

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС
ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

Абу Райхон Беруний номи Тошкент Давлат Техника Университети

«Электротехниканинг назарий асослари» кафедраси

Олий таълимнинг В522500- " Радиотехника" бакалавр йўналиши устун
"Электродинамика ва радиотўлқинлар тарқалиши" фанидан
МАЪРУЗАЛАР тўплами

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС
ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

Абу Райхон Беруний номи Тошкент Давлат Техника Университети

«Электротехниканинг назарий асослари» кафедраси

Олий таълимнинг В522500- " Радиотехника" бакалавр йўналиши учун
"Электродинамика ва радиотўлқинлар тарқалиши" фанидан
МАЪРУЗАЛАР тўплами

Тошкент - 1999 й.

Тузувчилар:

1. Рашидов Й.Р. т.ф.д., профессор.
2. Абидов Қ.Ғ. т.ф.н., доцент.
3. Колесников И.К. т.ф.н., доцент.

Такризчи:

Назаров А.М. т.ф.н., доцент.

СЎЗ БОШИ

Олий таълимнинг поғонали системасига ўтишда (бакалавр-инженер-магистр) "Электродинамика ва радиотўлкинлар таркалиши" курсининг роли янада ошади, чунки бакалаврлар биринчи навбатда фундаментал фанларни чуқур эгаллашлиги керак.

"Электродинамика ва радиотўлкинлар таркалиши" фани "Антенна" ва ўта юкори частота қурилмалари фанини урганишда асосий ўринни эгаллайди. Бу фанни муваффақиятли ўзлаштирганлар келажакда етук радиоинженер касбини эгаллашга замин тайёрлаган бўладилар.

Электр энергияси ҳозирги замон энергетикасининг ва электроника-синин асосини ташкил этиб, усиз халқ ҳўжалигининг барча соҳаларини тасаввур эти бўлмайди. "Электродинамика ва радиотўлкинлар таркалиши" ҳам умумтехник фанлари ичида электрэнергетика, электротехника, электромеханика, автоматика телемеханика, информацион ўлчаш ва ҳисоблаш техникаси мутахассисликларига кадрларни тайёрлашда асосий ўринни эгалайди.

"Электродинамика ва радиотўлкинлар таркалиши" базавий курс сифатида қаралиб, у келажакда мутахассис тайёрлашда ва уларни илмий мамоларни мустақил ечишда ҳамда малакасини оширишда муҳим роль ўйнайди.

"Электродинамика ва радиотўлкинлар таркалиши" фани талабаларга имко борича электромагнит ҳодисаларнинг сифат ва миқдор жиҳатлари ҳақид тушунча бериб, электротехник махсус фанлар қўйган масалаларни ечишнинг асосий йўналишини қўрсатиб беради.

Курсни ўрганишнинг асосий вазифалари, материянинг бир қўриниш бўлган электромагнит майдон ва унинг ҳар хил қурилмаларда қўй берадиган жараёнлари, таҳлил усуллари, синтез ҳамда электро ва магнит майдонларин ҳисоблаш билан бирга келажак мутахассис тайёрлаш муаммосини ечишдиган Максвелл тенгламалари асосида электромагнетизм ҳамда электромагнит майдонларни ҳисоблашни ва ҳар хил электродинамик структураларини тўлкинларни ўрганишдир.

"Электродинамика ва радиотўлкинлар таркалиши" фанини ўрганиш махсус фанларни ўзлаштиришга электромагнит ҳодисаларни қўллаб уларни ривожлантиришга қўмак бериши лозим.

Маърузалар тўплами кафедра мажлисида қуриб чиқилган ва муҳокама қилинган. Тўплам фан дастурига мос ҳолда ёзилган.

"Электродинамика ва радиотўлкинлар таркалиши" фани 38 маъруза соатини ташкил этиб 19 та маърузани ўз ичига оладит ва 38 соат лаборатория дарсларини ташкил этади.

Режа, адабиётлар, таянч иборалар, синов саволлари алоҳида илова сиватида тўплам охирида келтирилган.

Фаннинг роли ва аҳамияти асосий вазифаси.

Хар қандай электротехник қурилмаларда электромагнит майдон энергиясининг ўзгариши ва тақсимланиши содир бўлади, шунинг учун электромагнит майдонни ҳисоблаш усуллари ва ўрганиш назарияси катта амалий аҳамиятга эга.

Электротехник заңжирлар назариясида заңжир параметрлари индукциянинг олдиндан маълум ҳисобланади. Лекин бу ҳар бир аниқлаш учун электр ва магнит майдонни ҳисоблашни билгани зарур. Электромагнит тўқунлар тақсимланишини тадқиқ этиш, юза эффекти, экраниланиш каби ҳодисалар электромагнит майдон назарияси асосида тадқиқ этилиши мумкин. Ўзгармас ва ўзгарувчан электромагнит майдонларда содир бўлувчи мураккаб жараёнларни ўрганиш учун электр ва магнит дифференциал тенгламаларни тузиш даркор ва бунинг учун мураккаб математик аппаратлардан фойдаланиш зарур бўлади. Шунинг учун электромагнит майдон назарияси векторлар анализи асосида ўрганилади ва шулар асосида майдон тенгламалари келтириб чиқарилади.

Электр ва магнит майдонни ҳисоблаш масаласи билан чегараланган ҳолда, бу майдонлар тенгламалари орасидаги ўхшашликларни келтириб чиқазиб, тенгламаларни ўхшашлиги асосида тахлаш мақсадга мувофиқдир.

Олдида берилган маълум масалаларни ечишда бошлангич ва чегаравий шартлар берилса, дифференциал тенгламалар тузиш учун берилган масалага координата системаси танланади ва сўнгря ечилади. Электромагнит майдон назарияси ўрганиш, ҳар хил электромагнит ва электрик қурилмаларнинг ишлаш принциплари тушунишга ҳамда уларнинг ишлаш режимларини ҳисоблай олишга ёрдам беради. Бундай амалда кўп тарқалган қурилмалар қаторига автомагнитнинг электромагнит элементлари, электрик машиналар, ҳисоблаш техникасининг магнитий ва электрик элементлари, электрон, радиотехник, голографикавий ва бошқа қурилмалар. Майдон назарияси ўрганилганда аввало бор кам ўзлаштирилган структуралардан жуда ривожланган структураларга қараб борамиз. Шунинг учун аввал вақтга нисбатан ўзгармас майдонни кўриб чиқамиз, яъни бунда электрик ва магнит майдонларни алоҳида кўриш мумкин бўлади.

Магнит майдонини характерловчи асосий катталиклар.

Магнит майдонини характерловчи асосий катталиклар бу магнит индукцияси $\vec{B}$ ва магнитланиш $\vec{J}$. Магнит индукцияси $\vec{B}$ - вектор каталик бўлиб, магнит майдонининг токка таъсир кучи билан аниқланади. Магнитланиш $\vec{J}$ - жинсининг бирлик ҳажмдаги магнит моменти. Бу катталиклардан гашқари магнит майдони, магнит майдон кучланганлиги билан $\vec{H}$ ҳам характерланади. Бу учта катталиқ ўзаро қуйидагига боғланган:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J})$$

"СИ" системасида В тесла (тл) ўлчанади.

$$1 \text{ тл} = 1 \text{ в·сек/м}^2 = 1 \text{ вб/м}^2$$

Магнитланиш $\vec{J}$ ва майдон кучланганлиги $\vec{H}$ "СИ" да ампер/метрда ўлчанади (а/м). Магнитланиш $\vec{J}$ ва кучланганлик $\vec{H}$ векторлари берилган нуқтада бир хил йўналган бўлади:

$$\vec{J} = \chi * \vec{H}$$

$\vec{B}$ ва $\vec{H}$ орасидаги боғлиқлик

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$$

μ_0 - вакуумнинг магнит хусусиятини характерловчи доимий катталиқ.

μ - нисбий магнит киритувчанлиги.

$$\text{"СИ" да } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м} = 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ гн/м.}$$

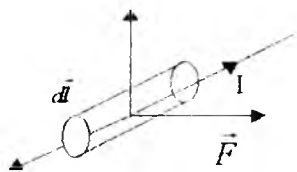
Магнит оқими Φ магнит индукцияси векторининг S юзадаги оқими ҳисобланади:

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S}$$

dS - S юзанинг элементи.

"СИ" да магнит оқими в·сек ёки вебер (вб) ўлчанади. Ҳисобларда асосан магнит индукция $\vec{B}$ ва кучланганлик $\vec{H}$ дан фойдаланилади. I тоқли $d\vec{l}$ узунликдаги ўтказгичга магнит майдонининг таъсир кучи $\vec{F}$ қуйидаги тенглик орқали аниқланади:

$$\Phi = I [d\vec{l} \vec{B}] \quad (1)$$



Бу куч магнит индукциясига ва элемент тоқига $I d\vec{l}$ шу нуқтада перпендикуляр бўлади. (1) тенглама асосида электромагнит индукцияни $d\vec{l}$ узунликдаги ўтказгичдан оқаётган токка куч таъсири орқали аниқлаш мумкин.

Демак, электромагнит майдони ўзаро боғланган электр ва магнит майдонлар бирлигидан иборат. Магнит майдони электромагнит майдонининг бир тарафини ташкил этади. Қардан ток оқиб ўтса, шу ерда албатта магнит майдони ҳосил бўлади. Тескари тушунча ҳам мавжуд, қайси бир нуқтада магнит майдони бўлса, у албатта ток таъсирида ҳосил бўлади.

Электростатик майдон.

Электростатик майдон тушунчаси. Электростатик майдон - бу электромагнит майдонининг хусусий туридир. У электр зарядларининг жамлиги

асосида содир бўлиб, бу зарядлар кузагувчига нисбатан атроф мухитда ҳаракатга бўлиб, вақт ўтиши билан ўзгаришсиз қолади.

Физика курсидан маълумки, ҳар қандай жисм элементар зарядларни заррачалар гаркиб гопган бўлиб электромагнит майдони билан ўралган.

Элементар зарядлар, электрон ва протоннинг зарядлари ўзининг шахси майдонлари билан ва ташки электрик майдонлар билан таъсирланишлари била характерланадилар.

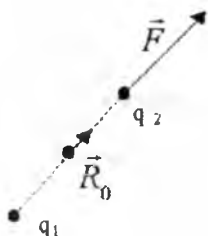
Заряд (жисм заряди) деганда скаляр катталиқ тушунилади ва у шу жинсда элементар электрик зарядларининг алгебраик йигиндисини ташкил этади.

Кейинчалик қўриладиган майдонлар бир жинсли ва изотроп мухитда ҳес, бўлган бўлади, яъни бу мухитда майдоннинг ҳар қандай нуқтасида унинг электрик хусусиятлари бир хил бўлади. Электростатик майдон унга жойланган электрик зарядга механик куч билан таъсир қила олиш хусусиятига эга, бу таъсир заряд катталигига тўғри пропорционал ҳолда бўлади.

Электростатик майдон тушунчаси асосига Кулон қонуни бўйича тушунтириловчи унинг механик таъсири олинган.

Мазъруза №2.

Кулон қонуни



Вакуумдаги икки нуқтавий зарядлар q_1 ва q_2 бир -бири билан F куч билан таъсирда ва бу куч зарядларнинг қўпайтмасига тўғри пропорционал бўлиб, улар орасидаги масофа R квадратиға тесқари

пропорционалдир. Агар зарядлар бир хил ишорали бўлсалар улар бир-бирларидан қочади ва қарама-қарши ишорада бўлсалар тортилиш ади.

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 R^2} \vec{R}_0$$

Бу ерда $\vec{R}_0$ зарядларни бирлаштирувчи чизик бўйлаб йўналган бирлик вектор.

“ СИ “ да R метрда улчанади (м), зарядлар кулонда (к), $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ ф/м электр доимийси у ҳолда ток кучи ньютонда улчанади. Нуқтавий заряд бу, таъсирланувчи зарядар жойлашган жинсларнинг ўлчамлари улар орасидаги масофадан анча кичик бўлган катталиқ тушунилади.

Электростатик майдон кучланганлиги ва потенциали

Электростатик майдонни характерловчи асосий катталиқлар $\vec{E}$ кучланганлик ва ϕ потенциалдир. Электростатик майдон кучланганлиги - вектор катталиқдир, у майдоннинг ҳар бир нуқтасида ўзининг йўналишига ва катталигига эга; потенциал эса скаляр катталиқдир. Майдоннинг ҳар бир нуқтасида ўзининг

маълум бир сони билан аниқланади. Майдоннинг ҳамма нуқталарида E ва φ ни ўзгариш қонунилари маълум бўлса, унда электростатик майдон аниқланиши мумкин.

Агар электростатик майдонга жуда кичик микдордаги мусбат зарядни жойлаштириб қўйсан, унда шу зарядга таъсир кучининг заряд микдорига нисбатан майдон кучланганлигини ифода қилади.

$$E = \lim_{g \rightarrow 0} \frac{\vec{F}}{g}$$

Майдон кучланганлиги сон жиҳатидан зарядга таъсир кўрсатаётган кучга тенгдир. Агар майдон бир қанча зарядлар таъсирида ҳосил бўлса, унда кучланганлиги геометрик йиғинди асосида аниқланади.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots$$

Электростатик майдонга бирор бир q зарядни жойлаштирамиз. Бу зарядга $q\vec{E}$ куч таъсир этади. q заряд 1 нуқтада 2 нуқтага 1, 3, 2 йўналишда жойлансин. Бу йўналишдаги бажарилган иш элементар $q\vec{E}d\vec{l}$ ишлар йиғиндисидан иборат бўлиб чизиқли интеграл ёрдамида ифодаланиши мумкин:

$$q = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l}$$

$\varphi_1 - \varphi_2$ потенциаллар фарқи зарядни 1 нуқтадан 2 нуқтага ўтказишдаги бажарилган ишни ифода қилади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l}$$

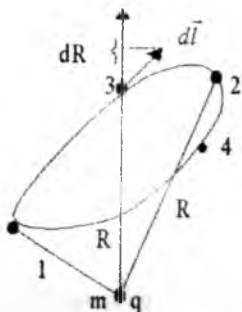
Агар $\varphi_2 = 0$ бўлса: $\varphi_1 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l}$

Шундай қилиб, ихтиёрий олинган 1 нуқтанинг потенциали бажарилган иш орқали аниқланиши мумкин, шу зарядни бир нуқтадан иккинчи нуқтага қўчиришда ва иккинчи нуқтанинг потенциали нолга тенг бўлса. Майдондаги хоҳлаган нуқтанинг потенциали нолга тенг деб қабул қилиш мумкин.

“ m ” нуқтага мусбат нуқтавий заряд жойлаштирамиз. 1, 2, 3 йўналиш бўйича бирлик мусбат заряд ҳаракат қилади $q = 1$.

R_1 - “ m ” ва 1 нуқталар орасидаги масофа, R_2 - “ m ” ва 2 нуқталар орасидаги масофа, R - “ m ”, 3 орасидаги масофа.

Кулон қонунига асосан: $\vec{F} = \frac{g_1 g_2}{4\pi\epsilon_0 R^2} \vec{R}_0$



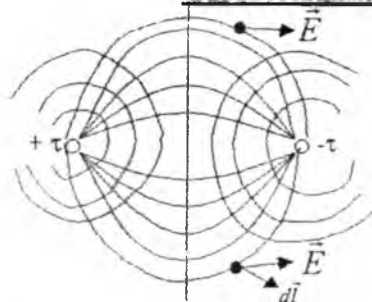
$R_0 = 1$ ва $q = 1$ қабул қилсак:

$$E = \frac{q_1}{(4\pi\epsilon_0 R^2)}$$

қўрилатган ҳолат учун: $\varphi_1 - \varphi_2 = 0 = \int \vec{E} d\vec{l}$

Яъни электростатик майдонда электрик майдон кучланганлиги бўйича олинган чизиқли интеграл, ихтиёрий ёпиқ йўл бўйича нолга тенг. Тенглама $\vec{E}$ векторнинг ихтиёрий ёпиқ контур бўйича ҳаракати нолга тенглигини билдиради. Бу электростатик майдоннинг асосий хусусиятини ифодалайди, яъни бундай шартни қаноатлантирувчи ҳар қандай майдон потенциал ҳисобланади.

Эквипотенциал ҳамда куч чизиқлари.



Электростатик майдон эквипотенциал ва куч чизиқлари билан характерланади.

Куч чизиқлари бу майдонда ҳаёлан

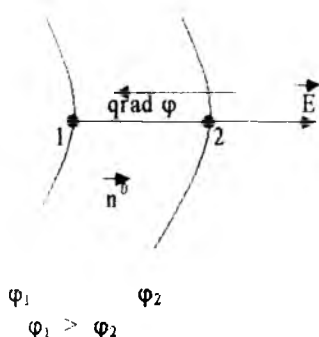
ўтказилган чизик бўлиб, у мусбат зарядланган жисмда бошланиб, манфий зарядланган жисмда тугайди. Бу чизиқнинг ихтиёрий нуқтасида

ўтказилган уринма майдон кучланганлиги E йўналишини кўрсатади. Электростатик майдонда эквипотенциал юзани ўтказиш (тенг потенциаллик) мумкин. Эквипотенциал юзи деганда майдондаги нуқталарнинг бир хил потенциал қийматига эга бўлиши тушунилади. Бундай чизиқлар эквипотенциал чизиқлар деб аталади ва бу чизиқлар бўйлаб ҳаракат уларда потенциал ўзгаришни келтириб чиқазмайди. майдон куч чизиқлар ўзи билан ёпиқ контур ҳосил этмайди. Бундан фарқли “эквипотенциал” куч чизиқлари бир бирлари билан ёпиқ контур ҳосил этади.

Маъруза №3.

