

O‘zbekiston Respublikasi  
Oliy va o‘rta maxsus ta’lim vazirligi  
Andijon davlat universiteti  
Fizika-matematika fakulteti

Fizika yo‘nalishi, III -bosqich F2 guruhi talabasi  
Abdurashidov Dadaxonning

# REFERATI

MAVZU: DIELEKTRIKLAR

Ilmiy rahbar:

assis. M.Qo‘chqarova

Andijon-2015 y.

## Kirish

1. Dielektriklar haqida umumiy ma'lumotlar
2. Dielektriklarga oid asosiy tushunchalar va kattaliklar
3. Dielektriklarning qutblanish mexanizmlari
4. Dielektrik yo'qotishlar va teshilish xodisalari

## Xulosa

## Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati

## KIRISH

Zamonaviy texnologiyalar asosida fan va texnika taraqqiyotini jadallashtirish yalpi ishlab chiqarishni, hususan, elektron asbobsozlikni hozirgi bosqichidagi muhim iqtisodiy masalalaridan biridir. Elektron asbobsozlikning asosini o'ziga xos noyob hususiyatlarga ega bo'lgan turli xildagi yarimo'tkazgichli, o'tao'tkazgichli va metallar belgilashi tufayli bunday moddalarni olish texnologiyalari, ularning hususiyatlari va asboblarni yaratish usullari tadqiqotlariga olimlar va mutahassislarini e'tibori ko'proq qaratilgan.

Lekin, ishlab chiqaruvchilar elektron qurilmalarning ajralmas tarkibiy qismi bo'lgan har xil izolyatsiya, himoya, ishlov berish, ulash va taglik kabi vazifalarni bajaruvchi moddalarning sifatli va chidamli asboblarni yaratishdagi katta ahamiyati doimiy e'tiborida bo'lgan.

Shuning uchun moddashunoslik deganda elektron texnikasida qo'llaniladigan barcha moddalarni kimyoviy tarkibi, kristall tuzilishi, elektronlar holati kabi xossalari bilan ularni kimyoviy va fizik hususiyatlari bilan moddalarini olish va asboblarni yasash texnologiyalari o'rtasidagi bog'liqlikni aniqlab beruvchi fan tushuniladi. Ko'p holatlarda moddashunoslik fani asosan yarimo'tkazgich, metall va dielektrlarni yaratilayotgan asbob xossalari belgilovchi hususiyatlarini o'rganish bilan cheklanib qoladi.

Elektron qurilmalar ishlab chiqarishda qo'llaniladigan ko'plab dielektrik moddalar sirdan qaralganda ahamiyatsiz bo'lib ko'rinsa ham, ular hususiyatlarini o'rganish, birinchidan har bir moddani qo'llanish chegaralarini aniqlab bersa, ikkinchidan umumiy xossalari asosida ularni o'zaro almashtirish imkoniyatlarini, yangi istiqbolli asboblarni yaratish usullarini, elektron asboblarni turli ekstremal muhitlarda ishlay olish qobiliyatlarini bashorat qilishga imkon beradi.

Shu munosabat bilan elektron asboblarni ishlab chiqarish texnologiyalarida qo'llaniladigan ko'plab dielektrik materiallar xossalari o'rganish, ularni qo'llanish sohalarini aniqlash, yaratilgan qurilmalarni fizik-kimyoviy hususiyatlarini belgilash, chidamlilik va ishlash muddatlarini uzaytirish kabi amaliy vazifalarni yechishda muhim rol o'ynaydi.

Dielektrik moddalar tarkibiy tuzilishi va fizik xossalari haqidagi bilimlar ularni hususiyatlari haqida atom molekulyar darajada fikr yuritishga, natijada elektron asboblari yaratishni fundamental asoslarini yaratishga olib keladi.

## 1. Dielektriklar haqida umumiy ma'lumotlar

Dielektrik soʻzi yunoncha dia - orqali va inglizcha elektrik — elektr soʻzlaridan tuzilgan.

«Dielektrik» atamasini Faradey elektr maydon kiradigan moddalarni atash uchun kiritgan. Dielektriklar elektr tokini yomon oʻtkazadi. Ionlanmagan barcha gazlar, baʼzi bir suyuqliklar va qattiq jismlar dielektriklar boʻladi.

Metallarning solishtirma elektr oʻtkazuvchanligi  $\sigma \sim 10^8 - 10^6 \text{ Om}^{-1}\text{m}^{-1}$  tartibida, dielektriklarniki esa  $10^{-10} - 10^{-15} \text{ Om}^{-1}\text{m}^{-1}$  tartibida boʻladi. Bu tafovutni klassik fizika metallarda erkin elektronlar boʻladi, dielektriklarda esa barcha elektronlar bogʻlangan boʻlib, ularni elektr maydon oʻz atomlaridan ajratib ololmaydi, balki biroz siljitadi deb tushuntirar edi. Qattiq jismlarning kvant fizikasi elektronlar energiya zonalarining turlicha toʻldirilganligidan qattiq jismlarning elektr, optik vaboshqa koʻp xossalari kelib chiqishligini tushuntirib bera oldi. Xususan dielektriklarda valent zonalar toʻla toʻldirilgan boʻlib, ularning yuqorisidagi boʻsh zona toʻldirilgan zonadan ancha yuqorida joylashgan, toʻla toʻldirilgan zona elektronlari elektr oʻtkazuvchanlikda qatnasha olmaydi, ularning boʻsh zonaga oʻtib olib, oʻtkazuvchanlikda qatnasha olishi uchun yengib oʻtilishi zarur boʻlgan energetik toʻsiq (taqiqlangan zona kengligi) ancha katta, bunday oʻtish imkoniyati, odatda juda kichik, shuning uchun dielektriklar elektr tokini deyarli oʻtkazmaydi. Ularda elektr maydon elektronlar zichligini qayta taqsimlaydi (atom va molekular ichida elektronlarni siljitadi) - qutblanish hodisasini yuzaga keltiradi.

