

**ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ АВТОМОБІЛЬНО-ДОРОЖНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ**

Кафедра фізики

Гаврилова Т.В., Єрьоміна О.Ф.

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
З ФІЗИКИ**

**Розділи
«ЕЛЕКТРОСТАТИКА. ПОСТІЙНИЙ СТРУМ»**

Харків 2020

ЕЛЕКТРОСТАТИКА

Лекція 1.

Електричний заряд. Закон Кулона. Напруженість електричного поля

План заняття

1. Властивості електричних зарядів
- 2 Закон Кулона. Взаємодія заряджених тіл
3. Напруженість електричного поля
4. Потік вектора напруженості. Теорема Гауса
5. Обчислювання напруженості електричного поля

Електричний заряд - це фізична величина, що характеризує властивість частинок або тіл вступати в електромагнітні силові взаємодії.

Електричний заряд звичайно позначається буквами q або Q . Вимірюється електричний заряд у *кулонах* (Кл).

Сукупність усіх відомих експериментальних фактів дозволяє зробити наступні висновки:

1) Існує два роду електричних зарядів, умовно названих позитивними і негативними.

2) Заряди можуть передаватися (наприклад, при безпосередньому контакті) від одного тіла до іншого. На відміну від маси тіла, електричний заряд не є невід'ємною характеристикою даного тіла. Одне і те ж тіло в різних умовах може мати різний заряд.

3) Однойменні заряди відштовхуються, різнойменні - притягаються. У цьому також проявляється принципова відмінність електромагнітних сил від гравітаційних. Гравітаційні сили завжди є силами тяжіння.

Одним з фундаментальних законів природи є експериментально встановлений закон збереження електричного заряду.

В ізольованій системі алгебраїчна сума зарядів всіх тіл залишається постійною:

$$q_1+q_2+q_3+\dots+q_n=\text{const.}$$

або

$$\sum_{i=1}^n q_i = \text{const},$$

де $\sum_{i=1}^n q_i$ - алгебраїчна сума зарядів, що входять до ізольованої системи, n – число зарядів.

Закон збереження електричного заряду стверджує, що в замкненій системі тіл не можуть спостерігатися процеси народження або зникнення зарядів тільки одного знака.

З сучасної точки зору, носіями зарядів є елементарні частинки. Всі звичайні тіла складаються з атомів, до складу яких входять позитивно заряджені протони, негативно заряджені електрони і нейтральні частинки - нейтрони. Протони і нейтрони входять до складу атомних ядер, електрони утворюють електронну оболонку атомів. Електричні заряди протона і електрона по модулю в точності однакові і рівні елементарного заряду e .

Заряд може передаватися від одного тіла до іншого тільки порціями, що містять ціле число елементарних зарядів. Таким чином, електричний заряд тіла - дискретна величина:

$$q = \pm ne, \text{ где } n=1, 2, 3, \dots$$

Фізичні величини, які можуть приймати тільки дискретний ряд значень, називаються квантовими. Елементарний заряд e є квантом (найменшою порцією) електричного заряду, $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Закон Кулона. Взаємодія заряджених тіл.

Закон Кулона

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1||q_2|}{\epsilon r^2},$$

де F - сила взаємодії двох точкових зарядів q_1 і q_2 ; r - відстань між зарядами; ϵ - діелектрична проникність середовища; ϵ_0 - електрична постійна:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \text{Ф/м} = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{Ф/м}$$

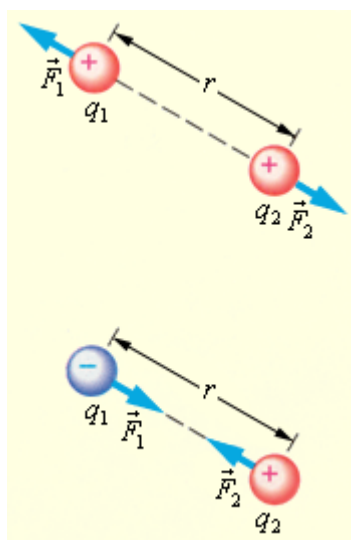


Рисунок 1. Сили взаємодії електричних зарядів

Напруженість електричного поля

За сучасними уявленнями, електричні заряди не діють один на одного безпосередньо. Кожне заряджене тіло створює в навколишньому просторі електричне поле. Це поле робить силову дію на інші заряджені тіла. Головна властивість електричного поля - дія на електричні заряди з деякою силою. Таким чином, взаємодія заряджених тіл здійснюється не безпосереднім їх впливом один на одного, а через електричні поля, що оточують заряджені тіла.

Електричне поле, що оточує заряджене тіло, можна досліджувати за допомогою так званого пробного заряду – невеликого за величиною точкової заряду, який не виробляє суттєвого перерозподілу досліджуваних зарядів.

Для кількісного визначення електричного поля вводиться силова характеристика – напруженість електричного поля.

Напруженістю електричного поля називають фізичну величину, що дорівнює відношенню сили, з якою поле діє на позитивний пробний заряд, поміщений у дану точку простору, до величини цього заряду:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q},$$

де \vec{F} — сила, що діє на точковий позитивний заряд q , поміщений у дану точку поля.

Сила, що діє на точковий заряд q , поміщений в електричне поле

$$\vec{F} = q\vec{E}$$

Електричне поле нерухомих і не змінних з часом зарядів називається *електростатичним*.