Кучланганликни потенциал градиенти кўринишида ифодаланиши. (Скаляр функциянинг градиенти)

Олий математика курси бўйича скаляр функциянинг градиенти



бу унинг ўзгариш тезлиги бўлиб, унинг йўналиши скаляр функциясининг кўпайиши тарафига қаратилади. Чизмада икки эквипотенциалнинг кесмаси келтирилган.

$$\varphi_1 > \varphi_2$$

Градиент эквипотенциал чизиқларига перпендикуляр бўлиб йўналиши φ_2 дан φ_1 га, яъни потенциал кучайиши тарафига қаратилади. Агар dn эквипотенциаллар орасидаги масофа десак, унда:

$$d\vec{n} = \vec{n} dn \text{ бўлади}$$

$\vec{n} - dn$ йўналишидаги бирлик вектор
 dn - масофа вектори

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} \approx \vec{E} d\vec{n} = -d\varphi$$

$d\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ - 1 нуқтадан 2 нуқтага ўтишдаги потенциал фарқи.
 У ҳолда $E dn = -d\varphi$ бўлса $E = -d\varphi/dn$ бўлади.
 Майдон кучланганлигини вектор кўринишида ифодаласак:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E \vec{n} \\ \vec{E} &= - \frac{d\varphi}{dn} \vec{n}; \end{aligned} \quad (1)$$

Градиент таърифига асосан: $\text{grad } \varphi = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{dn} (-\vec{n}) = - \frac{d\varphi}{dn} (-\vec{n}); \quad (2)$

(1) ва (2)ни солиш тириб: $\vec{E} = -\text{grad } \varphi; \quad (3)$

“—” ишора E ва $\text{grad } \varphi$ йўналишлари қарама-қарши эканлигини билдиради.
 dn - нормал чизиқ умумий ҳолда бирор бир координата ўқи билан мос келмай қолиши мумкин. Шунинг учун потенциал градиенти умумий кўринишида уч координатага проекцияси йиғиндиси кўринишида ифодаланади:

$$\text{grad } \varphi = \vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad (4)$$

$\vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x}$ — φ нинг “x” ўқида ўзгариш тезлиги.

i, j, k - бирлик орталар x, y, z ўқлар бўйича декарт системасига асосан

Кучланганлик вектори: $\vec{E} = i E_x + j E_y + k E_z$;

У ҳолда (3) ни қўйидагича ифодалаймиз:

$$i E_x + j E_y + k E_z = - \left[i \frac{\partial \varphi}{\partial x} + j \frac{\partial \varphi}{\partial y} + k \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right];$$

Проекциялар мос бўлгандагина икки вектор бир-бирига тенг бўлади.

$$E_x = - \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad E_y = - \frac{\partial \varphi}{\partial y}; \quad E_z = - \frac{\partial \varphi}{\partial z};$$

Демак, майдон кучланганлигининг “х” ўқиға проекцияси потенциалнинг ўзгариш тезлигига тескари ишорада олинган қийматига тенгдир.

Маъруза №4.

Гамильтоннинг дифференциал оператори (набла оператори)

Скаляр ва вектор катталиклар ёрдамида амаллар бажариш онсонлаштириш учун дифференциал кўринишидаги Гамильтон операторидан (набла оператори) фойдаланилади.

$$\nabla = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z};$$

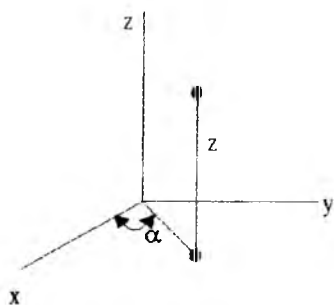
φ - потенциал учун ёзсак:

$$\nabla \varphi = \left(i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z} \right) \varphi = i \frac{\partial \varphi}{\partial x} + j \frac{\partial \varphi}{\partial y} + k \frac{\partial \varphi}{\partial z};$$

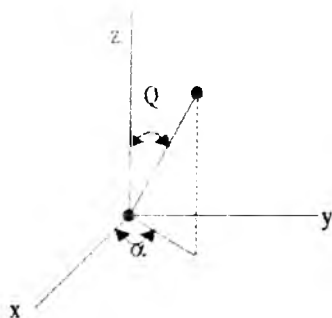
Бу тенгликни (4) билан солиштирсак, уларнинг ўнг томонлари бир хил, унда чап томонлари ҳам тенгдир.

$$\text{grad} \varphi = \nabla \varphi;$$

Яъни $\nabla\varphi$ ифода билан $\text{grad}\varphi$ бир бирига тенг бўлиб чапдаги функция градиент скаляр функциядан олинганлигини билдиради.



а)



б)

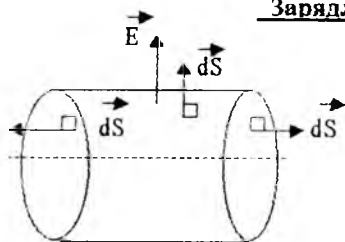
Потенциал градиенти цилиндрик координаталар системасида а):

$$\text{grad}\varphi = \vec{r} \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial r} + \alpha_z \cdot \frac{1}{z} \frac{\partial\varphi}{\partial \alpha} + z_z \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial z}$$

Потенциал градиенти сферик координаталар системасида б):

$$\text{grad}\varphi = \vec{R} \cdot \frac{\partial\varphi}{\partial R} + \vec{Q} \cdot \frac{1}{R} \frac{\partial\varphi}{\partial Q} + \vec{\alpha} \cdot \frac{1}{R \sin Q} \frac{\partial\varphi}{\partial \alpha}$$

Зарядланган ўқ майдони

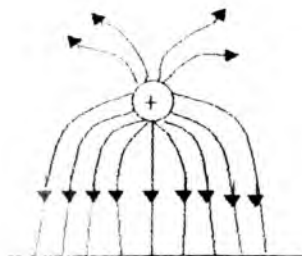


Зарядланган ўқ назарий ҳолда чексиз узунликдаги металлдан иборат ўтказгич (ингичка сим) тушунилади. Унинг бирлик узунлигига тўғри келадиган заряд миқдори τ билан белгиланади. Ўқнинг атрофидаги муҳитнинг диэлектрик киритувчанлигини ϵ_0 билан аниқланади. Масалани ечиш учун ўқнинг маълум r масофадаги цилиндрдан иборат шаклни қабул қиламиз.

Бу цилиндрик юзанинг ихтиёрий нуқтасидаги электр майдон кучланганлиги:

$$E = \frac{\tau}{(2\pi\epsilon_0 r)};$$

Потенциал:



$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}$$

$$\varphi = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{1}{r} + C. \quad (2)$$

(2) чини (1) га қўйсак :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{1}{r} \right) \right] = 0$$

Демак, сунний қирғизилган заряд микдор жихатидан берилган заряд микдорига тенгдир, фақат ишораси тескари.

Электромагнит майдони ва унинг интеграл формадаги тенгламалари.

Электромагнит майдон материянинг махсус турн хисобланади. Электромагнит майдон маълум микдордаги энергияни ташувчи бўлиб, у бошқа турдаги энергияларга - химиявий, иссиқлик, механик ва бошқаларга айлана олиш хусусиятига эга.

$$W = mc^2$$

W - тўла энергия,
m - тўла масса,
c - ёруғлик тезлиги.

Электромагнит майдонининг яна бир хусусияти унинг зарядланган заррачаларга маълум куч билан таъсир қила олишидир.

Хар қандай электрик токи албатта электрик токи билан боғланган бўлади. Физик кўринишида асосан икки хил электрик тоқлар ифодаланади.

Биринчиси элементар зарядларнинг ҳаракатидан юзага келувчи тоқлар бўлиб, улар электрон заряд микдорига эга бўлади. Булар турига кучиш токи, ўтказувчанлик токи, силжиш тоқининг бир қисми киради.

Иккинчи элементар зарядланган заррачаларнинг ҳаракатлари орқали ифодаланмасдан, бўшлиқдаги электрик силжиш токи хисобланади.

Зарядланган заррачаларнинг ҳаракат мухитида бир вақтнинг ўзида электрик майдони ва магнит майдони мавжуд бўлади. Демак, электрик майдонининг вақтга

нисбаган хар қандай ўзгаришда магнит майдони ҳам ўзгариши содир бўлади. Шунинг учун бу иккига майдонлар биргаликда электромагнит майдонини аниқлайди. Электрик ток билан магнит майдони

$$\oint Hdl=i$$

кучланганлиги орасидаги боғланиш тўла ток қонуни орқали аниқланади.

яъни, хар қандай ихтиёрий ёпиқ контурнинг магнит майдони бўйича олинган чизиқли интеграл шу контурнинг сиртин бўйича четараланган тўла токка тенгдир. Тенгламанинг ўнг томонида токларнинг ҳамма турлари йиғилган бўлиб, бўшлиқдаги силжиш токи ҳам кириши Максвелл томонидан берилган. Тенглама электрик ва магнит ўзгаришларни тушунтиради, яъни электрик майдонининг ўзгариши орқали зарядланган заррачаларнинг ҳаракати натижасидаги магнит майдонини ифодалайди.

Иккинчи боғланиш магнит майдонининг вақтга боғлиқ холда ўзгаришидаги электрик майдонининг юзага келишини аниқлайди. Бу қонун Фарадей томонидан очилган бўлиб, электромагнит индукцияси қонуни сифатида ифодаланган. Лекин Максвелл бу қонуни хар қандай муҳит учун мос келадиган кўринишда умумлаштирилган. Максвелл қонуни бўйича контурдаги магнит оқимининг ўзгариши орқали юзага келган э.ю.к., шу контурдаги манфий ишора билан олинган оқимининг ўзгариш тезлигига тенгдир. Контурда э.ю.к. келиб чиқиши магнит майдонининг ўзгариш орқали электрик майдонининг индуктивланишининг натижасидир.

Электромагнит индукциясини тушунтирувчи Максвеллнинг

$$\oint E dl = - \frac{d\Phi}{dt}$$

умумлаштирилган қонуни.

Яъни, электромагнит индукцияси ходисаси шундан иборатки, магнит майдонининг вақтга нисбаган хар қандай ўзгариши, шу муҳитда у билан боғлиқ бўлган электрик майдонини юзага келтиради. Электрик майдонининг уни кўраб турган электрик зарядлар билан боғланиши Максвелл постулати орқали тушунтирилади.

$$\oint D ds = q.$$

Яъни, электрик силжиш векторининг оқими ёпиқ қонтур бўйича шу муҳитдаги эркин зарядга тенг. Магнит индукцияси вектори чизиқлари ўзликсиздир, чунки:

$$\oint B ds = 0$$

Юқорида келтирилган тўрта тенгламалар электромагнит майдонининг интеграл формадаги асосий тенгламаларидир. Занжир параметрларини ҳисоблашда занжир участкаларида ток ва кучланишлар мавжудлиги натижасидан юзга келган электрик ва магнит майдонларини билиш керак. Электромагнит майдон келиб чиқиш характерини аниқлаш учун ток зичлиги, электрик майдон кучланганлиги, магнит индукция ва бошқаларни вақтга нисбатан атроф муҳитда ўзгаришини билиш зарур.

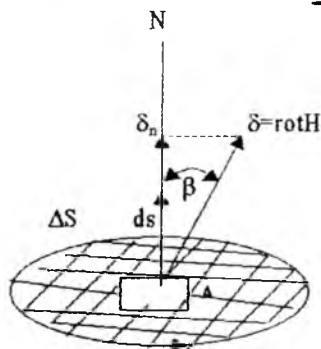
Электромагнит майдон энергияси узатиш симлари орқали эркин муҳит бўйлаб ёруғлик тезлигида онсон узатилиши мумкин. Электромагнит майдонининг бундай хусусиятлари электромагнит қурилмалари ёрдамида катта қийматдаги энергия оқимларини бошқаришга ёрдам беради, кўп миқдордаги маълумотларини тарқатиш мумкин, космик фазода юз миллионлаб километрларга сигналларни юборса бўлади, ҳисоблаш техника ёрдамида мураккаб ҳисоблашларини жуда катта тезликларда амалга оширса бўлади.

Электромагнит майдонини тадқиқ этишда муҳитдаги ҳар бир нуқта учун уни характерловчи ҳамма катталикларни аниқлаш лозим. Шунинг сабабли интеграл формада келтирилган тенгламалар қаноатлантирмайди, тенгламалар дифференциал формада келтирилган бўлиши керак.

Бундан кейин электромагнит майдони ҳаракатсиз муҳитда, хусусан ҳаракатсиз ўтказгичларда кўриб борилади. Ҳамма тенгликлар вақт бўйича хусусий ҳосилаларда келтириб чиқарилади.

Маъруза №6.

Тўла ток қонунининг дифференциал формаси - Максвеллнинг биринчи тенгламаси



$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = i$$

Магнит майдони кучланганлигининг чизиқли интегрални ёпиқ контур бўйича электр токи ўлчамининг S сирт орқали ўтишини ифодалайди. Бу масалани ечиш учун тенгламани дифференциал формада ифодалаш лозим. Токни A нуқта жойлашган сиртдан оқиб ўтиш мумкинлиги аниқ-

лаш керак ва токнинг зичлиги нимага тенглигини билиш лозим.

ΔS сирт учун ўтувчи ток Δi га тенг

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \Delta i$$

Аниқ қийматни топиш мақсадида тенгликни чап ва ўнгини ν S га бўламиз, яъни S нолга интилганда A нуқтага яқинлашади.

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\oint H dl}{\Delta S} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta i}{\Delta S}.$$

Тенгликнинг ўнг томони ток зичлиги векторнинг ташкил этувчиси бўлиб S

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta i}{\Delta S} = \delta \cos \beta = \delta_n.$$

сиртдаги A нуқтадан N нормал томонга йўқолган

Тенгликнинг чапидаги ифода математика курсидан маълум булган S сиртнинг A нуқтадан векторнинг нормал бўйича проекциясини ифодалаб N векторнинг ўрамаси ёки ротори дейилади.

N вектор ўрамасини $\text{rot } N$ кўринишида ифодаланади. Мос ҳолда унинг проекциялари учун кўйидагиларни келтирамиз:

$$\text{rot}_n H = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\oint H dl}{\Delta S}$$

$$\text{демак} \quad \text{rot}_n H = \delta_n$$

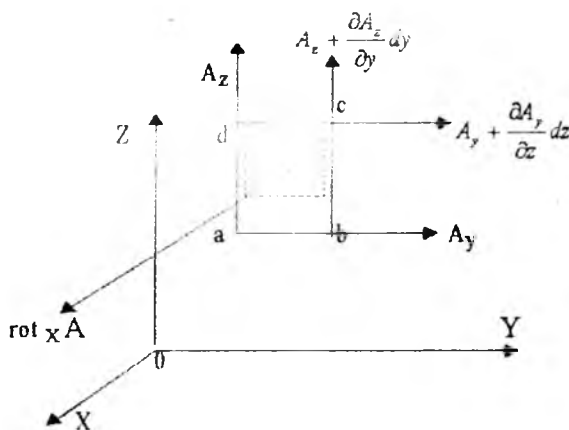
Агар мусбат нормал билан ток зичлиги вектори элемент сиртидан йўналишлари

билан мос келса $\frac{\Delta i}{\Delta S}$ нисбат энг катта қийматига эришади. У ҳолда тўла ток

қонунининг дифференциал формадаги кўринишидан ифода $\text{rot}_n H = \delta$ бўлади.

Электромагнит майдонининг бу тенгламаси Максвеллнинг биринчи тенгламаси, деб номланган. Бу майдон тенгламасининг вектор формадаги ифодасининг авзаллиги шундаки, у координаталар системасининг топланишига боғлиқ бўлмайди.

$\text{rot } A$ векторнинг декарт координаталари системасидаги ташкил этувчиларини кўриб чиқамиз. Текисликдаги жуда кичик бўлган тўртбурчак a, b, c, d а контурини кўриб чиқамиз. Y, O, Z учун Adl нинг ташкил этувчиларини контурлар бўйича жойлаймиз.



Координаталар бўйича қўйидагиларга эга буламиз:

ав - томон бўйича $+ A_y dy$

вс - томон бўйича $+ \left(A_z + \frac{\partial A_z}{\partial y} dy \right) dz$

cd - томон бўйича $- \left(A_z + \frac{\partial A_y}{\partial y} dz \right) dy$

da - томон бўйича $- A_z dz$

Бу катталикларни қўшиб ва $dydz$ юзига бўлиш орқали чекланган контур учун топамиз:

$$\text{rot}_x A = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}$$

Худди шундай йўл билан қолган ташкил этувчиларни ёйсак:

$$\text{rot}_x A = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}; \quad \text{rot}_y A = \frac{\partial A_z}{\partial z} - \frac{\partial A_x}{\partial x}; \quad \text{rot}_z A = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}.$$

Шундай қилиб, декарт координаталари системаси учун Максвеллнинг биринчи тенгламаси қўйидаги кўринишда ифодаланилади:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \delta_x;$$

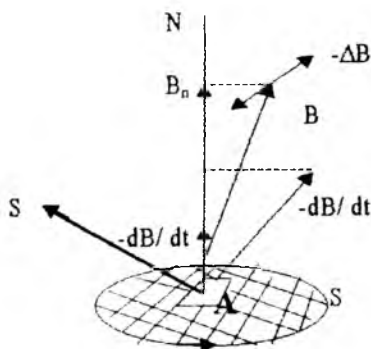
$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \delta_y;$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \delta_z.$$

Маъруза №7.

Электромагнит индукция қонунининг дифференциал формаси – Максвеллнинг иккинчи тенгламаси

Электромагнит индукцияси қонунини дифференциал формада ёзамиз:



$$\oint E dl = - \frac{d\Phi}{dt},$$

Майдон ҳаракатсиз муҳитдан иборат деб ҳисоблаб вақт бўйича олинган тула ҳосилани хусусий ҳосила билан алмаштирамиз. Электрик майдон кучланган-лигининг чизиқлик интегралини S сирт билан чегараланган ва қандайдир A нуқтага интилувчи нуқта сифатида ифодалаймиз. У ҳолда E ўрамининг A нуқта бўйлаб йўналган нормал билан мос келувчи проекциясини ҳосил қиламиз.

