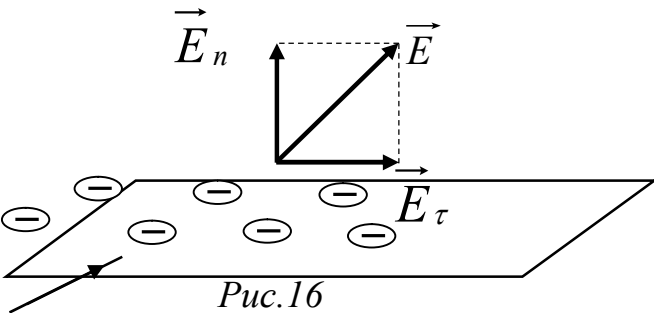


Лекція №6. Провідники та діелектрики в електростатичному полі. Електроємність. Конденсатори

17. Провідники у електростатичному полі

Провідник відрізняється від напівпровідника або діелектрика тим, що у ньому велика кількість вільних носіїв зарядів (електронів) $n > 10^{21} \text{ м}^{-3}$. На вільні заряди в електростатичному полі діє сила $\vec{F} = e\vec{E}$. Під дією цієї сили заряди приводяться в рух і рухаються до тих пір, доки напруженість поля у провіднику не стане $\vec{E} = 0$. Це означає, що потенціал всередині провідника

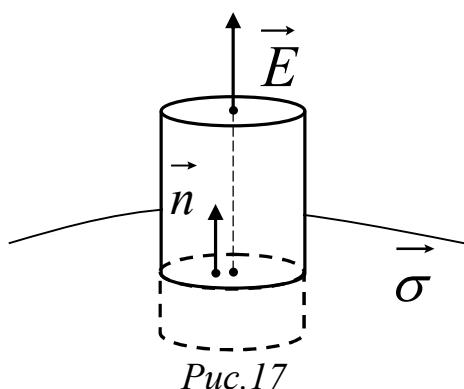


повинен бути однаковим. Тоді, вектор напруженості поля біля поверхні провідника у кожній точці має бути перпендикулярним до поверхні і $\vec{E} = \vec{E}_n$, $E_\tau = 0$, оскільки переміщення зарядів не відбувається (рис.1). Це означає, що поверхня провідника являється еквіпотенціальною! Наданий **надлиш-ковий** заряд q у провіднику **розподіляється** по поверхні провідника!

Бо якби у провіднику були заряди, то на них повинні починатись або закінчуватись силові лінії. Але у провіднику $\vec{E} = 0$!

Знайдемо взаємозв'язок між напруженістю E поля поблизу поверхні зарядженого провідника і поверхневою густиною зарядів σ .

Застосуємо теорему Остроградського-Гаусса.



Розглянемо елемент поверхні зарядженого провідника(рис.2). Потік вектора \vec{E} через замкнуту поверхню (поверхню циліндра) визначається тільки потоком через зовнішню основу циліндра, так як поле всередині провідника відсутнє.

$$d\Phi_e = (\vec{E} d\vec{s}) = E ds = \frac{\sigma ds}{\epsilon \epsilon_0}, \text{ звідки } E = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}.$$

Напруженість електростатичного поля поблизу зарядженої поверхні пропорційна поверхневій густині зарядів. Поверхнева густина зарядів для різних точок поверхні різна і залежить від кривизни поверхні провідника.

Пояснимо це на прикладі двох заряджених сфер радіусами R_1 та R_2 , які дотикаються. Заряди на провідниках завжди перерозподіляються таким чином, щоб їх потенціали були рівними, тобто $\varphi_1 = \varphi_2$.

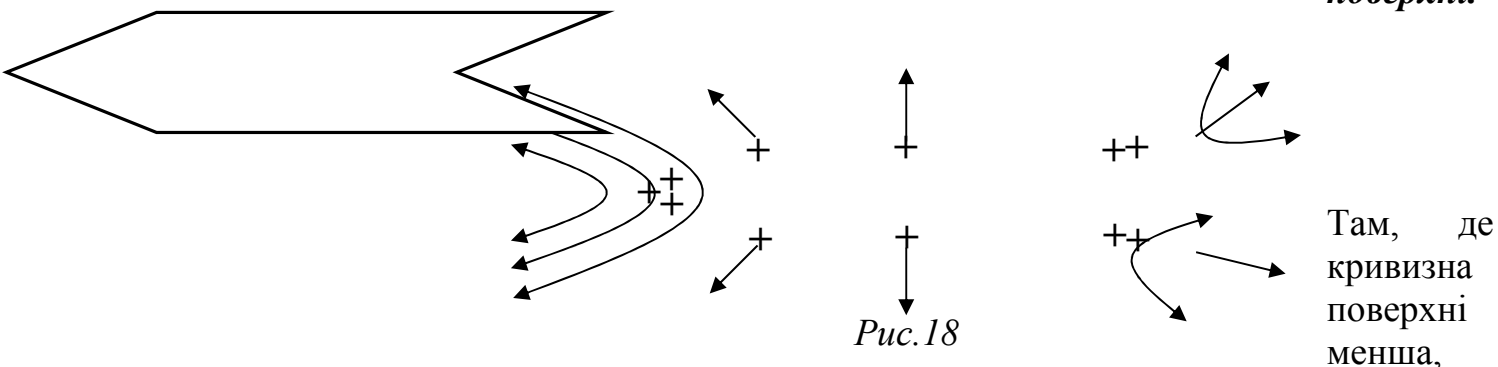
$$\varphi_1 = \varphi_2 = k \frac{q_1}{R_1} = k \frac{q_2}{R_2} ; \Rightarrow \frac{q_1}{q_2} = \frac{R_1}{R_2} .$$

