартиришга эриша олмаган. Бунинг устига I_1 токли L_1 берк занжирнинг бошқа I_2 токли L_2 занжирга тегишли ихтиёрий $I_2 d\vec{l}_2$ элементга таъсир кучини ҳисоблашда Грассман формуласига (III.2а) тузатманинг ҳиссаси ҳеч нарсада кўринмайди. У тўлиғича, беному нишон йўқолиб кетади. Ҳақиқатан ҳам, (III.2а) ни қўйидаги

$$\begin{aligned} \delta \vec{F}_{12} &= \frac{l_1 l_2}{c^2} d\vec{l}_2 \left(\frac{\vec{R}_{12}}{R_{12}^3} d\vec{l}_1 \right) = \frac{l_1 l_2}{c^2} d\vec{l}_2 \left\{ \text{grad}_Q \left(\frac{1}{R_{12}} \right) d\vec{l}_1 \right\} = \\ &= \frac{l_1 l_2}{c^2} d\vec{l}_2 \frac{\partial}{\partial l_1} \left(\frac{1}{R_{12}} \right) dl_1 = \frac{l_1 l_2}{c^2} d\vec{l}_2 d_1 \left(\frac{1}{R_{12}} \right) \end{aligned}$$

кўринишда ёзиш мумкин. У ҳолда иккинчи занжирнинг $d\vec{l}_2$ қисмига ва бутун иккинчи занжирга таъсир этувчи барча ана шундай $\delta \vec{F}_{12}$ «қўшимча кучларнинг» йиғиндиси нолга тенг бўлишини кўриш қийин эмас:

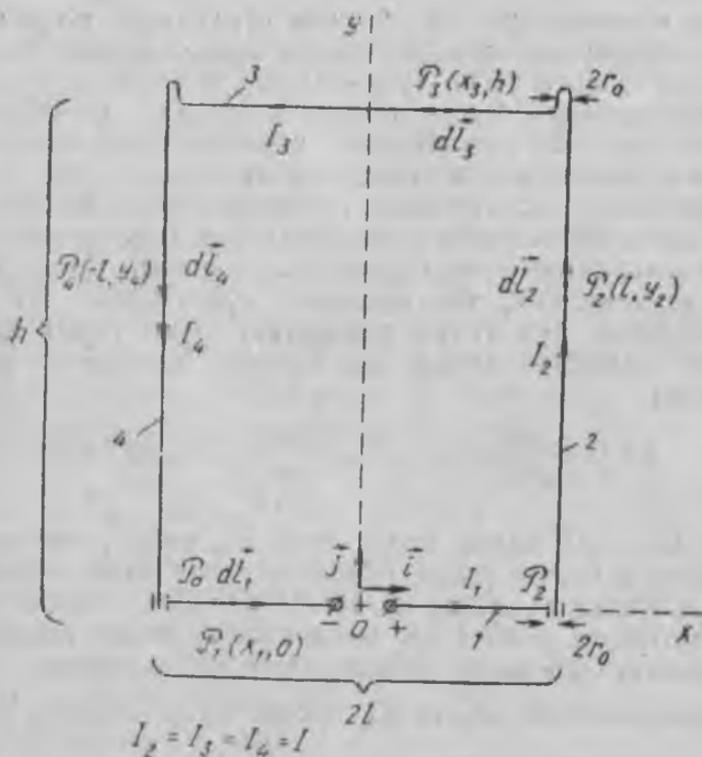
$$\begin{aligned} \oint_{L_1} \delta \vec{F}_{12} &= \frac{l_1 l_2}{c^2} d\vec{l}_2 \oint_{L_1} \frac{\partial}{\partial l_1} \left(\frac{1}{R_{12}} \right) dl_1 = \\ &= \frac{l_1 l_2}{c^2} d\vec{l}_2 \oint_{L_1} d_1 \left(\frac{1}{R_{12}} \right) = 0 \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

$$\oint_{L_2} \oint_{L_1} \delta \vec{F}_{12} = \frac{l_1 l_2}{c^2} \oint_{L_2} d\vec{l}_2 \oint_{L_1} \frac{\partial}{\partial l_1} \left(\frac{1}{R_{12}} \right) dl_1 = 0. \quad (\text{III.8})$$

Охир оқибатда Грассман формуласи бўйича ҳисоблаш натижаларигина қолади, унга тузатма киритиш фойдасиз бўлиб чиқади.

Маърузачининг асосий далили — сирпанувчи контактлари бўлган тўғри бурчакли ток занжири қўзғалувчи (П-симон ва тўғри) қисмларининг кўчишларини «янгича» ва «тўғри» тушунтиришлари ҳам самарасиз бўлиб чиқди. Унинг Грассман формуласига киритган (III.2а) қўшимча кучлари тўғри бурчакли сим ўтказгичнинг ҳар бир томонига таъсир қилишида бир-бирини йўқотади.

Келтирилган мисолдаги ҳаракатлар классик электродинамика қонунларига тўлиқ мос келади. Бунга ишонч ҳосил қилиш мақсадида 125-расмда тасвирланган ток занжирини қараб чиқамиз. Унинг бурчакларидаги дўнг жойлар бир-бирига зич бириктирилган ёки эшилган ингичка ўтказгичлардан қилинган бифиляр бўлиб, улар интеграллашдаги ҳисоблашларни осонлаштириш мақсадидагина қилинган ва маърузада тилга олинган 1÷4 тўғри бурчакли занжирнинг хатти-ҳаракатини амалда ўзгартирмайди. Занжирнинг \mathcal{P}_0 ва \mathcal{P}_2 нуқталаридан кесиб, сирпанувчи контактлар қилиш билан 2, 3, 4 П-симон ўтказгичга ва 1 тўғри токли ўтказгичга эга бўламиз. Сирпанувчи контактлар ўтказгичларнинг силжиб ҳаракатланишига имкон беради.



125- расм

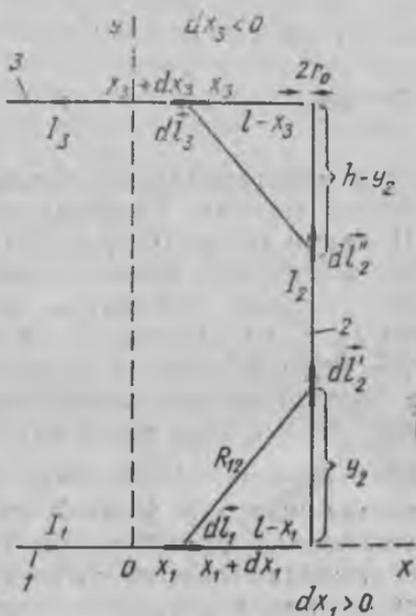
Уларни ҳаракатга келтирувчи электродинamik кучлар динамометр ёрдамида ўлчаниши мумкин. Тажрибанинг кўрсатишича, занжирнинг П-симон қисми OY ўқи йўналишида силжийди. Грассман формуласи бўйича ҳисоблаб топилган электродинamik кучлар тажрибага мос келади ва тортиш кучига I_2, I_4 тоқларнинг I_3 токка берадиган таъсирлари асосий ҳисса қўшишини кўрсатади. Маърузачи эса, сўнгги тортиш кучини назариядан чиқариб ташлаш кераклигини, бунинг учун ҳисоб-китоблар унинг, $\delta \vec{F}'_{12}$ тузатма киритилган (III.1a) формуласи бўйича бажарилиши зарурлигини уқтиради. Аммо бу янглиш фикр эди. Ишонч ҳосил қилиш мумкинки, бу тузатма фақат ҳисоблашларни мураккаблаштиради ва динамика учун охир оқибатда ҳеч нарса бермайди, чунки ток занжирининг тўртта тўғри қисмларидан ҳар бирига қолганларининг тузатма туфайли бўладиган қў-

шимча «таъсирлари» бир-бирини сўндиради: тўғри бурчакли занжирнинг ҳар бир жуфт қарама-қарши томонларининг уларга тегиб турувчи учинчи томонга қўшимча «таъсирлари» ўзаро мувозанатлашади, шунингдек, занжир ҳар бир томонининг қарама-қарши томонга қўшимча таъсири ҳам мувозанатлашади.

Уқоридаги 125-расмда интегралларни ҳисоблаш учун зарур бўлган барча белгилашлар (ток элементлари ўрталарининг координаталари, занжир томонларининг узунликлари, ток кучлари) кўрсатилган. Бу ҳисоблашларни биз тўлиқ бажардик, аммо унинг натижасини олдиндан айтиш ҳам мумкин. Ҳақиқатан ҳам, қуйидаги

$$\delta \vec{F}_{12}^{\Delta} = \frac{I_1 I_2}{c^2 k^3} d \vec{l}_3 (R_{12} d \vec{l}_1) = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{21}^3} d l_2 R_{12} d l_1 \cos \alpha$$

ифода $\vec{R}_{12} \perp d \vec{l}_1$ бўлса, нолга тенг, \vec{R}_{12} ва $d \vec{l}_1$ векторлар орасидаги α бурчак ўткир бўлса — мус ат, ўтмас бўлса — манфий бўлади. Буларни ва $\cos(180^\circ - \alpha) = -\cos \alpha$ эканини эътиборга олиб, I_1, I_3 токларнинг I_2 токка таъсирини ҳисоблаймиз (126-расм). П-симон схема бурчакларидан тенг масофаларда ётувчи $d \vec{l}_1$ ва $d \vec{l}_3$ элементларни оламиз. Уларнинг 2 ўтказгич ўртасидан тенг масофаларда ётувчи $d \vec{l}'$ ва $d \vec{l}''$ элементларга «қўшимча» электродинамик таъсирларини баҳолаймиз. Ҳисоблашларда иштирок этувчи барча ток элементларининг узунликларини бир хил деб ҳисоблаймиз



126-расм

У ҳолда

$$\delta \vec{F}_{12}^{\Delta} = \frac{I_1 I_2}{c^2 R_{12}^3} d \vec{l}_2 R_{12} d l_1 \cos \alpha;$$

$$d \vec{F}_{32}^{\Delta} = -\frac{I_3 I_2}{c^2 R_{23}^3} d \vec{l}_2 R_{32} d l_1 \times$$

$\times \cos \alpha$ бўлади, демак,

$\delta \vec{F}_{12}^{\Delta} + \delta \vec{F}_{32}^{\Delta} = 0$. Бу натижа 2 қисмни қопловчи,

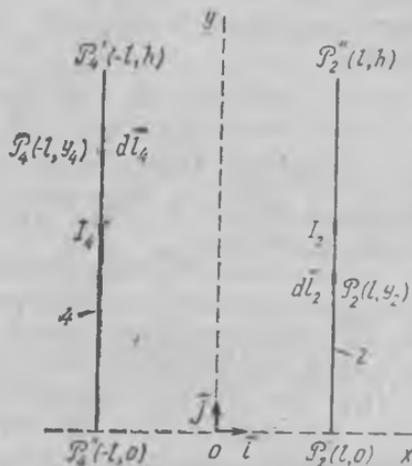
$d\vec{l}'_2, d\vec{l}''_2$ га ўхшаш барча жуфт элементлар учун ҳам сақланади.

R'_{12} радиус-векторлар 2 кесманинг фақат 1 ўтказгичга яқин жойлашган ярмининг нуқталаригагина эмас, балки узоқ жойлашган ярмининг нуқталарига ҳам ўтказилиши керак. Бу 3 кесмадан 1 кесма нуқталарига ўтказиладиган R'_{32} векторларга ҳам тегишли. $d\vec{l}'_1$ ва $d\vec{l}'_3$ элементлар П-симон схема бурчакларидан ҳар қандай бир хил масофаларда олиниши мумкинлиги сабабли, 1 ва 3 томонларнинг майдонида 2 томонга таъсир этувчи $\Delta \vec{F}'_{12}$ ва $\Delta \vec{F}'_{32}$ тўлиқ «қўшимча кучлар» мувозанатлашади деб, яъни

$$\Delta \vec{F}'_{12} + \Delta \vec{F}'_{32} = 0 \quad (\text{III.9})$$

тенглик бажарилади деб ҳисоблашимиз мумкин.

