

З.М.БОБУР НОМИДАГИ АНДИЖОН

ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

Физика – математика факультети

Физика кафедраси

КУРС ИШИ

ДИЭЛЕКТРИКЛАР

Бажарди: 4Ф2 гуруҳ талабаси Ф.Хусанова.

АНДИЖОН – 2016

ДИЭЛЕКТРИКЛАР

РЕЖА

**1. Диэлектрикларга оид асосий
тушунчалар ва катталиклар**

**2.Диэлектрикларнинг қутбланиш
механизмлари**

3. Пирозлектриклар

4. Пъезоэлектрик ходиса.

**5. Диэлектрик йўқотишлар ва тешилиш
ходисалари**

Хулоса

Кириш

Диэлектрик сўзи юнонча *dia* - орқали ва инглизча *elektrik* — электр сўзларидан тузилган.

«Диэлектрик» атамасини Фарадей электр майдон кирадиган моддаларни аташ учун киритган. Диэлектриклар электр токини ёмон ўтказди. Ионланмаган барча газлар, баъзи бир суюқликлар ва қаттиқ жисмлар диэлектриклар бўлади.

Металларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги $\sigma \sim 10^8\text{-}10^6 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ тартибида, диэлектрикларники эса $10^{-10}\text{-}10^{-15} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ тартибида бўлади. Бу тафовутни классик физика металларда эркин электронлар бўлади, диэлектрикларда эса барча электронлар боғланган бўлиб, уларни электр майдон ўз атомларидан ажратиб ололмайди, балки биров силжитади деб тушунтирар эди. Қаттиқ жисмларнинг квант физикаси электронлар энергия зоналарининг турлича тўлдирилганлигидан қаттиқ жисмларнинг электр, оптик вабошқа кўп хоссалари келиб чиқишлигини тушинтириб бера олди. Хусусан диэлектрикларда валент зоналар тўла тўлдирилган бўлиб, уларнинг юқорисидаги бўш зона тўлдирилган зонядан анча юқорида жойлашган, тўла тўлдирилган зона электронлари электр ўтказувчанликда қатнаша олмайди, уларнинг бўш зонага ўтиб олиб, ўтказувчанликда қатнаша олиши учун енгиб ўтилиши зарур бўлган энергетик тўсиқ (тақиқланган зона кенглиги) анча катта, бундай ўтиш имконияти, одатда жуда кичик, шунинг учун диэлектриклар электр токини деярли ўтказмайди. Уларда электр майдон электронлар зичлигини қайта тақсимлайди (атом ва молекулалар ичида электронларни силжитади) - қутбланиш ҳодисасини юзага келтиради.

Зоналар назариясига асосан, диэлектриклар билан яримўтказгичлар орасидаги фарқ юқориги тўлдирилган зона билан бўш зона орасидаги тақиқланган зона кенглигининг ҳар хил бўлишлигидан иборат. Яримўтказгичларда $E_g < 3\text{эВ}$, диэлектрикларда $E_g > 3\text{эВ}$ деб шартли хисобланади.

Диэлектрикларда зарядларнинг эркин қўчиши мумкин бўлмаганлиги туфайли унинг ичкарасига етарлича кучли ташқи электр майдонлар кираради. Бунда кристалл панжарасининг даврий электр майдонига қўшимча (ташқи) майдон қўшилганда урта муҳим ҳолат диэлектрикнинг ички тузилишининг (электронлар ва ионлар вазиятларининг) ўзгаришини аниқлаш имконини бериши мумкин.

Агар диэлектрик намунасини статик электр майдонга (масалан, конденсатор пластиналари орасидаги майдонга) жойлаштирилса, кристаллнинг статик диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ_0 ни аниқлаб, кристаллнинг ички тузилиши ўзгариши ҳақида муҳим маълумот олиш мумкин. ϵ_0 ни микроскопик назария ҳисоблайди.

Диэлектрикнинг оптик хоссаларини, яъни унинг юқори такрорийликли электромагнит майдон билан ўзаро таъсирини аниқлаш учун диэлектрик сингдирувчанликнинг такрорийликка боғланишини, яъни $\epsilon = \epsilon(\omega)$ ни ҳисоблаш зарур. Бундай синдириш кўрсаткичи $n = \sqrt{\epsilon}$ ни аниқлаш мумкин.

Ионлар кристалларида хатто ташқи майдонлар бўлмаганида ҳам ионлар орасида узоқ таъсир электростатик кучлар мавжуд бўлиши мумкин. Бу кучлар панжара ўзининг мувазанатий шаклига нисбатан деформацияланиши (масалан, атомлар тебранишлари) оқибатида пайдо бўлиши мумкин.

Мазкур масалаларни тадқиқлашда муҳит учун ёзилган Максвелл тенгламаларидан фойдаланиш қулайдир. Кейин қаттиқ жисмдаги маҳаллий майдонларни муҳокамага киритиб, ташқи майдон таъсирида қутбланиш ходисаларини атомлар савиясида баён қилинади.

1. Диэлектрикларга оид асосий тушунчалар ва катталиклар

Маълумки, классик электродинамика муҳитлардаги электромагнитик ҳодисаларни, ташқи майдондан бошқа, яна муҳит хоссаларини ифодаловчи тушунча ва катталиклар ёрдамида тадқиқ қилган.

$\vec{E}$ — электр майдон кучланганлиги — майдоннинг мазкур нуқтасига жойлаштирилган бирлик мусбат зарядга таъсир этувчи куч; $\vec{P}$ — қутбланиш вектори — диэлектрик бирлик ҳажмининг электрик моменти;

$\vec{D}$ - электрик индукция (электрик силжиш) вектори муҳит ичида ташқи майдон ва унинг таъсирида пайдо бўлган қутбланиш электрик майдонининг биргаликда бирлик мусбат зарядга таъсир этувчи куч; ϵ — муҳитнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги (диэлектр доимий) - Гаусс бирликлар системасида изотроп муҳитда $\vec{D}$ ва $\vec{E}$ орасида пропорционаллик коэффиценти $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$;

ϵ_0 - в а к у м н и н г э л е к т р доимийси,

$$\epsilon_0 = (10^7 / 4\pi c^2) = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{ Ф / м}$$

Изотроп муҳитда Гаусс системасида

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} = \epsilon \vec{E} \quad (1.1)$$

ёки

$$\vec{P} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \vec{E}. \quad (1.2)$$

χ — нисбий диэлектрик қабулчанлик $\vec{P}$ қутбланиш вектори билан электрик майдон кучланганлиги орасидаги пропорционаллик коэффиценти

$$\vec{P} = \chi \vec{E} \quad (1.3)$$

(1.1) ва (1.3) ифодалардан

$$\chi = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \dots \ddot{e}ки \dots \varepsilon = 1 + 4\pi\chi \quad (1.4)$$

келиб чиқади.