Визначимо заряди на сферах через їх поверхневу густину:

$$q_1 = 4\pi R_1^2 \sigma_1 ; \quad q_2 = 4\pi R_2^2 \sigma_2 .$$

$$\frac{4\pi R_1^2 \sigma_1}{4\pi R_2^2 \sigma_2} = \frac{R_1}{R_2} ; \Rightarrow \frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{R_1}{R_2} .$$

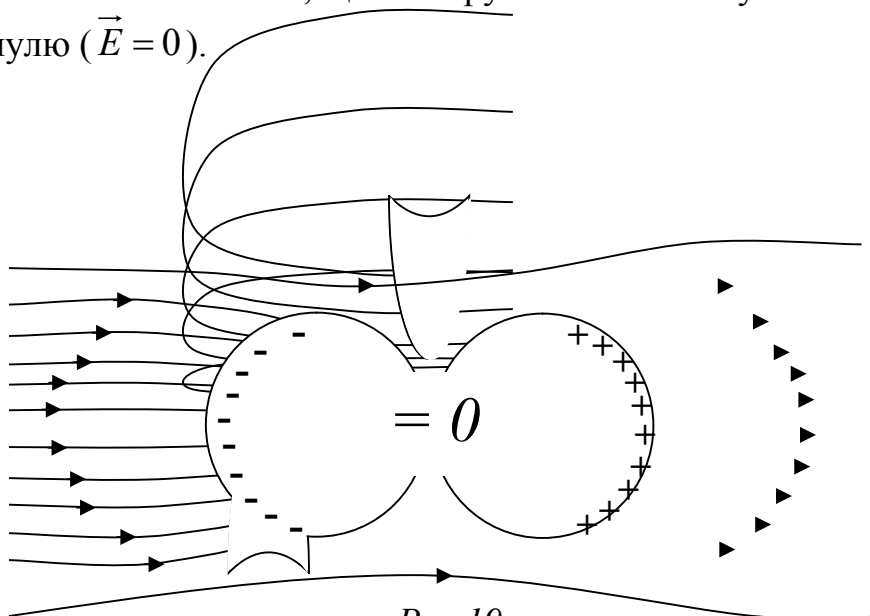
Отже, *відношення поверхневих густин зарядів обернено пропорційне кривизні поверхні.*



поверхнева густина заряду більша і навпаки. А оскільки $E \approx \sigma$, то напруженість поля біля точок малої кривизни більша, ніж біля відносно плоских поверхонь (рис.3).

Як слідує із вищенаведеного, напруженість поблизу вістря буде дуже великою. Вона може бути такою великою, що наступає “пробій” повітря і заряд швидко стікає з вістря у повітря. Саме тому деталі електричних пристроїв, які знаходяться під високою напругою і несуть великий заряд, виготовляють з поверхнями із великими радіусами кривизни.

Якщо незаряджений провідник помістити у зовнішнє електростатичне поле, то заряди у ньому перерозподіляться таким чином, щоб напруженість поля у кожній точці провідника була рівна нулю ($\vec{E} = 0$).



Явище перерозподілу поверхневих зарядів на провіднику у зовнішньому електростатичному полі називається **електростатичною індукцією**, а перерозподілені заряди – **індукованими зарядами**.

Якщо у зовнішнє електричне поле помістити замкнутий пустотілий провідник (рис.5), то індуктивні заряди виникають лише на зовнішній поверхні такого

провідника, а електричне поле всередині порожнини буде рівним нулю.

Отже, пустотілий металічний провідник екранує електричне поле зовнішніх зарядів. У цьому і полягає суть електростатичного захисту.

Відмітимо, що металевий екран захищає тільки від зовнішнього поля. Якщо помістити заряд всередину

металевої оболонки, то екранування не виникає (рис.6).