Якщо за допомогою пробного заряду досліджується електричне поле, створюване декількома зарядженими тілами, то результуюча сила виявляється рівною геометричній сумі сил, діючих на пробний заряд з боку кожного зарядженого тіла окремо. Отже, напруженість електричного поля, створюваного системою зарядів у даній точці простору, дорівнює векторній сумі напруженостей електричних полів, створюваних в тій же точці зарядами окремо:

Принцип суперпозиції (накладення) електричних полів: *напруженість \vec{E} результуючого поля, створеного двома (і більше) точковими зарядами, дорівнює векторної (геометричної) сумі напруженостей полів, що складаються:*

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n.$$

У випадку двох електричних полів з напруженостями \vec{E}_1 й \vec{E}_2 модуль вектора напруженості

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \alpha},$$

де α — кут між векторами \vec{E}_1 й \vec{E}_2 .

Для наочного зображення електричного поля використовують силові лінії. Ці лінії проводять так, щоб напрямком вектора в кожній точці збігалось з напрямком дотичної до силової лінії (рис.2). При зображенні електричного поля за допомогою силових ліній їх густина повинна бути пропорційна модулю вектора напруженості поля.

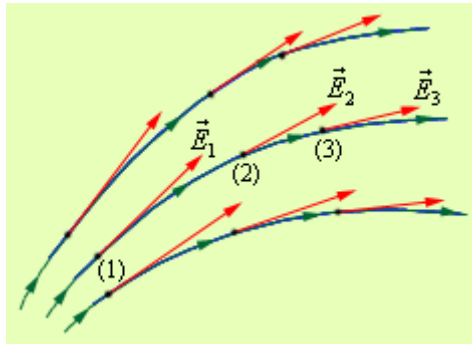


Рисунок 2. Силові лінії електричного поля

Як приклад застосування принципу суперпозиції полів на рис. 3 зображена картина силових ліній поля *електричного диполя* - системи з двох однакових за модулем зарядів різного знака q і $-q$, розташованих на деякій відстані l . Напруженість поля в будь-якій точці дорівнює сумі напруженостей полів зарядів q і $-q$.

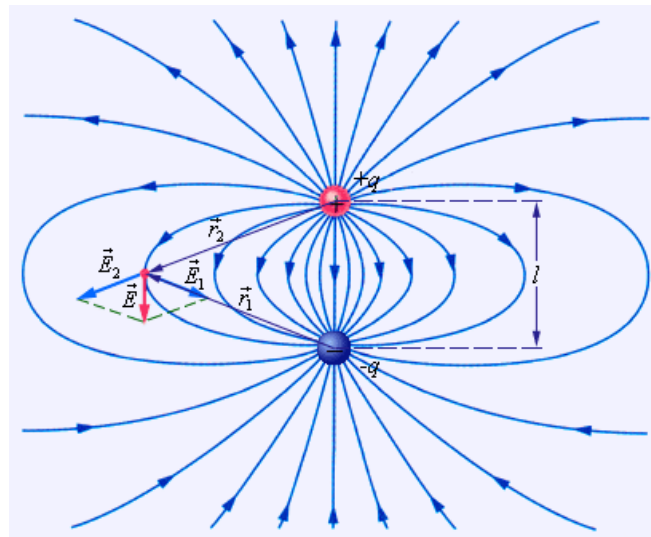


Рисунок 3. Силові лінії поля електричного диполя

Потік вектора напруженості електричного поля. Теорема Гауса

Елементарним потоком напруженості \vec{E} електричного поля крізь малу ділянку площею dS поверхні називається фізичних величина

$$d\Phi_E = E dS \cos \alpha, \text{ или } d\Phi_E = E_n dS,$$

де dS – площа елемента поверхні; α – кут між вектором напруженості \vec{E} і нормаллю \vec{n} до елемента поверхні; E_n – проекція вектора напруженості на нормаль.

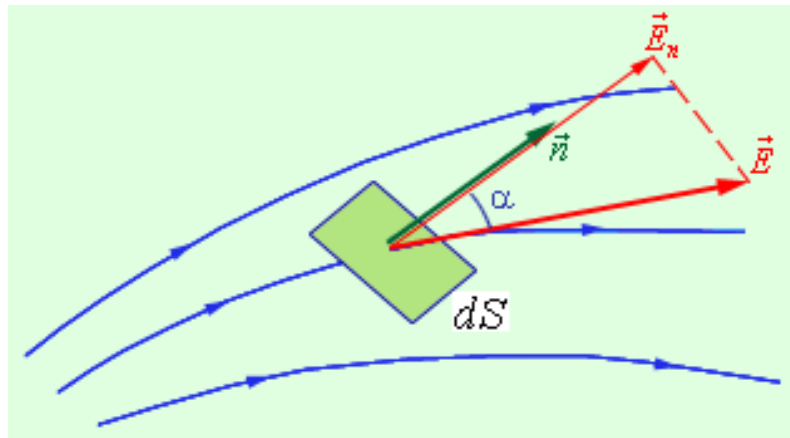


Рисунок 4. До визначення елементарного потоку $d\Phi_E$

Потік вектора напруженості \vec{E} електричного поля:

а) через довільну поверхню S , поміщену в неоднорідне поле

$$\Phi_E = \int_S E \cos \alpha dS, \text{ або } \Phi_E = \int_S E_n dS,$$

де α — кут між вектором напруженості \vec{E} й нормаллю \vec{n} до елемента поверхні; dS — площа елемента поверхні; E_n — проекція вектора напруженості на нормаль;

б) через плоску поверхню, поміщену в однорідне електричне поле

$$\Phi_E = ES \cos \alpha$$

Потік вектора напруженості \vec{E} через замкнуту поверхню

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS,$$

де інтегрування ведеться по всій поверхні.