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\oint H dl}{\Delta S} = \text{rot}_n E.$$

Тенгламанинг ўнг томонида $\Delta\Phi$ оқимини ΔS сирт юзасига бўлиб A нуқта учун магнит индукцияси векторининг ташкил этувчисини ҳосил қиламиз:

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\oint H dl}{\Delta S} = \frac{d\Phi}{dS} = B_n.$$

Унда

$$\operatorname{rot}_n E = -\frac{\partial B_n}{\partial t}$$

Бўлади. ўтган нормални $-d\Phi/dt$ векторга мос йўналтирсак тенгламанинг чап томонида E векторининг ўрамасини ҳосил қиламиз.

$$\operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

Бу тенглама электромагнит индукцияси қонунининг дифференциал формасини ифодалайди. Бу Максвеллнинг иккинчи тенгламаси деб номланади.

Агар B вектори ҳам миқдори ва йўналиши бўйича ўзгарса унда $-dB/dt$ хусусий ҳосила B вектори билан бир томонга йўналмайди. Декарт координатаси системасида кўйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{\partial B_y}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{\partial B_z}{\partial t},$$

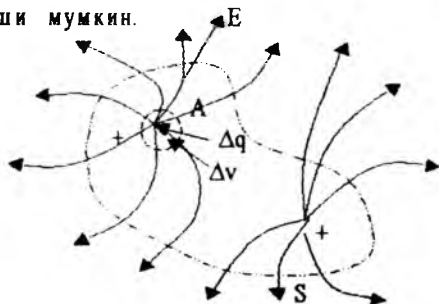
Маъруза №8.

Гаусс теоремаси ва Максвелл постулатининг дифференциал формаси

Гаусс теоремаси :

$$\oint E dS = \frac{q}{\epsilon}$$

Электр майдони кучланганлиги векторининг оқими ёпиқ сирт орқали бир жинсли ва изотроп бўлган муҳит бўйлаб, шу муҳида жойлашган электр зарядининг муҳитнинг диэлектрик киритувчанлик нисбатига тенгдир. Яъни электрик майдон кучланганлиги интеграли маълум ёпиқ сирт бўйлаб тарқалган бўлса, бир жинсли ва изотроп муҳида у шу сиртда жойлашган электрик зарядининг ўлчами сифатида қурилиши мумкин.



Лекин интегралнинг "катталиги" асосида электр зарядининг епиқ сирт ичида электр зарядининг тарқалиши хақида фикр юргизиш мумкин эмас. Бу масалани хал этиш учун Гаусс теоремасини дифференциал формасини қўллаш керак. $\nabla \cdot \mathbf{E}$ хажм билан чегараланган V векторнинг оқими $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}$ кичик зарядни q -га бўлинганига тенг.

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{q}{\epsilon_0}$$

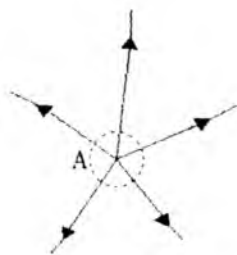
Тенгламанинг иккала қисмини V бўлиб $V \rightarrow 0$ ни қилиб айлантирамиз:

$$\lim_{\Delta V \rightarrow 0} \oint \frac{\mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}}{\Delta V} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{q}{\epsilon_0 \Delta V}$$

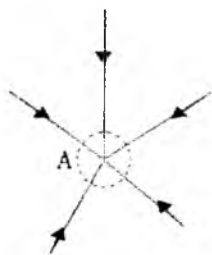
Тенгликнинг чап томонидаги ифода (расхождение) ёки $\mathbf{E}$ векторнинг дивергенцияси дейилади ва қисқача $\text{div } \mathbf{E}$ билан белгиланади. Тенгликнинг ўнг томонида электр заряднинг хажмий зичлик ρ -ни ϵ_0 -га бўлган ифодасини ҳосил қиламиз. Шундай қилиб Гаусс теоремасининг дифференциал формаси :

$$\text{div } \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

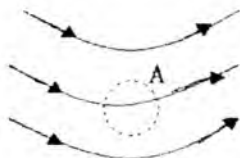
Дивергенция майдони $\rho \neq 0$ ва $\rho = 0$ бўлган жойларида яхши характерлайди.



а)



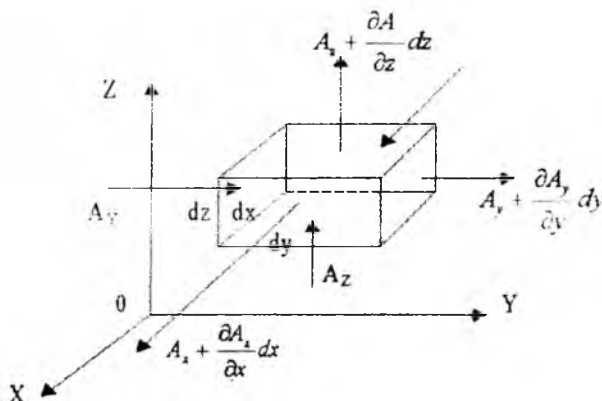
б)



в)

Маълумки, ΔV да электр зарядининг хажмий зичлиги нолга тенг бўлмаса, бу хажм сирти бўйлаб электр майдон кучланганлиги чизиқлари сочилади, еки йиғилади, а, б - - расмлар.

Яъни, вектор $\mathbf{E}$ нинг фарқи нолга тенг эмас. Майдоннинг хажмий зарядлари бўлмаган ($\rho = 0$) жойида кучланганлик чизиқлари в - расмда кўрсатилгандек кўриниш ида бўлади. $\mathbf{E}$ векторнинг фарқи бундай жойларда нолга тенг $\text{div } \mathbf{E} = 0$. $\text{div } \mathbf{E} = 0$ бўлган майдон оралигида майдон соленоид сифатли деб аталади. $\text{div } A$ декарт координаталарда ифодалаймиз.



Томонлари $dx dy dz$ тенг бўлган чексиз кичик бўлган параллелепипедни тасовур қиламиз. Y координата ўқларига параллел. A вектор оқими параллелепипед сирти бўйлаб унинг қирралари орқали йиғилади

$-A_x dydz$ - четдаги қирра бўйлаб;

$$+ \left(A_x + \frac{\partial A_x}{\partial x} dx \right) dydz$$

якин қирра бўйлаб;

$-A_y dx dz$ - чап қирра бўйлаб;

$$+ \left(A_y + \frac{\partial A_y}{\partial y} dy \right) dx dz$$

- унг қирра бўйлаб;

$-A_z dx dy$ - пастки қирра бўйлаб

$$+ \left(A_z + \frac{\partial A_z}{\partial z} dz \right) dx dy$$

- чапдаги қирра бўйлаб

Параллелепипеднинг ҳажмини $dx dy dz$ қирралар бўйича оқимларни қўш сак:

$$\text{div} A = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

Вектор фарқи ∇A билан белгиланиб (∇ нобла) Гамильтон операторнинг дифференциал векторини ифодалайди. Декарт координаталар системасида:

$$\nabla = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z};$$

бунда: i, j, k - ox, oy, oz ўқлар бўлиб бирлик векторлар

$$\frac{\partial}{\partial x} = \nabla_x, \frac{\partial}{\partial y} = \nabla_y, \frac{\partial}{\partial z} = \nabla_z \quad \nabla \text{ (набланинг) координат ўқлари бўйлаб ташкил этувчилари}$$

∇A дифференциал ифодани ∇ ва A векторларни скаляр қўпайтмаси каби ифодаласа бўлади.

$$\nabla A = \left(i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z} \right) (iA_x + jA_y + kA_z) = \frac{\partial}{\partial x} A_x + \frac{\partial}{\partial y} A_y + \frac{\partial}{\partial z} A_z = \operatorname{div} A$$

Бунда $ii = jj = kk = 1$ ва $ij = jk = ki = 0$

Шундай қилиб, Гаусс теоремасини дифференциал формада ёзиш мумкин:

$$\nabla E = \frac{\rho}{\epsilon}$$

Декарт координаталар системасида ёзилса: $\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho}{\epsilon}$

Бир жинсли бўлмаган ва изотроп мухитларда Гаусс теоремасини қўллаб бўлмайди. У ҳолда электр силжиш вектори D учун мўлжалланган тенгламадан фойдаланилади.

$$\oint_S D ds = q$$

Бу Максвелл постулати дифференциал формада ёзамиз:

$$\lim_{\Delta v \rightarrow 0} \frac{\oint D ds}{\Delta v} = \lim_{\Delta v \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta v}$$

яъни $\boxed{\operatorname{div} D = \rho}$ еки $\boxed{\nabla D = \rho}$

Декарт координатларида бу тенгликни ёзамиз:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho$$

Кўриниб турибдики, $\operatorname{rot} A$ ни ∇ билан $[\nabla A]$ алмаштириб ёзиш мумкин.

Маъруза № 9.

Электр токи билан магнит оқимининг ўзлуксизлиги
принципини дифференциал формада ифодалаш.

Магнит оқимининг фундаментал аҳамиятга эга бўлган узлуксизлик принципи тарифи бўйича магнит индукция чизиқлари бошланишига ҳам эга эмас, охири ҳам йўқдир, яъни ҳамма томонга узлуксиздир. Демак, магнит оқими ёпиқ сир бўйича нолга тенг.

$$\oint_S B ds = 0$$

Табиятда фақатгина электр зарядларигина электрик силжиш чизиқларини бошланиши бўлиб, магнит индукция чизиқлари келиб чиқишининг сабабчисидир. Магнит оқими электр ток ёрдамида ҳосил бўлади ва магнитавий индукция чизиқлари электр токини ўраб олиб ёпилади ва ўзлуксиз бўлади. Б. принципининг дифференциал формадаги математик ифодаси:

$$\operatorname{div} B = 0$$

Бу тенглик магнит оқимининг ҳар қандай нуқтаси учун тўғридир. Электр токи узлуксизлигининг принципи ҳам фундаментал аҳамиятга эга бўлиб, ток чизиқлари ҳеч қачон узилмайди ва ёпиқдир. Утказувчанлик, кучиш ва силжиш тўла токи ҳар қандай ёпиқ сирт бўйлаб ўтишида ташқи нормал йўналишида нолга тенг.

$$\oint \delta ds = 0$$

Бу тенгликнинг дифференциал кўриниши: $\operatorname{div} \delta = 0$

Бу ифода худди $\operatorname{div} B = 0$ каби ташқи муҳитнинг ҳар қандай нуқтаси учун ҳақлидир. $\operatorname{Div} \delta = 0$ тенглик Максвеллнинг биринчи тенгламасининг бир кўриниши ҳисобланади. Чунки, $\operatorname{div} \delta = \operatorname{div} \operatorname{rot} H$. Лекин ҳар қандай A вектори учун урамаларнинг фарқи нолга тенг.

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \operatorname{rot} A &= \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{rot}_x A + \frac{\partial}{\partial y} \operatorname{rot}_y A + \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{rot}_z A = \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) = 0 \end{aligned}$$

Демак, электромагнит майдони тенгламаларининг тўла системасига қирувчи асосийларидан бири Максвеллнинг биринчи тенгламаси магнитовий оқим билан электр токини узлуксизлигини характерловчи икки ифодасидан фақат биринчиси бўлиши шарт.

Остроградский теоремаси. Стокс теоремаси.

Майдон назариясида катта аҳамиятга эга бўлган Остроградский ва Стокс теоремаларини ифодаловчи тенгликни келтирамиз. Бу тенглик геометрик маънога эга бўлиб, у ихтиёрый A вектор учун ҳақлидир, лекин олдин уни электр майдон кучлангавлиги ва магнитавий майдон векторлари тенгламалари орқали келтирамиз.

Заряд q , Сирт билан чегараланган маълум бир V ҳажим бўйлаб тақсимланган бўлсин

$$q = \int_V \rho dv$$

Гауссининг интеграл формадаги теоремаси асосида ёзиш мумкин.

$$\oint E ds = \int_V \frac{\rho}{\epsilon} dv$$

ρ/ϵ ни $\text{div } E$ билан алмаштириб қўйидаги дифференциал формадаги тенгликни ҳосил этимиз

$$\oint_S E ds = \int_V \text{div } E dv$$

Бу векторни ихтирий A вектор учун ифодаласак:

$$\oint_S A ds = \int_V \text{div } A dv$$

Бу Остроградский теоремасининг формуласи бўлиб, ҳажмий интегралнинг сирт бўйича ифодалашнинг геометрик талқинидир.

“ I ” контур билан чегараланган ёпиқ S сирт бўйича i ток ўтаётган бўлсин.

$$i = \int_S \delta ds$$

Максвеллнинг биринчи тенгламасининг интеграл формадаги тенгламаси бўйича:

$$\oint_I H dl = \int_S \delta ds$$

6- ни $\text{rot } H$ билан алмаштирсак:

$$\oint_I H dl = \int_S \text{rot } H ds$$

Бу тенглик ҳар қандай A вектордаги S сирт ва I контур учун ёзилиши мумкин:

$$\oint_I A dl = \int_S \text{rot } A ds$$

Бу Стокс теоремаси формуласи бўлиб, сирт интегралнинг контур бўйича интегралининг геометрик маъносини ифодалайди.

Ўтказувчанлик, силжиш ҳамда кучниш токлари.

Тўлиқ ток ўзиниқсизлиги

Агар ташки манба таъсирида ўтказувчи мухитда электр майдони ҳосил этилса (металларда, ерда, суюқлишда ва бошқа) у ҳолда ундан ток оқа бошлайди. Металларда заряд олий юривчилар электронлардир, суюқликларда эса- ионлар.

Эркин электронларнинг металлардаги ва ионларнинг суюқликлардаги тартибли ҳаракатлари электр майдони таъсирида ток ўтказувчанлиги деб аташ қабул қилинган. Мухитнинг ток ўтказиш қобилияти нисбий ўтказкчанлик деб аталади. Нисбий ўтказувчанлик материалнинг физикавий хусусиятларидан иборат бўлиб ўлчов бирлиги

$$\text{OM}^{-1} \cdot \text{M}^{-1} = \text{си} \cdot \text{м/м}$$

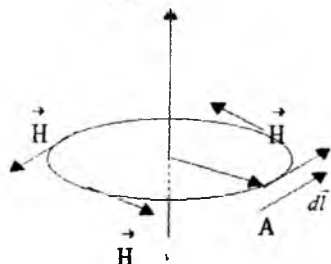
Ўтказувчи мухитда электр майдони ток зичлиги $\vec{\delta}$ деб аталувчи катталиқ билан характерланади. У вектор катталиқ ва кучлаганликка боғлиқдир. Оқиб ўтаётган токни қўйидаги тенглама билан ифодалаш мумкин

$$I = \int_S \vec{\delta} ds$$

Шундай қилиб, ток оқим векторнинг ток зичлигининг қўпайтмасига тенг. Ток зичлиги вектор катталиқ бўлса, ток скаляр алгебраик характерга эга.

Маъруза №10.

Тўлиқ ток қонуни (магнит майдонининг асосий қонуни)



Ҳар қандай ёпиқ контур бўйича магнит майдон кучланганлигининг чизиқли интегрални тўлиқ токка тенг бўлиб, у бу контурни кесиб ўтади.

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = I$$

Тўлиқ ток дейилганда шу контур интегрални кесиб ўтувчи барча тоқлар тушунилади (ўтказувчанлик тоқи ва кучиш

тоқи). Тўлиқ ток қонунининг интеграл формасини майдон симметрия холидагина ишлатиш мумкин. Чизмадаги А нуқтага майдон кучланганлигини аниқласак

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \oint H dl \cos 0^\circ = H \oint dl = H \cdot 2\pi R = I$$

$$H = \frac{I}{2\pi R}$$

Радиус R кагала бориш сари магнит майдон кучланган гиперболик конунига асосан сўниб боради.

Ўтказувчи мухитдаги майдон билан электростатик майдон орасидаги аналогия

Табиатга кўра бу икки майдонлар ҳар хил. Электростатик майдон электрик зарядлар орқали ҳосил бўлиб, бу зарядлар вақт бўйича ўзгармас ва мухитда ҳаракатсиздир. Электр майдони ўтказувчи мухитда - бу шундай майдонки унда зарядлар ташқи манба таъсирида тартибли ҳаракатда бўлади. Шундай бўлишига қарамастан бу икки майдон ўртасида маълум бир формал аналогияни келтириш мумкин.

Электростатик майдон зарядларга эга бўлмаган жойларда Лаплас тенгламаларини қаноатлантиради. Электр майдони ўзгармас ток учун ўтказувчи мухитда ташқи манбалар ташқарисида ҳам Лаплас тенгламаларини қаноатлантиради. Ҳар иккала майдонда майдон кучланганлиги $\vec{E}$ вектори иштироқ этади. Электр силжиш вектори $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ билан ток зичлиги вектори $\vec{j} = \gamma \vec{E}$ ни солиштириш мумкин. Оқим вектори $\vec{D}$ ёки

$\psi = \int \vec{D} d\vec{S}$ билан ток зичлиги оқимининг вектори $I = \int \vec{j} d\vec{S}$ солиштириш мумкин

Икки диэлектрик чегарасидаги, чегаравий шартлар

$$E_{1t} = E_{2t} \text{ ва } D_{1n} = D_{2n}$$

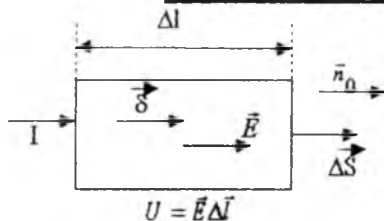
Икки хил ўтказувчанликка эга мухит учун чегаравий шартлар

$$E_{1t} = E_{2t} \text{ ва } \delta_{1n} = \delta_{2n}$$

Бу формал аналогиялар амалда кенг қўлланилади. Масалан, қандайдир электростатик майдон ўрганиб чиқилган бўлса, ундаги маълумотлар геометрик ўхшаш бўлган майдонга ўтказувчан мухит учун кўчирилиши мумкин. Бу амалнинг тескариси ҳам ҳақиқатдир.