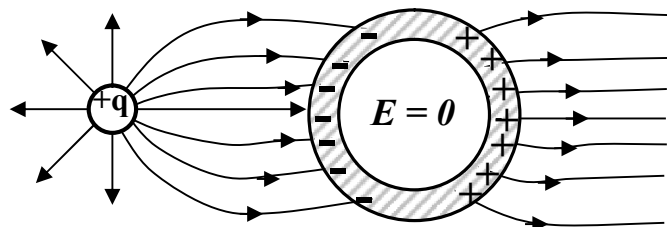


Рис20

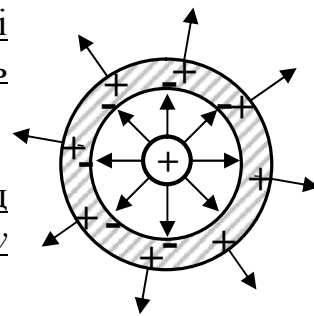


Рис21

17.1 Електрична ємність

Надлишкові електричні заряди на відокремленому провіднику розподіляються в залежності тільки від форми провідника з різною σ . Кожна нова порція зарядів розподіляється по поверхні подібно попередній порції. $\sigma = \kappa q$ - для будь-якої точки поверхні,

$$\kappa = f(x, y, z)$$

Потенціал зарядженого провідника

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \oint \frac{\sigma \cdot ds}{r} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \oint \frac{\kappa \cdot ds}{r} \Rightarrow \varphi \approx q.$$

Відношення заряду відокремленого провідника до його потенціалу називається *електричною ємністю* провідника.

$$C = \frac{q}{\varphi}.$$

Як слідує із формули $C = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0}{\oint \frac{\kappa ds}{r}}$ електрична ємність C залежить від :

1. форми і розмірів $\left(\oint \frac{\kappa ds}{r} \right)$ провідника
2. діелектричної властивості середовища (ϵ).

Електрична ємність відокремленого провідника чисельно дорівнює електричному заряду, який необхідно надати провіднику, щоб його потенціал збільшити на одиницю.

$$[C] = 1\Phi \text{ (фарад)}; C_{\text{кулі}} = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R; C_{\text{землі}} = 0,7\text{М}\Phi \text{ (} R = 9 \cdot 10^9 \text{ м)}.$$

17.2 Взаємна електроємність

Якщо поблизу зарядженого провідника A присутні інші провідники, то електрична ємність C такого провідника буде більшою, ніж у відокремленого провідника. Це пояснюється тим, що наведені (індуковані) заряди послаблюють поле, яке створюється провідником A і знижують потенціал провідника, тимсамим збільшуючи його ємність (рис.7).

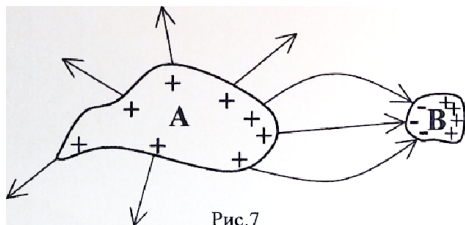


Рис.7

Для системи двох протилежно заряджених провідників (заряди однакові) виникає різниця потенціалів $\varphi_1 = \varphi_2$. Тоді взаємна ємність двох провідників визначається:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}$$

$C = f(\epsilon, \text{ форми провідника, взаємного розташування})$. Система двох провідників, заряджених однаковими за величиною і протилежними за знаком зарядами, називається **конденсатором**, якщо форма провідників забезпечує локалізацію електричного поля в обмеженій області простору.

1) Плоский конденсатор.

Поле між обкладками однорідне. Однорідність порушується біля країв (нехтується, коли $d \ll l$).

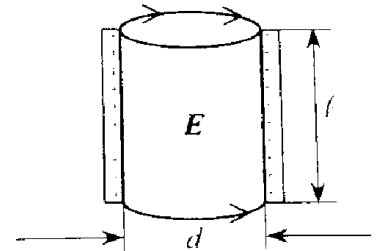


Рис 22

2) Сферичний конденсатор

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right); \quad C = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1 r_2}{r_2 - r_1}.$$

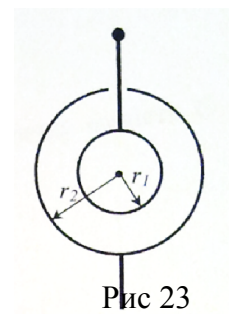


Рис 23

3) Циліндричний конденсатор.

$$\varphi_{1,2} = \frac{\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln \frac{r_1}{r_2};$$

$$\tau = \frac{q}{h} \text{ (лінійна густина);}$$

$$C = \frac{q}{\varphi_{1,2}} = \frac{q \cdot 2\pi\epsilon\epsilon_0}{\frac{q}{h} \ln \frac{r_2}{r_1}}.$$

$$C = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 h}{\ln \frac{r_1}{r_2}}.$$

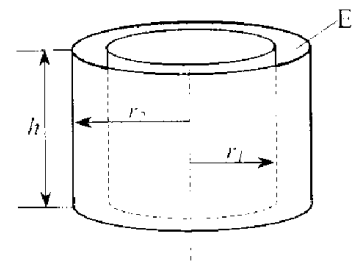


Рис 24

За цією формулою можна розрахувати ємність коаксіального кабеля.