Худди шундай йўл билан занжир ҳар бир томонининг унга қарама-қарши ва параллел бўлган томонига таъсир этувчи барча гипотетик қўшимча кучларнинг векториал йиғиндиси нолга тенг бўлишига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Мисол тариқасида 4 ва 2 томонларни қараймиз (127-расм). Занжирнинг 4 томони ўртасидан тенг масофаларда ётувчи $d\vec{l}'_1$ ва $d\vec{l}'_3$ элементларнинг 2 томон ўртасидан тенг масофаларда



127- расм

ётувчи $d\vec{l}'_2$ ва $d\vec{l}''_2$ элементларга «таъсири» қандай бўлишини аниқлаймиз. Равшанки,

$$\delta \vec{F}'_{42} = \frac{I_4 I_2}{c^2 R_{42}^3} d\vec{l}'_2 R'_{42} dl'_4 \cos \alpha,$$

$$\delta \vec{F}'_{42} = - \frac{I_4 I_2}{c^2 R_{42}^3} d\vec{l}''_2 R'_{42} dl'_4 \cos \alpha.$$

Бу натижалар 127-расмда тасвирланган. Демак,

$$\delta \vec{F}_{42}^D + \delta \vec{F}_{42}^D = 0$$

булади.

Худди шундай натижаларни 2 кесманинг ўртасидан тенг масофаларда ётувчи ва уни тўлиқ қопловчи $d\vec{l}_2$ ва $d\vec{l}_2$ элементларнинг ҳар қандай жуфти учун ҳам олишимиз мумкин. Бу ҳолларда \vec{R}_{12} ва \vec{R}_{12} векторлар белгиланган $d\vec{l}_1$ ва $d\vec{l}_4$ элементлардан 2 кесманинг барча элементларига ўтказилади, бунда \vec{R}_{12} ва \vec{R}_{12} векторлар жуфти учларининг 2 тўғри чизиқда жойлашувлари симметрик бўлишига эришилади. $d\vec{l}_4$ ва $d\vec{l}_1$ элементлар 4 кесманинг ўртасидан тенг масофаларда ётувчи ҳар қандай жуфт нуқталарга жойлаштирилганда ҳам сўнгги йиғиндининг қиймати ўзгармайди (нолга тенглигича қолади). Шундай қилиб, кейинги йиғинди асосида

$$\Delta \vec{F}_{12}^D = 0 \quad (\text{III.10})$$

тенгликни ҳам ёзиш мумкин. Бу ердаги $\Delta \vec{F}_{42}^D - I_4$ токнинг I_2 токка бўлган таъсирга қўшилган барча «тузатмаларнинг» тўлиқ йиғиндиси.

Шуни эсда тутиш керакки, электродинамик кучлар ўтказгичларнинг жойлашувига ва уларда оқувчи ток кучига боғлиқ, аммо ўтказгичларнинг бир-бирига бириктирилмаганлигига боғлиқ эмас. Ҳисоблашларнинг (III.9) ва (III.10) якунлари шунни кўрсатадики, П-симон ўтказгичга таъсир этувчи кучларни ҳисоблашда киритилган (III.2а) тузатмалар охириги натижага кирмайди. Аслида фақат Грассман формуласи бўйича ҳисоблаш натижасигина қолади.

5. Шарҳларда маъруза муаллифи «... тушунарли, оддий ва мантиқан янги электродинамика» яратилганлиги, зарядли заррачалар ва ток элементларининг ҳақиқий магнит ўзаро таъсир кучларини топишга муваффақ бўлганлиги ҳақида гапирди ва (III.1) формулани исботловчи тажриба амалга оширилганлигини таъкидлайди. Тажриба қуйидагича эди. Қўзғалмас 1 ўтказгичдан I_1 ток оқади. Сирпанувчи контактлари бўлган ҳаракатланувчи 2 ўтказгич (сузувчи кўприкча) 1 ўтказгич ётган вертикал текисликда ётади ва 1 ўтказгичга

параллел равишда силжий олади (124-б расм). Агар кўприкчадаги I_2 ток I_1 ток каби йўналишга эга бўлса, 2 ўтказгич пунктир билан кўрсатилган 2' ҳолатга кўчади. Ҳар иккала ўтказгичларнинг C_1 ва C_2 ўрталари битта вертикал чизиққа жойлашганда мувозанат юзага келади. Ҳаракатланувчи кўприкчанинг кўчиши I_2 ток элементларининг I_1 ток элементларига, ҳар хил ишорали электр зарядлари учун ёзилган Кулон қонунига ўхшаш қонун бўйича ва (III.1) формулага мос ҳолда тортилиши асосида тушунтирилади. Бу билан маъруза муаллифини ёқламоқчи бўлишса-да, аслида бунинг акси бўлиб чиқади: (III.1) ва (III.1a) формулалардан 2 ток элементларининг 1 ток элементларига тортилиши эмас, балки улардан итарилиши келиб чиқади (124-а расмдаги dF_{12} кучга қаранг). Шундай қилиб, (III. 1) формулани рад этувчи далил аниқлигини исботловчи далил сифатида келтирилади.

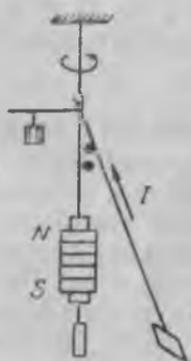
Электродинамик жараёнларнинг замонавий назарияси битта қонунни ифодалаш билан тугалланмайди. Бу назария мувофиқлаштирилган ва жуда кўп ҳодисаларни, улар орасидаги ўзаро боғланишларни эътиборга олган ҳолда, муваффақият билан тушунтиради. Ҳозирги вақтда буни эътиборга олмаслик мумкин эмас. Назарияга киритиладиган ҳар қандай «қўшимчалар» йиллар давомида тўпланган ва синовдан ўтган билимларга мос келиши керак.

IV. ЎҚУВЧИЛАР ИЖОДИЙ АКТИВЛИГИНИ РИВОЖЛАНТИРИШ БЎЙИЧА ИШЛАР УЧУН АЙРИМ САМАРАЛИ ВОСИТАЛАР

1. Урта мактабларда физика тўғарақларининг машғулотларини ва қизиқарли физика кечаларини ўтказиш учун материаллар.

«Роторлар» ва «Эврика» асбоблар тўплами (1, 2- §§ га қ.) мактаб физика тўғарақларининг машғулотларида ўқувчилар томонидан ясаши мумкин. Мактаб физика хонаси янги ва фойдали асбоб-ускуналар билан тўлдирилади. Асбобларни яшаш ва созлаш жараёнида ўқувчилар ўрганилаётган ҳодисалар бўйича мустақкам билимларга эга бўладилар. Шунингдек, 1, 2- параграфларда баён этилган экспериментлар ва уларнинг турли вариантлари қизиқарли физика кечаларида намойиш қилиниши мумкин.

Мактаб учун чиқарилган адабиётда ўқитувчи Островскийнинг асбоби тавсия этилган. Бу асбобда қияланган токли ўтказгичнинг бўйлама ўқи айланиш ўқи билан устма-уст тушадиган қилиб жойлаштирилган тўғри магнит атрофида айланиши амалга оширилади. Ўқувчилар ток занжирининг ҳаракатланувчи қисмини магнит билан бириктириб, бу ҳолда ҳам айланиш давом этишини кузатишади. Ҳодисани кузатиш учун ёғоч стерженга диаметри 3,5 см бўлган 5 та ҳалқасимон магнитларни кийгизиш етарли бўлади. Занжир ҳаракатланувчи қисмининг вертикал ўтказгичи ёғоч стерженининг ўқи бўйича пармалаб тешилган тешикдан ўтади. Сим диаметри тешик диаметрига тенг ва унга зич қиради.



128- расм

Ҳаракатланувчи қисм ўтказгичларининг учларига цилиндрча ва пластинка шаклидаги мис электродлар кавшарланган. 128-расмда тасвирланган конструкция ингичка қармоқ ипи ёрдамда 22-а ÷ ÷-а расмларда кўрсатилган стэнд тепа-сидаги штативга осилади. Электродларга ток стэнд идишларига қўйилган эритма орқали келади. Занжирдан $I=2A$ ток ўтказилганда қияланган ўтказгич билан магнитнинг биргаликдаги узлуксиз айланишлари кузатилади.

II. Педагогика олийгоҳлари ва дорил-фунунлар физика куллийтлари талабаларининг илмий-методик ва текшириш ишлари.

Умумий ва назарий физика курсини ўрганувчи талабаларга илмий-методик ишларининг бир қисми сифатида нов ҳалқали конструкцияларни ясаш, уларга зарур бўлган ҳаракатланувчи деталларни тайёрлаш топширилиши мумкин (3, 4, 5-§§, 1-илова).

Тайёрланган асбоб ва қурилмалар олийгоҳ физика кабинетини янги аппаратлар билан тўлдиради, улар билан ўтказилган экспериментлар бўлгуси физика ўқитувчисининг билимларини чуқурлаштиришга ва мустаҳкамлашга ёрдам беради, ўқув материалларини ўрганиш билан актив ижодий фаолиятни қўшиб олиб боришларига имконият яратилади.

Талабалар ўлчамлари кичик, сезgirлиги катта бўлган асбоблар ясаб, классик экспериментлар қўйилишини яхшилашга ва янги экспериментлар қўйишга муваффақ бўлишлари мумкин.

Мақтаб ва олийгоҳ учун ёзилган янги дарсликларнинг мазмунига мос келадиган тажрибалар комплексини ишлаб чиқиш, муаллифлар билдирган назарий фикрларни «материаллаштиришда» муҳим аҳамиятга эга бўлади.

Электромеханик ўзгартиргичларнинг янги моделларини қуриш учун кенг имкониятлар очилади.

Ижодий иш натижаларининг бир қисми педагогик амалиёт вақтида кўргазмали ўқитиш воситалари сифатида қўлланилиши, қолган қисми ўқувчилар ижодий қобилиятларини ошириш мақсадида синфдан ташқари ишларда фойдаланилиши мумкин.

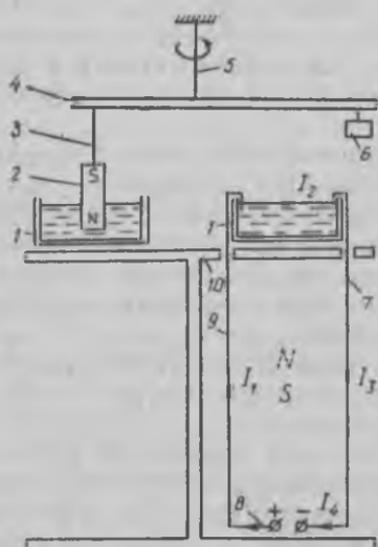
Қурилган аппаратлар ва улар билан ўтказиладиган тажрибалар куллиёт физика кечалари иштирокчилари учун ҳам жуда қизиқарли бўлади.

Бажарилган ижодий ишларнинг айримлари талабаларнинг олийгоҳда ва олийгоҳлараро конференцияларда қиладиган илмий маърузаларининг, бажарадиган диплом ишларининг асосини ташкил этиши мумкин, яратган янги асбоб ва қурилмалари билан эса, улар ёш конструктор ва ихтирочилар курик-конкурсларида иштирок этиш ҳуқуқига эга бўладилар.

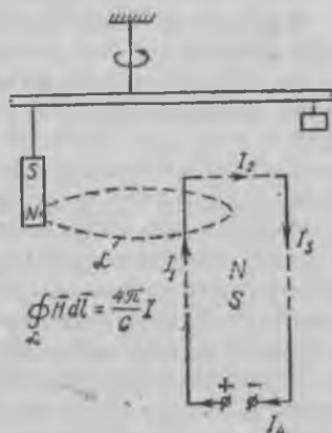
Мазкур қўлланмада асосан текширувчилар эътиборидан четда қолиб келаётган ҳодисаларнинг бутун бир соҳаси ҳақида гап кетади. Биз айтилган соҳанинг ҳамма мумкин бўлган томонларини ҳали тўлиқ қараб чиқолганимиз йўқ, текшириш натижаларининг техник татбиқи ҳам қўшимча имкониятларга эга. Студентлар илмий жамияти физика секциясида амалга ошириш мумкин бўлган кенг имкониятлар мавжуд. Мисол тариқасида бир нечта ҳар хил мавзуларни эслатиб ўтамиз.