Zonalar nazariyasiga asosan, dielektriklar bilan yarimoʻtkazgichlar orasidagi farq yuqorigi toʻldirilgan zona bilan boʻsh zona orasidagi taqiqlangan zona kengligining har xil boʻlishligidan iborat. Yarimoʻtkazgichlarda  $E_g < 3\text{eV}$ , dielektriklarda  $E_g > 3\text{eV}$  deb shartli xisoblanadi.

Dielektriklarda zaryadlarning erkin koʻchishi mumkin boʻlmaganligi tufayli uning ichkarisiga yetarlicha kuchli tashqi elektr maydonlar kira oladi. Bunda kristall panjarasining davriy elektr maydoniga qoʻshimcha (tashqi) maydon

ko'shilganda uchta muhim holat dielektrikning ichki tuzilishining (elektronlar va ionlar vaziyatlarining) o'zgarishini aniqlash imkonini berishi mumkin.

Agar dielektrik namunasini statik elektr maydonga (masalan, kondensator plastinalari orasidagi maydonga) joylashtirilsa, kristallning statik dielektrik singdiruvchanligi  $\epsilon_0$  ni aniqlab, kristallning ichki tuzilishi o'zgarishi haqida muhim ma'lumot olish mumkin.  $\epsilon_0$  ni mikroskopik nazariya hisoblaydi.

Dielektrikning optik xossalarini, ya'ni uning yuqori takroriylikli elektromagnit maydon bilan o'zaro ta'sirini aniqlash uchun dielektrik singdiruvchanlikning takroriylikka bog'lanishini, ya'ni  $\epsilon = \epsilon(\omega)$ ni hisoblash zarur. Bunday sindirish ko'rsatkichi  $n = \sqrt{\epsilon}$  ni aniqlash mumkin.

Ionlar kristallarida xatto tashqi maydonlar bo'lmaganida ham ionlar orasida uzoq ta'sir elektrostatik kuchlar mavjud bo'lishi mumkin. Bu kuchlar panjara o'zining muvazاناتiy shakliga nisbatan deformatsiyalanishi (masalan, atomlar tebranishlari) oqibatida paydo bo'lishi mumkin.

Mazkur masalalarni tadqiqlashda muhit uchun yozilgan Maksvell tenglamalaridan foydalanish qulaydir. Keyin qattiq jismdagi mahalliy maydonlarni muxokamaga kiritib, tashqi maydon ta'sirida qutblanish xodisalarini atomlar saviyasida bayon qilinadi.

## 2. Dielektrlarga oid asosiy tushunchalar va kattaliklar

Ma'lumki, klassik elektrodinamika muhitlardagi elektromagnitik hodisalarni, tashqi maydondan boshqa, yana muhit xossalarini ifodalovchi tushuncha va kattaliklar yordamida tadqiq qilgan.

$\vec{E}$  — elektr maydon kuchlanganligi — maydonning mazkur nuktasiga joylashtirilgan birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch;  $\vec{P}$  — qutblanish vektori — dielektrik birlik hajmining elektrik momenti;

$\vec{D}$  - elektrik induksiya (elektrik siljish) vektori muhit ichida tashqi maydon va uning ta'sirida paydo bo'lgan qutblanish elektrik maydonining birgalikda birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch;  $\epsilon$  — muhitning nisbiy dielektrik

singdiruvchanligi (dielektr doimiy) - Gauss birliklar sistemasida izotrop muhitda

$\vec{D}$  va  $\vec{E}$  orasida proporsionallik koeffitsenti  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ ;

$\epsilon_0$  - v a k u u m n i n g e l e k t r doimiysi,

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

Izotrop muhitda Gauss sistemasida

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} = \epsilon \vec{E} \quad (1)$$

yoki

$$\vec{P} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \vec{E}. \quad (2)$$

$\chi$  — nisbiy dielektrik qabulchanlik  $\vec{P}$  qutblanish vektori bilan elektrik maydon kuchlanganligi orasidagi proporsionallik koeffitsenti

$$\vec{P} = \chi \vec{E} \quad (3)$$

(1) va (3) ifodalardan

$$\chi = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \dots \epsilon = 1 + 4\pi\chi \quad (4)$$

kelib chiqadi.

SI birliklar sistemasida (1) o'rniga

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (5)$$

(bunda  $\epsilon = 1 + \chi$ ) ifoda yoziladi.

Anizotrop muhit bo'lganda vektorlar parallel bo'lmashligi mumkin, dielektrik qabulchanlik va singdiruvchanlik tenzor kattaliklar bo'ladi.

Maksvellning quyidagi tenglamasini eslatamiz:

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

Izotrop muhitda

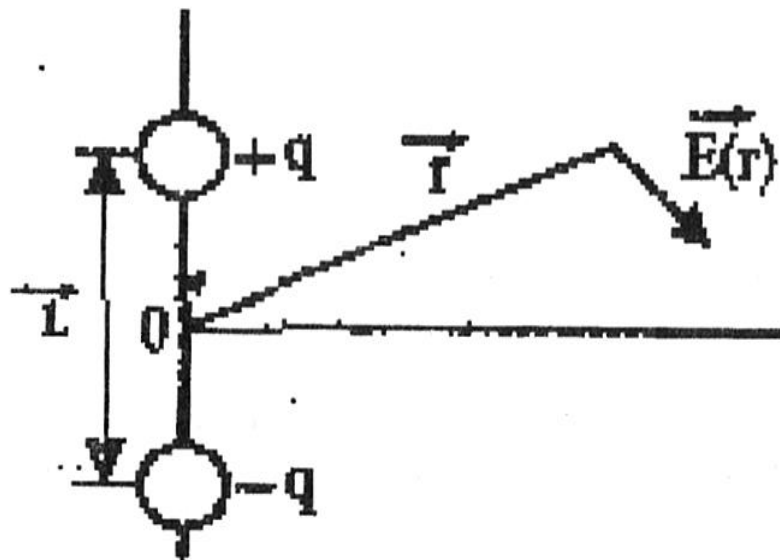
$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho \quad (\text{CII } \Delta a \operatorname{div} \vec{E} = \rho / \epsilon \epsilon_0). \quad (6, a)$$

Ma'lumki, mazkur tenglama Kulon qonunini  $\rho$  zichlikda uzluksiz taqsimlangan zaryadlar holi uchun umumlashtirishdan kelib chiqqan.