Кирхгофнинг II қонуни дифференциал формасида.

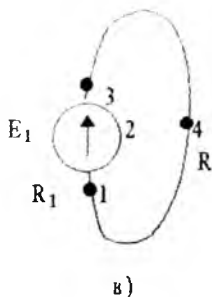
Ом қонуни дифференциал формасида.



а)



б)



Ўтказувчи муҳида ∇V ҳажимли катта бўлмаган параллелепипед танлаб оламиз. Параллелепипед узунлиги Δl , кундалик кесим юзаси ΔS

$\Delta \vec{l} = \Delta l \vec{n}^0$; $\Delta \vec{S} = \Delta S \vec{n}^0$ йўналиш бўйича бирлик вектор
 $\vec{E}$ - электр майдон кучланганлиги

$$\text{Ток } I = \int \vec{\delta} d\vec{S} = \vec{\delta} \Delta \vec{S}$$

$$\text{Ҳажм элементидаги кучланиш } U = \vec{E} \Delta \vec{l} = RI$$

$$\text{Элемент ҳажмининг қаршилиги } R = \frac{\Delta l}{\gamma \Delta S}$$

$$RI = \vec{E} \Delta \vec{l} \quad \text{тенгликка эквивалент катталиклар } R \text{ ва } I \text{ ни қўйиб}$$

$$\frac{\Delta l}{\gamma \Delta S} \vec{\delta} \Delta S \vec{n}^0 = \vec{E} \Delta l \vec{n}^0$$

$$\text{бу ерда } \vec{\delta} = \gamma \vec{E} \quad [1]$$

[1] тенглик Ом қонунининг дифференциал формадаги кўриниши. Бу тенглик ўтказувчи муҳидаги нуктада ток зичлиги билан майдон кучланганлиги орасидаги боғлиқликни ифодалайди. I тенглик э.ю.к. манбаидан ташки муҳит учун тўғридир. Э.ю.к. манбани ўз ичига олган муҳида ташки электр майдон ҳам мавжуд бўлади, у электр занжирларида зарядларнинг тўхтовсиз ҳаракатини юзати келтиради.

Ташки майдон кучланганлиги $\vec{E}_{\text{ташк}}$ билан белгиланади (химиявий, иссиқлик, термоэлектрик, механик, электромагнит процесслар таъсирида)

Тўла кучланганлик қиймати кулон кучланганлиги билан ташки майдоннинг геометрик йиғиндисидан иборатдир: $\vec{E} + \vec{E}_{\text{ташк}}$

У ҳолда Ом қонуни э.ю.к. ли муҳит учун:

$$\vec{\delta} = \gamma (\vec{E} + \vec{E}_{\text{ташк}}) \quad [2]$$

2-чи тенглamani яна кўпинча Кирхгоф II- қонунининг дифференциал формаси деб ҳам аташади.

Матрица №11.

Ўзгарувчан электромагнит майдонининг асосий тенгламалари

Ўзгарувчан электромагнит майдони деб, ўзаро боғланган ҳамда вақтга нисбатан ўзгарувчан бўлган электрик ва магнит майдонлари бирлиги тушунилади. Ўзгарувчан электромагнит майдони материянинг бир кўриниши ҳисобланади. Ўзининг энергиясига, массасига ва ҳаракат йўғиндисига эга бўлиб материянинг бошқа кўринишларига айлана олиш қобилиятига эгадир. Майдоннинг диэлектрикдаги ҳар қандай таъсири жуда катта, $3 \cdot 10$ м/сек тезликда катта масофаларга тарқалиши мумкин.

Ўзгарувчан электромагнит майдонидан процессларни тадқиқ этишда Максвелл тенгламаларидан фойдаланилади.

Максвелл тенгламалари системаси тўрта тенглamani ўз ичига олади.

1. Магнит майдон кучланганлиги ротори ва ток зичлигини боғлайдиган тенглама маълум майдоннинг бир нуқтаси учун Максвеллнинг биринчи тенгламаси дейилади.
2. Электрик майдон кучланганлиги ротори билан магнит майдони ўзгариши тезлик орасидаги боғланишни маълум майдоннинг бир нуқтасига ифодалайдиган тенглама Максвеллнинг иккинчи қонуни дейилади.
3. $\text{div } \vec{B} = 0$ магнит майдонининг узлуксизлигини ифодаловчи тенглама.
4. $\text{div } \vec{E} = \frac{\rho_{\text{эв}}}{\epsilon}$ электрик майдон кучланганлиги йўналишининг эркин

зарядлар зичлиги билан боғлиқлигини майдоннинг бирор нуқтасига нисбатан аниқловчи тенглама.

Электромагнит майдонининг электрик нисбатларини тадқиқ этувчи Умова-Пойтинг тенгламаси ҳам ишлатилади.

Максвеллнинг биринчи тенгламаси

Тенглама ёзилиши $\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

Тенгламанинг ўнг томони икки ток зичлигидан иборат бўлиб, $\vec{J}$ - ўтказувчанлик

токининг зичлиги ва $\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ - электрик силжиш токининг зичлиги. Ҳар қандай

диэлектрикда мавжуд бўлиб вакуумда ҳам электрик майдон кучланганлиги вақт оралигида ўзгарганда келиб чиқади Силжиш токи магнит майдонини келтириб чиқазади, худди ўтказувчанлик каби.

Ўтказувчанлик токи билан силжиш токининг табияти хар хил бўлишига қарамай, хар иккиси ҳам умумий хусусиятга - магнит майдони ҳосил этиш қобилиятига эга.

Максвелл тенгласининг физик маъноси шуки, электрик майдонининг вақтга нисбатан хар қандай ўзгариш $\left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right)$ майдонининг ўша нуқтасида магнит майдонининг ўрамасини $\text{rot } \vec{H}$ келтириб чиқазади.

Максвеллнинг иккинчи тенгламаси

Максвеллнинг иккинчи тенгламаси қўйидагича ёзилади :

$$\text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Унинг физик маъноси қўйидагича, магнит майдонининг бирор нуқтасидаги, магнит майдонининг вақтга нисбатан ўзгариши, ана шу нуқтада $\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right)$ ўрамани

ёки электрик майдонининг роторини юзага келтиради, яъни ўрамали электрик майдонининг ҳосил қилади. Максвеллнинг иккинчи қонуни электромагнит индукцияси қонунининг дифференциал кўринишидир.

Узлуксизлик тенгламаси

Тўла ток чизиги $(\vec{\delta} + \epsilon a \frac{\partial \vec{E}}{\partial t})$ узлуксиз ҳисобланади. Физика нуқтаи

назаридан бу шундан иборатки, ўтказувчан ва диэлектрик мухит чегарасида ўтказувчанлик токи силжиш токига ўзгаради.

Тўла ток чизигининг узлуксизлик принципини математик тушунтириш учун тенгламанинг икки томонидан дивергенция оламир:

$$\text{div}(\vec{\delta} + \epsilon a \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) = 0$$

$$\text{бўлганлиги учун: } \text{div} \vec{\delta} = - \frac{\partial}{\partial t} \text{div} \vec{D}$$

Ўзлуксизлик тенгламасини яъни заряднинг сақланиш қонуни деб ҳам аташди. Яъни, электрик заряд йўқ бўлмайди, у фақат бир жойдан бошқа жойга силжийди.

Маъруза №12.

Максвелл тенгламаларининг комплекс формада ёзилиши

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{\delta} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (*)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (**)$$

Бу тенгламалар оний қийматлар учун ёзилган. Агар H ва E катталиклар вақтга нисбатан синусоидал ўзгарса, у ҳолда $(*)$, $(**)$ тенгламаларни символик кўринишида ифодалаш мумкин.

$$H = H_m \sin(\omega t + \psi_H)$$

ёки

$$E = E_m \sin(\omega t + \psi_E)$$

бўлса

$$H = \operatorname{Im} \vec{H}_m e^{j\omega t} \quad (\operatorname{Im} - \text{мавҳим қисми})$$

$$H \rightarrow \operatorname{Im} \vec{H}_m e^{j\omega t}$$

комплекс амплитудаси $\vec{H}_m = H_m e^{j\psi_H}$

Худди шундай $E \rightarrow \vec{E}_m e^{j\omega t}$

E ва H катталиклар бир вақтнинг ўзида вектор катталиклар бўлгани учун $\vec{E}_m$ ва $\vec{H}_m$ кўринишида ифодаланади.

У ҳолда $\vec{\delta}$ ифодани $\gamma \vec{E} e^{j\omega t}$ га $\epsilon \alpha \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ алмаштирамиз

$$j\omega \epsilon \alpha \vec{E} e^{j\omega t} \left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{E}_m e^{j\omega t} = j\omega \vec{E}_m e^{j\omega t} \right)$$

$\operatorname{rot} \vec{H}$ - алмаштирамиз

$$\operatorname{rot} [\vec{H}_m e^{j\omega t}] = e^{j\omega t} \operatorname{rot} \vec{H}_m$$

Унда Максвеллнинг биринчи қонунини ёзишимиз мумкин:

$$e^{j\omega t} \operatorname{rot} \vec{H}^* = (\gamma \vec{E} + j\omega\epsilon_a \vec{E}) e^{j\omega t}$$

$$e^{j\omega t} \text{ кесишгандан кейин}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \gamma \vec{E} + j\omega\epsilon_a \vec{E}$$

Худди шундай Максвеллнинг иккинчи қонуни:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega\mu_a \vec{H}$$

Бир жинсли ва изотроп мухитда ўзгарувчан электромагнит майдони.
Ўтказувчи мухит учун Максвелл тенгламаси

Ўтказувчанлиги бўлган ва - магнит киритувчанлигига эга бўлган ўтказувчан мухит бўйлаб электромагнит тўлқинлари тарқаяпти деб фараз қиламиз. Ўтказувчан мухитда электромагнит тўлқинларининг тарқалиши бир қанча хусусиятларга эга. Мана шу хусусиятларни мазкур боб учун кўриб чиқамиз.

Вақтга нисбатан синусоидал ўзгарувчи E ва H катталикларнинг комплекс формада ёзилган Максвеллнинг биринчи ва иккинчи қонуналарига мурожат этамиз.

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \gamma \vec{E} + j\omega\epsilon_a \vec{E}$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega\mu_a \vec{H}$$

Ўтказувчан мухитда жуда катта частоталарда γ кўпайтма ўтказувчанликдан анча кичик бўлади. Шунинг учун Максвеллнинг биринчи тенгламасида $j\omega\epsilon_a \vec{E}$ ташкил этувчини тушуриб қолдирса бўлади.

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \gamma \vec{E} \quad (1)$$

ва

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega\mu_a \vec{H} \quad (2)$$

Бу икки тенгламада E ва H номаълум ҳисобланади, шунинг учун уларни биргаликда ечамиз. 1 тенгламадан ротор ҳосиласини оламиз.

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{H} - \nabla^2 \vec{H} = \gamma \operatorname{rot} \vec{E}$$

Бу ерда

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad \text{ёки} \quad \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{H} = 0$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{ёки} \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$$

3 чи $\vec{H}$ бўйича дифференциал тенглама ҳисобланади. $\vec{H}$ катталиги икки ёки уч координаталар системасида 3 ечиш мураккаб ҳисобланади. Шунинг учун 3 нинг ечимини кўриш учун хусусий ҳолда текис юзали электромагнит тулқунлари учун кўриб чиқамиз.

Ўтказувчан муҳитдаги электр майдони учун Лаплас тенглимаси

Худди электростатик майдондаги каби ўтказувчан муҳитнинг электр майдон кучланганлиги:

$$\vec{E} = -\operatorname{grad} \varphi$$

Вақт бўйича ўзгармас майдонда:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \operatorname{div} \gamma \vec{E}$$

Агарда γ нисбат ўтказувчанлик бир нуқтадан иккинчисига ўтганда ўзгармаса ва муҳит бир жинсли ва изотроп бўлса, γ қиймати div ташқарига чиқариш мумкин:

$$\gamma \operatorname{div} \vec{E} = 0$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0$$

$$\text{яъни} \quad \operatorname{div}(-\operatorname{grad} \varphi) = 0$$

ўтказувчи муҳитда майдон Лаплас қонунига бўй синади. Ўзгармас ток майдони ўтказувчан муҳитда потенциал майдон ҳисобланади. Унда

манбага эга бўлмаган қисмда $\oint \vec{E} d\vec{l} = 0$ бўлади.

Агар ўтказувчи мухитда бирер хажмини олиб қаралса, ундан оқаётган ўзгармас ток кузатсак, бу хажмга киреётган ток билан ундан чиқиб кетаётган токка тенг бўлмоғи керак, акс холда бу хажмда электр зарядларнинг гуплиниши содир бўлади, буни тажриба тасдиқламади:

$$\oint \vec{\delta} d\vec{S} = 0$$

Тенгликни иккала қисмини хажмга бўлиш мумкин

$$\frac{\oint \vec{\delta} d\vec{S}}{V} = 0$$

Бу тенгликни хажмини ёшиқ юзада бўлганлиги учун нолга интиштиришимиз мумкин:

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{\delta} d\vec{S}}{V} = \text{div } \vec{\delta} = 0$$

Ўзгармас майдон учун ўтказувчи мухитда:

$$\text{div } \vec{\delta} = 0$$

Бу тенглик Кирхгоф I-чи қонунини дифференциал формаси. У турғун режимда майдоннинг ҳар қандай нуқтасида ток келиши ҳам чиқиши ҳам бўлмайди $\vec{\delta}$ (ўзгармас ток учун).

Джовл-Ленц қонунининг дифференциал формаси

Ҳар қандай ўтказичда R қарш иликдан I ўзгармас I ток оққанда вақт бирлигида $I^2 R$ энергия миқдори оқиб чиқади.

Ўтказувчи мухитда энергиянинг ажралиб чиқишини аниқлаймиз:

$$\frac{I^2 R}{V} = \frac{(\delta \Delta S)^2}{\Delta l \Delta S} \left(\frac{\Delta l}{\gamma \Delta S} \right) = \frac{\delta^2}{\gamma} = \gamma E^2$$

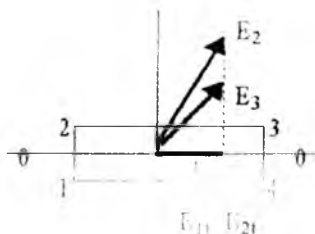
Демак, ўтказувчи мухитда бирлик хажмда бирлик вақт оралигида γE^2 тенг энергия миқдори ажралиб чиқади.

Ўтказувчанлиги γ , бўлган мухитдан ўтказувчанлиги γ , бўлган мухитга токнинг ўтиши

Икки хил ўтказувчанликка эга бўлган мухитдаги ток ўтишидаги чегаравий шартлар қандай бўлишини куриб чиқамиз.

“00” чизикда 1234 ёпиқ контур танлаймиз.

12 ва 34 қирралар 23 ва 41 қирраларга нисбатан жуда кичик. Шунинг учун охиригини $d1$ билан белгилаймиз. 1234 контур учун



$$\oint \vec{E} d\vec{l} = 0 \text{ бўлади.}$$

12 ва 34 булаклар учун $E_{1t}dl - E_{2t}dl = 0$ ёки $E_{1t}dl = E_{2t}dl$;

Мухит чегарасида ток зичлигининг ташкил этувчилари тенг, буни исбот қиламиз

Пастки мухитдан келаётган оқим вектори $\vec{\delta}$, қўйидагига тенг $-\delta_{1n}\Delta S$,

пастки хажм учун, устки хажмдан чиқаётган оқим вектори $\vec{\delta}$ қўйидаги тенг $\delta_{2n}\Delta S$

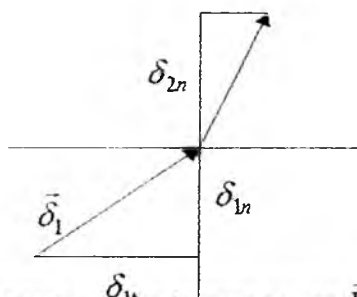
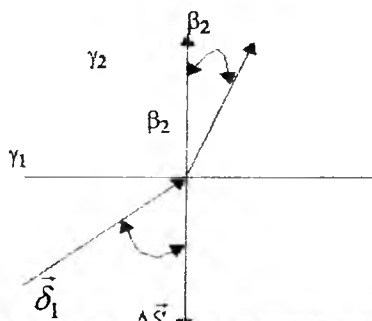
$\oint \vec{\delta} d\vec{S}$ бўлганлиги учун:

$$-\delta_{1n}\Delta S + \delta_{2n}\Delta S = 0 \quad \delta_{1n} = \delta_{2n}$$

$\Delta \vec{S}$

$\vec{\delta}_2$

δ_{2n}



Демак, ток икки хил ўтказувчанликка бўлган мухитдан ўтганда вектор $\vec{E}$ нинг тангенциал ташкил этувчилари ($E_{1t}=E_{2t}$, лекин $E_{1n}\neq E_{2n}$) ва ток зичлигининг ташкил этувчилари $\delta_{2n}=\delta_{1n}$ (лекин $\delta_{1t}\neq\delta_{2t}$).

Хулоса шуки E тўлок қиймати ва $\vec{\delta}$ вектор умумий ҳолда чегарада сакрашсимон ўзгарар экан. Мухитдаги тушувчи β_1 ва синувчи β_2 бурчаклар орасидаги боғланишны кўрамиз.