ЭЛЕКТРОДИНАМИК ЛИЛАНИШЛАРНИ НАМОЙИШ ҚИЛИШ УЧУН УНИВЕРСАЛ АСБОБ

1) *Доимий магнитнинг ток занжири магнит майдонида айланиши.* Асбобнинг схемаси 129-расмда тасвирланди: 1 — электролит (CuSO_4) эритмаси қўйилган пластмасса нов ҳалқанинг кесими, 2—туғри магнит, 3—магнит осиладиган ип, 4—ёғочдан қилинган ричаг, 5—ричаг осиладиган ингичка қармоқ ипи, 6—посанги, 7, 8, 9—туғри бурчакли ток занжирининг металл ўтказгичлари, уларнинг юқориғи учлари эритмага туширил-



129- расм



130- расм

ган кичкина мис пластинка электродлар билан тугайди; 10- столча.

Экспериментнинг схемаси 130- расмда тасвирланди: $I_1 = I_2 = I_3 = I_4 = I$ — тўғри бурчакли занжирдаги тоқлар.

Маълумки, тўғри бурчакли ток ясси магнитга ўхшайди, занжирнинг схемадаги ҳолатида унинг S жанубий қутби кузатувчи томонида, N шимолий қутби эса, ток чизиқлари билан чегараланган текисликнинг орқа томонида бўлади (130- расм). Осилган тўғри магнитнинг шимолий қутби тўғри бурчакли ток занжирига, жанубий қутбига қараганда яқинроқ жойлашган. У занжир магнит майдонининг жанубий қутбига тортилади, шимолий қутбидан итарилади. Шу боис у расмда эгри стрелка билан кўрсатилган йўналиш бўйича ҳаракатланади. Тўғри бурчакли берк занжирнинг юқори қисмидан тўғри магнит ўта олади. Магнит эритмада оқувчи I_2 ток чизигини кесиб ўтади ва унинг шимолий қутби ток занжир магнит майдонининг шимолий қутбидан итарилгани сабабли ўз ҳаракатини давом эттиради.

Занжирга $I = 4$ А ток берилганда магнит узлуксиз айланади (129- расм).

Умумий ва назарий физика ўқитишни такомиллаштириш ва умуман билиш жараёни учун бу тажрибанинг аҳамияти катта, чунки унда Максвелл назариясининг биринчи интеграл тенгламаси

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \frac{4\pi}{c} I$$

намоён бўлади. Бу ерда \vec{H} — ток магнит майдонининг кучланганлиги, I — доимий магнит N шимолий қутбининг Z ҳаракат чизиғи билан ўраб олинган ток кучи.

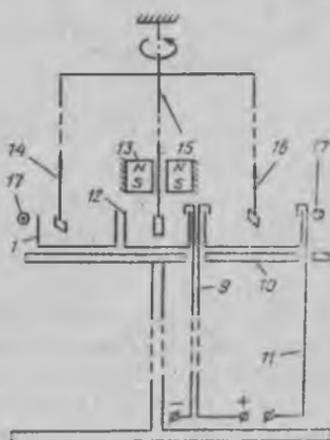
Агар магнит шимолий қутбнинг мумкин бўлган L' айланиш чизиғи токни ўраб олмаса,

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = 0$$

бўлади, шунинг учун бу ҳолда узлуксиз айланишлар кузатилмайди: ток магнит майдони кучларининг иши нолга тенглиги сабабли доимий магнит кинетик энергияга эга бўла олмайди ва ҳаракатга келмайди.

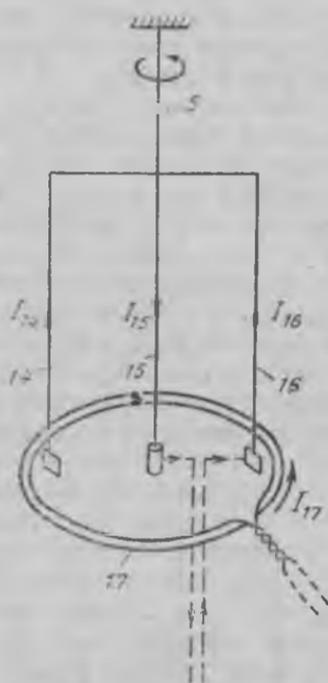
Шунга ўхшаш, магнит I_2 ток сатҳидан юқорига осилганда ҳам узлуксиз айланишлар юзага келмайди, магнит фақат ўзининг мувозанат ҳолатига кўчади. Тажрибанинг биринчи қисмида кузатилган ҳодиса қўзғалмас ток занжирининг юқори қисмидан магнитни ўтказиб юборадиган автоматик мосламаси бўлган электр аппаратлари яратишда фойдаланилиши мумкин.

2) *Магнит атрофида ток занжири III-симон қисмининг узлуксиз айланишларини кузатишга имкон берувчи қурилма.* Унинг схемаси 131-расмда тасвирланди. Асбоб қисмларининг номерланиши биринчи тажрибадагига мос келади. Нов ҳалқа ўртасига (129-расмга қ.) 12 пластмасса косача ва у билан бирга юқориги учига мис пластинка электрод ($2,5 \times 2,5$ см²) кавшарланган 11 ўтказгич жойлаштирилади. Бу электрод косачага қўйилган электролит эритмасига туширилган. Косача тепасига 13 кучли ҳалқасимон магнит (масалан, динамикалардан олинган иккита магнит) қўямиз. Магнит косача қирғоқларида ётувчи ҳалқасимон пластинкага тиралиб туради (бу пластинка расмда кўрсатилмади). Штативга 14, 15, 16 вертикал қисмлари бўлган баланд



131- расм

Ш-симон ўтказгични осамиз, 14, 16 ўтказгичларнинг пастки учларига мис пластинка-электродлар ($2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$) кавшарланган, 15 ўтказгичга эса, цилиндр шаклидаги мис электрод кавшарланган. Бу электродлар косача ва нов ҳалқадаги CuSO_4 электролит эритмасига туширилган. Занжирга $I=4\text{A}$ доимий ток берилса, унинг Ш-симон қўзғалувчи қисми узлуксиз айланади. Айла-нишлар доимий магнит майдонининг 14 ва 16 ўтказгич-лардаги токка таъсири туфайли юзага келади. 14 ва 16 токли ўтказгичлар магнит атрофида чап қўл қондасига мос ҳолда айланади.



132- расм

3) Доиравий ток магнит чайдоида Ш-симон ток занжирининг узлуксиз айла-нишлари. Бу эксперимент ҳам 131-расмда тасвирлан-ган қурилма ёрдамида ба-жарилади. Ҳалқасимон до-имий магнит 13 ўрнига бу тажрибада 17 қўзғалмас доиравий ток занжири оли-нади. Бу занжир сирланган симнинг 100 ўрамидан иборат. Доиравий занжир ва Ш-симон ўтказгич ток ман-баига кетма-кет уланади. Занжирга $I=4\text{A}$ доимий ток уланса, Ш-симон ўтказгич узлуксиз айланади. Айла-нишлар 17 доиравий ток магнит майдонининг 14 ва 16 ўтказгичлардаги токлар-га таъсири туфайли юзага келади (132-расм). Бу таъ-сирнинг йўналиши олдинги экспериментдаги каби чап қўл қондаси билан аниқла-нади. Тажриба ҳам доимий,

ҳам ўзгарувчан ток билан ўтказилиши мумкин. Қўзғал-мас вертикал ўтказгичлардаги ва эритмадаги ток чизиқ-лари расмда пунктир билан тасвирланди. Тажрибалар ўтказиш учун қўлланилган бу қурилма намоийш этиш учун қулай, равон ишлайди ва учта асбобнинг ўрнини босади. Урта мактаб ва олий ўқув юртларининг физика хоналарини жиҳозлаш учун тавсия этилиши мум-кин.

4) Грассман формуласининг ньютонча бўлмаган қўшилувчиси билан боғлиқ динамик таъсирларни намоён қилиш усуллари.

а) 1- ва 2- параграфларда ўрта мактаб физика курсига мўлжалланган, ясадиши унча мураккаб бўлмаган асбоблар ҳақида гап кетган эди. У ерда ўқув дастури бўйича мажбурий ҳисобланган материалларга тегишли тажрибаларни баён этиш билан чегараланган эдик. Аммо айтилган асбобларнинг (9, 10, 15, 18, 22-расмларга қ.) имкониятлари анча кенг, улар ўрта мактаб, ҳатто олий ўқув юртлари ўқув дастурларига кирмаган ҳодисаларни кузатишда ҳам фойдаланилиши мумкин.

Магнит майдон кучланганлиги учун ёзилган (6.4) Био — Савар қонуни ва магнит майдоннинг ток элементига таъсири учун ёзилган (6.5) қонун асосида аниқланган (6.6) электродинамик куч иккита қўшилувчилар

$$d\vec{F}'_{12} = \frac{I_1 I_2}{c^2} \frac{(\vec{R}_{12} d\vec{l}_2) d\vec{l}_1}{R_{12}^3}, \quad d\vec{F}_{12} = \frac{I_1 I_2}{c^2} \frac{(d\vec{l}_1 d\vec{l}_2) \vec{R}_{12}}{R_{12}^3}$$

кўринишида фойдаланиши мумкинлигини эслаймиз (6-§ га қаранг). Буларнинг биринчиси Ньютон III аксиомасини қаноатлантирмайди (ньютонча эмас), иккинчиси — қаноатлантиради (ньютонча).

Горизонтал текисликда жойлашган қўзғалмас доиравий ток занжири магнит майдонида вертикал токли ўтказгичнинг ҳаракатини кузатишга имкон берувчи бу тажрибада $d\vec{l}_1$ ва $d\vec{l}_2$ элементлар ўзаро перпендикуляр (18-расмга қаранг). Шунинг учун $d\vec{F}'_{12}$ қўшилувчи нолга тенг ва қўзғалувчи вертикал ўтказгичга доиравий ток $d\vec{l}_1$ элемент каби йўналган ньютонча бўлмаган $d\vec{F}'_{12}$ куч билан таъсир этади. Доиравий токнинг қўзғалувчи вертикал ўтказгичга яқин жойлашган қисмларининг таъсири кучлироқ бўлади ва у вертикал ўтказгични ҳаракатга келтиради.

б) Юқоридаги қурилмада (18-расмда кўрсатилган) бир-бирига маҳкам боғланган доиравий ва вертикал токли ўтказгичларнинг биргаликдаги ҳаракатини ҳам кузатиш мумкин (91-расмга қаранг). Шунга эътиборни жалб қиламизки, $d\vec{F}'_{12} = k_1 d\vec{l}_2$ куч ва унинг OO_1 ўққа нисбатан моменти нолга тенг эмас; вертикал бўйича $(\vec{R}_{21} d\vec{l}_1)$ скаляр кўпайтманинг ишорасига боғлиқ ҳолда юқорига ёки пастга йўнал-

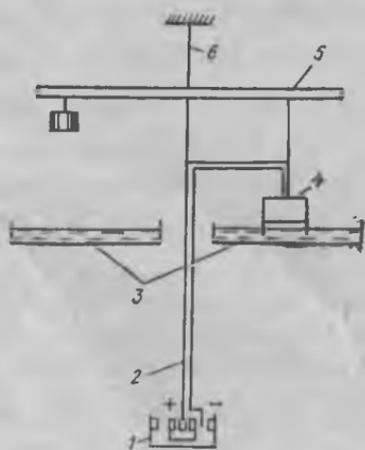
ган $d\vec{F}'_{21} = k_2 d\vec{l}_2$ куч ва унинг OO_1 ўққа нисбатан моменти эса нолга тенг. Бу конструкцияда доиравий токни ҳеч қандай магнит майдон таъсирида айлантириб бўлмайди. $d\vec{l}_1$ элементга бўйлама кучлар таъсир этиши ҳақидаги тахминлар Лорентц кучи тушунчасига зид (сўнгги куч $d\vec{l}_1$ га перпендикуляр).