Miqdor jihatdan teng va bir-biriga bog'langan ikki zaryad dipol deyiladi. Dielektrik kabulchanlikni, binobarin, dielektrik singdiruvchanlikni yakkalangan zaryadlar emas, balki dielektrik dipollar aniqlaydi. Dipolning elektrik momenti

$$\vec{p} = q \vec{l} \quad (7)$$

ko'rinishda aniqlanadi, bunda  $q$ -dipolni tashkil etgan zaryadlar miqdori,  $l$  - ularning oralig'i (1—rasm).

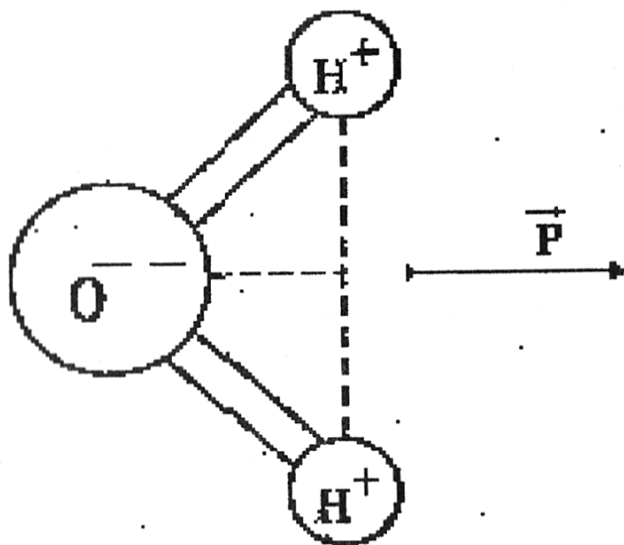


1 - rasm. Dipol maydonini hisoblashga doir.

Dipol yelkasi  $l$  ning  $(\vec{r})$  maydoni aniqlanayotgan nuqtagacha bo'lgan  $r$  masofadan ancha ancha kichik  $l \ll r$  bo'lganda mazkur nuqtada

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{3(\vec{p}\vec{r})\vec{r} - r^2\vec{p}}{\epsilon r^5} \quad (8)$$



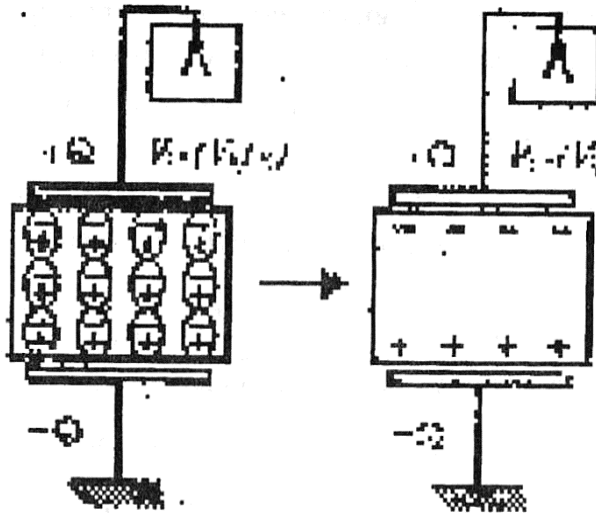


2 — rasmi.  $\text{H}_2\text{O}$  molekulasining dipol momenti.

Elektrik manfiyligi sezilarli farqlanadigan atomlardan tarkiblangan har qanday nosimmetrik molekula doimiy elektrikliq dipol momentga ega bo‘ladi.

Masalan, suvning  $\text{H}_2\text{O}$  molekulasi  $r = 6,33 \cdot 10^{-30}$  Kl·m dipol momentiga ega, u kislorod ionidan ikkita vodorod atomini birlashtiruvchi to‘g‘ri chiziq o‘rtasiga tomon yo‘nalgan.  $\text{H}_2\text{O}$  molekulasida bundagi ikki atomni tutashtiruvchi chizik bo‘yicha uning dipol momenti yo‘nalgan. Dielektrik muhitda tashqi ta‘sir (elektrik maydon, bosim va hokazo) ostida elektrikliq dipollar mujudga kelishi (induksiyanilishi) mumkin. U holda qutblanish vektori birlik xajmda xosil bo‘lgan dipollar momentlari yig‘indisiga teng bo‘ladi:

$$\vec{P} = \sum_i P_i \quad (9)$$



3—rasm. Qoplamalari orasida dielektrik joylashgan kondensator.

Agar yassi kondensator qoplamalari orasiga dielektrik joylansa va kondensatorga kuchlanish berilsa, dielektrik molekulari qutblanadi (3-rasm).

Bunda potensial va maydon kuchlanganligi kamayadi, qoplamalar sirtida induksiyalangan qoldiq zaryadlar paydo bo‘ladi. Zaryadning sirtiy zichligi:

$$q_s = -\vec{P}\vec{n}, \quad (10)$$

$\vec{n}$ — sirtga normal birlik vektor.