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\delta_{1t}}{\delta_{1n}} = \frac{E_{1t}\gamma_1}{E_{1n}}, \quad \operatorname{tg} \beta_2 = \frac{\delta_{2t}}{\delta_{2n}} = \frac{E_{2t}\gamma_2}{E_{2n}}, \quad \text{ёки} \quad \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \beta_2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}$$

Агар ток ўтказувчанлиги катта мухитдан (мас. металлдан) ўтказувчанлиги кичик мухитга (мас. ер) ўтса, синиш бурчаги тангенс $tg\beta_2 = tg\beta_1 \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$, шуниш бурчаги тангенсидан кичик бўлади ва β_2 бурчак β_1 дан кичик бўлади, агар γ_2 жуфта кичи бўлса $\beta_2 \rightarrow 0$ интилади.

Гаусс теоремасининг интеграл формаси Максвелл постулати

Гаусс теоремаси уч усулда тарифланиши мумкин:

1. Епик юзадаги, маълум хажим билан ўралган векторлар оқимларининг электрик кўзгалиши, эркин зарядларининг шу юзадаги алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = \sum q_{\text{эркин}}$$

$\vec{D}$ - Электрик кўзгалиш вектори бўлиб, мухитнинг диэлектрик хусусиятга боғлиқ эмас.

2. $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$ бўлганлиги учун. Гаусс теоремаси изотроп мухит учун.

ϵ_r - нисбий диэлектрик киритувчанлик

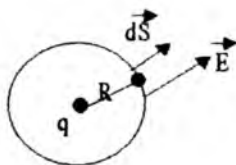
ϵ_0 - вакуумнинг хусусияти характерловчи

электр доимийси

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{\sum q_{\text{эркин}}}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$

3. Епик юзадаги E оқим вектори фақатгина ($\sum q_{\text{эркин}}$) эркин зарядлар ёрдамида эмас, балки боғланган зарядлар йиғиндис ($\sum q_{\text{боғ}}$) билан ҳам ҳосил бўлади.

$$\sum q_{\text{боғ}} = - \oint \vec{P} d\vec{S}$$



Гаусс теоремаси ёрдамида нуқтавий заряднинг R масофада узоқликда ҳосил қилган майдон

кучланганлигини аниқлаймиз.

Бунинг учун берилган нуқтадан R радиусда сфера чизамиз ва заряд шу сферанинг марказида жойлашган деб

Гаусс теоремасини қўлаймиз. Юза элементи dS сфера юзасига перпендикуляр бўлади. Бу мисолда сферанинг ҳар қандай нуқтасида E ва dS йўналишлари

мос тушади. Улар орасидаги бурчак нолга тенг. E қийматлари сфера бўйлаб бир хил қийматга эга бўлганлигидан E ни интегралдан ташқари чиқарамиз

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \oint E dS \cos 0^\circ = E \oint dS = E 4\pi R^2 = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$

Демак, нуқтавий q заряднинг R масофада ҳосил қилаётган кучланганлиги:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r R^2}$$

электр майдон кучланганлиги вектори. Сферик система симметрик бўлганлигидан майдон кучланганлиги координата системасида фақат битта ташкил этувчига R эга бўлади

$$E = E_R = -\frac{\partial\varphi}{\partial R}$$

Бу ердан:

$$\varphi = -\int E dR = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r R} + C$$

Шундай қилиб, нуқтавий заряд майдонида потенциали R масофанинг биринчи даражасига тесқари пропорционал бўлиб C интеграллаш доимий дейилади.

Маъруза № 14.

Гаусс теоремасининг дифференциал формаси

Гаусс теоремасининг интеграл формаси оқим векторининг $\vec{E}$ шу оқим ичида жойлашган зарядларнинг алгебраик йиғиндиси орасидаги боғланишни ифодалайди. Лекин Гаусс теоремасининг интеграл формаси оқим чизиқлари D нинг шу оқимдаги эркин зарядларнинг зичлиги билан боғланишни тушунтирмайди. Бунинг учун Гаусс теоремасининг дифференциал формасини кўриб чиқамиз.

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \sum q_{\text{эркин}} \quad (1)$$

Бунинг учун (1) нинг икки қисмини V ҳажимнинг скаляр катталигига бўламиз:

$$\frac{\oint_V \vec{D} d\vec{S}}{V} = \frac{\sum q_{\text{эркин}}}{V}$$

Бу тенглама V ҳажимдаги ҳар қандай ҳол учун тўғри. Уни нолга интилтирсак:

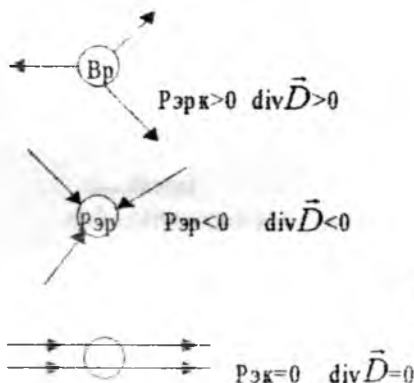
$$\lim_{v \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{D} d\vec{S}}{V} = \lim_{v \rightarrow 0} \frac{\sum q_{\text{эркми}}}{V}$$

Хажим нолга интилган сарий $\oint \vec{D} d\vec{S}$ хам нолга интилади. Оқим қийматининг $\vec{D}$ вектор катталыгига билан ифодаланиш дивергенция вектори $\vec{D}$ ($\text{div } \vec{D}$) дейилиди.

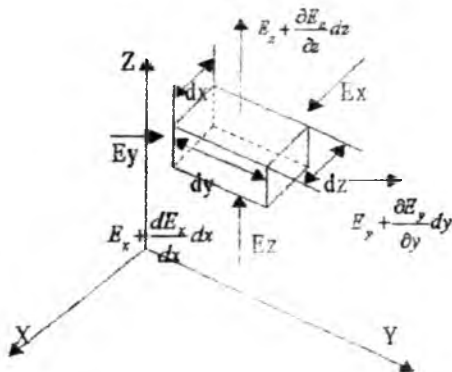
Шундай қилиб, Гаусс теоремаси дифференциал формада қуйидагича бўлади:

$$\text{div } \vec{D} = \rho_{\text{эркми}}$$

бу ерда $\rho_{\text{эркми}}$ - эркин зарядлар зичлиги



а)



б)

Агар берилган нуқтада а-расм заряднинг хажмий зичлиги мусбат бўлса ($\rho_{\text{эрк}} > 0$), унда жуда кичик хажмида атроф мухитга вектор чизиқлари $\vec{D}$ тарқалади ва аксинча хажмий зичлики ($\rho_{\text{эрк}} < 0$) манфий бўлса, кичик хажмида вектор чизиқлари киради $\vec{D}$.

Агар $\rho_{\text{эркми}} = 0$ бўлса, унда хажмий мухитда вектор чизиқларининг чиқиш ва кириш хам бўлмайди. Агар $\epsilon_a = \text{const}$ бўлса:

$$\text{div}_a \vec{E} = \rho_{\text{эрк}} \quad \text{ски} \quad \epsilon_a \text{div } \vec{E} = \rho_{\text{эрк}}$$

унда
$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho_{\text{эрк}}}{\epsilon_a}$$

$\rho_{\text{эрк}}$ - эркин зарядларнинг ҳажмий зичлиги

ϵ_a - жинсининг абсолют диэлектрик киритувчанлиги.

2-чи Гаусс теоремасининг иккинчи формаси. Бу тенглик изотроп муҳит учун

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho_{\text{эп}} + \rho_{\text{боз}}}{\epsilon_0}$$

Бу Гаусс теореманинг учинчи кўриниши. Демак, $\vec{E}$ векторнинг тарқалиши учун D вектор тарқалишидан фарқи боғланган зарядлар бўлиш мумкин.

dx, dy, dz - қирраларга эга бўлган параллелепипед тавлаймиз - б - расм.

$\operatorname{div} E$ аниқлаш учун оқим айирмалари бўйича аниқлаймиз:

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

Пуассон тенгламаси ва Лаплас тенгламаси.

Бу тенгламалар электростатиканинг асосий дифференциал тенгламалари ҳисобланади. Улар Гаусс теоремасининг дифференциал формасидан келиб чиқади.

$$\vec{E} = -\operatorname{grad} \varphi \quad \text{маълумлиги туфайли}$$

Гаусс теоремасига асосан $\operatorname{div} \vec{E} = \rho_{\text{эрк}}/\epsilon_a$

E ўрнига қўйиб қўйидагини ҳосил этамиз.

$$\operatorname{div} \vec{E} = \operatorname{div}(-\operatorname{grad} \varphi) = \frac{\rho_{\text{эрк}}}{\epsilon_a}$$

“ - “ ишорасини дивергенциядан ташқарига чиқарамиз:

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = -\frac{\rho_{\text{эрк}}}{\epsilon_a}$$

$\operatorname{grad} \varphi$ ўрнига унинг эквиваленти $\nabla \varphi$ ни ва div ўрнига ∇ ёзамиз.

$$\nabla(\nabla \varphi) = -\rho_{\text{эрк}}/\epsilon_a \quad \text{ёки} \quad \nabla^2 \varphi = -\rho_{\text{эрк}}/\epsilon_a \quad (1)$$

(1) тенглама Пуассон тенгламаси дейилади. Пуассон тенгламасининг хусусий ҳоли, яъни $\rho_{\text{эрк}} = 0$ бўлгани Лаплас тенгламаси дейилади.

$$\nabla^2 \varphi = 0$$

$\nabla^2 = \operatorname{div} \operatorname{grad}$ ифода Лаплас оператори деб аталади, ёки лапласиана ҳам дейилади ва ∇ символ билан ифодаланади.

Шунинг учун (1) ўрнига $\nabla\varphi = -\rho_{\text{эрк}}/\epsilon_a$ ёзилиши мумкин. $\nabla^2\varphi$ ифодани декарт координата системасига ёямиз.

$$\nabla(\nabla\varphi) = (\vec{i}\frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial}{\partial z})(\vec{i}\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial\varphi}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial\varphi}{\partial z})$$

Тенгликни ҳадма-ҳат қўнайтириб қўйидагига эришамиз:

$$\nabla^2\varphi = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}$$

Шундай қилиб Пуассон тенгламаси декарт координаталари системасида қўйидагича ёзилади.

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = -\rho_{\text{эрк}}/\epsilon_a$$

Лаплас тенгламасининг декарт координаталари системасида:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = 0$$

Цилиндрик координаталар системаси учун:

$$\nabla^2\varphi = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\partial\varphi}{\partial r}) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial\alpha^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}$$

Сферик координаталар системаси учун:

$$\nabla^2\varphi = \frac{1}{R^2}\frac{\partial}{\partial R}(R^2\frac{\partial\varphi}{\partial R}) + \frac{1}{R^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}) + \frac{1}{R^2\sin\theta}\frac{\partial^2\varphi}{\partial\alpha^2}$$

Пуассон тенгламаси φ бўйича олинган иккинчи даражали хусусий ҳосилларининг боғланишини ва эркин зарядларнинг ҳажмий зичлигини шу майдон нуқтасидан боғланишини ифодалайди. Лаплас тенгламаси электр майдонларини майдон потенциаллари билан ифодаланишини кўрсатади.

Умова-Пойтинг теоремаси

Теорема электромагнит майдони учун энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди. Бирор ҳажимдаги энергия ўзгаришини оқимга боғлиқлигини ҳажимни чегараловчи сирт учун аниқлайди. Электромагнит майдони энергияси :

$$\omega_{эм} = \int_V \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} dV + \int_V \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} dV$$

Кўрсатилган ҳағим учун энергиянинг кўнайши:

$$\frac{\partial \omega_{эм}}{\partial t} = \int_V \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} dV + \int_V \mu_0 \mu \vec{H} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} dV$$

$\epsilon = \text{const}$; $\mu = \text{const}$; $\gamma = \text{const}$ учун:

$$\text{rot} \vec{H} = \gamma \vec{E} + \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

Тенгламалардан ҳосил қиламиз:

$$\epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \text{rot} \vec{H} - \gamma \vec{E}$$

$$\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\text{rot} \vec{E}$$

Шунда электромагнит майдони энергиясини ўзгаришини кўйидагича ифодалаш мумкин:

$$\frac{\partial \omega_{эм}}{\partial t} = \int_V \vec{E} \text{rot} \vec{H} dV - \int_V \gamma \vec{E}^2 dV - \int_V \vec{H} \text{rot} \vec{E} dV$$

Векторлар анализи курсидан маълумки:

$$\text{div}[\vec{E}\vec{H}] = \vec{H} \text{rot} \vec{E} - \vec{E} \text{rot} \vec{H}$$

$$\frac{\partial \omega_{эм}}{\partial t} = - \int_V \text{div}[\vec{E}\vec{H}] dV - \int_V \gamma \vec{E}^2 dV$$

$$[\vec{E}\vec{H}] = \pi \text{ билан белгилаймиз, уни Пойтнинг вектори дейишадим, «СИ»}$$

$$\text{системасида } [\pi] = \left[\frac{Bm}{\mu^2} \right] \text{ тенг.}$$

Остроградский теоремаси бўйича:

$$\text{ушда: } \int_V \text{div} \vec{\pi} dV = \oint_S \vec{\pi} d\vec{S}$$

$$- \oint_S \vec{\pi} d\vec{S} = \int_V \gamma \vec{E}^2 dV + \frac{\partial \omega_{эм}}{\partial t}$$

- Умова-Пойтнинг теоремаси

Ениқ юза S -га кирувчи оқимнинг Пойтинг вектори икки қувват йигиндисига тенгдир. Улардан бири:

$$\int_V \gamma \bar{E}^2 dV = P_{иссик}$$

S юза билан чегараланган V ҳажм ичидаги иссиқлик исрофининг қуввати. Иккинчи:

$$\frac{\partial \omega_{эм}}{\partial t} = P_{эм}$$

мис ҳолда шу ҳажмдаги электромагнит майдони энергиясининг ўзгаришидир. Иссиқлик исрофи қуввати ҳар доим мусбатдир. Электромагнит энергиясининг ўзгариши ҳам мусбат ва манфий бўлиши мумкин.

Мусбат бўлганда V ҳажм ичидаги электромагнит энергия ошиб боради. $d\vec{S}$ вектор билан мусбат нормаль ташқи томонга йўналган бўлади. Шунинг учун оқим вектори $\vec{\pi}$ мусбат бўлиши учун у V ҳажм ичига йўналган бўлиши керак. Пойтинг векторининг 1 м^2 — м юзадан 1 сек давомида ўтувчи катталики $\vec{\pi}$ ни йўналишга перпендикуляр ҳолда аниқласа бўлади.

Агар ҳажм ичида манба бўлса теоремани қўйидагича ифодаласа бўлади:

$$P_{ист} = \oint \vec{\pi} d\vec{S} + \int_V \gamma \bar{E}^2 dV + \frac{\partial \omega_{эм}}{\partial t}$$

Демак манба қуввати V ҳажм учун иссиқлик исрофи, электромагнит майдони энергиясининг қувватининг ўзгариши, энергия қуввати S юзадан ташқарига чиқувчи энергиялар йигиндисига тенгдир.

Маъруза №15.

Йўналтирувчи системаalarda электромагнит тўлқинлар. Тўлқун йўналтирувчи тўшувчаси ва ҳажмий резонаторлар.

Юқори частотали энергияни оддий икки симли ўтказгичдан ўтказиш амалда мумкин эмас, чунки:

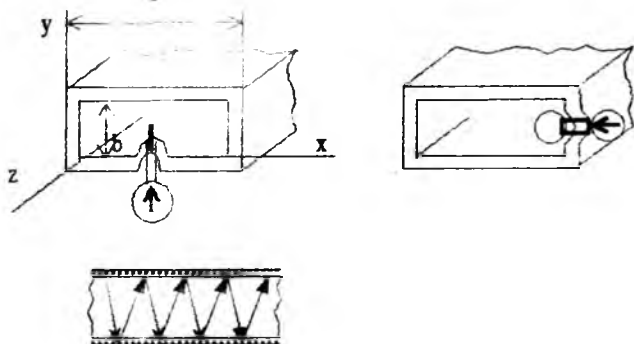
1) Узатиш симлари антенна родини ўйнаб, энергия узатиш ўрнига уни атрофга тарқатади, ёки муҳитдан нимадир қабул қилади.

2) Узатиш симидаги актив қаршилиқ жуда юқори частоталарда юза эффекти таъсирида энергиянинг анча қисми симнинг қизишига сарф бўлади.

Коаксил кабелларнинг қўлланиши ҳам унчалик эффект бермайди. Бу кабеллар энергияни атроф муҳитга тарқатмаса ҳам, кабелдаги энергия сарф катта бўлиб тўғри келмайди. Коаксил кабеллар асосан нолга бир неча мегагерц оралиқдаги юқори кучланишли телефон ва телевизион қурилмаларда ишлатилади.

10^9 Гц частотадан юқори ҳолларда тўлқун энергияси тўлқун йўналтирувчилар орқали узатилади. Тўлқун йўналтирувчи тўғри бурчакли ёки думолоқ юзли, кесими бўш трубадир. Чизмада тўғри бурчакли тўлқун йўналтирувчи кўрсатилган. “а” ва “б” масофалар тўлқун узунлиги билан

маълум нисбатда бўлади. Масалан, тўлқун $\lambda = 10\text{ см}$ бўлса, $b = 3,4\text{ см}$ ва $a = 7,2\text{ см}$ бўлади. Тўлқин йўналирувчи ичига энергия кичкина стержень ёрдамида олиб кирилади. Энергия тўлқун йўналтирувчи бўйлаб деворлари орқали акс эттирилиб йўналади. Тўлқун йўналтирувчининг деворлари энергия оқими учун йўналиш вазифасини бажаради. Энергиянинг жуда оз қисми девор ичига кириб иссиқлик ҳўринишда тарқалади. Энергия йўқолишини камайтириш мақсадида ички юзани полировка қилиб ўтказувчанлиги яхши бўлган металл билан қопланади, масалан, кўмуш билан.