СИ бирликлар системасида (1.1) ўрнига

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \quad (1.5)$$

(бунда $\varepsilon = 1 + \chi$) ифода ёзилади.

Анизотроп муҳит бўлганда ($\vec{P}$) ва () векторлар параллел бўлмаслиги мумкин, диэлектрик қабулчанлик ва сингдирувчанлик тензор катталиклар бўлади.

Максвеллнинг қуйидаги тенгламасини эслатамиз:

$$\operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho \quad (\text{СИ да } \operatorname{div} \vec{D} = \rho) \quad (1,6)$$

Изотроп муҳитда

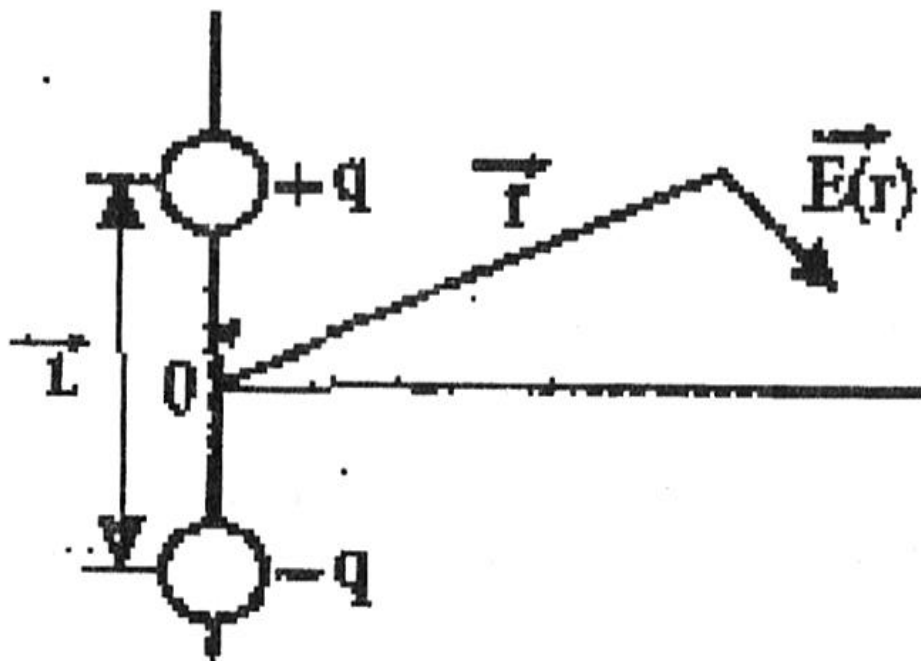
$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho \quad (\text{СИ да } \operatorname{div} \vec{E} = \rho / \varepsilon \varepsilon_0). \quad (1.6a)$$

Маълумки, мазкур тенглама Кулон қонунини ρ зичликда узлуксиз тақсимланган зарядлар ҳоли учун умумлаштиришдан келиб чиққан.

Миқдор жиҳатдан тенг ва бир-бирига боғланган икки заряд дипол дейилади. Диэлектрик қабулчанликни, бинобарин, диэлектрик сингдирувчанликни яккаланган зарядлар эмас, балки диэлектрик диполлар аниқлайди. Диполнинг электрик моменти

$$\vec{p} = q \vec{l} \quad (1.7)$$

кўринишда аниқланади, бунда q -диполни ташкил этган зарядлар миқдори, l - уларнинг оралиғи (1.1—расм).

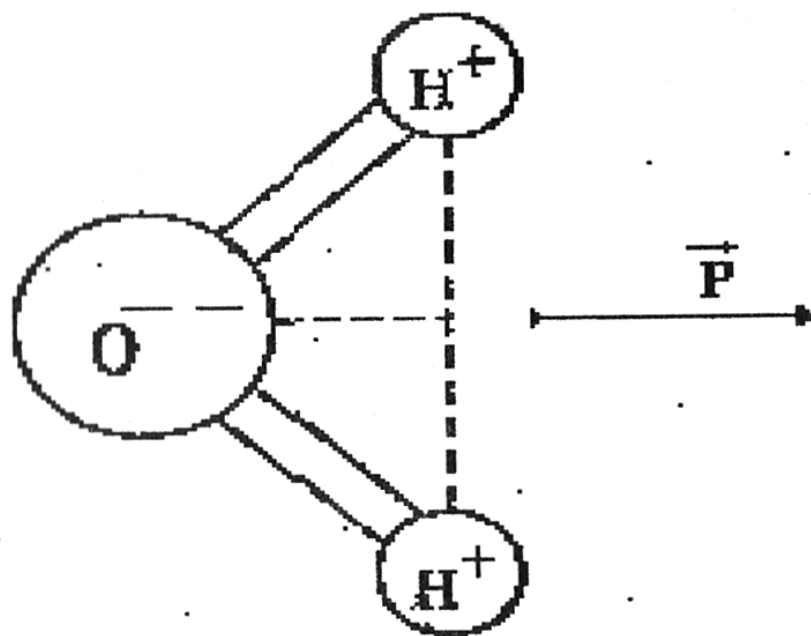


1.1 - расм. Дипол майдонини ҳисоблашга доир.