Ko‘pincha atom yoki ionda qutblanishni aniqlaydigan mahalliy effektiv maydonni hisoblash zarur bo‘ladi. Bunda qaralayotgan atom berk sirt bilan o‘ralgan deb faraz qilinadi. Shu sirt ichidagi dipollar ayrim — ayrim hisobga olinadi.

Demak, tashqi zaryadlar ta‘sirida atomda vujudga kelgan effektiv mahalliy maydon  $Y_{\text{eff}}$  ni to‘rt qo‘shiluvchidan iborat shaklda yozish mumkin:

$$\vec{E}_{\text{eff}} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{nok}} + \vec{E}_c + \vec{E}_{\text{dun}} \quad (11)$$

Bunda  $\vec{E}_0$  - tashqi zaryadlar maydoni,  $\vec{E}_{\text{nok}}$  - qutblanishni buzuvchi effektlar maydoni,  $\vec{E}_s$  faraziy bork sirtida induksiyalangan zaryadlar mazkur

sohaning markazida vujudga keltirgan maydon,  $\vec{E}_{\text{dun}}$  -sohaning ichidagi barcha dipollar hosil qilgan maydon.

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

bo'lib,  $V_1$  — kondensator qoplamalari orasidagi kuchlanish,  $d$  — qoplamalar oralig'i. Demak,

$$\vec{E}_{\text{to\phi}} = \vec{E}_1 + \vec{E}_c + \vec{E}_{\text{dun}} \quad (12)$$

Agar atom atrofida tanlangan hajmni sfera desak,

$$\vec{E}_c = \left( \frac{4\pi\vec{P}}{3} \right). \quad (13)$$

Bu holda, agar panjara kub shaklida bo'lsa,  $\vec{E}_{\text{dun}} = 0$  bo'lib qoladi.

Binobarin

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

$$\vec{E}_{\text{to\phi}} = \vec{E} + \frac{4\pi\vec{P}}{3}. \quad (14)$$

(2) ifodadan (14) ga  $\vec{P}$  ni qo'ysak, kubik (izotrop) pajjaraning atom joylashgan tugunida effektiv mahalliy maydon

$$\vec{E}_{\text{to\phi}} = \frac{\varepsilon + 2}{3} \vec{E} \quad (15)$$

bo'ladi.

### 3. Dielektriklarning qutblanish mexanizmlari

Dielektriklar qutblanishining uchta xolini ko'rib chiqamiz.

1. Qutbli molekular dipol momentlarining mahalliy elektr maydoni bo'ylab qisman yoki to'la tuzilishi xoli. Yuqorida aytganimizdek, muayyan simmetrik bo'lmagan molekular doimiy elektr dipol momentga ega. Elektr maydon o'z yo'nalishi tomon bu molekularni buradi. Bu jarayonlarni dipollar

orientirlanishi yoki paraelektr qabulchanlik duyiladi. Biroq, molekulalarning issiqlik harakati (tebranishi) ularning maydon bo'ylab tuzilishiga to'sqinlik qiladi. Bu ikki jarayon raqobati oqibatida muayyan orientirlanish o'rnashadi.

2. Qattiq jismlarda elektr maydon va manfiy ionlarning bir-biriga nisbatan siljishi sodir bo'ladi. Bu xodisani ionlar qutblanishi deyiladi.

3. Hamma dielektrlarda yuz beradigan qutblanish-elektronlar qutblanishidir: elektr maydon ta'sirida atomning elektronlari yadroga nisbatan siljiydi, ya'ni elektr maydon har bir atomning elektronlari qobiqlarini deformatsiyalaydi. Bunda yadrolar oralig'i o'zgarishi ham mumkin.

Dielektrik singdiruvchanlik umumiy holda  $\epsilon = \epsilon_m + \epsilon_u + \epsilon_a$ .

Endi bu hollarni ayrim-ayrim ravishda batafsilroq qaraymiz.

#### Orientatsion qutblanish

Umuman, doimiy dipollarning burilishi oqibatida qutblanish asosan gazlar va suyuqliklarga xosdir. Qattiq jismlarda qutbli molekulalar bo'lsada, ular elektr maydon ta'sirida erkin burila olmaydi. Bunday jarayonni molekulalarning bir turg'un holatdan ikkinchisiga sakrab o'tishi oqibatida dipol moment bilan elektr maydon orasidagi burchakning kichrayish tarzida qarash mumkin.

Birlik hajmida har biri  $p$  momentli  $N$  ta doimiy elektr dipollari bor biror muhitni qaraylik. Elektr maydon yo'qligida dipollar tartibsiz yo'nalgan. Endi Ye statik maydon dipollarni tartiblashga urinadi. U holda birlik hajmning qutblanishi (maydon yo'nalishiga elektr momentning proeksiyasi) bunday yoziladi:

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

Bunda  $\theta$  - har bir dipol va elektr maydon yo'nalishlari orasidagi burchak.

Dipollar tartiblanishi jarayoniga zarralar issiklik harakati xalaqit beradi. Issiklik harakatini Bolsmaning energiyalar bo'yicha taqsimot funksiyasi tavsiflaydi deb hisoblasak,  $\cos \theta$  ning o'rtacha qiymati

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^\pi 2\pi \sin \theta \cos \theta \exp(-U/kT) \chi d\theta}{\int_0^\pi 2\pi \sin \theta \exp(-U/kT) d\theta} \quad (16)$$

ifoda bilan aniqlanadi, bunda  $U$  dipolning  $Ye$  maydonidagi energiyasi:

$$U = \vec{p}\vec{E} = -pE \cos \theta \quad (17)$$

(17) ifodani (16) dagi integrallarga qo'yib, hisoblashni bajarsak,

$$\langle \cos \theta \rangle = \left[ \frac{1 + \exp(-2pE/kT)}{1 - \exp(-2pE/kT)} \right] = \operatorname{cth}\left(\frac{pE}{kT}\right) - \frac{kT}{pE} = L\left(\frac{pE}{kT}\right). \quad (18)$$