18. Енергія зарядженого відокремленого провідника, конденсатора. Енергія електростатичного поля. Об'ємна густина енергії

Нехай є відокремлений провідник, заряд, ємність і потенціал якого становлять, відповідно q , C , φ . Збільшимо заряд цього провідника на dq . Для цього треба перенести заряд dq з нескінченності до поверхні провідника, затративши на це роботу

$$dA = \varphi dq = C \varphi d\varphi, \quad \left(C = \frac{dq}{d\varphi} \right).$$

Щоб зарядити тіло від нульового потенціалу до φ , треба виконати роботу

$$A = \int_0^{\varphi} C \varphi d\varphi = C \frac{\varphi^2}{2}.$$

Енергія зарядженого провідника числово дорівнює тій роботі, яку треба виконати, щоб зарядити цей провідник, тобто

$$W_e = \frac{C \varphi^2}{2} = \frac{q \varphi}{2} = \frac{q^2}{2C}.$$

Під час зарядження конденсатора витрачається робота із перенесення електричних зарядів з однієї обкладки на іншу. Енергію зарядженого конденсатора визначають за формулою:

$$W_e = \frac{C \Delta \varphi^2}{2} = \frac{q \Delta \varphi}{2} = \frac{q^2}{2C},$$

де $\Delta \varphi$ - різниця потенціалів між обкладками.

Знайдемо енергію електричного поля.

$$W_e = \frac{C \Delta \varphi^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d} (Ed)^2 = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 S E^2 d = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} V,$$

де $V = Sd$ - об'єм конденсатора.

Відомо, що $\varepsilon \varepsilon_0 E = D$. Тоді

$$W_e = \frac{1}{2} D \cdot E \cdot V.$$

Ці формули показують, що енергія конденсатора виражається через величину, що характеризує електричне поле, - через напруженість E . Це означає, що електростатичне поле володіє енергією і можна говорити про енергію електростатичного поля. Енергія є однією з характеристик стану матерії. Тому енергія нерозривно пов'язана з її матеріальним носієм – електричним полем. Енергіє електричного поля локалізована у просторі, де існує поле.

Вираз $W_e = \frac{C \Delta \varphi^2}{2} = \frac{q \Delta \varphi}{2}$ відповідає положенням теорії далекодії, де W

розглядається як потенціальна енергія заряджених тіл, що притягуються або

відштовхуються один від одного. Формула $W_e = \frac{\varepsilon\varepsilon_o E^2}{2}V$ відповідає уявленням теорії поля (теорії близькодії), де вважається, що енергія, подібно до речовин, розподілена у просторі з **об'ємною густиною**

$$w_e = \frac{W_e}{V} = \frac{\varepsilon\varepsilon_o E^2}{2} = \frac{(\vec{E}, \vec{D})}{2}.$$

Енергія dW_e нескінченно малого об'єму dV поля дорівнює:

$$dW_e = w_e dV = \frac{\varepsilon\varepsilon_o E^2}{2} dV.$$

Інтергуючи це рівняння по всьому об'єму V поля, знаходимо повну енергію W_e електростатичного поля:

$$W_e = \int_V \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_o E^2 dV.$$

19. Діелектрики у електростатичному полі

19.1 Типи діелектриків.

Електронна і орієнтаційна поляризація

*Діелектриками (або ізоляторами) називаються речовини, які не здатні про-
бити електричний струм.*

У природі ідеальних ізоляторів не існує, вони проводять струм в 10^{15} - 10^{20} разів гірше ніж провідники.

Питомий опір діелектриків становить $\rho \approx 10^{15} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. У діелектриках немає вільних електричних зарядів (електронів), як у металах або інших провідниках.

Кожна молекула (або атом) діелектрика має позитивно заряджені ядра і негативно заряджені електрони, які рухаються навколо ядер. Позитивні заряди всіх ядер дорівнюють абсолютній величині заряду всіх електронів, а тому молекула речовини загалом електричне нейтральна.

Вивчаючи електричні властивості діелектриків, молекули діелектриків можна зобразити як систему, що складається з двох точкових зарядів.

Замінімо всі позитивні заряди ядер молекули одним сумарним зарядом $+q$, що перебуває в центрі мас позитивних зарядів, а всі негативні заряди – одним сумарним негативним зарядом $-q$, що перебуває в центрі маси негативних зарядів. Тоді молекулу діелектрика можна розглядати як диполь, який складається із зарядів $+q$ і $-q$.

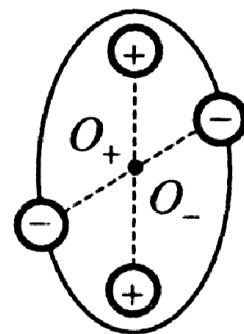


Рис. 25

Діелектрики поділяються на три типи.

I. Неполарні діелектрики – це діелектрики, які складаються з молекул, центри мас позитивних і негативних зарядів яких збігаються за відсутності електричного поля (рис.8). Прикладом неполярних діелектриків є гази N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 , CH_4 .