Шундай қилиб, вертикал токли ўтказгични доиравий ток магнит майдони айлантиради, OO_1 ўқ атрофида айлантиришга интилувчи тескари таъсир бўлмайди. Шу билан бирга, доиравий ток магнит майдони томонидан занжирнинг қўзғалмас қисмларига бериладиган тескари йўналишдаги айлантирувчи таъсир туфайли, қаралаётган системадаги барча электродинамик кучларнинг моментлари йиғиндисин нолга тенг бўлади.

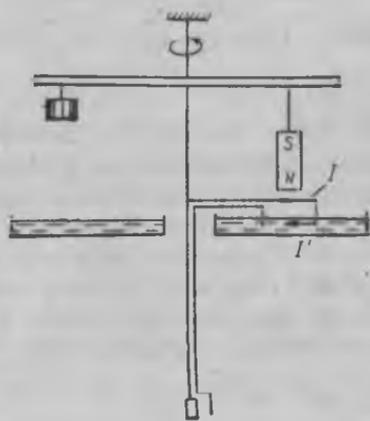
Вертикал ва доиравий токларни бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда айлана оладиган тарзда осиб, система магнит майдони таъсирида доиравий ток айланмаслигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Конструкциянинг ишлаш принципини тушунтиришда биз ҳамма томонидан тан олинган электромагнетизм ҳақидаги таълимотгагина асосландик.

5) *Электродинамик ўзгартиргичларнинг айрим моделлари.*

а) *Электродинамик ўзгартиргичларининг лаборатория моделларини синаш стенди.* Стенд CuSO_4 эритмаси



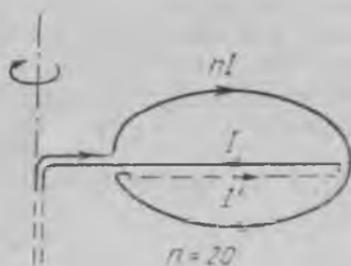
133- расм



134- расм

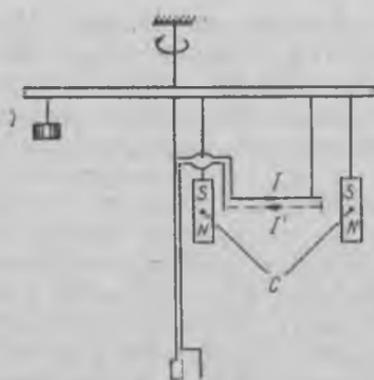
тулдирилган кенг ва саёз 3 нов ҳалқадан иборат (133-расм). Нов ҳалқанинг ички ва ташқи диаметрлари, мос ҳолда, 8 см ва 30 см. Бу ҳолда ҳам 11, 12-расмларда тасвирланган қўзғалувчи деталлар осиладиган мосламадан фойдаланилади. Текширилувчи электромеханик объект ҳалқасимон керамик магнит ёки электромагнит бўлиши мумкин. Ток I коллектордан берилади. У изоляцияловчи материалдан қилинган иккита косачадан иборат. Уларнинг ичида ток манбаи қутбларига уланган ҳалқасимон мис электродлар бор. Косачага ҳам CuSO_4 эритмаси қуйилган ва унга 2 бифиляр учларига кавшарланган цилиндрча ва пластинкадан иборат мис электродлар туширилган. Бифилярнинг баландлиги 40—50 см. Ток бифиляр ва 4 объект ўрамлари бўйича оқиб, нов ҳалқадаги эритма орқали уланади. Манбадан ток келтирувчи ўтказгичлар ўз магнит майдонлари билан кузатиладиган ҳодисага таъсир этмайди. Текширилувчи объект 5 ҳаракатланувчи ричагга, у эса, 6 илгичка ип билан штативга осилган.

Бу қурилма ёрдамида электр занжирларининг бир қисми «денгиз суви» бўлган электромеханик ўзгартиргичларнинг ҳар хил лаборатория моделларини синаб куришимиз, сирпанувчи контактли қисмлари бўлган ҳар хил системалардаги динамик жараёнларни кузатишимиз мумкин. Масалан: тўғри магнит ва ток занжири тўғри қисмининг ҳаракати (134-расм):



135- расм

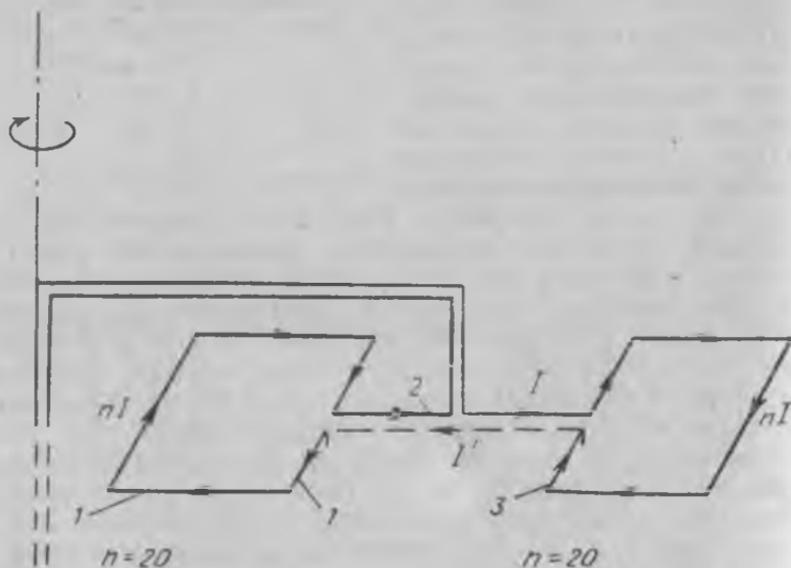
горизонтал жойлашган доиравий ток ва занжир диаметрал қисмининг ҳаракати (135-расм); иккита магнитлар жуфти ва уларга бириктирилган ток оқувчи стержень — катамаран двигателининг модели (136-расм). Сўнги конструкциянинг ишлаш принципини тушунтирувчи схема 137-расмда берилди. Иккита ясси (тўрт бурчакли) ғалтаклар горизонтал жойлашган, улардан nI ток оқади (n — ўрамлар сони). Бу ток суюқликдаги I' ток тепасида оқади. Ток манбаи металлдан қилинган система билан бириктирилиши ва унинг ихтиёрий ўтказгичидаги кесилган жойга уланиши мумкин. Ҳаракат ғалтаклар магнит майдонининг 2 стержендаги токка таъсири туфайли юзага келади. Бу майдон I'



136- расм

токка тескари йўналишда таъсир этади. I' токнинг магнит майдони эса, ғалтакларнинг сезиларли кўчишини юзага келтирмайди. Стендда токли ғалтаклар ўрнига тўғри магнитлардан фойдаланиш (136-расм) конструкциянинг ихчам бўлишини таъминлайди, магнитлар ва тоқларнинг эквивалентлиги туфайли бу ҳолда ҳам 137-расмга асосланиш мумкин.

Шунга эътиборни қаратамизки, бундай конструкцияларнинг барчасида «кемачага» жойлашган ток занжирининг қисми ва электромагнит (ёки магнит) биргаликда уларнинг умумий тортиш кучига қўшган ҳиссасидан қатъи назар, ўз майдониди мувозанатлашмаган электродинамик системаларни ҳосил қилади. Албатта, занжирининг суоқлик қисмидаги ток, 134- ва 135-расмларда тасвирланган моделлардаги сингари, кутилган ҳаракатни юзага келишига ёрдам берадиган бўлиши мақсадга мувофиқ.



137- расм

б) Билиш учун аҳамиятли бўлган оригинал демонстрацион тажрибалар. Юқорида баён этилган стэнд билиш учун аҳамиятли бўлган оригинал экспериментлар бажариш учун ҳам яроқли. Мумкин бўлган кўпгина ана шундай экспериментлардан мисол тариқасида фақат биттасини келтирамиз.

Қузғалувчи ричагга кучли тўғри магнит ва I токли сим улагич осилди (138-расм). Улагич остидаги суюқликда оқувчи I' ток занжирни беркитади. Занжирга $I = 4 \div 5$ А ток берилганда узлуксиз айланишлар кузатилади.

Бу экспериментда сим бифилярдан ташқаридаги тоқларнинг тақсимланиши жуда соддалаштирилган ҳаракат жараёнида бу тоқларнинг ўзаро жойлашувлари аниқ такрорланиб туради (138-расм). Ўзаро таъсирларни тушуниш осон.

Бу тажрибаларда кузатилган ҳодисани,

$$d\vec{F} = \frac{ml}{cR^2} [d\vec{l} \vec{R}]$$

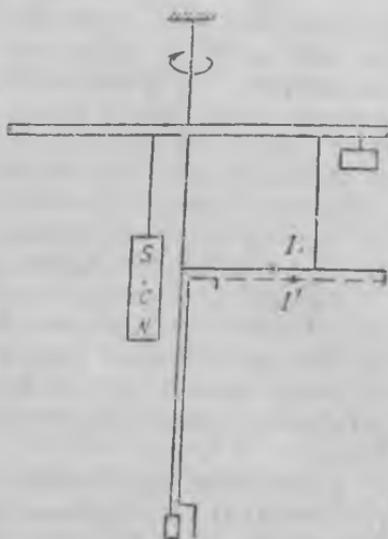
формуладан келиб чиқиб, магнит ва токли сим улагичнинг ўзаро таъсирлари бир-бирини мувозанатлайди ва I' токнинг майдони магнитни ҳаракатга келтиради деб тушунтириш асло мумкин эмас. 137-, 138-расмларда кўрсатилганларга ўхшаш жараёнларни тушунтиришга бағишланган маъруза ва мақолаларда назарий асос сифатида қуйидаги формулалардан фойдаланиш мақсадга мувофиқ (6-§ га қ.):

$$\vec{H} = \frac{e}{cR^2} [\vec{v} \vec{R}]; \quad d\vec{H} = \frac{l}{cR^3} [d\vec{l} \vec{R}];$$

$$\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}]; \quad d\vec{F} = \frac{l}{c} [d\vec{l} \vec{H}];$$

$$\vec{F}_{12} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{12}^3} [\vec{v}_2 [\vec{v}_1 \vec{R}_{12}]]; \quad d\vec{F}_{12} = \frac{l_1 l_2}{c^2 R_{12}^3} [d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]]$$

(IV 1)



138- расм

Шунингдек, магнитларнинг электр тоқларига эквивалентлигидан ҳам самарали фойдаланиш керак (9, 10-§§ га қаранг). Бу муносабатлар асосида аниқланган кучларнинг мавжудлиги бевосита ўлчашлар, (IV. 1), (10.2), (10.4) формулалардан фойдаланиб қурилган конструкцияларнинг аниқ ишлаши билан тўлиқ тасдиқланади. Бу, шубҳасиз, электромагнит парадокс (қаттиқ металл конструкция қисмлари орасидаги магнит ўзаро таъсир туфайли унинг ҳаракатга келиши) нинг намоён бўлишидир.

Муқаррар равишда қуйидаги савол туғилади: бу ерда Ньютон механикаси III аксиомасининг бажарилиши қандай бўлади? Жавоб: (IV. 1), (10.2), (10.4) формулалар билан аниқланадиган кучлар бу аксиома талабларини қаноатлантирмайдиган ҳоллар ҳам бўлиши мумкин.

Тингловчи ва китобхонлар бу кучларни эффектив (тажрибаларда кузатиладиган) деб ҳисоблашлари ва материяда юз берувчи, хоссалари майдон сифатида қабул қилинадиган, ҳали ўрганилмаган жараёнларда ўзаро таъсирлар барибир III аксиомага мос ҳолда юз беради деб тахмин қилишлари мумкин. Аммо бу яхши гипотезагина, холос. Бир ярим асрдан кўпроқ вақт давомида электродинамик бўлмаган жараёнлар механикасининг билимдонлари ва табиатуношлик ишқибозлари барча электродинамик конструкцияларда III аксиома ҳамма вақт бажарилади деб ҳисоблаб келганлар; макроскопик масштабларда бундан четлашишлар бўлиши мумкин эмас деб қараганлар, аммо бунинг аслида ҳеч ким исботламаган (6, 7-§§ га қ.).