Теорема Остроградського–Гауса: потік вектора напруженості \vec{E} електростатичного поля у вакуумі через будь-яку замкнуту поверхню, що охоплює заряди q_1, q_2, \dots, q_n , дорівнює алгебраїчній сумі зарядів, охоплених цією поверхнею, поділений на електричну сталу:

$$\Phi_E = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i,$$

де $\sum_{i=1}^n q_i$ - алгебраїчна сума зарядів, розташованих усередині замкнутої поверхні; n — число зарядів, ϵ_0 – електрична стала

Теорема Гауса є наслідком закону Кулона і принципу суперпозиції. Використовуючи теорему Гауса, можна в ряді випадків легко обчислювати напруженість електричного поля навколо зарядженого тіла, якщо заданий розподіл зарядів має яку-небудь симетрію і загальну структуру поля можна заздалегідь вгадати.

Прикладом може служити завдання про обчислення поля тонко-сотенного полого однорідно зарядженого довгого циліндра радіуса R . Це завдання має осьову симетрію. З міркувань симетрії електричне поле повинно бути направлено по радіусу. Тому для застосування теореми Гауса доцільно вибрати замкнуту поверхню S у вигляді співвісного циліндра деякого радіусу r і довжини l , закритого з обох торців (рис. 5).

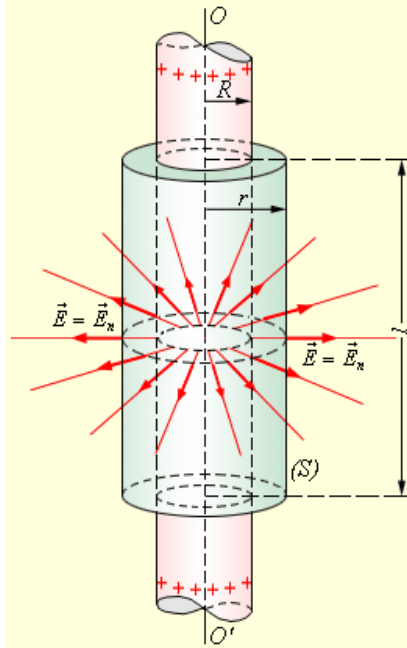


Рисунок 5. Обчислення поля однорідно зарядженого циліндра. OO' - вісь симетрії

При $r \geq R$ весь потік вектора напруженості буде проходити через бічну поверхню циліндра, площа якої дорівнює $2\pi r l$, так як потік через обидва підстави дорівнює нулю. Застосування теореми Гауса дає:

$$\Phi_E = E \cdot 2\pi r l = \frac{\tau l}{\epsilon_0}$$

де τ - заряд одиниці довжини циліндра (лінійна щільність заряду). Звідси напруженість поля, створюваного нескінченно довгою рівномірно зарядженою ниткою (або циліндром) на відстані r від її осі

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\tau}{\epsilon \cdot r}$$

Цей результат не залежить від радіуса R зарядженого циліндра, тому він застосовний і до поля довгою однорідно зарядженої нитки.

За допомогою теореми Гауса можливо отримати наступні формули для обчислювання напруженості електричного поля.

Напруженість електричного поля, створюваного **точковим зарядом** q на відстані r від заряду

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon \cdot r^2}$$

Напруженість електричного поля, створюваного **металевою сферою** радіусом R , що несе заряд q , на відстані r від центра сфери:

а) усередині сфери ($r < R$)

$$E=0;$$

б) на поверхні сфери ($r=R$)

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon R^2};$$

в) поза сферою ($r > R$)

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon \cdot r^2}$$

Напруженість поля, створюваного **нескінченно довгої рівномірно зарядженою ниткою (або циліндром)** на відстані r від її осі

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\tau}{\epsilon \cdot r},$$

де (τ – лінійна густина заряду).

Лінійна густина заряду є величина, рівна відношенню заряду, розподіленого по нитці, до довжини нитки (циліндра)

$$\tau = \frac{\Delta q}{\Delta l}$$

Напруженість поля, створюваного **нескінченної рівномірно зарядженою площиною**

$$E = \frac{1}{2} \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon},$$

де σ - поверхнева густина заряду.

Поверхнева густина заряду є величина, рівна відношенню заряду, розподіленого по поверхні, до площі цієї поверхні

$$\sigma = \frac{\Delta q}{\Delta S}$$

Напруженість поля, створюваного **двома паралельними нескінченними рівномірно й різнойменно зарядженими площинами**, з однакою по модулі поверхневою густиною σ заряду (поле плоского конденсатора)

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$$

Наведена формула справедлива для обчислення напруженості поля між пластинами плоского конденсатора (у середній частині його) тільки в тому випадку, якщо відстань між пластинами багато менше лінійних розмірів пластин конденсатора.

Лекція 2. Потенціал. Енергія системи електричних зарядів

План заняття

1. Робота по переміщенню заряду в полі
2. Циркуляція напруженості електричного поля
- 2 Потенційна енергія заряду. Потенціал
3. Еквіпотенційні поверхні
4. Зв'язок потенціалу з напруженістю електричного поля

Робота по переміщенню заряду в полі.

При переміщенні пробного заряду q в електричному полі електричних сили здійснюють роботу.