Молекули таких діелектриків називаються **неполярними**. Дипольний момент таких молекул за відсутності зовнішнього електричного поля дорівнює нулю.

II. Полярні діелектрики – це діелектрики, в яких центри мас позитивних і негативних зарядів не збігаються, тобто мають асиметричну будову (рис.9). До полярних діелектриків належать гази SO_2 , H_2S , NH_3 , та ін., рідини – вода H_2O , соляна кислота HCl , бензол C_6H_6 тощо.

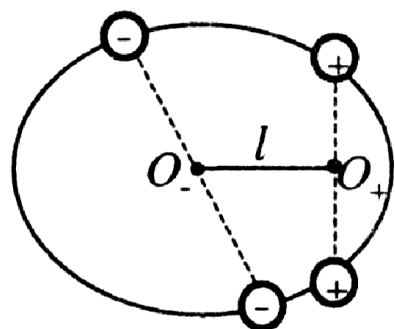


Рис. 26

Молекули таких діелектриків називають **полярними**. Ці молекули за відсутності зовнішнього поля мають дипольні моменти $\vec{p}_o = q\vec{l}$. Їх називають жорсткими диполями.

III. Іонні діелектрики – це речовини, молекули яких мають іонну будову. Прикладом таких ді-

електриків є $NaCl$, KCl та інші.

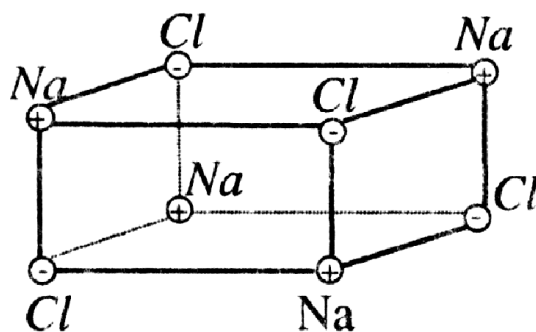


Рис. 27

Іонні кристали є просторовими ґратками з правильним чергуванням іонів різних знаків (рис. 10). У цих кристалах не можна виділити окремі молекули. Іонні кристали необхідно розглядати як систему вміщених одна в одну іонних підґраток. У цих діелектриках кожна пара сусідніх різноіменних іонів подібна до диполя.

Розглянемо, що відбувається з діелектриками при внесенні їх в однорідне електричне поле.

19.2 Неполарні діелектрики. Електронна поляризація

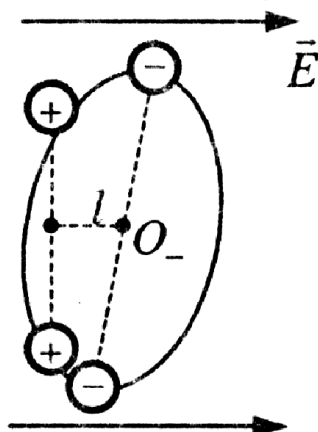


Рис. 28

Сили, з якими електричне поле діє на позитивні і негативні заряди молекул, направлені протилежно і тому розсувають їх. В електричному полі центри мас позитивних і негативних зарядів кожної молекули не збігаються, а зміщені на відстань l між ними (рис. 11). Чим більша напруженість поля \vec{E} , тим на більшу відстань l розсуваються заряди протилежних знаків. Молекула з неполярної перетворюється в полярну з дипольним моментом \vec{p} .

Оскільки $l \sim E$, а $p = pl$, то $p \sim E$, або $\vec{p} = \beta \epsilon_0 \vec{E}$, де ϵ_0 – електрична стала, β –

поляризованість окремої молекули діелектрика. Величина β має неоднакові значення для атомів і молекул різних речовин. Поляризованість β характеризує здатність електронів в атомі або в молекулі зміщуватись під дією сил електричного поля.

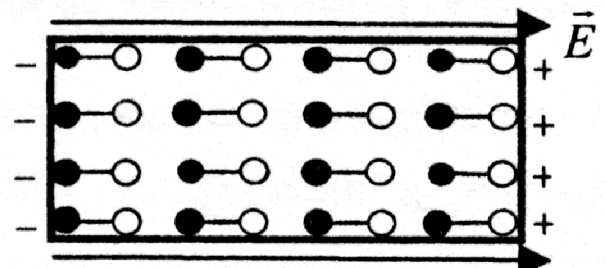


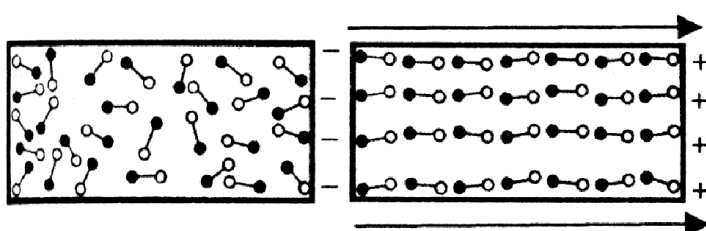
Рис. 29

Дипольні моменти \vec{p} молекул неполяризованих діелектриків називають *індукованими*, або *квазіпружними*.