Нозикроқ структурадаги жараёнларни акс эттириш билан (IV. 1) кучларни ё ҳақиқий ёки эффектив деб аташдан қатъи назар, улар жуда кўп ҳодисаларни тушуниш ва электромеханик энергия ўзгартирувчилари (жумладан, илгари маълум бўлмаган) яратиш учун асосий восита сифатида қолаверади.

6) *Назарий характердаги илмий-методик ишлар.* Юқори курс талабаларига назарий характердаги илмий-методик ишлар тавсия этилиши ҳам мумкин. Турли мувозанатлашмаган электродинамик системаларда юзга келадиган кучларни ва куч моментларини ҳисоблаш билан боғлиқ масалалар қўйилиши мумкин. Бунда 12-параграфда таклиф этилган ҳисоблашнинг рационаллаштирилган усуллари қўл келиши аниқ. Бундай ҳисоблашларда аналитик механика методларини қўл-лаш ҳам фойдадан холи эмас.

ХОТИМА

I. Ишнинг фундаментал қисми

1. Қаттиқ электр утказувчи жисм айрим ҳолларда ўзида оқувчи токларнинг магнит ўзаро таъсирлари туфайли тезланиш олиши мумкинлиги назарий ва экспериментал исботланган; бу токларнинг жисм магнитланган қисмлари билан ўзаро таъсири туфайли ҳам у тезланиш олиши мумкин; бу сабаб туфайли жисм тинч ҳолатдан чиқиб илгариланма ва айланма ҳаракат қилади. Муаллифлар томонидан шунга ўхшаш ўнлаб хусусий ҳоллар аниқланди ва таҳлил қилинди, ўқув мақсадлари учун мос лаборатория асбоблари қурилди. Бундай электромеханик ўзгартирувчиларда юз берадиган жараёнлар бир қарашда қутилмагандек бўлса ҳам текширишларда тасдиқланган, шунинг учун уларга «электромагнит парадокс» деган қисқача атама мос келади.

2. Электромагнит парадокс билан боғлиқ ҳодисаларда сақланиш қонунларининг бажарилиши кўрсатилган. Бу ҳодисалар Максвелл — Лорентц электродинамикасига ўзвий киради. Электромагнетизм ҳақидаги классик таълимотнинг давоми юзага келди — унинг янги боби яратилди. Муваффақият билан қўлланилган Максвелл — Лорентц электродинамикасининг тенгламалари энергия, импульс ва импульс моментининг сақланиш қонунлари талабларини қаноатлантиради.

II. Бартараф қилиш талаб этилган айрим қийинчиликлар

1. Электромагнит парадокс реал мавжудлиги муносабати билан Ньютон механикаси III аксиомасининг электродинамикадаги татбиқ этилиш чегаралари ҳақидаги масала пайдо бўлади. Электромагнетизм ҳақидаги таълимот ишлаб чиқиладиган бошланган пайтдан бошлаб ўтган 170 йил давомида физиклар ва электротехникларнинг анъанавий фикрлари битта, у ҳам бўлса, электродинамик парадокс бўлиши мумкин эмас деб ҳисоблаш эди.

Электродинамик бўлмаган ҳодисаларни ифодалашда ўзини оқлаган Ньютон механикаси ғояларининг ҳукмронлиги туфайли ана шундай бўлган эди. Ньютоннинг «Натурал фалсафанинг математик бошланишла-

ри» асарида III аксиома ҳамма вақт бажарилиши керак деб уқтирилган эди. Бу фикр анъанага биноан электромагнетизмнинг макроскопик ҳодисалари ҳақидаги таълимотни баён этишда, лаборатория асбоблари ва электротехника машиналарининг ишлаш принципини тушунтиришда ҳам асосий раҳбар принцип сифатида қабул қилинган.

Анъанавий фикрни ҳимоя қилиш мақсадида ҳар хил далиллар келтирилди. Аммо текширилганда улар ишониб бўлмайдиган далиллар бўлиб чиқади.

Ампер томонидан ток элементларининг ўзаро таъсирини ҳисоблаш учун таклиф этилган, III аксиомани қаноатлантирувчи, (II.1) ёки (II.1в) дифференциал формулалар нуқтавий объектларнинг ўзаро таъсири учун ёзилган эди. Муаллиф бу формуланинг фақат тажрибалар асосида олинганини айтган эди. «Ампер ўзи фойдаланган асбобларнинг тузилишини батафсил тушунтиради, аммо тажрибаларнинг ўзи ҳақида салгина эслатиб ўтади... Вебер экспериментларнинг батафсил баёни йўқлиги учун унга таъна қилган эди».

Ж. К. Максвеллнинг фикрича, Ампер ўзининг эълон қилган ишларида мазкур қонуннинг таклиф этилган ифодасига олиб келган усулни яширади, ўқувчига фақат ана шу усулни қўллашнинг охирига натижаси хабар қилинади. Бошқача қилиб айтганда, ишнинг назарий қисми билан экспериментал қисми бир-бирига қандай боғланганлигини билиш учун етарлича маълумот йўқ эди.

Ампер томонидан олдиндан қўйилган мақсадга эришилмаганлигига, таклиф этилган формула дифференциал ва интеграл ифодаларининг физик мазмунлари бир-бирига мос келмаслиги ҳам гувоҳлик беради. Дифференциал ифода электромагнит парадоксни рад этади. Интеграллашда эса, айрим ҳолларда, бошланғич ифоданинг физик маъноси йўқолиб кетади. Бунинг ҳайрон қоларли жойи йўқ, чунки таклиф этилган формула бир нечта қўшилувчилардан иборат (II.1 в га.қ.) ва ҳисоблаш жараёнида уларнинг айримлари йўқолиб кетади. Бундай ҳолларда Ампер формуласидан, унинг асосий фикрига ва механика III аксиомасига қарама-қарши ўлароқ электромагнит парадокснинг бўлиши мумкинлиги келиб чиқади. 122-а расмда тасвирланган конструкцияда ҳисоблашлар бўйича ҳеч қандай магнит кучлари I доғравий ток занжирини 8 осиш ипидан ўтувчи ўқ атрофида айланишини юзага келтира олмай-

ди, кузатилган айланиш I_1 токнинг доиравий ток билан бириктирилган 6 ўтказгичдаги I_6 токка таъсири туфайли амалга ошади; ана шундай фикрни I_1 доиравий ва I_2, I_4, I_5, I_6 тўғри бурчакли ток занжирларига нисбатан ҳам айтиш мумкин. Бошқа кўпгина мисоллар ҳам келтириш мумкин. Бундай ҳолатлар илгари эътибордан четда қолиб келар эди. Бизнинг давримизда (II.1), (II.1 в) Ампер формулаларининг эксперименталлиги ва етарли тўлиқ асосланганлиги ҳақидаги фикрлар билан берк ток занжирлари ва параллел токли ўтказгичлар устида бажарилган, Ампер тажрибаларини муваффақиятли ифодалай олувчи, аммо бошқача физик маъноли ва Ампер формуласидан фарқланадиган дифференциал ифодаларнинг мавжудлигини қандай келиштириш мумкин?

Биз XIX аср бошларида маълум бўлган билимлар асосида қандай математик ўзгартиришлар йўли билан назарияда марказий (гравитация) ва марказий бўлмаган (электромагнит) кучлар таъсирининг кўринишдан бирдай бўлишига эришиш мумкинлигини кўрсатдик.

Токларнинг магнит ўзаро таъсирини ва бошқа жуда кўп нарсаларни кашф этган гениал олим Ампер фаннинг, шубҳасиз, идеал ҳалол заҳматкаши эди. Аммо у яшаган давр ўз ҳукмини ўтказди ва кўринишдан шубҳасиздек бўлган мақсад томон уни йўналтирди.

2. Бизнинг давримизда ҳам кўпчилик олимлар аниқ далилларни атайин четлаб ўтиб, механика III аксиомасига ёки тажрибаларда тасдиқланган электродинамика қонунлари ифодасига беўхшов ва кераксиз ўзгартиришлар киритиб, математик ва мантиқий хатоларга йўл қўйиб, яна ўша мақсад томон интилишади, буларнинг ҳаммаси электродинамикада механика III аксиомасининг татбиқ этилиш чегараси борлигини яширин ёки йўқотиш учун қилинади.

Биз назарийчи ва амалиётчилар томонидан илгари йўл қўйилган ва ҳозир ҳам такрорланаётган айрим эътиборсизлик ва камчиликларни қайд қилиб ўтдик холос.

III. Эътибордан четда қолдириб бўлмайдиган далиллар. Муаммони таҳлил қилишда қуйидагиларни эътибордан четда қолдирмаслик керак. Мақсадга эришиш, яъни электромагнит парадокс бўлиши мумкинлигини исботлаш учун магнит майдоннинг ток элементига таъсир кучи

$$d\vec{F} = \frac{1}{c} [d\vec{l} \vec{H}] \quad (6.5)$$

ва Лорентц кучи

$$\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}] \quad (6.3)$$

ишончли асос бўлиб хизмат қилади.

Маълумки, (6.5) ифода жуда кўп макроскопик ўлчашлар натижаси сифатида қабул қилинган. (6.3) эса, (6.5) дан атомистик ғоялар асосида келтириб чиқарилиши мумкин. У атом физикаси ва электроника воситалари билан ўтказилган кузатишларга ҳам мос келади. Шуниси муҳимки, ҳариккала формула ҳам релятивистик электродинамиканинг ажралмас қисмидир. Бу формулаларнинг фан ва техникадаги қўлланишлари ҳаммага маълум. Шуни таъкидлаймизки, (6.5) ва (6.3) формулалар бўйича $d\vec{F}$ ва \vec{F} кучларнинг йўналишлари $d\vec{l}$ ва \vec{v} векторларнинг йўналишларига перпендикуляр ва бу \vec{H} вектор ифодасининг танланишига боғлиқ эмас. Иккита алоҳида олинган $I_1 d\vec{l}_1$, $I_2 d\vec{l}_2$ ток элементларига ёки иккита e_1 , e_2 зарядли ва v_1 , v_2 тезликли заррачаларга татбиқ этилган (6.5) ва (6.3) қонунлар Ньютон механикасининг III аксиомасига, кучларнинг йўналишлари бўйича ҳам, уларнинг сон қийматлари бўйича ҳам, умумий ҳолда мос келмайди. (6.5) ва (6.3) қонунларнинг бундай хусусиятларидан биз макроскопик масштабларда электродинамик парадокс бўлиши мумкинлигини исботлаш учун фойдаландик. Ҳар бир конкрет ҳолда хусусий магнит майдонда юзага келувчи тортиш кучи ва ток занжирлари қўзғалмас қисмлари майдонларининг динамик таъсирлари аниқ ҳисобга олинди. Айрим конструкцияларда электромагнит парадокс электромагнетизмнинг у ёки бу назариясига мурожаат қилиш заруриятсиз ҳам намоён бўлади.

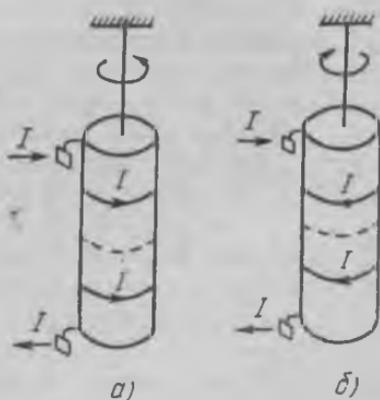
Классик механика тарафдорларини ўлчанадиган (6.5) ва (6.3) кучларни эффектив деб аташ ва уларни механиканинг фундаментал аксиомаларига мос ҳолда юз берувчи қандайдир ички ва ўта нозик ўзаро таъсирларнинг ташқи намоён бўлиши деб ҳисоблаш ҳуқуқидан ҳеч ким маҳрум этмайди. Аммо бу эффектив кучларнинг парадоксиал хусусиятларини ва уларнинг қўлланишларини рад этишга сабаб бўлмаслиги керак. Кези келганда шуни айтиш керакки, хорижий матбу-

отда эълон қилинган энг янги денгиз «магнитоход» ларининг ҳар биридаги электр юритгичнинг кемадаги қисми (қолган қисми ўзидан ток ўтказувчи денгиз суви) мувозанатлашмаган электродинамик система ҳисобланади. Шунинг учун лойиҳачи ва конструкторлар кутилмаган динамик таъсирларнинг олдини олиш, тортиш кучини ошириш ва ФИҚни яхшилаш учун электромагнит парадоксининг ҳар хил кўринишларини билишлари лозим. Бу фикр сирпанувчи контактлари бўлган электродинамик система ва бу системанинг бирор қисми билан мустаҳкам бириктирилган корпусдан иборат ҳар қандай аппарат учун ҳам айтилиши мумкин.