Agar tashqi maydon  $Ye$  yetarlicha katta bo'lsa,  $L \rightarrow$  Ammo, kuchsiz maydonlar ( $E \ll kT/p$ ) holida

$$\langle \cos \theta \rangle \approx \frac{pE}{3kT} \quad (19)$$

Demak, birlik hajmning qutblanishi

$$P = \left( \frac{Np^2}{3kT} \right) E. \quad (20)$$

Bunga mos dielektrik qabulchanlik

$$\chi = P/E = \frac{Np^2}{3kT}, \quad P/E = \frac{Np^2}{3kT}. \quad (21)$$

Qutbli suyuqliklar va qattiq jismlar uchun bu qabulchanlik hissasi 1 bilan taqqoslanarli bo'lishi mumkin.

Dielektrik doimiyning o'zgaruvchan tashqi maydon chastotasiga (takroriylikka) bog'liqligi. Doimiy dipollarga ega bo'lgan qattiq jismda uchchala mexanizm ham qutblanishga (dielektrik doimiyga) hissa qo'shadi. Past takroriyliklarda ularning hissalar turlicha. Yuqori takroriyliklarda ularning dielektrik doimiysi kompleks  $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$  kattalik bo'lib, uning haqiqiy qismi tashqi maydon bilan bir fazada o'zgaruvchi dielektrik qutblanishini ifodalaydi, mavhum qismi esa tashqi

maydondan faza bo'yicha orqada qolayotgan mexanizm paydo qiladigan dielektrik yo'qotishlarni aks ettiradi. Mazkur qismlar Kramers-Kronig dispersion munosabatlari bilan bog'langan:

$$\varepsilon' - 1 = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon''(x)}{x - \omega} dx, \quad (22)$$

$$\varepsilon'' = -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon'(x) - 1}{x - \omega} dx. \quad (23)$$

Bu ifodalardagi  $R$  — integralning bosh qiymati belgisi,  $\omega$  - elektromagnit maydon takroriyliigi.

Umuman aytganda,  $\varepsilon'$  va  $\varepsilon''$  o'zgaruvchan elektr maydon takroriyligiga bog'liq. Dielektrik doimiyning moduli

$|\varepsilon| = \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}$  induksiya vektori  $D$  ning tebranishlari amplitudasini aniqlaydi. Doimiy elektr maydonda  $\varepsilon''=0$ ,  $\varepsilon'=\varepsilon$  bo'ladi.

Doimiy dipollar orientlanishi bilan bog'liq qutblanish 10 Gs dan yuqori takroriylikdagi elektr maydon o'zgarishlari ketidan ulgura olmaydi. Bu holda  $\varepsilon'$  kamayib ketadi, ammo  $\varepsilon''$  noldan farqli bo'ladi, ya'ni ancha dielektrik yo'qotishlar paydo bo'ladi. Kattaroq  $\omega$  larda bu mexanizm hissasi yo'q darajada bo'ladi.

Optik diapazondagi yuqori chastotali elektr maydonlarda dielektrik xossalari sindirish ko'rsatkichi  $n$  va yutish ko'rsatkichi  $k$  orqali tavsiflanadi.  $n$ ,  $k$ ,  $\varepsilon$  orasida quyidagi bog'lanish bor:

$$n(1 + ik) = \sqrt{\varepsilon' - i\varepsilon''} \quad (24)$$

Ionlar kristallarida  $\omega \sim 10^{13}$  Gs yaqinida  $\varepsilon'$  yana ham kamayadi. Bu takroriylikdan yuqorida ionlar ham maydon o'zgarishi ketidan ulgura olmaydi.

Yanada yuqoriroq  $\omega > 10^{15}$  Gs takroriyliklarda elektronlar qutblanishi xisobiga  $\varepsilon'$  birdan katta bo'lib oladi. Ammo,  $\omega > 10^{15}$  Gs larda bu mexanizm xam maydondan orqada qoladi. Bu xolda qattiq jism 1 ga yaqin dielektrik  $\varepsilon$  singdiruvchanlikka ega bo'ladi.

### Elektron qutblanuvchanlik

Sinusoidal tashqi maydon ta'sirida siljiydigan elektron harakatini qaraylik. Siljigan elektronni o'z vaziyatiga qaytaruvchi kvazi elastik kuchni  $\beta_x$ , uning xususiy takroriyligini  $\omega_0 = (\beta/m)^{1/2}$  deb belgilasak,  $Y_{e_{eff}} = yeE_0 \exp(i\omega t)$  mahalliy elektr maydon ta'sirida elektronning harakat tenglamasi

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta x = eE_0 \exp(i\omega t) \quad (25)$$

ko'rinishda bo'ladi.

Bu tenglamaning majburiy tebranish amplitudasi  $x_{\max}$  uchun yechimi

$$x_{\max} = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (26)$$

bu esa  $|p| = ex_{\max}$  dipol momentiga mos keladi. Induksiyalangan elektron dipol momenti maxalliy maydonga proporsional, ya'ni  $\vec{p} = \alpha \vec{E}$ ,  $|p| = \alpha_e E_0$ .