При внесенні неполярного діелектрика в електричне поле всі індуковані дипольні моменти розміщуються ланцюжками вздовж ліній напруженості \vec{E} (рис. 12), де \bullet – негативні заряди, а \circ – позитивні. Внаслідок цього грані діелектрика набувають різноіменних зарядів – діелектрик поляризується. Такого роду поляризація діелектрика називається *електронною*.

19.3 Полярні діелектрики. Дипольна, або орієнтаційна поляризація

Якщо діелектрик з полярними молекулами не перебуває у зовнішньому електричному полі, то внаслідок хаотичного теплового руху молекул вектори їхніх



а

Рис. 30

б

дипольних моментів орієнтовані хаотично (рис. 13, а). Тому векторна сума дипольних моментів всіх молекул, які перебувають у довільному об'ємі ΔV діелектрика, дорівнює нулю.

Якщо діелектрик з полярними молекулами внести в електричне поле, то під дією поля полярні молекули

діелектрика намагаються повернутись так, щоб вектори їх дипольних моментів

збігались з напрямком вектора напруженості поля \vec{E} (рис. 13, б). Але тепловий рух молекул хаотично розкидає диполі і заважає орієнтації всіх векторів \vec{p} (дипольних моментів) вздовж поля. Внаслідок спільної дії цих двох факторів в діелектрику переважає орієнтація дипольних моментів молекул вздовж поля. Ця орієнтація буде тим повнішою, чим сильніше електричне поле в діелектрика і чим слабший тепловий рух молекул, тобто, чим нижча температура. Цей процес називають **орієнтаційною поляризацією** діелектрика.

19.4 Іонні діелектрики. Іонна поляризація

У кристалічних діелектриках, які мають кубічні кристалічні ґратки ($NaCl$, KCl , NaJ та інші) під дією електричного поля всі позитивні іони зміщуються в напрямку напруженості поля \vec{E} , а всі негативні іони – в протилежному напрямку (рис. 14). При цьому в кожній одиниці об'єму кристала перебуває однакова кількість позитивних і негативних іонів, а на кожній з двох протилежних граней кристала, перпендикулярних до вектора напруженості електричного поля, містяться іони якого-небудь одного знака. Такий вид поляризації називають **іонною поляризацією**.

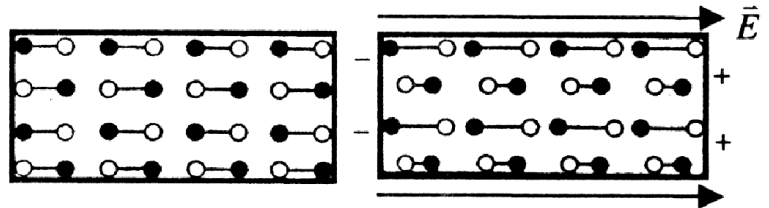


Рис. 31

Заряди, які виникають на гранях діелектрика, не вільні, вони зв'язані з атомами та молекулами речовини.

Явище обмеженого зміщення зарядів в атомах і молекулах або напрямленої орієнтації дипольних моментів жорстких молекул в зовнішньому електричному полі, внаслідок якого на поверхні діелектрика виникають зв'язані електричні заряди, називається поляризацією діелектриків.

Ступінь поляризації діелектрика характеризується **вектором поляризації**, або **поляризованістю**.

Вектором поляризації називають границю відношення електричного моменту деякого об'єму діелектрика до цього об'єму, коли об'єм прямує до нуля:

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^n \vec{p}_i}{\Delta V},$$

де \vec{p}_i – дипольний момент i -то диполя, n – кількість диполів, які знаходяться в об'ємі ΔV .

Отже, вектор \vec{P} є дипольним моментом одиниці об'єму діелектрика, який виникає при його поляризації.

Для однорідного діелектрика, який перебуває в однорідному електричному полі, справедлива рівність: $\vec{P} = n \cdot \vec{p}$, де n – кількість молекул в одиниці об'єму, \vec{p} – дипольний момент молекули. Оскільки $\vec{p} = \beta \epsilon_0 \vec{E}$, то $\vec{P} = n \beta \cdot \epsilon_0 \vec{E}$.

Позначимо $n\beta = \chi$, отже, $\vec{P} = \chi\epsilon_0\vec{E}$. Коефіцієнт χ називається діелектричною сприйнятливістю речовини або поляризованістю одиниці об'єму діелектрика. χ - величина безрозмірна ($\chi \approx 80$ для води, $\chi \approx 25$ для спиртів).

20. Механічні ефекти в діелектриках. Електрострикція та п'єзоефект. Сегнотелектрики.