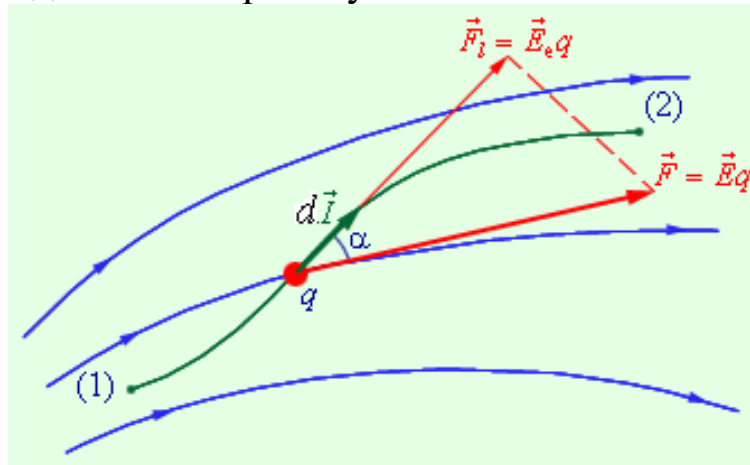


Рисунок 6. Робота електричних сил при малому переміщенні заряду q

Ця робота при малому переміщенні дорівнює:

$$dA = F \cdot dl \cdot \cos \alpha = q \cdot E \cdot dl \cdot \cos \alpha = q \cdot E_1 \cdot dl$$

Розглянемо роботу сил в електричному полі, створюваному незмінним в часі зарядом, тобто електростатичному полі

На рис.7 зображені силові лінії кулонівського поля точкового заряду Q і дві різні траєкторії переміщення пробного заряду q з початкової точки (1) в кінцеву точку (2). На одній з траєкторій виділено мале переміщення.

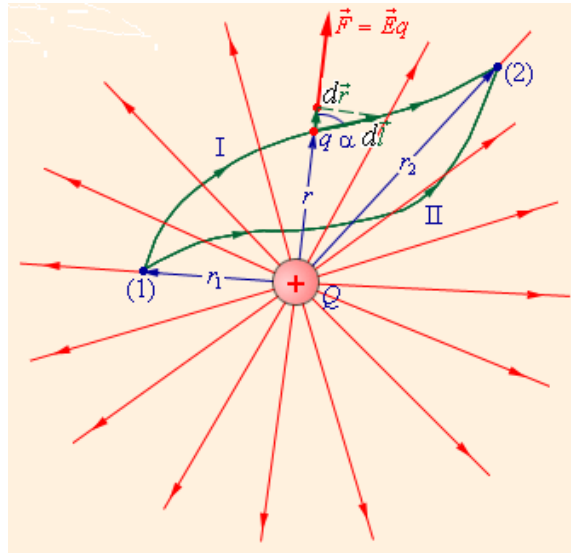


Рисунок 7. Робота кулонівських сил при переміщенні заряду q залежить тільки від відстаней r_1 і r_2 початкової і кінцевої точок траєкторії

Робота dA кулонівських сил на цьому переміщенні дорівнює

$$dA = F \cdot dl \cdot \cos \alpha = q \cdot E \cdot dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Qq}{r^2} \cdot dr$$

Якщо цей вислів проінтегрувати на інтервалі від $r = r_1$ до $r = r_2$, то можна отримати

$$A = \int_{r_1}^{r_2} E \cdot q \cdot dr = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

Таким чином, електростатичне поле має важливу властивість:

Робота сил електростатичного поля при переміщенні заряду з однієї точки поля в іншу не залежить від форми траєкторії, а визначається тільки положенням початкової і кінцевої точок і величиною заряду. Аналогічні властивості має і гравітаційне поле, і в цьому немає нічого дивного, так як гравітаційні і кулонівські сили описуються однаковими співвідношеннями.

Циркуляція вектора напруженості електричного поля – це величина, чисельно рівна роботі з переміщення одиничного точкового позитивного заряду уздовж замкнутого контуру. Циркуляція виражається інтегралом по замкнутому контурі $\oint E_l dl$, де E_l – проекція вектора напруженості \vec{E} в даній точці контуру на напрямок дотичної до контуру в тій же точці.

У випадку електростатичного поля циркуляція вектора напруженості дорівнює нулю

$$\oint_l E_l dl = 0$$

Потенційна енергія заряду. Потенціал

Наслідком незалежності роботи від форми траєкторії є наступне твердження: робота сил електростатичного поля при переміщенні заряду по будь-якої замкнутої траєкторії дорівнює нулю.

Силі поля, що мають цю властивість, називають потенціальними або консервативними. Властивість потенційності електростатичного поля дозволяє ввести поняття потенційної енергії заряду в електричному полі. Для цього в просторі вибирається деяка точка (0), і потенційна енергія заряду q , поміщеного в цю точку, приймається рівною нулю.

Потенційна енергія заряду q , поміщеного в будь-яку точку (1) простору, щодо фіксованої точки (0) дорівнює роботі A_{10} , яку здійснить електростатичне поле при переміщенні заряду q з точки (1) в точку (0):

$$W_{п1} = A_{10}$$

Так само, як і в механіці, потенційна енергія визначена з точністю до постійної величини, яка залежить від вибору опорної точки (0). Така неоднозначність у визначенні потенційної енергії не призводить до будь-яких непорозумінь, так як фізичний сенс має не сама потенційна енергія, а різниця її значень в двох точках простору.

Робота, що здійснюється електростатичним полем при переміщенні точкового заряду q з точки (1) в точку (2), дорівнює різниці значень потенційної енергії в цих точках і не залежить від шляху переміщення заряду і від вибору точки (0).

$$A_{12} = W_{п1} - W_{п2}$$

Потенційна енергія заряду q , що розташовано в електростатичному полі, пропорційна величині цього заряду.