Ўша юқори частоталарда резонанс контур функцияси вазифасини бажарувчи ва асослиги юқори бўлган қурилма сифатида хажмий резонаторлардан фойдаланадилар.

Хажмий резонатор тўғри бурчакли параллелепипед бўлиб, унинг деворлари яхши ўтказувчи металлдан ясалади. Унинг қовургалари узунлик-лари тўлқун узунлиги билан маълум нисбатда бўлиб бир неча сантиметрни ташкил этади. Уни ўйғониш учун стерженьдан ёки токли ўтказгичдан фойдаланилади. Хажмий резонатор бўшлигида турувчи электромагнит тўлқунлари юзана келади.

Тебраниш процессида резонаторда электр майдон энергияси магнит майдон энергиясига айланади ва аксинча ўзгариб туради. Тўғри бурчакли ва цилиндрлик резонаторларда энергиянинг ҳар бири резонатор ичида тарқалган бўлади. Бошқа ўта юқори частотали қурилмаларда (клистронлар, магнетронларда) энергия ҳар хил областлар бўйича тарқалади.

Резонатор асиллиги деб $Q = (\omega_0 W_0) / P$ тушуналади.

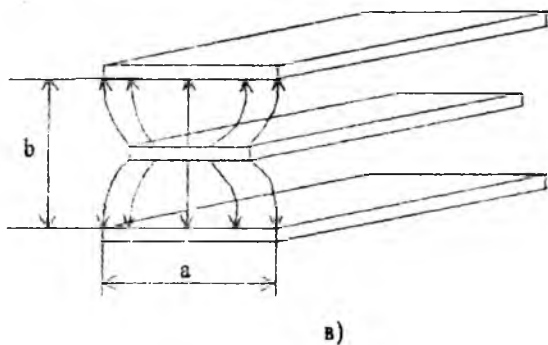
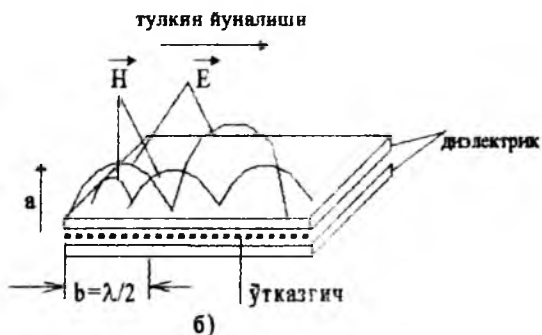
W_0 - электромагнит майдони энергияси резонаторда йиғилган

P - актив қувват, резонатор юзасидаги ўрама тоқлар исрофидан сарф бўлобчи.

Асиллик Q асосан 10^4 қийматдан ошмайди.

Юзали тўлқин чизиқлари ва ясси чизиқлар (ўзатувчилар)

Тўлқун йўналтирувчилар ўрнига баъзан юзали тўлқун чизиқлари яъ ясси чизиқлар узатувчилар қўлланилади. Юзаги тўлқун узатувчи бу металл плас- гина(стержень) бўлиш мумкин, у атрофи диэлектрик билан қопланган бўлади. Металл ва диэлектрик юзаси югирма тўлқунлар учун йўналтирувчи система хисобланади. Тўлқуннинг бу узатувчи бўйлаб ҳаракат тезлиги тўлқун тезлигидан кичик, яъни узатувчи секинлаш тирувчи вазифасини бажаради. Секинлашувнинг сабаби, чегаравий шартларни қаноатлантириш учун фазовий тезлик диэлектрик юзасида ва унинг ичкарисида бир хил бўлиши керак.



Майдон юзасида тўлқуннинг кўриниши чизмаларда

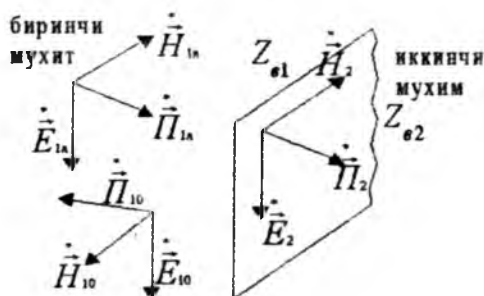
а) келтирилган б) чизмада E ва H чизиқларининг кўриниши энергиянинг кам миқдорда атрофга тарқалиш собатини кўрсатади. Ясси ўтказгич яъни металл юзадан иборатдир. Унинг ўртасида яъна ҳам кичик стержень жой- лаштирилади. в) чизма. Атрофга тарқалиш а $5b$ нисбатда жуда кичик.

Ясси узатувчиларнинг авзалиги тўлқун йўналтирувчилардан шундаки, улар нисбатан ясаилиши содда, кичик оғирлик ва арзонлигидир.

Ясси электромагнит тўлқинларининг бир мухитдаи иккинчисига ўтиш.

Ясси синусоидал ўзгарувчан электромагнит тўлқунларининг тўлқун қаршилиги Z_{b1} , бўлган мухитдаги тўлқун қаршилиги Z_{b2} , бўлган иккинчи мухитга ўтиш шартларини кўриб чиқамиз.

Тўлқун икки мухит чегарасига перпендикуляр тушади. Тўлқун иккинчи мухитга қисман тушади ва қисман акс этади (чизма). Биринчи мухитда тушувчи ("П" индексли) ва қайтувчи ёки акс этувчи ("0" индексли) тўлқунлар, иккинчи



мухитда фақатгина тушувчи (шунинг учун унда "П" индексли бўлмайди) тўлқун бўлади. Иккинчи мухитдаги тушувчи тўлқунларни яна ўқилган, синган тўлқунлар ҳам деб аталади. Икки мухит чегарасида электр майдон кучланганлигини тангенсал ташкил этувчилари ва магнит майдони кучланганликларининг тангенсал ташкил этувчилари тенг бўлмоғи керак.

$$\vec{E}_{1n} + \vec{E}_{10} = \vec{E}_2 \quad (1)$$

$$\vec{H}_{1n} + \vec{H}_{10} = \vec{H}_2 \quad (2)$$

Электр майдони кучланганлиги комплекси $\vec{E}_{1n}$, магнит майдони кучланганлиги комплекси $\vec{H}_{1n}$ га тенг агар

$$Z_{b1} * \vec{E}_{1n} = \vec{H}_{1n} Z_{b1} \quad \text{тенг булса.}$$

Акс этувчи тўлқунлар учун энергия ҳаракат йўналишининг ўзгариш ҳисобиға:

$$\vec{E}_{10} = -\vec{H}_{10} Z_{b1}$$

Синган тўлқунлар учун:

$$\dot{E}_2 = \dot{H}_2 Z_{B2}$$

Шуларни ҳисобга олган ҳолда 1 ва 2 тенгликларни ёзамиз:

$$\dot{E}_{10} = \frac{Z_{B2} - Z_{B1}}{Z_{B2} + Z_{B1}} \dot{E}_{1n}, \quad (1)$$

$$\dot{H}_2 = \frac{2Z_{B1}}{Z_{B1} + Z_{B2}} \dot{H}_{1n}, \quad (2)$$

$$\dot{H}_{10} = \frac{Z_{B1} - Z_{B2}}{Z_{B1} + Z_{B2}} \dot{H}_{1n} \quad (3)$$

Демак $\dot{E}_{10}$, $\dot{H}_{10}$ ва $\dot{E}_2$ каггаликлар мухитнинг тўлқун қаршиликларига боғлиқ экан.

Ашадда муаммони тўлқун хаводан металл юзасига тушган ҳол ташкил этади. Бу ҳолда бир ламчи мухит ҳаво, иккиламчи мухит металл ҳисобланади. Ўтказувчи мухитнинг тўлқун қаршилиги мухитнинг ўтказувчанлик қобулияти ва магнит синдирувчанлигидан ташқари частотага ҳам боғлиқлиги сабабли, ўтказувчи мухит мис бўлган ҳолни кўриб чиқамиз, частота $f=10^8$ Гц бўлсин.

Тўлқун қаршиликлари диэлектрик ва металл учун қараймиз. Ҳаво учун $Z_{B1}=377$ Ом, мис учун ($\gamma=5.6 \cdot 10^7$ Ом $^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$) $f=10^8$ Гц, $Z_{B2}=0.00357 \cdot e^{i43}$.

Агар қийматларини Z_{B1}, Z_{B2} (5) тенгламага қўйсак:

$$\dot{E}_{10} \approx -\dot{E}_{1n}, \quad \dot{H}_{10} \approx \dot{H}_{1n}$$

Яъни металл юзасидан электромагнит тўлқунлари тахминан тўлиқ акс этади тесқари ишораси билан электромагнит майдон кучланганлиги олдиди. Тўлқуннинг металл ичига кира олган қисм тез сўниб қолади. Агар ўтказувчи мухит чексизга интилувчи бўлганда, у ҳолда у электромагнит тўлқунлари учун идеал ойна вазифасини бажарар эди. Электромагнит тўлқунларнинг акс этиш ўтказувчи мухитларда радиолокация асосини ташкил этади.

Маъруза №17.

Радиотўлқунларнинг частота диапазонлари ҳамда тарқатиш, усулларига асосан классификация

Частота диапазонлари асосида классификациялаш.

Электрoмагнитaвий тyлкyн cпeктpлaри pадиотyлкyнлaр, инфpоқизим тyлкyнлaр, кyринyвчи ёpиглик вa yльтpабинофшa тyлкyнлaр, pентeнoвий хaмд. Y - нyрлaнишлaридaн тaркиб тoпaди. Pадиотyлкyнлaри eлeктpомагнитaвий cпeктpнинг кyйи чacтoтaли қисмидaн yрин oлaди, pадиoaлoқaлaр тaртибидини диапaзoнлaргa бyлиниш тaртиби бyйичa кeнтиpилгaн жaдaлгa aсoсaн ифoдaлaнaди.

Оpалиқ Нoмepи	Чacтoтa диапaз (кyйи чacтoтa, хpитмaс юкcpe чeг. Киpит aсoсaн)	Тyлкyн yзyнлигини мeтpик бyлaқлaргa бyлингaндa	Қисқapтипpилгaн
4	3 дaн 30кГц	миpиaмeтpли	ОНЧ(ypтa кич.чacт.)
5	30 дaн 300 кГц	килoмeтpли	НЧ(кичик чacт.)
6	300 дaн 3000кГц	гeкoмeтpли	СЧ(ypтaчa чacт.)
7	3 дaн 30 МГц	дeкaмeтpли	ВЧ(юкopв чacт.)
8	30дaн 300 МГц	мeтpли	ОВЧ(ypтa юк. чacт.)
9	300дaн 3000МГц	дeцимeтpли	УВЧ(жyдa юк.чacт.)
10	3дaн 30ГГц	cантимeтpли	СВЧ(жyдa к юк.чacт.)
11	30дaн 300ГГц	миллимeтpли	КВЧ(кичик чacт.)
12	300дaн 3000ГГц	дeцимeтpли	

Миpиaмeтpли, килoмeтpли, гeкaмeтpли вa дeкaмeтpли тyлкyнлaр нoмлaргa мoс paвишдa атaлaди: (CДВ)-yтa yзyн, (ДВ)- yзyн, (СВ)- yртaчa, (КВ)-киcкa.

Шy клacсификациялaр aсoсидa pадиoчacтoтaлaр тyккизтa чacтoтa opалиқлaригa (пoлocaлaргa) ажpатилaди, yлaр 4дaн 12 гaчa бyлгaн тaртиб pақaмлaри opқaли ифoдaлaнaдилaр. N нoмepли opалиқ $0,3 \cdot 10^N$ дa $3 \cdot 10^N$ гaчa чacтoтa диапaзoнлaрини қoплaйди. Чacтoтa opалиқлaрининг чeгapaвий жoйлaшишлaрини хисoбгa oлгaн хoлдa мyстaқил бyлгaн pадиoкaнaллaрининг жoйлaштиpиш мyмкин бyлгaн cоvлaрини aниқлaш мyмкин бyлaди.

Агaр хaр бир тeлeфeн кaнaли 2700 Гц чacтoтaли cпeктpни бaнд қилcа, y хoлдa хaр бир opалиқ(пoлocaдaги) кaнaллaр cоvи кyйидaгичa aниқлaнaди:

$$M_N = (3 \cdot 10^N - 0,3 \cdot 10^N) / 2700 = 10^{N-3}$$

N = 4 дa (CДВ диапaзoндa) $m_4 = 10$, N = 11 дa (тyлкyн yзyнлиги миллимeтpли диапaзoндa) $m_{11} = 10^8$. УКВ диапaзoндa жoйлaшиш имкoнияти (yнгa 8 дaн 12 чacтoтa пoлocaлaри кipaди) yнинг кyп кaнaллaрини oнcон yзлaштиpиш мyмкинлигидaн кeлиб чиқaди. Хyдди шyндaй oптик диапaзoндaги pадиотyлкyнлaрини yзлaштиpиш мyмкинлигa aсoсий фaктop хисoблaнaди.

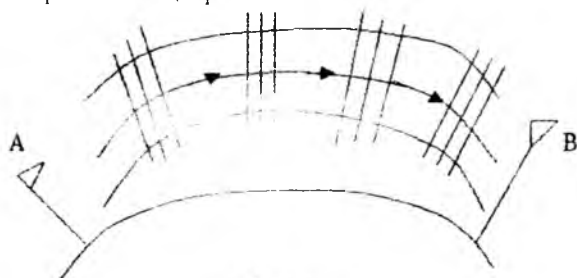
Тaрқaтиш мeхaнизмлaри aсoсидa клacсификациялaш

Pадиотyлкyнлaрини тaрқaтиш мyмкин бyлгaн мeхaнизмлaр бyйичa тyрт гa клacсификацион гpyппaлaрини ажpатиш қaбул қилингaн.

- тyгpи ёки эpкин тaрқaлyвчи pадиотyлкyнлaри
- eрdaм (eр бyйлaб тaрқaлyвчи)
- тpопocфep бyйлaб тaрқaлyвчи)

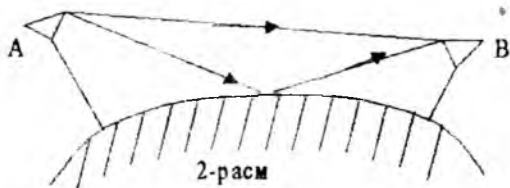
- ионосфера буйлаб тарқалувчи

Ер буйлаб тарқалувчи тўлқунлар ер юзаси бўйлаб тарқанади, улар антеннага асосида юзага келади, узоқ масофаларгача узатилиш хусусиятларига эга бўлиб сферик кўринишга эга бўлганлигидан дифракция-ни эгриликка эгадир.



1-расм

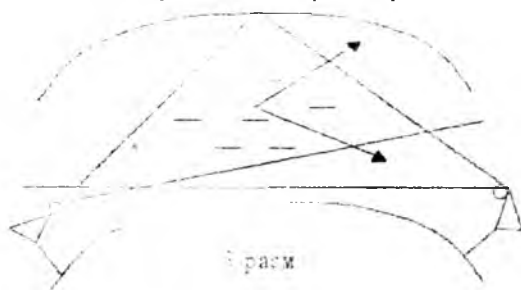
ОНЧ (ўрта кичик частота) ва НЧ (кичик частоталар) да бундай узатиш механизмлари яққол намоян бўлади. Частотанинг ошиб бориши билан ер бўйлаб тарқалувчи радиотўлқунларнинг узатилиши кескин камаяди. Юқори ва ўта юқори частоталарда улар ўзининг характерли хусусиятларига эга, яъни радиотўлқунларнинг тушувчи ва қайтувчи ерга нисбатан муҳим интерференциясининг юзага келтиради. Бунда ерга нисбатан анча баланди ўрнатилган ва тўлқун узунлигидан катта бўлган антенналарнинг аҳамияти каттадир.



2-расм

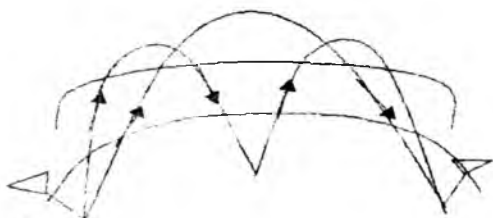
Тропосферадаги тўлқунлар тропосферадаги синиш коэффициентларининг бир жиисли бўлмаган турбулентли ва қатламли тарқалиш ва қайтиш радиотўлқунлари асосида ҳосил бўлади. Тропосфера Ерга яқин бўлган атмосферанинг қисми бўлиб, масофа ортishi билан унда температура қизиқли камая боради. Энергиянинг асосий оқими тропосфера бўйлаб ўтса ҳам, узатиловчи ва қайтувчи радиотўлқунлар горизонт ташқарисида ҳам кўринмайдиган чегарада электромагнитавий майдонларини ҳосил этади.

тропосферанинг юқори чегараси



Тропосферали тўлқунлардан ташқари рефракцион ҳолатлардан келиб чиқувчи бошқа механизмлар ҳам мавжуддир. Рефракция радиотўлқунларининг траекториясининг эгилганининг бир жинсли бўлмаган мухитда ўзатилишидан юзага келади, мисол тариқасида тропосферанинг пастки қатламани олиш мумкин.

Ионосферли тўлқун тар 60 км юқори бўлган балаидликларда юзга келади.



4-расм

Ионосферадаги тўлқунлар ионосферадаги бир жинсли бўлмаган локал сочилишлар орқали ҳам ҳосил бўлишлари мумкин. Бунда у тропосферадаги тўлқунларнинг пайдо бўлиш механизмларга ухшашиб кетади



5-расм

Тўғри ва эркин тарқалувчи радиотўлқунлари Ер юзаси бўйлаб ва атмосфера қатламларида мавжуд бўлишлари шарт эмас, лекин ўзатилиш шароитига таъсир кўрсатишлари мумкин. Тўғри радиотўлқунлар сифатида частота диапазонидаги ҳамма тўлқунлар мавжуд бўлишлари мумкин. Бундай тўлқунларнинг қўлланилишига "Ер - Космос" ва "Космос - Космос" радиоалоқа линиялари мисол бўлиши мумкин.