Дипол елкаси l нинг (r) майдони аникланаётган нуктагача бўлган r масофадан анча анча кичик бўлганда мазкур нуктада

$$(|l| \ll |r|)$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{3(\vec{p}\vec{r})\vec{r} - r^2\vec{p}}{\epsilon r^5} \quad (1.8)$$



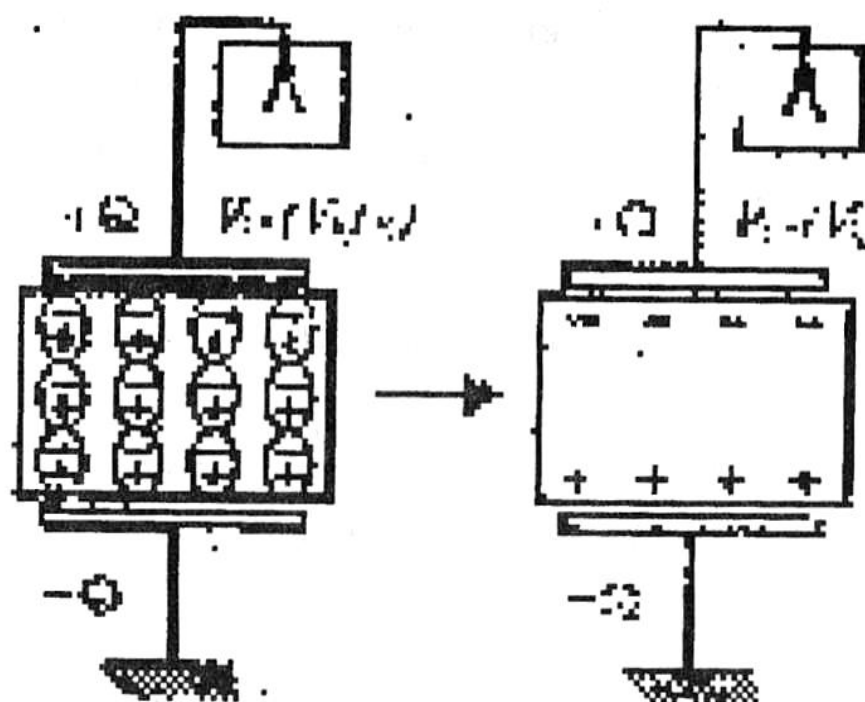
1.2 — расм. H_2O молекуласининг дипол моменти.

Электрик манфийлиги сезиларли фарқланадиган атомлардан таркибланган ҳар қандай носимметрик молекула доимий электрик дипол моментга эга бўлади.

Масалан, сувнинг H_2O молекуласи $p = 6,33 \cdot 10^{-30}$ Кл·м дипол моментга эга, у кислород ионидан иккита водород атоми бирлаштирувчи тўғри чизик ўртасига томон йўналган. HCl молекуласида бундаги икки атомни туташтирувчи чизик бўйича унинг дипол моменти йўналган. Диэлектрик муҳитда ташқи таъсир (электрик майдон, босим ва ҳоказо) остида электрик диполлар мужудга келиши (индукцияланилиши) мумкин. У ҳолда

кутбланиш вектори бирлик ҳажмда ҳосил бўлган диполлар моментлари
йиғиндисига тенг бўлади:

$$\vec{P} = \sum_i P_i \quad (1.9)$$



1.3—расм. Қопламалари орасида диэлектрик жойлашган конденсатор.

Агар ясси конденсатор қопламалари орасига диэлектрик жойланса ва конденсаторга кучланиш берилса, диэлектрик молекулалари қутбланади (1.3 —расм).

Бунда потенциал ва майдон кучланганлиги камаяди, қопламалар сиртида индукцияланган қолдиқ зарядлар пайдо бўлади. Заряднинг сиртий зичлиги:

$$q_s = -\vec{P}\vec{n}, \quad (1.10)$$

$\vec{n}$ — сиртга нормал бирлик вектор.

Кўпинча атом ёки ионда қутбланишни аниқлайдиган маҳаллий эффектив майдонни ҳисоблаш зарур бўлади. Бунда қаралаётган атом берк сирт билан ўралган деб фараз қилинади. Шу сирт ичидаги диполлар айрим — айрим ҳисобга олинади.

Демак, ташки зарядлар таъсирида атомда вужудга келган эффектив маҳаллий майдон $E_{эфф}$ ни тўрт қўшилувчидан иборат шаклда ёзиш мумкин:

$$\vec{E}_{эфф} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{нок} + \vec{E}_c + \vec{E}_{дин} \quad (1.11)$$

Бунда E_0 - ташқи зарядлар майдони, $E_{нок}$ - қутбланишни бузувчи эффектлар майдони, E_c - фаразий борк сиртда индукцияланган зарядлар

мазкур соҳанинг марказида вужудга келтирган майдон, дун -соҳанинг ичидаги барча диполлар ҳосил қилган майдон.

$$\vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{нок}} = \vec{E}_1 = V_1 / d$$

бўлиб, V_1 — конденсатор қопламалари орасидаги кучланиш, d — қопламалар оралиғи. Демак,

$$\vec{E}_{\text{эф}} = \vec{E}_1 + \vec{E}_c + \vec{E}_{\text{ош}} \quad (1.12)$$

Агар атом атропоида танланган ҳажмни сфера десак,

$$\vec{E}_c = \left(4\pi\vec{P} / 3 \right). \quad (1.13)$$

Бу ҳолда, агар панжара куб шаклида бўлса, $\vec{E}_{\text{ош}} = 0$ бўлиб қолади. Бинобарин

$$(\vec{E}_1 = \vec{E}),$$

$$\vec{E} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} / 3. \quad (1.14)$$

(1.2) ифодадан (1.14) га ни кўйсак, кубик (изотроп) панжаранинг атом жойлашган тутунида эффектив маҳаллий майдон

$$\vec{E}_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon + 2}{3} \vec{E} \quad (1.15)$$

бўлади.

2. Диэлектрикларнинг қутбланиш механизмлари

Диэлектриклар қутбланишининг учта холини кўриб чиқамиз.