Proporsionallik koeffitsienti - elektron qutblanuvchanlik:

$$\alpha_e = ex_{\max} / E_0 = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (27)$$

Bu qutblanuvchanlik mexanizmining dielektrik singdiruvchanlikka hissi  $\omega \ll \omega_0$  takroriyliklarda bir xil:

$$\alpha_e = \frac{e^2}{m\omega_0^2} \quad (27')$$

U ko‘rinadigan yorug‘lik sohasida (optik sohada) dielektrik doimiy va sindirish ko‘rsatkichi  $n=\sqrt{\varepsilon}$  ni 1 dan katta bo‘lishining yagona sababidir. Bu holda Klauzius-Mosotti munosabatini quyidagicha yozish mumkin:

$$\alpha_e = \frac{3}{N_e} \left( \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right) = \frac{3}{N_e} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right), \quad (28)$$

bundagi  $N_e$  — elektronlar zichligi. (27) va (28) ifodalar asosida hisoblashdan  $\omega_0 = 1,7 \cdot 10^{16}$  Gs, bu takroriylik elektromagnit spektrning ultrabinafsha soxasiga mos tushadi. Yana bir muloxaza yuqoridagi hisobga tuzatma kiritadi: ma’lumki, tebranayotgan elektron energiya nurlantirishi kerak; bundan tashqari bu elektron noelastik to‘qnashishlarga (ishqalanishga) duchor bo‘lib turadi. Bu omillarni hisobga olsak. (25) tenglama quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m\gamma \frac{dx}{dt} + \beta x = eE_0 \exp(i\omega t). \quad (29)$$

Bu tenglamaning yechimi:

$$x = \frac{eE_0 \exp(i\omega t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (30)$$

Bunda elektron qutblanuvchanlik

$$\alpha_e = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (31)$$

(28) va (31) ifodalardan:

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \left[ 1 + \frac{e^2 N_e}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega) - e^2 N_e / 3} \right] \quad (32)$$

Endi belgilash qilib,  $\omega_1 = \left[ \omega_0^2 - (e^2 N_e / 3m) \right]^{1/2}$  opamiz:



$$\epsilon' = \left[ 1 + \frac{(e^2 N_e / m)(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \right], \quad (33)$$

$$-i\epsilon'' = i \left[ \frac{(e^2 N_e / m)\gamma\omega}{(\omega_1^2 - \omega^2) + \gamma^2 \omega^2} \right]. \quad (34)$$

### Ionlar qutblanuvchanligi

$N_c$  ta qutblanuvchi elektronga va  $N_i$  ta qutblanuvchi ionlar juftiga ega bo'lgan ion bog'lanishli qattiq jismni qaraylik. Bu holda (28) Klauzius-Mosotti tenglamasi asosida statik dielektrik singdiruvchanlik  $\epsilon_0$  va qutblanuvchanliklar  $\alpha_i$  va  $\alpha_e$  orasida bog'lanishni quyidagicha yozib olamiz:

$$3\left(\frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_0 + 2}\right) = N_i \alpha_i + N_e \alpha_e \quad (35)$$

Induksiyalangan ionlar dipollari hissasi juda kichik bo'ladigan, ammo elektronlar qutblanuvchanligi sezilarli kamayadigan yuqori takroriylikda yuqoridagi munosabat

$$3\left(\frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 2}\right) = N_e \alpha_e \quad (36)$$

ko'rinishni oladi. Ionlar qutblanuvchanligi shu ikki ifoda ayirmasidan aniklanadi:

$$\alpha_i = (3 / N_i) \left[ \frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_0 + 2} - \frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 2} \right] \quad (37)$$

Ion bog'lanishli qattiq jismlarda  $\alpha_i$  kattalik  $10^{-40} \text{F} \cdot \text{m}^2$  tartibida. Masalan, NaCl kristalli uchun  $\alpha_i = 3,8 \cdot 10^{-40} \text{F} \cdot \text{m}^2$ .

$M^+$  va  $M^-$  massali ionlar jufti uchun elektr maydon ta'sirida vujudga kelgan majburiy tebranishlar tenglamasi

$$\left( \frac{M_+ M_-}{M_{++} M_{--}} \right) \left[ \frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma_i \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x \right] = e E_{\text{эфф}} \quad (38)$$

ko‘rinishda bo‘ladi, bunda  $\gamma$  — energiya sochilishini tasvirlaydi,  $\omega_0$  - xususiy takroriylik. Bu tenglamaning yechimi kompleks kattalik bo‘ladi. Qutblanishning ikkala turi hisobga olinganda Klauzius — Mosotti munosabati quyidagi ifodani beradi:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (39)$$

Bu ifodaning haqiqiy va mavhum qismlarini ajratish mumkin. Dielektrik singdiruvchanlik haqiqiy qismining o‘zgarishi, oldingi xoldagidek, so‘nish jarayonini aks ettiradi. Qaralayotgan xolda  $i\varepsilon''$  mavhum qism  $\omega$ , takroriylikda yetarlicha yuksak maksimum- qiymatga ega bo‘ladi, bu maksimum mazkur spektral sohada mazkur qattiq jismlarning yaxshi ma’lum bo‘lgan optik xossalarini aniqlaydi. Masalan, bo‘ylama va ko‘ndalang optik tebranishlar takroriyliklari  $\omega_L$  va  $\omega_T$  statik dielektrik doimiy ( $\varepsilon_0, \varepsilon_\infty$ ) bilan bog‘liq:

$$\omega_L^2 = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} \omega_T^2, \quad (40)$$

bundagi  $\omega_T^2$  ning o‘zi ham  $\varepsilon_0, \varepsilon_\infty$  larga bog‘liq bo‘ladi.

$$\omega_T^2 = \omega_0^2 \left( 1 - \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_0 + 2} \right) \quad (41)$$

(40) ifoda ancha keng qo‘llanish sohasiga egadir.

1-jadval

Ba’zi ishqoriy — galoid ionlar kristallariga tegishli ma’lumot

Kristall	$\varepsilon_0$	$\varepsilon_\infty$	$h\omega_T/k, K$
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	-

Dielektrik singdiruvchanlik  $\epsilon$  yarimoʻtkazgichlarda kirishma sathlar nazariyasida juda muhim oʻrin tutganligi uchun baʼzi kovalent (yarimoʻtkazgich xossali) kristallar uchun  $\epsilon$  ning qiymatlarini keltiramiz.