Досліди показують, що в електричному полі навіть на незаряджений початково діелектрик діє механічна сила. Походження цієї сили ми вже вияснили – на діелектрику з'являються поляризаційні заряди (як поверхневі, так і об'ємні) і тому на кожний елемент поверхні та об'єму діелектрика діють певні сили. Ці сили призводять до деформації діелектрика – в електричному полі діелектрик деформується. Явище носить назву **електрострикції**. Внаслідок електрострикції всередині діелектрика виникають **механічні напруження**, величина яких складним чином залежить від напруженості електричного поля. Поряд з електрострикцією існує ще один механічний ефект – обернений п'єзоефект. Відмінною рисою електрострикції є наступні особливості:

- Електрострикція має місце в кожному діелектрику, що поміщений в електричне поле.
- Електрострикція не залежить від напрямку прикладення електричного поля.
- Електрострикція є макроскопічним відображенням того факту, що на окремі молекули-диполі діелектрика діє електричне поле, яке намагається втягнути їх в області більшою напруженістю.

Прямий та обернений п'єзоефект. До цього ми розглядали поляризацію діелектриків

викликану зовнішнім електричним полем. Виявляється, **що в деяких кристалічних діелектриках поляризація може виникнути під впливом механічних деформацій. Це явище отримало назву прямого п'єзоефекту.** Класичним прикладом такого діелектрику є кристал кварцу, тобто кристал SiO_2 . Ці кристали належать до гексагональної сингонії, кристал кварцу має форму шестигранної призми, обмеженої двома шестиграними пірамідами (рис. 1). При стиску або розтягу кристалу перпендикулярно до осі c , яка називається оптичною віссю кристалу, на поверхні кристалу з'являються поляризаційні заряди.

Виникнення п'єзоефекту пояснюється наступним чином. При механічній деформації кристалу в його ґратці виникають зміни двох сортів. По-перше, деформується кожна елементарна

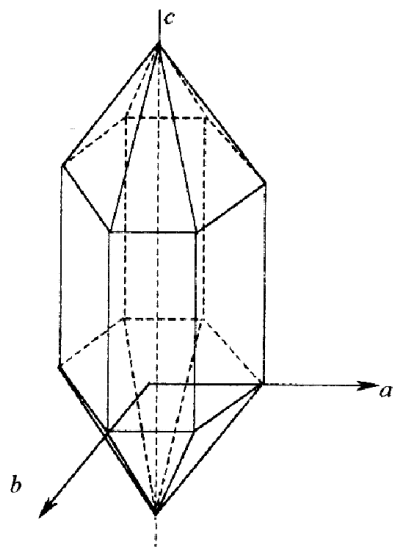
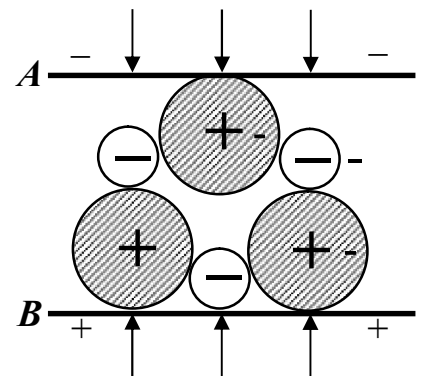
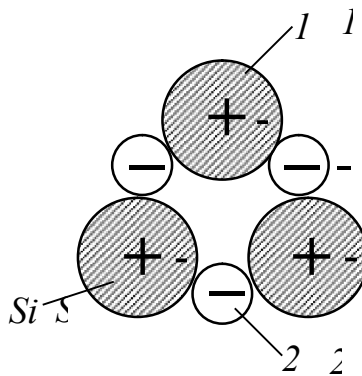


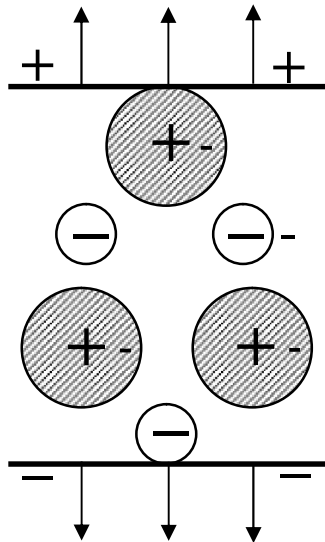
Рис. 32

ґратка. Наприклад внаслідок стиску правильний шестигранник в основі ґратки кварцу перетворюється в низькосиметричну шестикутну призму. При деформації кристала додатні та від'ємні іони ґратки зміщуються одні відносно інших (рис. 1.1).

При деформації додатні



іон 1 та від'ємний іон 2 “втискуються” всередину комірки, від чого виступаючі заряди зменшуються, що еквівалентно появі від'ємного заряду на площині A та додатнього на площині B .



При розтягу кристала:

На грані A виникає додатковий додатній заряд, а на грані B – додатковий від'ємний.