1. Қутбли молекула дипол моментларининг маҳаллий электр майдони бўйлаб қисман ёки тўла тузилиши холи. Юқорида айтганимиздек,

муайян симметрик бўлмаган молекулалар доимий электр дипол моментга эга. Электр майдон ўз йўналиши томон бу молекулаларни буради. Бу жараёнларни диполлар ориентланиши ёки параэлектр қабулчанлик дуйилади. Бироқ, молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати (тебраниши) уларнинг майдон бўйлаб тузилишига тўсқинлик қилади. Бу икки жараён рақобати оқибатида муайян ориентланиш ўрнашади.

2. Қаттиқ жисмларда электр майдон ва манфий ионларнинг бири-бирига нисбатан силжиши содир бўлади. Бу ходисани ионлар қутбланиши дейилади.

3. Ҳамма диэлектрикларда юз берадиган қутбланиш-электронлар қутбланишидир: электр майдон таъсирида атомнинг электронлари ядрога нисбатан силжийди, яъни электр майдон ҳар бир атомнинг электронлари қобикларини деформациялайди. Бунда ядролар оралиғи ўзгариши ҳам мумкин.

Электрик сингдирувчанлик умумий ҳолда $\epsilon = \epsilon_m + \epsilon_u + \epsilon_z$.

Энди бу ҳолларни айрим-айрим ривишда батафсилроқ қараймиз.

Ориентацион қутбланиш

Умуман, доимий диполларнинг бурилиши оқибатида қутбланиш асосан газлар ва суюқликларга хосдир. Қаттиқ жисмларда қутбли молекулалар бўлсада, улар электр майдон таъсирида эркин бурила олмайди. Бундай жараённи молекулаларнинг бир турғун ҳолатдан иккинчисига сакраб ўтиши оқибатида дипол момент билан электр майдон орасидаги бурчакнинг кичрайиш тарзида қараш мумкин.

Бирлик ҳажмида ҳар бири p момеитли N та доимий электр диполлари бор бирор муҳитни қарайлик. Электр майдон йўқлигида диполлар тартибсиз йўналган. Энди E статик майдон диполларни тартиблашга уринади. U ҳолда бирлик ҳажмнинг қутбланиши (майдон йўналишига электр моментнинг проекцияси) бундай ёзилади:

$$P_{\theta} = \sum p \cos \theta_N = Np \langle \cos \theta \rangle .$$

Бунда θ - ҳар бир дипол ва электр майдон йўналишлари орасидаги бурчак.

Диполлар тартибланиши жараёнига зарралар иссиқлик ҳаракати ҳалақит беради. Иссиқлик ҳаракатини Болцманнинг энергиялар бўйича тақсимот функцияси тавсифлайди деб ҳисобласак, $\cos \theta$ нинг ўртача қиймати

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^{\pi} 2\pi \sin \theta \cos \theta \exp(-U/kT) d\theta}{\int_0^{\pi} 2\pi \sin \theta \exp(-U/kT) d\theta} \quad (1.16)$$

ифода билан аниқланади, бунда U диполнинг E майдонидаги энергияси:

$$U = \vec{p}\vec{E} = -pE \cos \theta \quad (1.17)$$

(1.17) ифодани (1.16) даги интегралларга қўйиб, ҳисоблашни бажарсак,

$$\langle \cos \theta \rangle = \left[\frac{1 + \exp(-2pE/kT)}{1 - \exp(-2pE/kT)} \right] = \coth\left(\frac{pE}{kT}\right) - \frac{kT}{pE} = L\left(\frac{pE}{kT}\right). \quad (1.18)$$

Агар ташки майдон E етарлича катта бўлса, $L \rightarrow 1$. Аммо, кучсиз майдонлар ($E \ll kT/p$) ҳолида

$$\langle \cos \theta \rangle \approx \frac{pE}{3kT} \quad (1.19)$$

Демак, бирлик ҳажмнинг қутбланиши

$$P = (Np^2/3kT)E. \quad (1.20)$$

Бунга мос диэлектрик қабулчанлик

$$\chi = P/E = Np^2/3kT, \quad P/E = Np^2/3kT. \quad (1.21)$$

Қутбли суюқликлар ва қаттиқ жисмлар учун бу қабулчанлик ҳиссаси 1 билан таққосланарли бўлиши мумкин.

Диэлектрик доимийнинг ўзгарувчан ташқи майдон частотасига (такрорийликка) боғлиқлиги. Доимий диполларга эга бўлган қаттиқ жисмда уччала механизм ҳам қутбланишга (диэлектрик доимийга) ҳисса қўшади. Паст такрорийликларда уларнинг ҳиссалари турлича. Юқори такрорийликларда уларнинг диэлектрик доимийси комплекс $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$ катталиқ бўлиб, унинг ҳақиқий қисми ташқи майдон билан бир фазада ўзгарувчи диэлектрик қутбланишини ифодалайди, мавҳум қисми эса ташқи майдондан фаза бўйича орқада қолаётган механизм пайдо қиладиган диэлектрк йўқотишларни акс эттиради. Мазкур қисмлар Крамере-Крониг дисперсион муносабатлари билан боғланган:

$$\epsilon' - 1 = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\epsilon''(x)}{x - \omega} dx, \quad (1.22)$$

$$\epsilon'' = -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\epsilon'(x) - 1}{x - \omega} dx. \quad (1.23)$$

Бу ифодалардаги P — интегралнинг бош қиймати белгиси, ω - электромагнит майдон такрорийлиги.

Умуман айтганда, ϵ' ва ϵ'' ўзгарувчан электр майдон такрорийлигига боғлиқ. Диэлектрик доимийнинг модули

$$|\epsilon| = \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} \quad \text{индукция вектори } \mathbf{D} \quad \text{нинг тебранишлари}$$

амплитудасини аниқлайди. Доимий электр майдонда $\epsilon''=0$, $\epsilon'=\epsilon$ бўлади.

Доимий диполлар ориентрланиши билан боғлиқ қутбланиш 10 Гц дан юқори такрорийликдаги электр майдон ўзгаришлари кетидан улгура олмайди. Бу ҳолда ϵ' камайиб кетади, аммо ϵ'' нолдан фарқли бўлади, яъни

анча диэлектрик йўқотишлар пайдо бўлади. Каттароқ ω ларда бу механизм хиссаси йўқ даражада бўлади.