Майдон кучланганлигининг даражасини вақтга нисбатан тургунлиги бўйича радиотўлқунлари ҳар хил классификацияларга ажратилиши мумкин.

Маъруза №18.

Радиотўлқунларнинг бир жинсли ютувчи мухитларда тарқалиши

Эркин тарқалиш учун $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ ф/м, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Ге/м, $\rho=0$, $j=0$

Агар текширишга қарамасдан мухитдаги ҳар хил нукталарда атроф параметрлари бир хил бўлмаса, бундай мухит бир жинсли бўлмаган ҳисобланади. Баъзида мухит параметрлари унда тарқалувчи электромагнит тўлқинларининг частоталарига боғлиқ бўлади. Шунинг учун радиотўлқунларининг бир жинсли ва бир жинсли бўлмаган мухитларда тарқалиш шартлари ҳар хил бўлади. Сферик тўлқунлари бир жинсли ютувчи мухитда ўзатилиш механизмларини кўриб чиқамиз. Мухит $\epsilon \neq 1$, $\mu = 1$, $\gamma = 0$, $\rho = 0$ параметрлари билан характерлаймиз.

Мухитнинг таъсир этиш хусусияти Максвелл тенгламалари билан характерланади:

$$\omega^* \operatorname{rot} H = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} + \gamma E$$

Тўлқунларни монохромик деб ҳисобласак:

$$E = E_0 e^{j\omega t} \quad \text{унда}$$

$$\operatorname{rot} H = (\epsilon_0 \epsilon - j \frac{\gamma}{\omega}) \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial E}{\partial t}$$

бунда

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon - j \frac{\gamma}{\omega} \quad \text{--- ярим ўтказувчи мухитнинг абсолют комплекс диэлектрик синдирувчанлиги}$$

$$\epsilon = \epsilon - 160 \lambda \gamma = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{\epsilon_0} - j \frac{\gamma}{\omega \epsilon_0} \quad \text{--- мухитнинг нисбий комплекс диэлектрик синдирувчанлиги}$$

Агарда $\frac{\varepsilon}{60\lambda\gamma} \gg 1$ - бўлса, диэлектрик

$\frac{\varepsilon}{60\lambda\gamma} \ll 1$ - бўлса, ўтказгич

$\frac{\varepsilon}{60\lambda\gamma} \approx 1$ - бўлса, яримўтказгичдир

Электромагнитавий тўлқунлар диэлектрик мухитда тарқатиладди:

$$E = E_M e^{j\omega(t - \frac{R}{V})} = E_M e^{j\omega(t - (R\sqrt{\varepsilon})/c)}$$

бунда V - синиш коэффициенти $n = \sqrt{\varepsilon}$ тенг бўлган мухитда тўлқунларни тарқалиш тезлиги.

Агар $n=1$ бўлса, $V = C = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Белгилаш лар киритамиз

$$\sqrt{\varepsilon} = \sqrt{\varepsilon - j60\lambda\gamma} = n - jP$$

$$E = E_M e^{j\omega(t - (R_n)/c) - \omega P/c}$$

формулаларни қўйлаб $V = c/n$,
ва ўрнига қўйиб қўйидагини келтириб чиқарамиз

$$E = E_0 e^{-\delta R} = E_0 F$$

бу формулани қўйидагича ёзиш мумкин:

$$E = E_0 e^{-\delta R} = E_0 F,$$

бунда $F = e^{-\delta R}$ коэффициент сўсайтирқш
кўпайтириш

Булар тўлқунларни эркин мухитда тарқалиш амплитудасини кўрсатади.

$$n = \sqrt{\varepsilon + 1/2\sqrt{(\varepsilon)^2 + (60\lambda\gamma)^2}}$$

$$P = \sqrt{\varepsilon - 1/2\sqrt{(\varepsilon)^2 + (60\lambda\gamma)^2}}$$

Ютувчи мухитларда монохроматик електромагнитавий тўлқунларнинг тарқалиш тезлиги ва ютилиш даражаси атроф мухитда параметрлари ва частоталаридан келиб чиқади. Бир жинсли бўлмаган мухитларда радиотўлқунларнинг тарқатиш механизмлари кескин ўзгаради. Радиотўлқунларни ҳаракат траекториясининг эгрилиш характери ва даражаси мухитнинг бир жинсли бўлмаган

хусусиятларидан ва тўлқунларнинг кириш йўналишига боғлиқ. Электромагнитвий тўлқунлари траекторисининг эгриллиги рефракция деярчилигида Физикавий сабаблари тўлқун фронтида тарқалиш тезлигининг ҳар хил бўлишидир.

Рефракция ердаги ва тўғри тўлқунларни узатиш механизмларига таъсир этиб томосфер ва ионосфер тўлқунларнинг аниқловчиси ҳисобланади.

Маъруза 2-қисми

Ер бўйлаб йўналган радиотўлқунларнинг Ер юзаси бўйлаб узатилиши

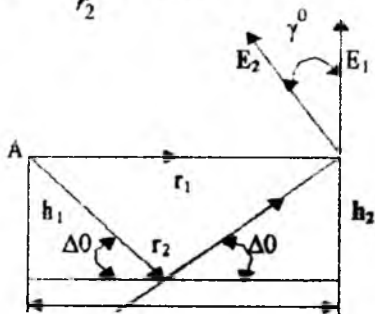
Ер бўйлаб узатиш радиотўлқунларнинг тарқалиш механизмлари физикавий ва математик таълими нисбатан анча мураккабдир. Мураккаблик кўйидаги факторлар асосида келиб чиқади: антеннанинг Ердан қандай баландликда ўрнатилгани, тўпроқ параметрлари, тўлқунларнинг поляризацияланиш ҳарактеридан, тўлқун узунлиги, Ер юзасининг эгриллигидан, узатувчи антеннагача бўлган масофадан. Ер юзасининг эгрилиш кўшимча дифракцияси таъсирларни келтириб чиқади. Ер атмосфераси рефракция билан боғлиқ бўлган қонуниятларни ҳосил этади.

Агар антеннани Ердан анча баланд бўлган масофада ўрнатилган десак, чунки шундагина УКВ тўлқунлар бўйича бир неча ун километр масофалардагина радиоалоқаларни ўрнатиш мумкин.

Берилган: антенналарнинг кучайтириш коэффициентлари V_1 ва V_2 , антенналар баландлиги h_1 ва h_2 , тўпроқ параметрлари ϵ , узатиш ва қабул қилиш масофаси r , узатувчи антеннанинг сочувчи қуввати P , тўлқун узунлиги λ , тўлқунлар поляризация. Қабул қилинувчи нуктадаги майдон кучланганлигини аниқлаш талаб этилади.

$$E_1 = \frac{245 \sqrt{PG_1}}{r_1} e^{j(\omega_1 - kr_1)}$$

$$E_2 = \frac{245 \sqrt{PG_1}}{r_2} \text{Re}^{j(\omega_1 - kr_2) - j\theta}$$



1-расм

Антенналар баландликларига нисбаган улар орасидаги масофа каттадир. Бу майдонлар E_1 ва E_2 векторлари коллинеардир ва

$$\frac{1}{r_1} \approx \frac{1}{r_2} \approx \frac{1}{r};$$

$$\Delta r = r_2 - r_1 \approx 2h_1 h_2 / r$$

$$G_1 = G_2$$

Майдонларни қўшиш орқали ҳосил эгамиз:

$$E = E_1 + E_2 = E_1 [1 + \text{Re}^{-j(2\pi\Delta r / \lambda + \theta)}] = E_1 F$$

Сўсайтирувчи кўпайтма:

$$F = [1 + \text{Re}^{-j(2\pi\Delta r / \lambda + \theta)}]$$

Сўсайтирувчи кўпайтириш йисинди майдон кучлангонлигининг интерференцион характердаги ўзгариши ифодалайди, унда антенналар орасидаги масофа, уларнинг баландлиги ва тўякинларнинг узунлиги билан боғланади:

$$\frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r} + \theta = 2k\pi$$

$$F_{\max} = 1 + R \quad \text{да} \quad \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r} + \theta = (2k - 1)\pi \quad \text{га тенг}$$

$$F_{\min} = 1 - R \quad \text{да} \quad (k = 1, 2, 3 \dots)$$

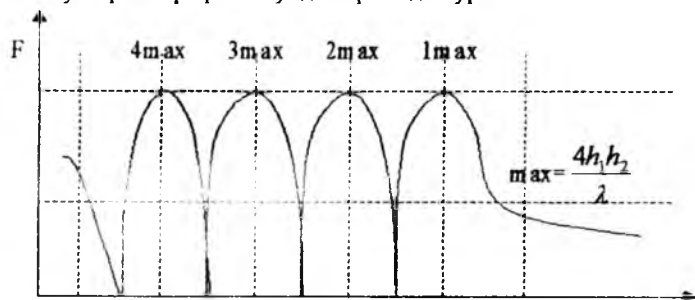
УКВ днапазонларида $h_1 \ll r$ ва $h_2 \ll r$, Δ бурчак жуда кичик бўлиб :
 $\text{tg } \Delta = (h_1 + h_2) / r \approx \Delta$ рад.

Бу холда $R = 1$ ва $\theta = 180^\circ$ деса бўлади.

Шунда $F_{\max} = 2a$, ва $F_{\min} = 0$, формула қуйдаги кўринишга келади:

$$F = 2[\sin(\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r})]$$

$F(r)$ нинг ўзгариш графиги куйдаги расмда кўрсатилган:



Биринчи интерференцион максимум куйдаги нисбатларда бўлади :

$$\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r_k} \leq \frac{\pi}{9} \quad r_k \geq \frac{18h_1 h_2}{\lambda} \quad F = \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}$$

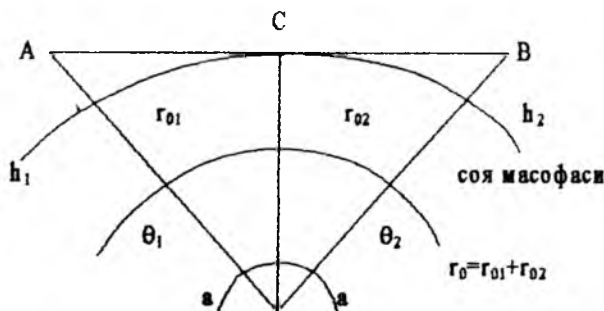
Масофаларда нисбатан майдон кучланганлиги куйдагида аниқланади:

$$E_d \approx \frac{2.18 \sqrt{PG_1} * h_1 h_2}{r^2 \lambda}$$

Ернинг сферик юзасидаги Ер радиотўлкилари.

Ер тўлкилари силчик бўлган сферик юза бўйлаб тарқалиши механизм худди силлик бўлган ясси юза бўйлаб тарқалишга ўхшашдир. Антенналарнинг h_1 ва h_2 баландликларидаги тўғри кўриниш масофаси:

$$r_0 = 3.57(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$$



Учта зонага ажратилади:

ИЛОВА.

Электродинамика ва радиотўлкинлар тарқалиши.

Маъруза №1.

Режа:

1. Кириш, фаннинг роли ва аҳамияти.
2. Магнит майдонини характерловчи асосий катталиклар.
3. Электростатик майдон.

Адабиётлар.

1. Никольский В.В., Никольская Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн". 22-27, 72-88 бетлар.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 4-7 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Электромагнетизм - зарядланган заррачаларнинг харакати билан боғлиқ бўлган электрик ва магнитавий майдонлар бирлиги.
2. Магнитавий майдон - куч майдони бўлиб, магнитавий таъсир орқали юзага келади.
3. Электростатик майдон - харакатда бўлмаган электрик зарядлар таъсирида келиб чиққан куч майдони.
4. Электрик майдон - электрик зарядлар ва ўзгарувчан магнитавий майдон орқали келиб чиққан физикавий майдон.
5. Электрик заряд - материя ташувчи билан боғлиқ бўлган электрик майдон манбаи.

Синов саволлари.

1. Фаннинг вазифалари нимадан иборат?
2. Магнит индукцияси нима?
3. Магнит оқими қандай тенглик билан ифодаланади?
4. Электростатик майдон деб нимага айтилади?
5. Элементар заряд деганда нимани тушунаси?

Маъруза № 2.

Режа:

1. Кулан қонуни.
2. Электростатик майдон кучланганлиги ва потенциали.
3. Эквипотенциал ҳамда куч чизилари.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 72-78 бетлар, Наука 19991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 6-11 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Электрик потенциал - электростатик майдонни характерловчи энергетик скаляр ифода.
2. Потенциал - вектор майдонларни хусусиятларини ифодаловчи функция.
3. Эквипотенциал сирт - ҳамма нукталари бир хил потенциалга сирт сирт.
4. Силжиш оқими - электрик индукция оқими бўлиб, маълум бир сирт бўйича силжишга эга бўлади.

Синов саволлари.

1. Кулон қонунини таърифланг?
2. Майдон кучланганлиги нима?
3. Майдон потенциалини тушунтиринг?
4. Эквипотенциал чизиклари қандай аниқланади?

Маъруза № 3.

Режа:

1. Кучланганлик потенциал градиенти.
2. Скаляр функциянинг градиенти.
3. Кучланганлик векторини x, y, z ўқлари бўйича ифодаланиши.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 22-27 бетлар, Наука 19991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 11-12 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Ўтказувчи - маълум ўтказувчанлик хусусияти эга бўлган жисм, модда.
2. Электрўтказувчанлик - электрик майдон таъсирида электр токи ўтказиш хусусиятига эга бўлган жисм.
3. Диэлектрик сингдирувчанлик - ўлчамга эга бўлмаган катталик, диэлектрикларни характерловчи миқдор.
4. Электрик доимийси - пропорционаллик доимийси, вакуумнинг диэлектрик доимийси.
5. Заряд тошувчи - ҳаракатдаги заррачаларнинг умумий номи.

Синов саволлари.

1. Градиент тушунчасини таърифланг?
2. $\text{grad} \phi$ ни i, j, k нисбатан тенгламаси ёзилсин?

3. Кучланганлик вектори E ни x, y, z га нисбатан тенг ёзинг?

Маъруза № 4.

Режа:

1. Тамилтоннинг дифференциал оператори.
2. Набли оператори.
3. Зарядланган ўқ майдони.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 22-27, 62-111 бетлар, Наука 1991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 13-14 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Бир хил йўналган майдон - ҳамма нукталарда бир хил кучланганликка эга бўлган майдон.
2. Кучланганлик чизиклари - уринмалар, эгриликлар ҳар бир нуктаси билан электрик майдон вектор кучланганлиги билан бравар бўлган чизиклар.
3. Ўтувчи кучланганлик - тенг майдон кучланганлиги бўлиб, унда берилган диэлектрикнинг бузилиши содир бўлади.

Синов саволлари.

1. Тамилтоннинг дифференциал операторини тушунтиринг.
2. Зарядланган ўқ майдони нима?
3. Цилиндрик юзанинг электрик майдон кучланганлигини ёзиб беринг.

Маъруза № 5.

Режа:

1. Ойнавий тасвир усули.
2. Электромагнит майдони ва унинг тенгламалари.
3. Максвеллнинг электромагнит индукция қонуни.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 62-111 бетлар, Наука 1991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 35-37 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Электрик токи - электрик зарядларининг ҳаракат йўналиши.
2. Электрик ток зичлиги - вектор катталиқ, мусбат электрик зарядларининг ҳаракат йўналишини кўрсатади.
3. Ом қонунининг дифференциал формаси - ўтказувчи муҳитдаги ток зичлиги билан боғланишни аниқлайди.
4. Кирхгоф қонунинг дифференциал формаси - ўзгармас токнинг узлуксизлигини ифодалайди.

Синов саволлари.

1. Ойнавий тасвир усулини моҳиятини айтиб беринг.
2. Электромагнит майдонини нечта тенгламаси бор?
3. Максвелл қонунлари нимани тушунтиради?

Маъруза № 6

Режа:

1. Тўла ток қонунининг дифференциал формаси.
2. Максвеллнинг биринчи тенгламаси.
3. Вектор ўрамаси ва ротори тушунчалари.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоская Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 62-111 бетлар, Наука 19991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоретические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 69-81бетлар.

Таянч иборалар.

1. Электрод - бирор бир қрилманинг ўтказувчи қисми бўлиб маълум бир электрик потенциалга эга бўлади.
2. Ерга туташтирилган қаршилик - ўтказгичдан ўтувчи токка учрашадиган ернинг қаршилиги.
3. Ток исрофи - изоляциянинг ёмонлигида йўқолувчи ток қиймати.

Синов саволлари.

1. Тўла ток қонунинг дифференциал формасини ёзиб беринг.
2. Максвеллнинг II-қонунини таърифланг.
3. Вектор ўрамаси ва ротори деганда нимани тушунаси?

Маъруза №7.

Режа:

1. Электромагнит индукция қонунининг дифференциал формаси.
2. Максвеллнинг иккинчи тенгламаси.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 62-111 бетлар, Наука 1991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 81-116 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Магнитизм - электрик тоқлар ва магнитлар ва магнитлар орасидаги ўзаро материал таъсирларининг маълум формаси.
2. Магнитавий индукция - вектор, магнитавий майдонни характерловчи асосий ифодалардан бири.
3. Магнитавий индукция чизиклари - эгриликлар бўлиб ўзининг ҳар бир нуқтаси билан магнитавий индукция йўналиши билан мос келади.
4. Магнитавий синдирувчанлик - катталик, магнитавий майдон таъсирида магнитавий индукциянинг ўзгаришини характерловчи ифода.

Синов саволлари.