По-друге, при деформації кристалу може виникати зсув іонних підґраток, що входять в склад елементарної ґратки, одна відносно другої. Це проявляється в зміні електричного моменту елементарної ґратки. Розрахунки показують, що п'єзоефект повинен проявлятися тільки в таких діелектриках, елементарна кристалічна ґратка яких не володіє центром симетрії, як це чітко спостерігається у випадку кристалу SiO_2 . Ще більш яскраво п'єзоефект проявляється в кристалах сегнетової солі, однак ця сіль має дуже низькі механічні властивості і нестабільна при підвищенні температури вище $40-45^\circ C$.

Обернений п'єзоефект полягає в тому, що поляризація діелектрика зовнішнім полем викликає появу механічних деформацій. Легко догадатися, що існування оберненого п'єзоефекту є наслідком закону збереження енергії. Якщо пластинку, вирізану з кварцу, помістити між пластинами конденсатора так, щоб вісь a була перпендикулярна до пластин конденсатора, то прикладення до конденсатора зовнішньої напруги викличе стиск (або розтяг) цієї пластинки в напрямку перпендикулярному до осі a та в напрямку, що співпадає з віссю a . Прямий та обернений п'єзоефект знайшли широке практичне застосування. Прямий п'єзоефект, наприклад, покладено в основу надзвичайно якісних мікрофонів та звукознімачів. На оберненому ефекті побудовані генератори ультразвуку, стабілізатори опорних частот в радіотехнічних пристроях.

Сегнетоелектрики. Деякі хімічні сполуки в твердому стані мають незвичні та цікаві діелектричні властивості. Початкове ці властивості були виявлені в кристалах сегнетової солі, а потім всі діелектрики з такими властивостями були названі **сегнетоелектриками**. Сегнетова сіль – хімічна формула $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ кристалізується в низькосиметричній ромбічній елементарній ґратці. Кристали сегнетової солі демонструють сильно виражену анізотропію фізичних властивостей. Щодо електричних, то перша вражаюча риса – це аномально високе значення діелектричної проникливості ϵ . Якщо хімічно чиста деіонізована вода має найвищий серед звичайних діелектриків $\epsilon = 81$, то в діапазоні кімнатних температур ϵ для сегнетової солі досягає **декількох тисяч!** Друга властивість полягає в тому, що значення вектора індукції складним чином залежить від напруженості поля, тобто, і діелектрична проникливість є функцію зовнішнього поля. Третя особливість полягає в тому, що величина індукції при зміні вектора напруженості утворює петлю гістерезису – див. рис 2.

Значення D_1 при $E_0=0$ називається остаточною поляризацією, а величина поля E_1 , що проводить деполаризацію діелектрика називається коерцитивною силою.

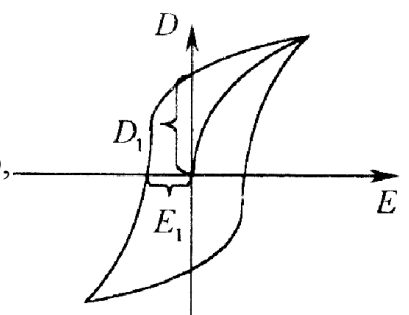


Рис. 33

Далі, сегнетоелектричні властивості дуже сильно залежать від температури. Існує температурна точка (а для деяких сегнетоелектриків навіть дві температурні точки) вище яких (і нижче яких) сегнетоелектричні властивості зникають. Ці точки називають *температурою Кюрі*. Так наприклад, для сегнетової солі сегнетоелектричні властивості мають місце в температурному інтервалі між -15°C та $+22,5^{\circ}\text{C}$.

Вважається встановленим, що причиною незвичних властивостей сегнетоелектриків є існування спонтанної поляризації в мікрообластях об'єму за рахунок особливо сильної взаємодії між частинками речовини. В цих мікрооб'ємах, що називаються **доменами**, дипольні моменти частинок орієнтовані однаково і тому домен володіє великим дипольним моментом. Загалом дипольні моменти сусідніх доменів розташовані хаотично і тому сумарний дипольний момент невеликий. Таке розташування дипольних моментів

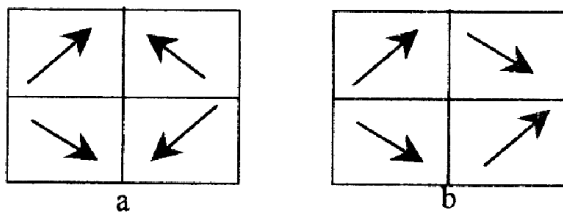


Рис. 34

відповідає мінімуму енергії, в протилежному випадку навколо сегнетоелектрика виникло б електричне поле, яке володіло б певною енергією. В зовнішньому електричному полі проходить зміна напрямку поляризації в окремих доменах – див.

рис.3. Ці зміни такі, що вектори поляризації доменів

наближаються до паралельного розташування по відношенню до вектора напруженості зовнішнього поля, і тим сильніше, чим більше поле. Тому електричний момент всього сегнетоелектрика змінюється і ця зміна сприймається як його поляризація. Наявність областей спонтанної поляризації – доменів є найбільш характерною сегнетоелектриків.