Оптик диапазондаги юқори частотали электр майдонларда диэлектрик хоссаларини синдириш кўрсаткичи n ва ютиш кўрсаткичи k орқали тавсифланади. n , k , ϵ орасида қуйидаги боғланиш бор:

$$n(1 + ik) = \sqrt{\epsilon' - i\epsilon''} \quad (1.24)$$

Ионлар кристалларида $\omega \sim 10^{13}$ Гц яқинида ϵ' яна ҳам камаяди. Бу такрорийликдан юқорида ионлар ҳам майдон ўзгариши кетидан улгура олмайди. Янада юқорироқ $\omega > 10^{15}$ Гц такрорийликларда электронлар қутбланиши хисобига ϵ' бирдан катта бўлиб олади. Аммо, $\omega > 10^{15}$ Гц ларда бу механизм ҳам майдондан орқада қолади. Бу ҳолда қаттиқ жисм 1 га яқин диэлектрик ϵ сингдирувчанликка эга бўлади.

Электрон қутбланувчанлик

Синусоидал ташқи майдон таъсирида силжийдиган электрон ҳаракатини қарайлик. Силжиган электронни ўз вазиятига қайтарувчи квази эластик кучни βx , унинг хусусий такрорий-лигини $\omega_0 = (\beta/m)^{1/2}$ деб белгиласак, $E_{\phi\phi} = eE_0 \exp(i\omega t)$ маҳаллий электр майдон таъсирида электроннинг ҳаракат тенгламаси

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta x = eE_0 \exp(i\omega t) \quad (1.25)$$

кўринишда бўлади.

Бу тенгламанинг мажбурий тебраниш амплитудаси $x_{\max}$ учун ечими

$$x_{\max} = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (1.26)$$

бу эса $|p|=ex_{\max}$ дипол моментиға мос келади. Индукцияланган электрон дипол моменти махаллий майдонга пропорционал, яъни $\vec{p} = \alpha \vec{E}_{\text{эфф. еки.}}$ $|p| = \alpha_e E_0$.

Пропорционаллик коэффициенти - электрон кутбланувчанлик:

$$\alpha_e = ex_{\max} / E_0 = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (1.27)$$

Бу кутбланувчанлик механизмининг диэлектрик сингдирувчанликка хиссаси $\omega \ll \omega_0$ такрорийликларда бир хил:

$$\alpha_e = e^2 / m\omega_0^2 \quad (1.27')$$

У кўринадиган ёруғлик соҳасида (оптик соҳада) диэлектрик доимий ва синдириш кўрсаткичи $n = \sqrt{\epsilon}$ ни 1 дан катта бўлишининг ягона сабабидир. Бу ҳолда Клаузиус-Мосотти муносабатини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\alpha_e = \frac{3}{N_e} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right) = \frac{3}{N_e} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right), \quad (1.28)$$

бундаги N_e — электронлар зичлиги. (1.27') ва (1.28) ифодалар асосида ҳисоблашдан $\omega_0 = 1,7 \cdot 10^{16}$ Гц, бу такрорийлик электромагнит спектрнинг ултрабинафша соҳасига мос тушади. Яна бир мулоҳаза юқоридаги ҳисобга тузатма киритади: маълумки, тебранаётган электрон энергия нурлантирилиши керак; бундан ташқари бу электрон ноэластик тўқнашишларга (ишқаланишга) дучор бўлиб туради. Бу омилларни ҳисобга олсак. (1.25) тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m\gamma \frac{dx}{dt} + \beta x = eE_0 \exp(i\omega t). \quad (1.29)$$

Бу тенгламанинг ечими:

$$x = \frac{eE_0 \exp(i\omega t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (1.30)$$

Бунда электрон кутбланувчанлик

$$\alpha_e = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (1.31)$$

(1.28) ва (1.31) ифодалардан:

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \left[1 + \frac{e^2 N_e}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega) - e^2 N_e / 3} \right] \quad (1.32)$$

Энди белгилаш қилиб, $\omega_1 = \left[\omega_0^2 - (e^2 N_e / 3m) \right]^{\frac{1}{2}}$ ни топамиз:

$$\varepsilon' = \left[1 + \frac{(e^2 N_e / m)(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \right], \quad (1.33)$$

$$-i\varepsilon'' = i \left[\frac{(e^2 N_e / m)\gamma\omega}{(\omega_1^2 - \omega^2) + \gamma^2 \omega^2} \right]. \quad (1.34)$$

Ионлар кутбланувчанлиги

N_c та кутбланувчи электронга ва N_i та кутбланувчи ионлар жуфтига эга бўлган ион боғланишли қаттиқ жисмни қарайлик. Бу ҳолда (1.28) Клаузиус-Мосотти тенгламаси асосида статик диэлектрик сингдирувчанлик ε_0 ва кутбланувчанликлар α_i ва α_e орасида боғланишни қуйидагича ёзиб оламиз:

$$3\left(\frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_0 + 2}\right) = N_i \alpha_i + N_e \alpha_e \quad (1.35)$$

Индукцияланган ионлар диполлари ҳиссаси жуда кичик бўладиган, аммо электронлар кутбланувчанлиги сезиларли камаядиган юқори такрорийликда юқоридаги муносабат

$$3\left(\frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 2}\right) = N_e \alpha_e \quad (1.36)$$

кўринишни олади. Ионлар қутбланувчанлиги шу икки ифода айирмасидан аникланади:

$$\alpha_i = (3/N_i) \left[\frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_0 + \infty} - \frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 1} \right] \quad (1.37)$$

Ион боғланишли қаттиқ жисмларда α_i катталик $10^{-40} \text{Ф} \cdot \text{м}^2$ тартибида. Масалан, NaCl кристалли учун $\alpha_i = 3,8 \cdot 10^{-40} \text{Ф} \cdot \text{м}^2$.