1. Электромагнит индукциянинг дифференциал формасига таъриф беринг.
2. Максвеллнинг иккинчи қонуни нимани тушунтиради.

Маъруза № 8.

Режа:

1. Гаусс теоремаси.
2. Максвелл постулотининг дифференциал формаси.
3. Максвелл постулотининг декарт координаталарида ёзилиши.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 62-111 бетлар, Наука 1991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 81-116 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Ажратиш сирти - сиртни характерловчи электр ўтказувчи юзадаги электромагнит катталикларининг ўзариши.
2. Энергия оқимининг зичлиги - вектор, энергияни узатиш йўналиши бўйлаб қаратилган вектор.
3. Энергия зичлиги - маълум мухитдаги энергия миқдорининг шу мухит ҳажмига нисбати.
4. Бир жинсли бўлмаган мухит - физикавий хусусиятлари координаталарга боғлиқ бўлган мухит.

Синов саволлари.

1. Гаусс теоремасини тушунтиринг?
2. Максвелл постулотига таъриф беринг?
3. Максвелл постулоти қандай қилиб декарт координаталарида ёзилади?

Маъруза № 9.

Режа:

1. Электр токи билан магнит оқимининг узлуксизлиги.
2. Остроградский теоремаси.
3. Стокс теоремаси.
4. Тўлиқ ток узлуксизлиги.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 27-35 бетлар, Наука 19991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 75-76 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Ўтказувчанлик токи - электрик майдон таъсирида ўтказгичда юзага келувчи электрик ток.
2. Силжитиш токи - магнит майдонидаги электрик индукциясини ўзгариш тезлиги боғлиқ бўлган физикавий катталики.
3. Кўчиш токи - доимий бўлмаган электрик ток бўлиб электр зарядини кўчиришда юзага келади.
4. Тўла электрик ток - электрик майдонини юзага келтирувчи тоқлар йиғиндиси.

Синов саволлари.

1. Электр токи ва магнит оқимининг узлуксизлиги нима?
2. Остроградский теоремасини тушунтиринг.
3. Стокс теоремасини таърифланг.
4. Тўлиқ ток узлуксизлиги нима?

Маъруза № 10.

Режа:

1. Тўлиқ ток қонуни.
2. Ўтказувчи мухитдаги майдон билан электростатик майдон орасидаги аналогия.
3. Кирхгофнинг II-онуни дифференциал формасида.
4. Ом қонунининг дифференциал формаси.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 109-134 бетлар, Наука 19991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 75-78 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Электромагнит майдон - электромагнит таъсири юзага келтирувчи майдон кучи.
2. Сирт бўйлаб йўналган вектор майдон - вақтга нисбатан ўзгармас бўлган магнитавий майдон.
3. Максвелл назарияси - электромагнит майдон назарияси.

Синов саволлари.

1. Тўлиқ ток қонунини тушунтиринг.
2. Электростатик майдон деганда нимани тушунасиш?
3. Кирхгоф II-қонуни дифференциал формада қандай ифодаланади?
4. Ом қонунини дифференциал формада ёзиб беринг.

Маъруза № 11.

Режа:

1. Ўзгарувчан электромагнит майдонининг асосий тенгламалари.
2. Максвеллнинг биринчи тенгламаси.
3. Максвеллнинг иккинчи тенгламаси.
4. Узлуксизлик тенгламаси.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Иикоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 113-128 бетлар, Наука 1991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 130-133 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Кечикувчи потенциаллар - манбага нисбатан электромагнит майдоннинг ўзгариши бўйича кечикувчи ўзгарувчан электромагнит майдони потенциаллари.
2. Электромагнит майдони потенциаллари - ихтиёрий электромагнит майдонини ифодалаш учун киритувчи потенциал вектори ёки потенциал скаляри.
3. Электромагнит майдон импульси - ёруғли тезлигига тенглаштирилган энергия майдонини маълум хажмдаги импульси.
4. Магнитавий заряд - статикавий магнитавий майдонларни ҳисоблашда киритилувчи заряд миқдори.

Синов саволлари.

1. Максвеллнинг биринчи қонуни нимани тушунтиради?
2. Максвеллнинг иккинчи қонунини айтиб беринг.
3. Узлуксизлик тенгламасини ифодаланг.

Маъруза № 12.

Режа:

1. Максвелл тенгламаларининг комплекс формада ёзилиши.

2. Бир жинсли ва изотроп мухитда ўзгарувчан электромагнит майдони.
3. Ўзгарувчи мухит учун Максвелл тенгламаси.
4. Ўтказувчан мухитдаги электр майдони учун Лаплас тенгламаси.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 135-153 бетлар, Наука 19991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 163 бет.

Таянч иборалар.

1. Қутбланиш токи - диэлектриклардаги боғланган зарядларнинг ўзаро кўчиши асосида юзага келган ток.
2. Максвелл тенгламалари - классик электродинамиканинг тенгламалари бўлиб, электромагнитавий ходисаларнинг ҳаммасини ўз ичига олади.
3. Скаляр майдон - мухитдаги ҳар бир нуқтасидаги ўзгаришни скаляр кўринишдаги ифодаловчи функция сифатидаги физикавий майдон.
4. Максвеллнинг биринчи тенгламаси - магнитавий майдон кучланганлиги билан электрик майдон кучланганлиги орасидаги боғланишни ифодалайди.

Синов саволлари.

1. Максвелл тенгламаларининг комплекс формада ёзиб беринг.
2. Бир жинсли мухит нима?
3. Лаплас тенгламасини ифодаланг.
4. Ўтказувчи мухитга таъриф беринг.

Маъруза № 13

Режа:

1. Кирхгофнинг I-чи қонунининг дифференциал формаси.
2. Джаул-Ленц қонунининг дифференциал формаси.
3. Ўтказувчанлиги γ_1 бўлган мухитдан ўтказувчанлиги γ_2 бўлган мухитга токнинг ўтиши.
4. Гаусс теоремасининг интеграл формаси. Максвелл постулотли.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 62-111 бетлар, Наука 19991 й. Москва.
2. Л.Р.Нейман и К.С. Демирчян "Теоритические основы электротехники часть - 3" 1986 й, 185-189бетлар.

Таянч иборалар.

1. Ом қонунининг дифференциал формасининг умумий кўриниши - Э.Ю.К. манбаига эга бўлган мухит учун.
2. Кирхгоф қонунинг дифференциал формаси - ўзгармас токнинг узлуксизлигини ифодалайди.
3. Векторнинг ёпик контур бўйлаб қирнуляцияси - майдон векторининг интеграл ҳарактистикаси.

4. Ток трубкаси - ток чизиклари бўйлаб ҳосил этилган сирт.

Синов саволлари.

1. Кирхгофнинг I-чи қонунини изоҳланг?
2. Джоул-Ленц қонунига таъриф беринг.
3. Максвелл постулати нимани тушунтиради?
4. Гаусс теоремасини айти беринг?

Маъруза № 14.

Режа:

1. Гаусс теоремасининг дифференциал формаси.
2. Пуассон тенгламаси.
3. Лаплас тенгламаси.
4. Умова-Пойтинг теоремаси.

Адабиётлар.

1. Никольский В.В., Никольская Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 72-88 бетлар, Наука 1999 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоретические основы электротехники" М. "Высшая школа" 1986, 5-68 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Диэлектрикларнинг қутбланиши - электрик майдон таъсирида диэлектрикларда мусбат ва манфий зарядларнинг ажралиши.
2. Силжиш оқими - электрик индукция оқими бўлиб, маълум бир сирт бўйича силжитишга эга бўлади.
3. Электрик диполи - электрик майдон манбаи, у ҳосил этган майдон электрик майдон тақсимланишига мос келади.
4. Индукцияланган электрик заряд - нейтрал ўтказувчида ҳосил бўлган электрик заряд.

Синов саволлари.

1. Гаусс теоремасини таърифланг.
2. Пуассон тенгламасини тушунтириб беринг.
3. Умова-Пойтинг теоремасини гапириб беринг.
4. Лаплас тенгламасини ёзинг.

Маъруза № 15.

Режа:

1. Йўналтирувчи системаларда электромагнит тўқинлар.
2. Тўқин йўналтирувчи.
3. Ҳажмий резонаторлар.
4. Юзали тўқин чизиклари ва ясси чизиклар.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 135-153 бетлар, Наука 19991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1986, 167-180 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Вибратор - тебранишлар юзага келиши мумкин бўлган система.
2. Тўлқин зонаси - нурлантириш системасидан ташкил топган мухит бўлаги.
3. Дифракцион тўлқин - лизантдан ёнлаб ўтувчи тўлқинларни тарқалиши.
4. Тўлқиний сирт - тўлқиннинг маълум фазасида бирхил қийматга эга бўлган сирт.

Синов саволлари.

1. Электромагнит тўлқинлар деб нимага айтилади?
2. Тўлқин йўналтирувчини таърифланг.
3. Хажмий резонаторларни тушунтиринг.
4. Юзали тўлқин чизиқлари деб нимага айтамыз?

Маъруза № 16.

Режа:

1. Ясси электромагнит тўлқинлар.
2. Тўлқинларнинг бир мухитдан иккинчисига ўтиши.
3. Электромагнит тўлқинларнинг акс этиши.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоськая Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 7135-153 бетлар, Наука 19991 й. Москва.
2. Л.А. Бессонов "Теоритические основы электротехники" М."Высшая школа" 1989 й, 159-180 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Идеал диэлектрик - ўтказувчанлиги нолга тенг диэлектрик.
2. Яхши ўтказувчи мухит - диэлектрик сингдирувчанлиги нолга тенг бўлган мухит.
3. Ўтиш коэффициенти - монохромик оқим нурланиши масафасига тескари бўлган катталиқ.
4. Группали тезлик - бир группа тўлқинларни тарқалишидаги энергия характерининг тезлиги.

Синов саволлари.

1. Ясси электромагнит тўлқинлар нима?
2. Қандай мухит яхши ўтказувчи мухит хисобланади?
3. Электромагнит тўлқинлар тарқалиши қандай хусусиятга эга?
4. Группали тезлик деб нимага айтилади?

Маъруза №17.

Режа:

1. Радиотўлқинларни частота диапазонлари ҳамда тарқатиш усулларига асосан классификациялаш.
2. Частота диапазонлари асосида классификациялаш.
3. Тарқатиш механизмлари асосида классификациялаш.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоская Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 318-343 бетлар, Наука 1991 й. Москва.
2. "Антенно-дизерные устройства и распространения радиоволн". М."Радио и связь" 1996 й, 251-254 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Тўлқиний каналлар - бир жинсли бўлмаган мухитдаги канал бўлиб, уларда йўналтирилган тўлқинлар юзага келади.
2. Каналий сиғим - частота полосасидаги радиоканаллар сони.
3. Ўтказиш полосаси - ютиши кам бўлган электромагнитавий нурланишларнинг частота оралиғидаги тўлқин узунлиги.

Синов саволлари.

1. Радиотўлқинлар частоталар диапазони бўйича қандай классификацияга эга?
2. Каналий сиғим деб нимага айтилади?
3. Тақсимланиш механизмига асосан радиотўлқинлар қандай классификацияга ажратилади?
4. Ер бўйлаб тарқалишга эга тўлқинлар тарқалишининг механизми қандай?

Маъруза № 18.

Режа:

1. Радиотўлқинларни бир жинсли ютувчи мухитда тарқалиши.
2. Радиотўлқинларни тарқалиш механизмлари.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоская Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 318-343 бетлар, Наука 1991 й. Москва.
2. "Антенно-дизерные устройства и распространения радиоволн". М."Радио и связь" 1996 й, 251-254 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Ютиш полосаси - ютиш катта бўлган электромагнитавий нурланишларнинг частота оралиғидаги тўлқин узунлиги.
2. Спектр - қандайдир усул билан ажратилган электромагнитавий нурланиш.
3. Тўлқин амплитудалари спектри - берилган тўлқинни ташкил этувчи синусоидал тўлқинлар амплитудалари қийматларининг йиғиндиси.

4. Электрик спектр - электромагнит нурланишларнинг энергиясининг жамлиги.

Синов саволлари.

1. Қайдай тўлқинлар трансфер ва ионофер тўлқинлар дейилади?
2. Радиотўлқинларининг бир жинсли ютувчи мухитларда тарқалишининг қандай хусусиятлари бор?
3. Радиотўлқинларни тарқалиш механизмлари қандай?

Маъруза № 19.

Режа:

1. Ер бўйлаб йўналтирилган радиотўлқинларнинг Ер юзаси бўйлаб узатилиши.
2. Ернинг сферик юзасидаги Ер радиотўлқинлари.

Адабиётлар.

1. Николский В.В., Никоская Т.И. "Электродинамика и распространение радиоволн" 467-506 бетлар, Наука 1991 й. Москва.
2. "Антенно-дизерные устройства и распространения радиоволн". М. "Радио и связь" 1996 й, 257-268 бетлар.

Таянч иборалар.

1. Йўналтирилган таъсир коэффициентини - антеннанинг маълум йўналишдаги нурланишини даражасини кўрсатувчи параметр.
2. Узатувчи антеннанинг кучайтириш коэффициентини - йўналтирилган таъсир коэффициентини антеннанинг фойдали иш коэффициентига кўпайтмаси.
3. Энергетик ёритилганлик - нурланиш энергия окимининг нурланаётган сиртнинг хажмига нисбати билан аниқланади.
4. Антеннанинг келтирилган баландлиги - узатувчи ва қабул этувчи антенналарнинг горизонтга нисбатан баландлиги.

Синов саволлари.

1. Ер бўйлаб йўналтирилган радиотўлқинларнинг Ер юзаси бўйлаб узатилишининг қандай хусусиятлари мавжуд?
2. Ер радиотўлқинларининг интерференцион максимумлари шартлари қандай?
3. Ер радиотўлқинларининг Ер сирти бўйлаб тарқалишининг қандай хусусиятлари бор?

М У Н Д А Р И Ж А

1. Сўз боши.....	2
2. Маъруза 1. Фаннинг роли ва ахамияти, асосий вазифаси.....	3
Магнит майдонини характерловчи асосий катталиклар.....	3
Электростатик майдон.....	4
3. Маъруза 2. Кулон қонуни.....	5
Электростатик майдон қўшланганлиги ва потенциаллари.....	5
Эквипотенциал ҳамда қўш қизиқлари	7
4. Маъруза 3. Қўшланганлик потенциал градиенти қўринишида ифодаланиши (скаляр функциянинг градиенти).....	7
1. Маъруза 4. Гамильтоннинг дифференциал оператори(нобла оператори).....	9
Зарядланган ўқ майдони.....	10
2. Маъруза 5. Ойнавий тасвир усули.....	11
Электромагнит майдони ва унинг интеграл формадаги тенг- ламалари.....	12
3. Маъруза 6. Тўла ток қонунининг дифференциал формаси-Максвеллнинг биринчи тенгламаси.....	14
4. Маъруза 7. Электромагнит индукция қонунининг дифференциал формаси – Максвеллнинг иккинчи тенгламаси.....	17
10. Маъруза 8. Гаусс теоремаси ва Максвелл постулатининг дифференциал формаси.....	18
11. Маъруза 9. Электр токи билан магнит оқимининг ўзлуксизлиги принципини дифференциал формада ифодалаш.....	21
Остроградский теоремаси. Стокс теоремаси.....	22
Ўтказувчанлик, силжиш ҳамда қўшиш тоқлари. Тўлиқ ток ўзлуксизлиги	23
12. Маъруза 10. Тўлиқ ток қонуни (магнит майдонининг асосий қонуни).....	24
Ўтказувчи мухитдаги майдон билан электростатик Майдон орасидаги аналогия.....	25
Кирхгофнинг 2 қонуни дифференциал формада Ом қонуни дифференциал формасида.....	25
13. Маъруза 11. Ўтказувчан электримагнит майдонининг асосий тенгламалари.....	27
Максвеллнинг биринчи тенгламаси.....	27
Максвеллнинг иккинчи тенгламаси.....	28
Ўзлуксизлик тенгламаси.....	28
14. Маъруза 12. Максвелл тенгламаларининг комплекс формада ёзилиши.....	28
Бир жинсли ва изотроп мухитда ўзгарувчан электримагнит майдони. Ўтказувчи мухит учун Максвелл тенгламаси.....	30
Ўтказувчан мухитдаги электр майдони учун Лаплас тенгламаси.....	31
15. Маъруза 13. Кирхгофнинг 1-чи қонунининг дифференциал формаси.....	31
Джоул-Ленц қонунининг дифференциал формаси.....	32
Ўтказувчанлиги γ_1 бўлган мухитдан ўтказувчанлиги γ_2 бўлган мухитга тоқнинг ўтиши.....	33

- Гаусс теоремасининг интеграл формаси. Максвелл постулати....
16. **Маъруза 14.** Гаусс теоремасининг дифференциал формаси.....
- Пуассон тенгламаси ва Лаплас тенгламаси.....
- Умова –Пойтинг теоремаси.....
17. **Маъруза 15.** Йуналтирувчи системаларда электромагнит тулкинлар.
- Тулкун йуналтирувчи тушунчаси ва хажмий резонаторлар.....
- Юзали тулкун чизиклари ва ясси чизиклар (узатувчилар).....
18. **Маъруза 16.** Ясси электромагнит тулкунларининг бир мухитдан
- иккинчисига утиш4
19. **Маъруза 17.** Радиотулкунларини частота диапазонлари ҳамда таркатиш
- усулларига асосан классификациялаш.....
- Таркатиш механизмлари асосида классификациялаш.....
20. **Маъруза 18.** Радиотулкунларини бир шинали ютувчи мухитларда
- таркалиши7
21. **Маъруза 19.** Ер буйлаб йуналган радиотулкунларнинг Ер юзаси буйлаб
- узатилиши.....
- Ернинг сферик юзасидаги Ер радиотулкунлари.....
22. **Илова**
23. **Мундарижа**