Потенціал електричного поля є величина, рівна відношенню потенційної енергії точкового позитивного заряду, поміщеного в дану точку поля, до цього заряду

$$\varphi = \frac{W_n}{q},$$

або потенціал електричного поля є величина, рівна відношенню роботи сил поля по переміщенню точкового позитивного заряду з даної точки поля в нескінченність, до цього заряду

$$\varphi = \frac{A}{q}$$

У багатьох задачах електростатики при обчисленні потенціалів за опорну точку (0) зручно прийняти нескінченно віддалену точку. У цьому випадку поняття потенціалу може бути визначене в такий спосіб:

потенціал поля в даній точці простору дорівнює роботі, яку здійснюють електричні сили при видаленні одиничного позитивного заряду з даної точки в нескінченність.

$$\varphi = \frac{A_\infty}{q}$$

Потенціал електричного поля в нескінченності умовно прийнятий рівним нулю.

Потенціал φ є енергетичною характеристикою електростатичного поля.

У Міжнародній системі одиниць (СІ) одиницею потенціалу є вольт (В). $1 \text{ В} = 1 \text{ Дж/1 Кл}$

Відзначимо, що при переміщенні заряду в електричному полі робота $A_{зс}$ зовнішніх сил дорівнює по модулі роботі $A_{сп}$ сил поля й протилежна їй за знаком

$$A_{зс} = -A_{сп}$$

Потенціал електричного поля, створюваний точковим зарядом q на відстані r від заряду

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}$$

Потенціал електричного поля, створюваного металевою сферою радіусом R , що несе заряд q , на відстані r від центра сфери

а) усередині сфери ($r < R$)

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R}$$

б) на поверхні сфери ($r = R$)

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R}$$

в) поза сферою ($r > R$)

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R}$$

У всіх наведених для потенціалу зарядженої сфери формулах ε_0 – електрична стала, а ε є діелектрична проникність однорідного безмежного діелектрика, що оточує сферу.

Потенціал електричного поля, створеного системою n точкових зарядів, у даній точці відповідно до принципу суперпозиції електричних полів дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$, створюваних окремими точковими зарядами q_1, q_2, \dots, q_n

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i$$

Еквіпотенційні поверхні

Для наочного уявлення електростатичного поля поряд з силовими лініями використовують еквіпотенційні поверхні.

Поверхня, у всіх точках якої потенціал електричного поля має однакові значення, називається еквіпотенційною поверхнею або поверхнею рівного потенціалу.

Силкові лінії електростатичного поля завжди перпендикулярні до екіпотенційної поверхні.

Екіпотенціальні поверхні кулонівського поля точкового заряду - концентричні сфери. На рис.8 представлені картини силових ліній і екіпотенційних поверхонь деяких простих електростатичних полів.

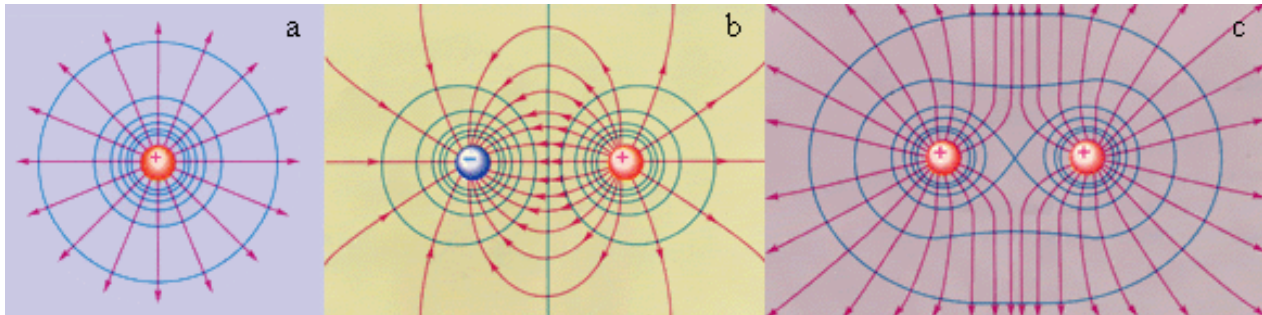


Рисунок 8. Силкові лінії і екіпотенційні поверхні деяких простих електростатичних полів

Енергія W взаємодії системи точкових зарядів q_1, q_2, \dots, q_n визначається роботою, що ця система зарядів може зробити при видаленні їх відносно один одного в нескінченність, і виражається формулою

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i,$$

де φ_i — потенціал поля, створюваного всіма $n-1$ зарядами (за винятком n -го) у точці, де розташований заряд q_i .

Потенціал пов'язаний з напруженістю електричного поля співвідношенням

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

У випадку електричного поля, що має сферичну симетрію, цей зв'язок виражається формулою

$$\vec{E} = -\frac{d\varphi}{dr} \frac{\vec{r}}{r},$$

або в скалярній формі

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}.$$

У випадку однорідного поля, тобто поля, напруженість якого в кожній точці його однакова як по модулі, так і по напрямку

$$E = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{d},$$

де φ_1 і φ_2 — потенціали точок двох екіпотенціальних поверхонь; d — відстань між цими поверхнями уздовж електричної силової лінії.

Робота, що виконується електричним полем при переміщенні точкового заряду q з однієї точки поля, що має потенціал φ_1 , в іншу, що має потенціал φ_2

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2), \text{ або } A = q \int_L E_l dl,$$

де E_l — проекція вектора напруженості \vec{E} на напрямок переміщення; dl — переміщення.

У випадку однорідного поля остання формула приймає вид

$$A = qEl \cos \alpha,$$

де l — переміщення; α — кут між напрямками вектора \vec{E} й переміщення \vec{l} .