M^+ ва M^- массали ионлар жуфти учун электр майдон таъсирида вужудга келган мажбурий тебранишлар тенгламаси

$$\left(\frac{M_+ M_-}{M_{++} M_{--}} \right) \left[\frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma_i \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x \right] = e E_{эфф} \quad (1.38)$$

кўринишда бўлади, бунда y — энергия сочилишини тасвирлайди, ω_0 — хусусий такрорийлик. Бу тенгламанинг ечими комплекс катталик бўлади. Қутбланишнинг иккала тури ҳисобга олинганда Клаузиус — Мосотти муносабати қуйидаги ифодани беради:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma \omega)} \quad (1.39)$$

Бу ифоданинг ҳақиқий ва мавҳум қисмларини ажратиш мумкин. Диэлектрик сингдирувчанлик ҳақиқий қисмининг ўзгариши, олдинги ҳолдагидек, сўниш жараёнини акс эттиради. Қаралаётган ҳолда $i\epsilon''$ мавҳум қисм ω , такрорийликда етарлича юксак максимум- қийматга эга бўлади, бу максимум мазкур спектрал соҳада мазкур қаттиқ жисмларнинг яхши маълум бўлган оптик хоссаларини аниқлайди. Масалан, бўйлама ва кўндаланг оптик тебранишлар такрорийликлари ω_L ва ω_T статик диэлектрик доимий ($\epsilon_0, \epsilon_\infty$) билан боғлиқ:

$$\omega_L^2 = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty} \omega_T^2, \quad (1.40)$$

бундаги ω_T^2 нинг ўзи ҳам $\epsilon_0, \epsilon_\infty$ ларга боғлиқ бўлади.

$$\omega_T^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 + 2}\right) \quad (1.41)$$

(1.40) ифода анча кенг қўлланиш соҳасига эгадир.

1.1-жадвал

Баъзи ишқорий — галоид ионлар кристалларига тегишли маълумот

Кристалл	ϵ_0	ϵ_∞	$\hbar\omega_T/k, K$
LiF	9,01	1,96	442
NaF	5,05	1,74	354
NaCl	5,90	2,34	245
NaBr	6,28	2,59	195
LiI	16,85	3,80	-

Диэлектрик сингдирувчанлик ϵ яримўтказгичларда киришма сатҳлар назариясида жуда муҳим ўрин тутганлиги учун баъзи ковалент (яримўтказгич хоссали) кристаллар учун ϵ нинг қийматларини келтирамиз.

1.2-жадвал

Ковалент, ковалент — ион кристалларнинг статик диэлектрик доимийлари

Кристалл	Тузилиши	ϵ_0
Кремний Si	олмос	12,0
Германий Ge	II	16,0
Қалай Sn	II	23,8
Кремний карбиди	ZnS га ўхшаш	6,7
Галлий фосфиди	II	8,4
Галлий арсениди	II	10,9
Индий арсениди	II	12,2
ZnS	вюрцит	5,1
Сурмали индий Insb	ZnS	15,7
ZnSe	II	5,8
ZnTe	II	8,3

CdS	вюрцит	5,2
CdSe	II	7,0
CdTe	ZnS	7,1

Ковалент кристалларда электронлар зарядининг анча қисми атомлар (ионлар) оралиғида жойлашган. Бу ташкил этувчи қутбланишга муҳим ҳисса қўшади. Шунинг учун ковалент кристалларнинг диэлектрик хоссалари ҳисобланганида зоналар назариясига ёки "боғланишлар қутбланувчанлиги" деб номланган усулга мурожат қилинади.

3. Пироэлектриклар

Қиздирилганда ёки совутилганда сиртида электр зарядлар пайдо бўладиган баъзи кристалларни пироэлектриклар дейилади. Пироэлектрнинг бир томони қиздирилганда манфий зарядланади, иккинчи тамонида аксинча бўлади. Бу ҳодиса шундай тушунтирилади. Пироэлектрлар электр майдон ёки бошқа ташқи таъсир бўлмаганида ҳам ўз-ўзининг (спонтан) $\vec{P}_c$ қутбланишига эга бўлади, бунинг сабаби мусбат ва манфий зарядлар марказларининг мос тушмаслигидир. Одатда $\vec{P}_c$ спонтан қутбланиш эмас, балки ўзгариши $\Delta\vec{P}_c$ кузатилади, бу эса температуранинг тез ΔT ўзгаришида юз беради (пиро-электр эффект).

Пайдо бўладиган сиртий заряд зичлиги $\sigma = p\Delta T$ ифодасидаги p ни пироэлектр доимий дейилади. Энг ёрқин пироэлектр-турмалин, унда температура 1° қадар ўзгарганда $E \sim 40000 \text{ В/м}$ чамасидаги электр майдон вужудга келади. Агар температура ўзқариши тезлиги зарядининг релаксация вақтидан юқори бўлса, бу ҳолда электрланиш интенсивлиги энг катта бўлади. Барча пироэлектриклар пьезоэлектриклар бўлади, аммо, ҳамма пьезоэлектриклар ҳам пироэлектриклар бўлавермайди. Баъзи пироэлектриклар сегнетоэлектрик хоссаларга молик бўлади.

Пироэлектриклардан техникада ёруғлик индикаторлари ва қабуллагичлари сифатида фойдаланилади.

4. Пьезоэлектрик ходиса.

Баъзи диэлектрик кристалларнинг қутбланишини, механик деформация таъсирида ўзгаришини ва аксинча электрик майдон таъсирида деформация пайдо бўлишини пьезоэлектрик ходиса дейилади, мазкур кристалл моддаларни пьезоэлектриклар деб аталади. Фақат механик деформация таъсирида электр қутбланиш вужудга келишини тўғри пьезоэффект, аксинча бўлишини эса тескари пьезоэффект дейилади.

Тескари пьезоэлектрик эффект деб, кристал диэлектриклар, жумладан кварц пластинкаси (пьезокварц) электрик майдонга киритилганда унинг ёқларида қутбланган зарядларнинг индукцияланиши сабабли ўлчамларининг ўзгариш ҳодисасига айтилади. Пьезоэлектрикда ҳам бўйлама ва кўндаланг тескари пьезоэлектрик эффект кузатилади, Агар пьезокварцнинг X ўқи бўйлаб электрик майдон йўналтирилса, пластинканинг X ўқи бўйлаб содир бўлган деформацияга бўйлама тескари пьезоэлектрик эффект дейилиб, Y ўқи бўйлаб ҳосил бўлган деформацияга эса кўндаланг тескари пьезоэлектрик эффект дейилади.