2-jadval

Kovalent, kovalsnt — ion kristallarning statik dielektrik doimiylari

Kristall	Tuzilishi	$\epsilon_0$
Kremniy Si	olmos	12,0
Germaniy Ge	II	16,0
Qalay Sn	II	23,8
Kremniy karbidi	ZnS ga $\dot{y}$ xshash	6,7
Galliy fosfidi	II	8,4
Galliy arsenidi	II	10,9
Indiy arsenidi	II	12,2
ZnS	vyursit	5,1
Surmali indiy Insb	ZnS	15,7
ZnSe	II	5,8
ZnTe	II	8,3
CdS	vyursit	5,2
CdSe	II	7,0
CdTe	ZnS	7,1

Kovalent kristallarda elektronlar zaryadining ancha qismi atomlar (ionlar) oraligʻida joylashgan. Bu tashkil etuvchi qutblanishga muhim hissa qoʻshadi. Shuning uchun kovalent kristallarning dielektrik xossalari hisoblanganida zonalar nazariyasiga yoki "bogʻlanishlar qutblanuvchanligi" deb nomlangan usulga murojat qilinadi.

#### 4. Dielektrik yo‘qotishlar va teshilish xodisalari

o‘zgaruvchan elektrik maydon energiyasining bir qismi dielektrikni qayta qutblashda issiqlikka aylanadi, chunki zarralarning moddada barcha harakatlari ularga elektrik maydon bergan energiyaning qisman isrofi bilan bog‘liq bo‘ladi. Shu isrofni dielektrik yo‘qotishlar deyiladi. *Zarralar* harakati qancha katta bo‘lsa, dielektrik yo‘qotishlar shuncha katta bo‘ladi. Demak, ular maydonning  $\omega$  takroriylikiga bog‘liq. Agar dielektrik qutblanishda asosiy o‘rinda elektronlar va ionlarning siljishlari kichik bo‘lsa, bu holda dielektrikni garmonik tebrangichlar (ossilyatorlar) to‘plamidan iborat deb qaralsa va bu tebrangichlar o‘zgaruvchi maydonda majburiy tebranishlar qiladi deyilsa, agar tashqi maydon takroriyligi tebrangichning  $\omega_0$  xususiy takroriylikiga yaqin bo‘lganda energiya yo‘qotish eng katta bo‘ladi (rezonans). Asosiy qutblanish elektronlar siljishi bilan bog‘liq bo‘lsa, bu holda yo‘qotishlar optik takroriylikda ( $\approx 10^{15}$  Gs) maksimumga erishadi, ammo elektrotexnik va radiotexnik takroriylikda nazarga olmaslik darajasida kichik bo‘ladi. Ionlar siljishi bilan aniqlanadigan qutblanishda dielektrik yo‘qotishlar IQ nurlar sohasida ( $10^{12}:10^{13}$  Gs) eng katta bo‘ladi. Orientatsion qutblanishda dielektrik yo‘qotishlar yana xam kichik takroriyliklarda sezilarli bo‘ladi.

Yuqori takroriyalarda dipol momentlar o‘z yo‘nalishini maydonga moslab ulgurmaydi, yo‘qotishlar kichik. Past takroriyliklarda qutblanish maydon ketidan ulgurib boradi, siljishlar katta, ammo ularning vaqti ham katta bo‘lganligidan dielektrik yo‘qotishlar kichik. Tashqi o‘zgaruvchi  $Ye(\omega)$  maydonning takroriyligi molekulalar orientlanishi o‘rnashishi vaqtiga (relaksatsiya vaqtiga) teng bo‘lsa, dielektrik yo‘qotishlar eng katta bo‘ladi.

Masalan, suvda qutblanish asosan orientatsion mexanizmga ega,  $\omega_{\max} \approx 10^{11}$  Gs chamasida. Dielektrik yo‘qotishlar miqdoran dielektrik yo‘qotishlar burchagi tangensi bilan aniqlanadi. U burchak qutblanish vektori  $R$  va elektrik maydon kuchlanganligi  $Ye$  orasidagi faza farqini ifodalaydi.

Haqiqiy dielektriklar qandaydir  $\sigma$  elektrik o‘tkazuvchanlikka ega, dielektrik yo‘qotishlarning bir kismi ana shu  $\sigma$  ga ham bog‘liq. Past takroriyliklarda o‘tkazuvchanlik bilan bog‘liq Joul issiqligi ajralishi muhim

bo'lishi mumkin, chunki  $\omega > 0$  da ham u nolga teng emas, agar dielektrik yo'qotishlar faqat o'tkazuvchanlikka bog'liq bo'lsa, u holda  $tg\delta = 4\pi\sigma/\omega$  bo'ladi.

Dielektriklardan o'tayotgan tok zichligi (uncha kuchli bo'lmagan elektr maydonlar holida) Om qonuni  $j = \sigma E$  asosida maydon kuchlanganligiga proporsional bo'ladi. Ammo, yetarlicha kuchli elektr maydonlarda Om qonunidan chetlanish, ya'ni tokning  $Ye$  ga bog'liq ravishda juda tez o'sishi yuz beradi. Muayyan  $E = E_\delta$  maydonda dielektrikning elektr teshilishi sodir bo'ladi, ya'ni bunda dielektrik o'tkazuvchanligi ko'p darajada ortib ketadi, chunki unda yuqori o'tkazuvchanlikli kanal (kanallar) paydo bo'ladi.  $Ye_\delta$  ni dielektrikning elektr mahkamligi deyiladi. Kvars shisha misolida  $\rho = 10^{16} - 10^{18}$  Om sm,  $Ye_\delta = (2-3) \cdot 10^5$  V/sm.