IV. Китобда таклиф этилган аппаратларнинг потенциал имкониятлари

1. Урта ўқув юртларининг физика хоналарини жиҳозлаш учун янги аппаратлар тавсия этганимизда биз энг оддий ва, шу билан бирга, самарали айрим конструкциялар билан чегараланган эдик (1-§). Бунда ўқув экспериментларини баён этишда мактаб дарсликлари ва амалдаги дастурларда кўзда тутилган ҳодисалар доирасидан четга чиқилмаган эди. Аммо 2-параграфда баён этилган қурилмалар фақат анъанавий мактаб экспериментларини бажаришгагина эмас, балки электромагнит парадоксининг бир қатор ишонарли кўринишларини кузатишга ҳам имкон беради (3,4,8- §§ қ.).

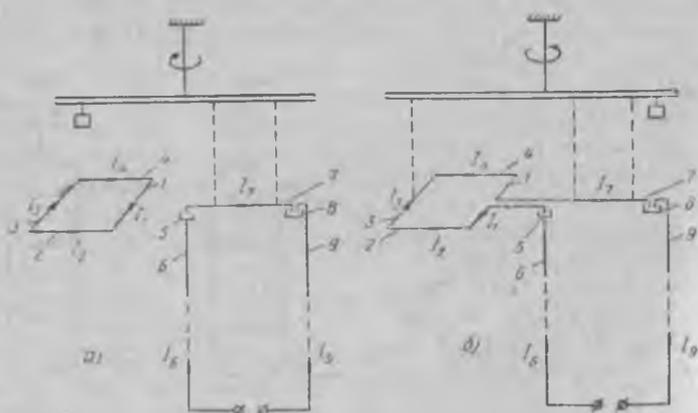
2. Юқорида олий ўқув юртларидаги электромагнетизм курси учун мўлжаллаб кўрсатилган экспериментлар билан биз қурган аппаратларнинг қўлланиш имкониятлари чегараланмайди (II боб). Бу асбоблар ўқув жараёни ва техникада қўллашга мўлжаллаб лойиҳалаштирилган янги конструкцияларни синовчи стенд сифатида ҳам ишлатилиши мумкин. Масалан, кичик диаметрли нов ҳалқага эга бўлган стендда (48-расм) ўралари қарама-қарши йўналишда ўралган икки қисмдан иборат цилиндр шаклидаги токли ғалтак му-



139- расм

возанатлашмаган электродинамик система эканига ишонч ҳосил қилиш мумкин (139-а, б расм). Системага ток бериш учун ичига ўрамларнинг учларига кавшарланган пластинка — электродлар туширилган иккита ҳалқадан фойдаланиш мақсадга мувофиқ. Ток берилганда бундай ғалтак узлуксиз айланади. Қурилма ишлашининг электромагнит механизми бир-бирига бириктирилган доиравий ва вертикал токли ўтказгичлар билан бажарилган экспериментлар асосида осонгина тушунилиши мумкин (90, 91- расмлар).

Айтилган асбоблар билиш мазмунига эга бўлган саволларга тезгина жавоб олиш учун ҳам жуда қўл келар экан. Иккита ўзига хос мисоллар келтирамиз. Катта нов ҳалқали ва юқори ҳолатдаги марказий косачаси бўлган қурилмадан фойдаланамиз (35- расмга ва унга берилган тушунтиришларга қ.). Ҳаракатланувчи ричагга 7 сим улагични осамиз (140-а расм). Унга ток электролит эритмаси билан тўлдирилган 5 косача ва 8 нов ҳалқага тортилган 6 ва 9 узун вертикал ўтказгичлар орқали келади (сирпанувчи контактлар ҳосил қилишнинг бошқа усуллари ҳам қўлланиши мумкин). I_6 ва I_9 тоқларнинг магнит майдонлари I_7 токка вертикал равишда юқорига қараб таъсир этади. 7 улагич яқинига томонлари 1, 2, 3, 4 бўлган тўғри бурчакли берк ток занжирини жойлаштирамиз, унинг мос томонларидан I_1, I_2, I_3, I_4 тоқлар оқади. Рамка горизонтал жойлашган, унинг 2, 4 ён томонлари 7 улагичга параллел ва



140- расм

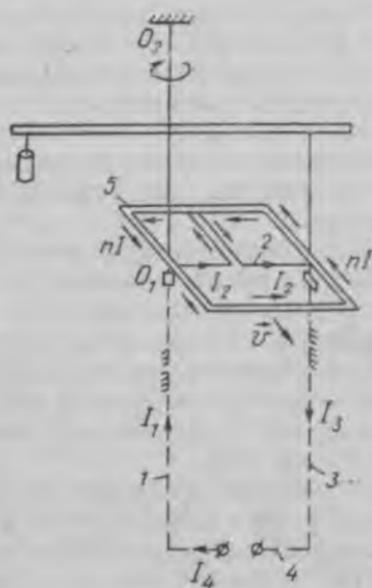
унинг давоми бўлган тўғри чизиқдан тенг масофаларда ётади. Рамка томонларининг ва улагичнинг узунлиги бизнинг тажрибаларимизда 12,5 см олинган, рамканинги ўрамлари сони $n=50$, ўрам симининг диаметри 0,8 мм; ҳар бир ўрамдаги ва улагичдаги ток кучи $I=6A$. Ток уланганда улагич бошланғич ҳолатидан силжийди ва расмда эгри стрелка билан кўрсатилган соат стрелкаси ҳаракати йўналишида бурилади.

Энди рамкани улагич билан бириктирамиз (140-б расм) ва бу системани қўзғалувчи ричагга осамиз. Ток уланганда рамка ва улагич биргаликда бошланғич ҳолатидан соат стрелкаси ҳаракатига тескари, яъни тажрибанинги биринчи қисмидагига қараганда қарама-қарши йўналиш бўйича ҳаракатланади. Улагичга тажрибанинги биринчи қисмидаги каби айлантирувчи куч таъсир этишда давом этади.

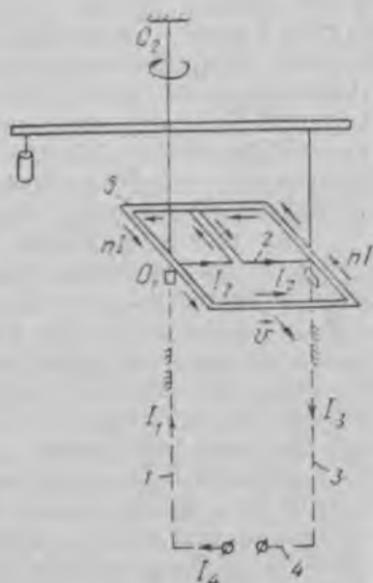
Вертикал I_6, I_9 тоқларнинг магнит майдони горизонтал жойлашган рамка ва улагични осииш ипи билан устма-уст тушувчи ўқ атрофида айланишларини юзага келтира олмайди. Бунга вертикал тоқлар магнит майдонини парма қондаси бўйича, кучларни чап қўл қондаси бўйича таҳлил қилиб ишонч ҳосил қилиш мумкин. Бу мақсадда (6.4) ва (6.5) қонунлардан ёки уларга эквивалент бўлган (6.6) Грассман формуласидан фойдаланилганда ҳам натижа юқоридагидек бўлади. Бинобарин, 140-б расмдаги схема бўйича ўтказилган тажрибада кузатилган бурилиш фақат улагичдаги ток магнит майдонининг рамкадаги тоқларга таъсири туфайли бўлиши мумкин.

Шундай қилиб, қаралаётган тажрибада мувозанатлашмаган электродинамик системага дуч келамиз. Бунда иккита объект — бир-бирига бириктирилган радиал ўтказгич ва тўғри бурчакли рамка, тоқ берилганда, уларни қарама-қарши йўналишда айлантиришга интилувчи магнит ўзаро таъсир кучлари таъсиринга учрайди. Аммо бу ҳолда радиал ўтказгичдаги ток магнит майдонининг таъсири устунлик қилади.

Бошқа ҳол янада қизиқроқ: бир-бирига бириктирилган рамка ва радиал ўтказгичдан иборат мувозанатлашмаган системада тўғри бурчакли рамкадаги токнинг таъсири устунлик қилади (141-расм). Қўзғалмас I_1, I_2, I_3, I_4 тўғри бурчакли ток занжири вертикал текисликка жойлашган. Узун 1,3 ўтказгичлар вертикал, нисбатан қисқа 2, 4 ўтказгичлар — горизонтал. Қўзғалувчи тўғри-бурчакли рамка эса, горизонтал текисликка жойлаш-



141- расм



142- расм

ган. У ҳаракатланувчи ричагга осилган ва ричагни штативга осиш илп билан устма-уст тушувчи OO_1 ўқ атрофида айлана олади (ричаг ўрнига рамка устига жойлашган крестовинадан фойдаланиш афзалроқ).

Рамкага ток учларида мис цилиндрча ва пластинкадан иборат электродлари бўлган узун 6 бифиляр ёрдамида келтирилади. Цилиндрча ўтказувчи эритма қуйилган косачага, пластинка эса, ичига косача қуйилган кичик цилиндрлик идишга киритилади. Цилиндр ва косачада қўзғалмас электродлар бор, улардан ток манбаига симлар тортилган (133-расм ва уни тушунтирувчи текстга қ.). Рамка кўп ўрамли, ўрамлар сони $n=50$, ўрамлар симининг диаметри 0,8 мм.

Ҳар иккала занжир ҳам ток манбаига кетма-кет уланади. I_1 ва I_3 тоқлар рамка ўтказгичларидаги токка вертикал бўйича таъсир этади ва рамканинг OO_1 ўқ атрофидаги айланишини юзага келтира олмайди. Бундай айланишни фақат I_2 токнинг магнит майдони юзага келтиради (I_4 ток узоқда жойлашгани сабабли унинг рамкага таъсири жуда кичик). Занжирга $I=5\div 6$ А ток берилса, рамка расмдаги \vec{v} вектор йўналишида силжийди ва OO_1 ўқ атрофида айланади.

Энди бир-бирига бириктирилган 5 рамка ва 2 радиал ўтказгич (улагичдан) иборат мувозанатлашмаган системанинг электродинамик хоссаларини текшираемиз (142-расм). Бу системани қўзғалувчи ричагга осамиз. 5 рамка ва 2 ўтказгич горизонтал текисликка жойлашган. Улар учларида мис цилиндрча ва пластинадан иборат электродлари бўлган битта сим бўлагидан тўқилган. Ток берувчи стенд сифатида яна битта катта нов ҳалқаси ва юқори ҳолатдаги марказий косачаси бўлган қурилмадан фойдаланамиз (35-расмга қаранг). Осилган системанинг электродларини нов ҳалқадаги ва косачадаги эритмага ботираемиз. Занжирга $I=5\div 6$ А ток берилса, осилган система \vec{v} вектор билан кўрсатилгандек, соат стрелкаси ҳаракати йўналишида бурилади. Айланиш йўналиши тажрибанинг биринчи қисмида кузатилган (141-расм) ва 2 қўзғалмас ўтказгичдаги I_2 ток майдонининг қўзғалувчи рамкага таъсири туфайли юзага келган айланишга нисбатан қарама-қарши бўлади. Вертикал I_1, I_3 тоқларнинг магнит майдони горизонтал тоқли ўтказгичларни $0,0_2$ ўқ атрофида айлантира олмаганлиги сабабли, айланиш йўналишининг ўзгариши айлантирувчи таъсирга улагичдаги I_2 токка таъсир этувчи куч қўшилганлиги билангина тушунтирилиши мумкин. Демак, бу ҳолда 5 рамкадаги ток занжирининг улагичдаги I_2 токка таъсир кучи, улагичдаги I_2 тоқнинг рамкадаги токка берадиган тесқари йўналишдаги таъсир кучидан катта бўлар экан.