Тескари пьезоэлектрик эффект майдоннинг йўналишига боғлиқ бўлиб, майдоннинг йўналиши ўзгарганда деформациянинг йўналиши ҳам қарама — қарши томонга ўзгаради. Тескари пьезоэлектрик эффект чизиқий, яъни майдон кучланганлигининг биринчи даражасига пропорционал бўлиб, фақат баъзи диэлектриклар (пьезоэлектриклар)да кузатилади. Пьезоэлектрик хоссалар жуда кўп моддаларда кузатилади.

Пьезоэлектрик ходисани ошқор қилиш учун кристал пластинкаси ёқларига метал қопламалар ўрнатилади. Агар қопламалар бир — бирига туташмаган бўлса, пластина деформацияланганда улар орасида потенциаллар айирмаси пайдо бўлади. Агар қопламалар туташган бўлса, қопламаларда пластина сиртларидаги зарядларга тенг ва қарама — қарши ишорали зарядлар

пайдо бўлади ва занжирда ток оқа бошлайди. Қопламаларга ташқи Э.Ю.К. уланса, кристал деформацияланади.

Пьезоэлектрик ходисалар фақат симметрия марказлари бўлмаган кристалларда кузатилади. Аммо, баъзи симметрия элементлари (масалан, симметрия текислиги) бўлишлиги баъзи йўналишларда ёки деформациялашда қутбланиш пайдо бўлишини ман қилади — пьезоэлектриклар сонини чеклайди. Фақат 20 та симметрия нуктавий гуруҳларига тегишли моддалар пьезоэлектриклар бўла олади.

Пьезоэффектни тавсифловчи катталик электрик катталиклар билан механик катталиклар орасидаги пропорционаллик коэффициентидир. Масалан, σ механик кучланиш таъсирида пьезоэлектрикда вужудга келадиган P қутбланиш σ га пропорционал: $P = a\sigma$. Тўла қутбланишга яна электрик майдон ҳиссаси ҳам киради: $P = a\sigma + \chi E$.

Умумий ҳолда 18 та турли пьезодоимийлар бўлиши мумкин.

Турли кристаллар учун пьезодоимийлар қийматлари кучли даражада фарқ қилади. Масалан, сегнет тузининг пьезоэлектрик коэффициентлари нисбий қиймати жуда катта, бироқ турмалин ва a —кварцники анча кичик. Аммо, кварцнинг юқори механик ва термик маҳкамлиги туфайли у ни юқори даражада барқарор пьезоэлектрик генераторлар тайёрлашда энг маъқул материал сифатида ишлатилади. Бу асбоблар радиоузатгичлар, кварц соатлар такрорийлигини барқарорлаштиради. Бошқа амалий мақсадлар учун юқори даражада пьезоэлектрик эффективлик зарур. Шунинг учун сегнет тузи кўп йиллар давомида сезгир ўзгартиргичлар учун материал бўлиб хизмат қилади.

Энг янги нусхаларда барий титанати — стронцийдан ишланган махсус шаклли керамик пластиналар қўлланилади, чунки бу материаллар катта пьезоэлектрик эффективликка эга ва яна қиздириш ва намиқишга нисбатан бардошлигидир. Бу материаллар дан тозалаш ванналарида ультратовуш манбалари ва сув ости товуш қурилмаларида узатгич ҳамда қабуллагич сифатида фойдаланилади. Биринчи тақрибда электрик майдонда

диэлектрикнинг деформацияланиши чизиқий боғланишли, механик кучланиш пайдо қилган қутбланиш деформациясига пропорционал. Ионлардан таркибланган ҳар қандай қаттиқ жисмда, унинг пьезоэлектрик бўлиш — бўлмаслигидан қатъий назар, электрик майдон кучланганлиги квадратиға пропорционал бўлган қисилиш (электрострикция) кузатилади. Бу энг умумий электрострикция ҳодисаси ташқи майдон қўйилганда ионлараро масофанинг ўзгаришини тавсифлаганда Гук қонунининг бузилиши билан боғлиқ. Демак, электрострикция кузатиладиган қаттиқ жисмда ангармоник эффектлар кристал панжарасининг тебранишлари хоссаларига сезиларли таъсир кўрсатади.

5. Диэлектрик йўқотишлар ва тешилиш ҳодисалари

Ўзгарувчан электрик майдон энергиясининг бир қисми диэлектрикни қайта қутблашда иссиқликка айланади, чунки зарраларнинг моддада барча ҳаракатлари уларға электрик майдон берган энергиянинг қисман исрофи билан боғлиқ бўлади. Шу исрофни диэлектрик йўқотишлар дейилади. Зарралар ҳаракати қанча катта бўлса, диэлектрик йўқотишлар шунча катта

бўлади. Демак, улар майдоннинг такрорийлигига боғлиқ.

Агар диэлектрик қутбланишда асосий ўринда электронлар ва ионларнинг силжишлари кичик бўлса, бу ҳолда диэлектрикни гармоник тебрангичлар (осцилляторлар) тўпламидан иборат деб қаралса ва бу

тебрангичлар ўзгарувчи майдонда мажбурий тебранишлар қилади дейилса, агар ташқи майдон такрорийлиги тебрангичнинг ω_0 хусусий такрорийлигига яқин бўлганда энергия йўқотиш энг катта бўлади (резонанс).

Асосий қутбланиш электронлар силжиши билан боғлиқ бўлса, бу ҳолда йўқотишлар оптик такрорийликда ($\approx 10^{15}$ Гц) максимумга эришади, аммо электротехник ва радиотехник такрорийликда назарга олмаслик даражасида кичик бўлади. Ионлар силжиши билан аниқланадиган қутбланишда диэлектрик йўқотишлар ИҚ нурлар соҳасида ($10^{12}:10^{13}$ Гц) энг катта бўлади. Ориентацион қутбланишда диэлектрик йўқотишлар яна ҳам кичик такрорийликларда сезиларли бўлади.