Qattiq dielektriklarda elektr teshilishdan tashqari yana issiqliqdan teshilish ham mavjud. Bu holda tok ortishi bilan temperatura joul issikligi ortadi, bu esa harakatchan zaryad tashuvchilar soni ortishiga va solishtirma qarshilik kamayishiga olib keladi. Elektr teshilishdan maydon kuchayishi bilan uning ta'sirida zaryad tashuvchilar hosil bo'lishi tez ko'payadi. Dielektrikda teshilish muqarrar nobirjinsliklar yordamlashadi, chunki u joylarda  $Ye$  boshqa joylardan katta bo'ladi.

Dielektrik teshilganda hosil bo'lgan o'tkazuvchan ingichka kanallarni shnurlar (naychalar) deyiladi, tok shu kanallardan katta zichlikda oqadi, kanal hatto erib ketishi mumkin. Dielektrikning teshilishi qaytar va qaytmas bo'lishi mumkin: teshilish jarayonida dielektrik tuzilishi o'zgarmasa, bu teshilish qaytar bo'ladi va aksincha.

## Xulosa

Ko'pchilik dielektriklar keyingi davrgacha asosan elektroizolyatsion materiallar sifatida ishlatib kelinardi. Ammo, dielektriklar qo'llanadigan sohalar kengayib bordi, ular xilma-xil vazifalarni o'taydigan bo'ldi. Dielektriklarning kondensatorlarda ishlatilishi malum, elektr toki o'tkazgichlarini elektr energiyaning behuda isrof bo'lishiga yo'l qo'ymaydigan dielektrik (izolyatsion) qatlamlar bilan o'ralishini ham bilamiz.

Dielektriklar yarimo'tkazgichlar elektronikasida muxim o'rin egallaydi. Ular integral mikrosxemalar elementlari sifatida, yarimo'tkazgich asboblarning saqlagich sirtiy qoplamlari ko'rinishida ishlatiladi, metall-dielektrik — yarimo'tkazgich tranzistorlar tarkibiga kiradi.

1. Metall va yarimo'tkazgichlardan farqli ravishda dielektriklar elektr qarshiligining yuqoriligi tufayli elektron asboblarda ishlab chiqarishda muhim o'rin tutadi.
2. Dielektriklarni belgilovchi hususiyatlaridan biri – ulardagi zaryadlarning qutblanish jarayonlaridir. Qutblanishning orientatsion, elektron va ionli qutblanish mexanizmlari dielektriklar fizik hususiyatlarini asosini tashkil etadi.
3. Dielektrik yo'qotishlar burchak tangensi va teshilish hodisalari dielektriklarni sifatini va qo'llanish chegaralarini belgilaydi.

### Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati

1. A.Teshaboev, S.Zaynobidinov, Sh.Ermatov. Qattiq jismlar fizikasi., T., "Moliya", 2001 y.
2. S.Z.Zaynobiddinov, A.Teshaboev. Yarimo'tkazgichlar fizikasi. Toshkent, «O'qituvchi», 1999 y.
3. A.Teshaboev, E.Musaev, A.Akbarov, M.Nosirov. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar texnologiyasi. Andijon, 2004 y.
4. P.N.Nurmatov, K.I.Dieva, B.Q.Xabibullaev. Fizika (o'zbekcha-ruscha izoxli lug'at), T., "O'qituvchi", 1986 y.
5. S.Z.Zaynobiddinov, A.Teshaboev. Yarimo'tkazgichli asboblarning fizikasi. Andijon, «Hayot», 2002 y.

Andijon Davlat Universiteti Fizika yoʻnalishi, III -bosqich F2 guruhi talabasi

Abdurashidov Dadaxonning

„Dielektriklar” nomli referatiga

### T A Q R I Z

Ushbu referat hozirgi kundagi dolzarb mavzulardan biri, yaʼni Dielektriklarga bagʻishlangan. Zamonaviy texnologiyalar asosida fan va texnika taraqqiyotini jadallashtirish yalpi ishlab chiqarishni, hususan, elektron asbobsozlikni hozirgi bosqichidagi muhim iqtisodiy masalalaridan biridir. Elektron asbobsozlikning asosini oʻziga xos noyob hususiyatlarga ega boʻlgan turli xildagi yarimoʻtkazgichli, oʻtaoʻtkazgichli va metallar belgilashi tufayli bunday moddalarni olish texnologiyalari, ularning hususiyatlari va asboblari yaratish usullari tadqiqotlariga olimlar va mutahassislarni eʼtibori koʻproq qaratilgan.

#### Dielektriklar haqida umumiy maʼlumotlar

Dielektrik soʻzi yunoncha dia - orqali va inglizcha elektrik — elektr soʻzlaridan tuzilgan.

«Dielektrik» atamasini Faradey elektr maydon kiradigan moddalarni atash uchun kiritgan. Dielektriklar elektr tokini yomon oʻtkazadi. Ionlanmagan barcha gazlar, baʼzi bir suyuqliklar va qattiq jismlar dielektriklar boʻladi.

Metallarning solishtirma elektr oʻtkazuvchanligi  $\sigma \sim 10^8 - 10^6 \text{ Om}^{-1}\text{m}^{-1}$  tartibida, dielektriklarniki esa  $10^{-10} - 10^{-15} \text{ Om}^{-1}\text{m}^{-1}$  tartibida boʻladi. Bu tafovutni klassik fizika metallarda erkin elektronlar boʻladi, dielektriklarda esa barcha elektronlar bogʻlangan boʻlib, ularni elektr maydon oʻz atomlaridan ajratib ololmaydi, balki biroz siljitadi deb tushuntirar edi.

**ADU „Fizika” kafedrasi dotsenti f.m.f.n.**

**E. Musayev**