Электр ва магнит майдонларнинг динамик таъсирларига тегишли қонунларнинг СИ системадаги ифодалари

г — б №	Қонунларнинг номлари	Формулалари
1.	Вакуумдаги нуқтавий заряд электр майдонининг кучланганлиги	$\vec{E} = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \frac{e \vec{R}}{R^3}$
2.	Электр майдон кучланганлиги билан потенциал орасидаги боғланиш	$\vec{E} = - \nabla \Phi$
3.	Диполнинг электр моменти	$\vec{p} = e \vec{l}$
4.	Электр диполь майдонининг потенциали	$\Phi_p = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \frac{\vec{p} \vec{R}}{R^3}$
5.	Электр диполь майдонининг кучланганлиги	$\vec{E} = - \nabla \Phi_p = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \left\{ \frac{3 (\vec{p} \vec{R}) \vec{R}}{R^5} - \frac{\vec{p}}{R^3} \right\}$
6.	Электр майдонининг электр зарядга таъсир кучи	$\vec{F} = e \vec{E}$
7.	Электр майдоннинг электр диполга таъсир кучи	$\vec{F} = (\vec{p} \nabla) \vec{E}$
8.	Электр майдонга жойлашган диполни айлантирувчи куч моменти	$\vec{N} = [\vec{p} \vec{E}]$
9.	Электр токи zichлиги	$\vec{j} = en \vec{v}$
10.	Ток элементининг макроскопик электродинамикадаги ва электрон назариядаги тавсифлари орасидаги боғланиш	$Id \vec{l} = en v d \vec{l}$
11.	Вакуумда ҳаракатланувчи зарядли заррача магнит майдонининг кучланганлиги ($v \ll c$, R унча катта эмас)	$\vec{H} = \frac{e}{4 \pi} \frac{[\vec{v} \vec{R}]}{R^3}$
12.	Вакуумдаги чизиқли ток элементи магнит майдонининг кучланганлиги	$d \vec{H} = \frac{I}{4 \pi} \frac{[d \vec{l} \vec{R}]}{R^3}$
13.	Ҳаракатланувчи заряд магнит майдонининг магнит индукция вектори	$\vec{B} = \mu_0 \vec{H};$ $\vec{B} = \frac{\mu_0 e}{4 \pi} \frac{[\vec{v} \vec{R}]}{R^3}$
14.	Ток элементи ва берк ток занжири магнит майдонларининг магнит индукция векторлари	$d \vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4 \pi} \frac{[d \vec{l} \vec{B}]}{R^3}$

1	2	3
		$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_L \frac{[d\vec{l} \vec{R}]}{R^3}$
15.	Электромагнит майдонда ҳаракатланувчи зарядли заррачага таъсир этувчи куч (Лорентц кучи)	$\vec{F} = e(\vec{E} + [\vec{v} \vec{B}])$
16.	Магнит майдоннинг ҳаракатланувчи зарядли заррачага таъсир кучи	$\vec{F} = e[\vec{v} \vec{B}]$
17.	Магнит майдоннинг ток элементига таъсир кучи; кучнинг ҳажмий зичлиги	$d\vec{F} = [j \vec{B}] dV = I [d\vec{l} \vec{B}]$ $\vec{f} = [j \vec{B}]$
18.	Вакуумда ҳаракатланувчи иккита зарядли заррачаларнинг магнит ўзаро таъсир кучлари ($i, k = 1, 2$)	$\vec{F}_{ik} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e_i e_k}{R_{ik}^3} [\vec{v}_k [\vec{v}_i \vec{R}_{ik}]]$
19.	Вакуумга жойлашган ток элементларининг магнит ўзаро таъсир кучлари ($i, k = 1, 2$)	$d\vec{F}_{ik} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_i I_k}{R_{ik}^2} [d\vec{l}_k [d\vec{l}_i \vec{R}_{ik}]]$
20.	Вакуумга жойлашган ток занжирлари чекли L қисмларининг магнит ўзаро таъсир кучлари ($i, k = 1, 2$)	$\vec{F}_{ik} = \frac{\mu_0}{4\pi} I_i I_k \int \int \frac{[d\vec{l}_k [d\vec{l}_i \vec{R}_{ik}]]}{R_{ik}^3}$ <p>умумий ҳолда:</p>
21.	Грассман формуласи	$d\vec{F}_{ik} \neq -d\vec{F}_{ki}; \vec{F}_{ik} \neq -\vec{F}_{ki}$ $d\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 I_2}{R_{12}^3} [d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]]$
22.	Грассман формуласининг ньютонча булмаган қушилувчиси	$d\vec{F}'_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 I_2}{R_{12}^3} (\vec{R}_{12} d\vec{l}_2) d\vec{l}_1$
23.	Грассман формуласининг ньютонча қушилувчиси	$d\vec{F}''_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 I_2}{R_{12}^3} (d\vec{l}_1 d\vec{l}_2) \vec{R}_{12}$
24.	Яккаланган доимий (квазистационар) берк ток занжири ва тоқлар системаси барча қисмлари магнит ўзаро таъсир кучларининг йиғиндиси; бу кучлар моментларининг тулиқ йиғиндиси	$\sum_{k=1}^n \vec{F}_k = 0$ $\sum_{k=1}^n [r_k \vec{F}_k] = 0$
25.	Токнинг магнит моменти	$d\vec{p}_m = IdS \vec{n}; \vec{p}_m = IS \vec{n}$

1	2	3
26.	Магнит моментининг ҳажмий зичлиги (магнитланиш вектори)	$\vec{M} = \frac{1}{\Delta V} \sum_k \vec{p}_m$
27.	Магнитга эквивалент бўлган ҳажмий ва сиртий токларнинг (магнитланиш токларининг) зичликлари	$\vec{j}_M = \text{rot } \vec{M}$ $\vec{i}_M = [n \vec{M}]$
28.	Вакуумга жойлашган ўтказувчанлик ва доимий магнитга эквивалент бўлган \vec{j}_M токларнинг \vec{B}_j ва \vec{B}_M майдонлари учун Максвелл тенгламалари	$\text{rot } \vec{B}_j = \mu_0 \vec{j}; \text{div } \vec{B}_j = 0$ $\text{rot } \vec{B}_M = \mu_0 \text{rot } \vec{M}; \text{div } \vec{B}_M = 0$
29.	Эквивалентлик шarti $\vec{j} = -\vec{j}_M$ бажарилганда \vec{j}' ташқи токка \vec{B}_j ва \vec{B}_M майдонлар таъсирининг эквивалентлиги	$\vec{f} = [j' \vec{B}_j] = [j' \vec{B}_M]$ $d\vec{F} = I' [d\vec{l} \vec{B}_j] = I' [d\vec{l} \vec{B}_M]$
30.	Магнитга эквивалент бўлган \vec{i}_M сиртий токка таъсир этувчи куч зичлиги	$\vec{f}_s = [i_M \vec{B}]$
31.	\vec{B} вектор майдонида магнит momenti $d\vec{p}_m$ бўлган, I_M токка эквивалент магнитга таъсир этувчи жуфт куч momenti	$d\vec{N} = [d\vec{p}_m \vec{B}]$
32.	Ана шу магнитга $I_1 d\vec{l}_1$ ток элементи майдонида таъсир этувчи жуфт куч momenti	$d\vec{N} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1}{R^3} [d\vec{p}_m [d\vec{l}_1 \vec{R}]]$
33.	$I_1 d\vec{l}_1$ ток элементи магнит майдонида майдон momenti $d\vec{p}_m$ бўлган I_M токка эквивалент магнитга таъсир этувчи кучларнинг бош momenti	$d\vec{F} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1}{R^3} \left\{ [d\vec{p}_m d\vec{l}_1] - \frac{3R([d\vec{p}_m d\vec{l}_1] \vec{R})}{R^2} \right\}$
34.	Вакуумда \vec{p}_m магнит диполь томонидан ҳосил қилинган магнит майдон	$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \frac{3(\vec{p}_m \vec{R}) \vec{R}}{R^5} - \frac{\vec{p}_m}{R^3} \right\}$
35.	Вакуумда зичлиги τ бўлган қуш магнит қатлам элементи томонидан ҳосил қилинган магнит майдон	$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \frac{3(d\vec{p}_m \vec{R}) \vec{R}}{R^5} - \frac{d\vec{p}_m}{R^3} \right\}$ $d\vec{p}_m = \tau dS \vec{n}$

1	2	3
36.	Ток занжири L тўғри қисмининг майдонида берк токка эквивалент булган магнитнинг τ чекли ҳажмига таъсир этувчи кучларнинг тўлиқ моменти	$\vec{N} = \int \int_{\tau} d\vec{N} + \iint_{\tau} L [\vec{R} d\vec{F}];$
37.	Айтилган кучларнинг l ўққа нисбатан моменти (бу ўқ занжирнинг L қисми билан устма-уст тушадди, \vec{l}_0 ана шу ўқнинг бирлик вектори)	$N_l = \vec{N} \vec{l}_0 = \left\{ \iint_{\tau} L d\vec{N} + \int \int_{\tau} L [\vec{R} d\vec{F}] \right\} \frac{d\vec{l}}{dl} = 0$
38.	Магнит ўтказувчанлик тоқининг ихтиёрий занжирлари ёки уларнинг сирпанувчи контактли қисмлари билан алмаштирилган ҳол учун $d\vec{N}$ ва N_l моментлар	$d\vec{N} = [\vec{R} d\vec{F}] = [\vec{R} [\vec{j} \vec{B}]] dV = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^3} [\vec{R} [\vec{j} [d\vec{l} \vec{R}]]] dV;$ $dN_l = d\vec{N} \vec{l}_0 = d\vec{N} \frac{d\vec{l}}{dl} = 0$ $N_l = 0$
39.	Ток элементларининг магнит ўзаро таъсири учун Ампер таклиф этган формула	$d\vec{F}_{12}^A = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \left[\frac{3(\vec{R}_{12} d\vec{l}_1)(\vec{R}_{12} d\vec{l}_2)}{R_{12}^5} - \frac{2(d\vec{l}_1 d\vec{l}_2)}{R_{12}^3} \right] \vec{R}_{12}$ $d\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi R_{12}^3} \{ [d\vec{l}_2 [d\vec{l}_1 \vec{R}_{12}]] + dQ \left[\frac{\vec{R}_{12} (\vec{R}_{12} d\vec{l}_2)}{R_{12}^3} \right] \}$
40.	П-симон токли ўтказгич қисмлари магнит ўзаро таъсир кучларининг векториал йиғиндиси	$\vec{F}' = \vec{F}'_{12} + \vec{F}'_{32} = \vec{i} \frac{\mu_0 2 I^2}{4\pi} \ln \frac{[l + (y_0^2 + l^2)^{1/2}](y_0 + h)}{[l + [(y_0 + h)^2 + l^2]^{1/2}] y_0}$
41.	Кесишган рамка қисмлари магнит ўзаро таъсир кучларининг векториал йиғиндиси	$\vec{F}' = \vec{F}'_{12} + \vec{F}'_{32} = \vec{i} \frac{\mu_0}{4\pi} (I_1 I_2 + I_3 I_2) \times \ln \frac{[l + (y_0^2 + l^2)^{1/2}](y_0 + h)}{[l + [(y_0 + h)^2 + l^2]^{1/2}] y_0}$