Лекція 3

Електричний диполь. Властивості діелектриків. Електричне зміщення

План заняття

1. Електричний диполь
2. Властивості і типи діелектриків
3. Поляризованість діелектрика
4. Електричне зміщення

Електричний диполь є система двох точкових електричних зарядів q і $-q$, рівних за величиною й протилежних за знаком, відстань

l між якими значно менше відстані r від центра диполя до точок спостереження

Вектор \vec{l} , проведений від негативного заряду диполя до його позитивного заряду, називається плечем диполя.

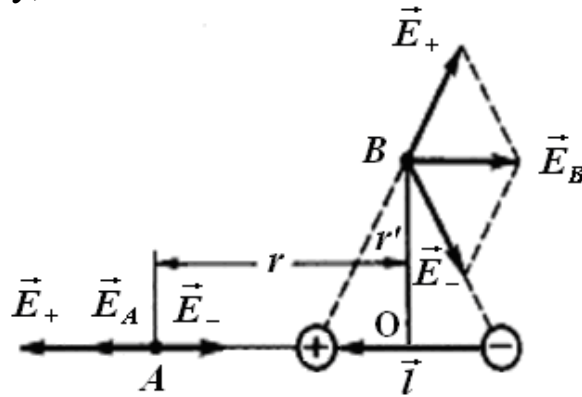


Рис. 9. Електричне поле диполя

Добуток заряду $|q|$ диполя на його плече \vec{l} називається електричним моментом диполя

$$\vec{p} = |q|\vec{l}$$

Напруженість поля диполя

$$E = \frac{p}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2 \alpha},$$

де p - електричний момент диполя; r - модуль радіуса-вектора, проведеного від центра диполя до точки, напруженість поля в якій нас цікавить; α - кут між радіусом-вектором \vec{r} і плечем \vec{l} диполя.

Потенціал поля диполя

$$\varphi = \frac{p}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \cos \alpha$$

Напруженість і потенціал поля диполя в точці, що лежить на осі диполя ($\alpha=0$)

$$E = \frac{p}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3}; \varphi = \frac{p}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}$$

і в точці, що лежить на перпендикулярі до плеча диполя, встановленим з його середини ($\alpha = \frac{\pi}{2}$)

$$E = \frac{p}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3}; \varphi = 0.$$

В однорідному електричному полі з напруженістю \vec{E} на диполь із електричним моментом \vec{p} діє механічний момент

$$\vec{M} = [\vec{p}\vec{E}], \text{ або } M = pE \sin \alpha,$$

де α - кут між напрямками векторів \vec{p} і \vec{E} .

У неоднорідному електричному полі крім механічного моменту (пари сил) на диполь діє ще деяка сила. У випадку поля, що має симетрію щодо осі x , сила виражається співвідношенням

$$F_x = p \frac{\partial E}{\partial x} \cos \alpha,$$

де $\frac{\partial E}{\partial x}$ - частинна похідна напруженості поля, що характеризує ступінь неоднорідності поля в напрямку осі x .

При $\alpha > \pi/2$ сила F_x позитивна. Це означає, що під дією її диполь втягується в область сильного поля.

Диполь може служити електричною моделлю багатьох молекул.

Властивості і типи діелектриків

Діелектриками називаються речовини, які при звичайних умовах практично не проводять електричний струм. На відміну від провідників, в діелектриках (ізоляторах) немає вільних електричних зарядів. Вони складаються з нейтральних атомів або молекул. Заряджені частинки в нейтральному атомі пов'язані один з одним і не можуть переміщатися під дією електричного поля по всьому об'єму діелектрика.

Діелектрик, як і всяке інше речовина, складається з атомів або молекул, кожна з яких в цілому електрично нейтральна.

Якщо замінити позитивні заряди ядер молекул сумарним зарядом $+q$, який знаходиться в, так би мовити, "центрі ваги" позитивних зарядів, а заряд всіх електронів – сумарним негативним зарядом $-q$, що знаходиться в "центрі ваги" негативних зарядів, то молекули можна розглядати як електричні диполі з електричним моментом.

Розрізняють три типи діелектриків.

1) *Діелектрики з неполярними молекулами*, симетричні молекули яких при відсутності зовнішнього поля мають нульовий дипольний момент (наприклад, H_2 , N_2 , O_2 , CCl_4 та ін.)

2) *Діелектрики з полярними молекулами*, молекули яких внаслідок асиметрії мають ненульовий дипольний момент (наприклад H_2O , HCl , NH_3 та ін.). При відсутності зовнішнього електричного поля осі молекулярних диполів за теплового руху орієнтовані хаотично, так що на поверхні діелектрика і в будь-якому елементі об'єму електричний заряд в середньому дорівнює нулю.

3) *Іонні діелектрики* (наприклад, $NaCl$). Іонні кристали являють собою просторові решітки з правильним чергуванням іонів різних знаків.

Відповідно трьом видам діелектриків розрізняють три види поляризації.

1) *Електронна (або деформаційна) поляризація* діелектрика з неполярними молекулами – це поява під впливом електричного поля орієнтованих по полю диполів за рахунок деформації електронних орбіт, внаслідок чого виникає індукований дипольний момент у атомів або молекул діелектрика.