Юқори такрорийларда дипол моментлар ўз йўналишини майдонга мослаб улгурмайди, йўқотишлар кичик. Паст такрорийликларда қутбланиш майдон кетидан улгуриб боради, силжишлар катта, аммо уларнинг вақти ҳам катта бўлганлигидан диэлектрик йўқотишлар кичик. Ташқи ўзгарувчи $E(\omega)$ майдоннинг такрорийлиги молекулалар ориентрланиши ўрнашиши вақтига (релаксация вақтига) тенг бўлса, диэлектрик йўқотишлар энг катта бўлади.

Масалан, сувда қутбланиш асосан ориентацион механизмга эга, $\omega_{\max} \approx 10^{11}$ Гц чамасида. Диэлектрик йўқотишлар миқдоран диэлектрик йўқотишлар бурчаги тангенци билан аниқланади. У бурчак қутбланиш вектори P ва электрик майдон кучланганлиги E орасидаги фаза фарқини ифодалайди.

Ҳақиқий диэлектриклар қандайдир a электрик ўтказувчанликка эга, диэлектрик йўқотишларнинг бир қисми ана шу a га ҳам боғлиқ. Паст такрорийликларда ўтказувчанлик билан боғлиқ Жоул иссиқлиги ажралиши муҳим бўлиши мумкин, чунки $\omega > 0$ да ҳам у нолга тенг эмас, агар диэлектрик йўқотишлар фақат ўтказувчанликка боғлиқ бўлса, у ҳолда $\operatorname{tg} \delta = 4\pi\sigma/\omega$ бўлади.

Диэлектриклардан ўтаётган ток зичлиги (унча кучли бўлмаган электр майдонлар ҳолида) Ом қонуни $j = \sigma E$ асосида майдон кучланганлигига

пропорционал бўлади. Аммо, етарлича кучли электр майдонларда Ом конунидан четланиш, яъни токнинг E га боғлиқ равишда жуда тез ўсиши юз беради. Муайян $E=E_{\delta}$ майдонда диэлектрикнинг электр тешилиши содир бўлади, яъни бунда диэлектрик ўтказувчанлиги кўп даражада ортиб кетади, чунки унда юқори ўтказувчанликли канал (каналлар) пайдо бўлади. E_{δ} ни диэлектрикнинг электр маҳкамлиги дейилади. Кварц шиша мисолида $\rho=10^{16}-10^{18}$ Ом см, $E_{\delta}=(2-3) \cdot 10^5$ В/см.

Қаттиқ диэлектрикларда электр тешилишдан ташқари яна иссиқликдан тешилиш ҳам мавжуд. Бу ҳолда ток ортиши билан температура жоул иссиқлиги ортади, бу эса ҳаракатчан заряд ташувчилар сони ортишига ва солиштира қаршилиқ камайишига олиб келади. Электр тешилишдан майдон кучайиши билан унинг таъсирида заряд ташувчилар ҳосил бўлиши тез кўпаяди. Диэлектрикда тешилиш муқаррар нобиржинсликлар ёрдамлашади, чунки у жойларда E бошқа жойлардан катта бўлади.

Диэлектрик тешилганда ҳосил бўлган ўтказувчан ингичка каналларни шнурлар (найчалар) дейилади, ток шу каналлардан катта зичликда оқади, канал ҳатто эриб кетиши мумкин.

Диэлектрикнинг тешилиши қайтар ва қайтмас бўлиши мумкин: тешилиш жараёнида диэлектрик тузилиши ўзгармаса, бу тешилиш қайтар бўлади ва аксинча.

Диэлектриклар қўлланиши. Кўпчилик диэлектриклар кейинги давргача асосан электроизоляцияцион материаллар сифатида ишлатиб келинади. Аммо, диэлектриклар қўлланадиган соҳалар кенгайиб борди, улар хилма-хил вазифаларни ўтайдиган бўлди. Диэлектрикларнинг конденсаторларда ишлатилиши маълум, электр токи ўтказгичларини электр энергиянинг беҳуда исроф бўлишига йўл қўймайдиган диэлектрик (изоляцияцион) қатламлар билан ўралишини ҳам биламиз.

Пьезоэлектриклар товуш тебранишларини электр тебранишларга ва аксинча айлантириш вазифасини бажаради, пироэлектриклар ИҚ нурланишни ошкорлаш ва интензивлигини (энергияси зичлигини) ўлчашда

қўлланилади, сегнетоэлектриклар радиотехникада нозичиғий элементлар сифатида ишлатилади. Диэлектрикларга киришмалар киритиб, уларни рангли қилиш, яъни оптик филтрлар тайёрлаш мумкин. Кўпгина диэлектрик кристаллар (AlGaAs, CdS, рубин ва б.) квант электроникасида лазерлар ва кучайтиргичлар асоси бўлиб хизмат қилади.

Диэлектриклар яримўтказгичлар электроникасида муҳим ўрин эгаллайди. Улар интеграл микросхемалар элементлари сифатида, яримўтказгич асбобларнинг сақлагич сиртий қопламлари кўринишида ишлатилади, металл-диэлектрик — яримўтказгич транзисторлар таркибига киради.

Хулосалар

1. Металл ва яримўтказгичлардан фарқли равишда диэлектриклар электр қаршилигининг юқорилиги туфайли электрон асбоблар ишлаб чиқаришда муҳим ўрин тутди.
2. Диэлектрикларни белгиловчи хусусиятларидан бири – улардаги зарядларнинг қутбланиш жараёнларидир. Қутбланишнинг ориентацион, электрон ва ионли қутбланиш механизмлари диэлектриклар физик хусусиятларини асосини ташкил этади.
3. Диэлектрик йўқотишлар бурчак тангенци ва тешилиш ҳодисалари диэлектрикларни сифатини ва вўлланиш чегараларини белгилайди.
4. Диэлектрикдаги пирозэлектрик ва пьезоэлектрик ҳодисалар диэлектрикларгагина хос жараёнлар бўлиб, уларни амалиётда қўлланишини муҳим омилларидан бири бўлиб хизмат қилади.