1	2	3
42.	Электрон назариянинг асосий тенгламалари	$\operatorname{rot} \vec{h} = \rho \vec{v} + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \vec{e}),$ $\operatorname{rot} \vec{e} = -\frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \vec{h}),$ $\operatorname{div} (\mu_0 \vec{h}) = 0,$ $\operatorname{div} (\epsilon_0 \vec{e}) = \rho,$ $\vec{j} = \rho (\vec{e} + \nu \mu_0 \vec{h})$

АДАБИЕТ

1. Ампер А. М. Электродинамика.— М., 1954; 115, 127, 131, 154, 169, 172, 321, 367—368- б; Приложения — Возникновение электродинамики Ампера и её место в истории физики. Проф. Дорфман Я. Г.
2. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях.— М.: Наука, 1972, 7, 8- б.
3. Беккер Р. Электронная теория. М.— Л.: ОНТИ, 1936, 40—42, 44, 45, 46, 71, 314, 351, 354- б.
4. Брунов Д. Я., Гольденберг Л. М., Кляцкин И. Г., Цейтлин Л. А. Теория электромагнитного поля.— М.— Л.: Госэнергоиздат, 1962, 220- б.
5. Брегг Д. Т. История электромагнетизма.— М.: Гостехиздат, 1947.
6. Буров В. А., Зворикин Б. С. и др. Демонстрационный эксперимент по физике в средней школе, часть I.— М.: Просвещение, 1978.
7. Вавилов С. Н. Исаак Ньютон. Научная биография и статьи.— М.: 231, 232- б.
8. Галанин Д. Д., Горячкин Е. Н., Жарков С. Н., Сахаров Д. И., Павша А. В. Физический эксперимент в школе. Т. IV, ч— 2.— М.: Учпедгиз, 1954, 69, 126, 128- б.
9. Грабовский М. А., Млодзеевский и др. Лекционные демонстрации по физике.— М., Наука, Изд— 2- е, 1972.
10. Гроßmann H. Neve Theorie der Electrodynamik, Poggendrf's «Annalen der Physik und chemie», 1845, № 1. 1—48 б.
11. Джексон Дж. Классическая электродинамика.— М.: Мир, 1965, 421—424, 158, 159- б; Зоммерфельд А. Электродинамика.— М.: ИЛ, 1958, с. 151, 326, 397.
12. «Изобретатель и рационализатор». № 4, 15—19, 40- б (1968). № 2, 18—19- б. (1982).
13. Калантаров П. Л. и Нейман Л. Р. Теоретические основы электротехники.— М.— Л.: Госэнергоиздат, 1951, 131, 132- б.
14. Калашников С. Г. Электричество.— М.: Наука—1985, 153—155, 232- б.
15. Каменецкий С. Ампер, как современный физик. Реферативный журнал «Физика», № 2, 6- б.

16. Каплянский А. Е., Лысенко А. П., Полотовский А. С. Теоретические основы электротехники.— М.— Л.: Госэнергоиздат, 1961, 128-б.
17. Кудрявцев П. С. Курс истории физики.— М.: Просвещение, 1982, 182, 186, 188, 190-б.
18. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Теория поля, т. II — М., Наука, 1967, 71, 88, 89, 127-б.
19. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1957, 176-б.
20. Лебедев В. Электричество магнетизм и электротехника в их историческом развитии.— М.— Л.: 1937, 138—140-б.
21. Льюис М. История физики.— М.: Мир, 1970, 250, 251-б.
22. Липсон Г. Великие эксперименты в физике.— М.: Мир, 1972, 123-б.
23. Лорентц Г. А. Теория электронов и её применение к явлениям света и теплового излучения.— М.: Гостехиздат, 1956, 37-б.
24. Максвелл Ж. К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля.— М.: Гостехиздат, 1954, 381, 382-б.
25. Математическая физика и электродинамика. Материалы совещания секции физики по математической физике и электродинамике.— М.: Московское общество испытателей природы, 1971.
26. Матвеев А. Н. Электричество и магнетизм.— М.: Высшая школа, 1983, 67, 68-б.
27. Нейман Л. Р. и Калантаров П. Л. Теоретические основы электротехники. ч. I. Изд. 5-е, 1959, 272, 273-б.
28. Ньютон И. Математические начала натуральной философии (перевод Крылова А. Н). Собрание трудов Крылова А. Н.— М.— Л., 1936.
29. Путилов К. А. Курс физики. т. II— М.: Гостехиздат, 1954, 293, 338, 339, 355-б; Паули В. Теория относительности.— М.— Л.: ОГИЗ, 1957, 123, 137-б.
30. Serra - valls and Gado—Bousquet G. American Journal of Physics. 38, 1273 (1970).
31. Сигалов Р. Г., Шаповалова Т. И., Каримов Х. Х. К вопросу о взаимодействии токов, текущих в твердом теле.— Фергана: Труды кафедры физики Ферганского ГПИ, 1956.
32. Сигалов Р. Г., Каримов Х. Х., Самсонов Н. И., Азимов Т. А. Динамические действия магнитных полей.— Ташкент: Уқитувчи, 1967.
33. Сигалов Р. Г., Шаповалова Т. И., Каримов Х. Х., Самсонов Н. И., Азимов Т. А. Неожиданные электромеханические конструкции. «Изобретатель и рационализатор», № 3, 28-б. (1969).
34. Сигалов Р. Г. Шаповалова Т. И. и др. Новые исследования движущих сил магнитного поля.— Т.: Фан, 1975; Сигалов Р. Г., Шаповалова Т. И. и др. Эксперименты для проблемного обучения.— Т.: Уқитувчи, 1985.
35. Савельев М. С. Курс общей физика Т. 2— М.: Наука 1982; Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. 3. Электричество.— М.: Наука, 1977, с. 219, 252, 253, 354-б.
36. Тамм И. Е. Основы теории электричества.— М.; Гостехиздат, 1956, 206, 212, 215, 229, 286, 302, 612-б.
37. Фарадей М. Экспериментальные исследования по электричеству, Т. II.— М., 1951.
38. Физика. Пробный учебник для 9 кл. средней школы (под ред. акад. И. К. Киикоина).— М.: Просвещение, 1979.

39. Хэг Б. Электромагнитные расчеты. М.—Л.: Энергоиздат, 1934, 120, 121-б; Холявский Г. Б. Расчёт электрических усилий.— М.—Л. Гостехиздат, 1962, 77-б.
40. Шефер К. Т. Теоритическая физика. Т. I.— М.—Л.: ОНТИ, 1934; т. III, ч. I Электродинамика.— М. Л.: ОНТИ, 1957, 232, 233-б.
41. Шахмаев Н. М., Каменецкий С. Е. Демонстрационные опыты по электродинамике.— М.: Просвещение, 1973.
42. Эйнштейн А. К. Электродинамике движущихся тел. Сборник работ классиков релятивизма «Принцип относительности». — Л.: ОНТИ, 1935.
43. Эшмурадов Э. Ташкент, «Совет мактаби», № 11, 29—31-б. (1988).
44. Раҳимов А. У., Атақулов Б. А. Электродинамика ва нисбийлик назарияси. 1-китоб: «Ўқитувчи», 1985, 370-б; 2-китоб. Т., «Ўқитувчи», 1986, 92-б.
45. Раҳимов А. У. Классик механика, Тошкент: Ўқитувчи, 1988, 48-б.
46. Р. Г. Сигалов, А. И. Исломбеков, Х. Х. Каримов, Т. И. Шапавалова. Общедоступные новые учебные эксперименты для наблюдения динамических действий магнитных полей. Фергана. Ферганский Госуниверситет, 1992.
47. Родштейн А. Л. Электрические аппараты. — Л.: Энергоиздат, 1981, 8-б; Таев И. С. Электрические аппараты.— М.: Энергия, 1977, 263-б.
48. Терлецкий Я. П. Рыбаков Ю. П. Электродинамика.— М.: Высшая школа, 1990, 12, 13-б.

МУНДАРИЖА

Сўз боши	3
I б о б. Ўрта мактаб учун аппаратлар ва экспериментлар	5
1-§. Электродинамик ўзаро таъсирларни кузатиш учун «Роторлар» номли асбоблар тўплами	5
2-§. Электродинамик ўзаро таъсирларни кузатиш учун «Эврика» асбоблар тўплами	11
II б о б. Олий ўқув юртлари учун аппаратлар ва экспериментлар	22
3-§. Пластмасса нов ҳалқалари ва марказий косачаси бўлган қурилмалар	22
I. Битта (катта) нов ҳалқаси ва юқори ҳолатдаги марказий косачаси бўлган асбоб	22
II. Битта катта нов ҳалқаси ва пастки ҳолатдаги марказий косачаси бўлган асбоб	28
III. Битта (кичик) нов ҳалқаси ва марказий косачаси бўлган асбоб	31
IV. Горизонтал жойлашган иккита пластмасса нов ҳалқалари бўлган асбоб	33
V. Мураккаб ток занжирларининг тармоқланган қисмларидаги мувозанатлашмаган электродинамик ўзаро таъсирлар	39
4-§. Вертикал жойлашган иккита пластмасса нов ҳалқалари бўлган асбоб	41
III б о б. Умумий ва назарий физика курсларида электродинамиканинг айрим масалаларини ўқитиш	47
5-§. Электродинамик ўзаро таъсирларнинг қутилмаган томонлари	47
6-§. Янги материалнинг Максвелл — Лорентц электродинамикаси асосидаги назарий таҳлили	55
7-§. Электродинамика бўйича ўқув ва илмий адабиётда учрайдиган айрим эскирган фикрлар ҳақида	71
IV б о б. Магнит майдонларнинг динамик таъсирлари ҳақидаги қўшимча маълумотлар	87
8-§. Магнит майдонда токли ўтказгичга таъсир этувчи кучнинг йўналиши ҳақида (экспериментал текшириш)	87
9-§. Магнитларнинг электр токига эквивалентлиги ҳақида	91
10-§. Ток занжири тўғри қисми магнит майдонининг берк тоқларга ва магнитланган жисмларга таъсири ҳақидаги масалага оид	104
11-§. Доимий ток занжири динамикасига оид	115
12-§. Электродинамикада механиканинг учинчи акснома (қонуни) уринли бўлмаган ҳоллар учун айрим ҳисоблашлар	117
Илова	129
I Ток занжири айрим параллел қисмларининг мувозанатлашмаган магнит ўзаро таъсир жуфт кучлари ҳақида	129
II. Ж. К. Максвелл ҳақимида?	136
III. Инверсор лабораториясининг 84-маърузасидаги хатолар ҳақида	161
	199

IV. Уқувчилар ижодий активлигини ривожлантириш бўйича ишлар учун айрим самарали воситалар	171
Хотима	183
Электр ва магнит майдонларнинг динамик таъсирларига те- гишли қонунларнинг СИ системасидаги ифодалари	192
Адабиёт	196

Азимов Турсун, Исломбаев Остонакул,
Каримов Ҳошим, Пулатов Юсуфжон,
Рахимов Абдурахим Уроқович,
Сигалов Рафаил Григорьевич,
Шаповалова Татьяна Исидоровна

**ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ ҲАҚИДАГИ
ТАЪЛИМОТНИНГ ЯНГИ САҲИФАЛАРИ**

Тошкент «Ўқитувчи» 1996

Муҳаррирлар *М. Пулатов, Х. Пулатхўжаев*
Бадий муҳаррир *Т. Қаноатов*
Техник муҳаррир *У. Винникова, Э. Вильданова*
Мусаҳҳиҳ *М. Ибраимова*

ИБ № 6428

Теришга берилди 13.06.95. Босишга рухсат этилди 26.02.96. Формати 84 × 108^{1/2}.
Тип. қоғози. Кегль 10 шпонсия. Литературная гарнитураси. Юқори босма усули-
да босилди. Шартли б. л. 10.50. Шартли кр.-отт. 10.71 Нашр л. 9.35.
3000 нусхада босилди. Буюртма 2780,

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент. Навоий кўчаси, 30. Шартнома 09-200-93.

Ўзбекистон Республикаси Давлат матбуот қўмитасининг Тошполиграфкомбина-
ти. Тошкент. Навоий кўчаси, 30. 1996.

INDEX