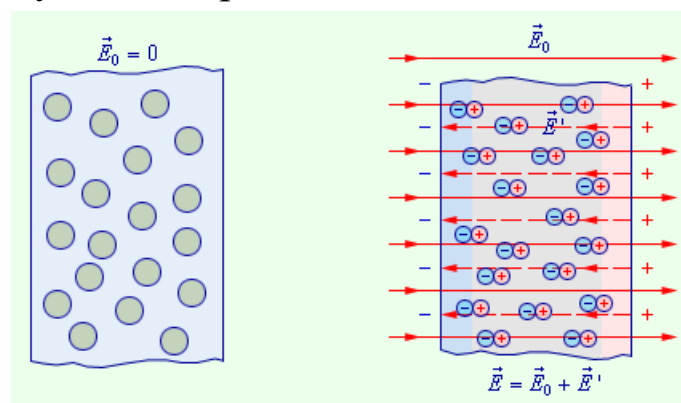


Рисунок 10. Поляризація діелектрика з неполярними молекулами

2) *Орієнтаційна (або дипольна) поляризація* діелектрика з полярними молекулами – орієнтація наявних дипольних моментів мо-

лекул по полю (ця орієнтація тим сильніше, чим більше напруженість електричного поля і чим нижче температура).

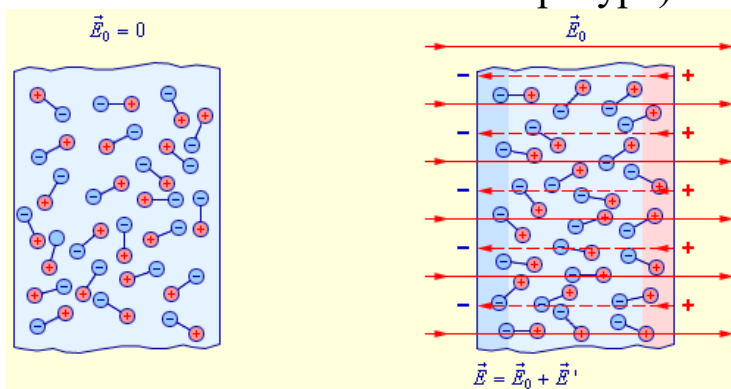


Рисунок 11. Орієнтаційна поляризація діелектрика з полярними молекулами

3) *Іонна* поляризація діелектрика з іонними кристалічними ґратами – зміщення ґрати позитивних іонів уздовж поля, а негативних іонів – проти поля призводить до виникнення дипольних моментів.

При внесенні діелектрика в зовнішнє електричне поле в ньому виникає певний перерозподіл зарядів, що входять до складу атомів або молекул. У результаті такого перерозподілу на поверхні діелектричного зразка з'являються надлишкові некомпенсовані так звані *зв'язані заряди* (рис. 12). Всі заряджені частинки, що утворюють макроскопічні пов'язані заряди, як і раніше, входять до складу своїх атомів.

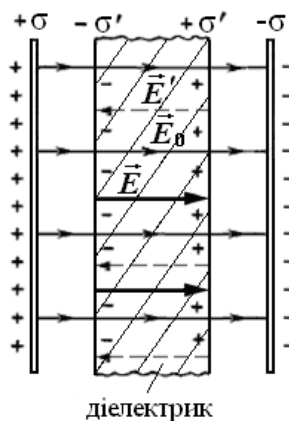


Рис. 12. Зв'язані заряди на поверхні діелектрика

Зв'язані заряди створюють електричне поле, яке всередині діелектрика направлено протилежно вектору напруженості зовнішнього поля \vec{E}_0 . Цей процес називається *поляризацією діелектрика*. У результаті повне електричне поле всередині діелектрика виявляється по модулю менше зовнішнього поля.

Поляризованість діелектрика

Внесення діелектриків в зовнішнє електричне поле призводить до виникнення відмінного від нуля результуючого електричного моменту діелектрика.

Для кількісного опису поляризації діелектрика використовується векторна величина – *поляризованість* – яка визначається як дипольний момент одиниці об'єму діелектрика. Поляризованість (при однорідній поляризації)

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_i,$$

де \vec{p}_i – електричний момент окремої (i -тої) молекули (або атома);
 N – число молекул, що містяться в об'ємі ΔV .

Одиниця поляризованості – Кл/м².

Зв'язок поляризованості з напруженістю E середнього макроскопічного поля в діелектрику із досвіду для слабких полів має вигляд

$$P = \alpha \epsilon_0 E, \quad (1.1.47)$$

де α – безрозмірна величина, так звана діелектрична сприйнятливість; ϵ_0 – електрична стала.

Поле \vec{E}' всередині діелектрика, створене зв'язаними зарядами, спрямоване проти зовнішнього поля \vec{E}_0 , створюваного вільними зарядами. Результуюче поле всередині діелектрика

$$E = E_0/\epsilon \quad \text{і} \quad E = E_0 - \frac{P}{\epsilon_0} = E_0 - \frac{\alpha \epsilon_0 E}{\epsilon_0} = E_0 - \alpha E.$$

Тоді напруженість результуючого поля всередині діелектрика дорівнює

$$E = \frac{E_0}{1 + \alpha} = \frac{E_0}{\epsilon},$$

тобто маємо зв'язок діелектричної проникності ϵ с діелектричною сприйнятливістю α :

$$\epsilon = 1 + \alpha.$$

Напруженість електростатичного поля залежить від властивостей середовища (від ϵ).

Електричне зміщення

Електричне зміщення \vec{D} пов'язане з напруженістю \vec{E} електричного поля співвідношенням

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}.$$

Це співвідношення справедливо тільки для ізотропних діелектриків. Одиниця електричного зміщення – Кл/м².

Вектор \vec{D} описує електростатичне поле, створюване вільними зарядами (тобто у вакуумі), але при такому їх розподілі в просторі, яке є при наявності діелектрика.

Потік вектора електричного зміщення виражається аналогічно потоку вектора напруженості електричного поля:

а) у випадку однорідного поля потік крізь плоску поверхню

$$\Phi_D = D \Delta S \cos \alpha$$

б) у випадку неоднорідного поля й довільної поверхні

$$\Phi_D = \oint D_n dS,$$

де D_n — проекція вектора \vec{D} на напрямок нормалі до елемента поверхні, площа якої дорівнює dS .

Теорема Остроградського-Гауса для вектора електричного зміщення: Потік вектора електричного зміщення крізь будь-яку замкнуту поверхню, що охоплює заряди q_1, q_2, \dots, q_n , дорівнює алгебраїчній сумі зарядів.

$$\Phi_D = \sum_{i=1}^n q_i, \text{ або } \oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \sum_{i=1}^n q_i$$

де n - число зарядів (зі своїм знаком), що знаходяться усередині замкненої поверхні.

Лекція 4

Електрична ємність. Конденсатори. Енергія електричного поля

План заняття

1. Провідники в електричному полі
2. Електрична ємність відокремленого провідника
3. Конденсатори. Електрична ємність конденсаторів
4. З'єднання конденсаторів
5. Енергія електричного поля

Провідники в електричному полі

Основна особливість провідників – наявність вільних зарядів (електронів), які беруть участь в тепловому русі і можуть переміщатися по всьому об'єму провідника. Типові провідники – метали.

У відсутність зовнішнього поля в будь-якому елементі об'єму провідника негативний вільний заряд компенсується позитивним зарядом іонної решітки. У провіднику, внесеному в електричне поле, відбувається перерозподіл вільних зарядів, в результаті чого на поверхні провідника виникають не скомпенсовані позитивні і негативні заряди (рис. 13). Цей процес називають *електростатичною індукцією*, а заряди, що з'явилися на поверхні провідника – *індукційними* зарядами.

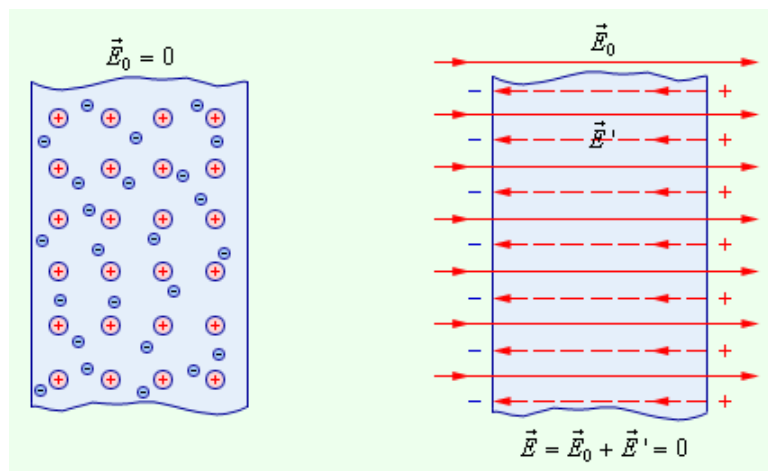


Рисунок 13. Електростатична індукція

Індукційні заряди створюють своє власне поле \vec{E}' , яке компенсує зовнішнє поле \vec{E}_0 у всьому обсязі провідника: $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' = 0$ (всередині провідника).

Повне електростатичне поле всередині провідника дорівнює нулю, а потенціали у всіх точках однакові і рівні потенціалу на поверхні провідника.

Оскільки поверхня провідника є екіпотенційною, силові лінії біля поверхні повинні бути перпендикулярні до неї.

Якщо всередині провідника утворити порожнину, то електричне поле усередині порожнини дорівнюватиме нулю. На цьому заснована електростатичний захист – чутливі до електричного поля прилади для виключення впливу поля поміщають в металеві ящики (рис.14).

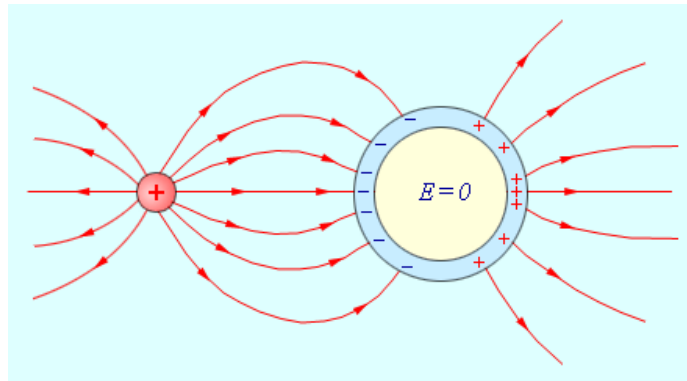


Рисунок 14. Електростатичний захист. Поле в металевій порожнині дорівнює нулю

Електрична ємність відокремленого провідника

Розглянемо відокремлений провідник – провідник, віддалений від інших тіл і зарядів. З досвіду відомо, що різні провідники, будучи однаково зарядженими, мають різні потенціали.

Фізична величина C , що дорівнює відношенню заряду провідника до його потенціалу, називається *електричною ємністю цього провідника*.

$$C = \frac{\Delta q}{\Delta \phi},$$

де Δq - заряд, наданий провіднику (конденсатору); $\Delta \phi$ - зміна потенціалу, викликана цим зарядом.

Електроємність відокремленого провідника чисельно дорівнює заряду, який потрібно надати цьому провіднику для того, щоб змінити його потенціал ϕ на одиницю

Електроємність залежить від форми і розмірів провідника і від діелектричних властивостей навколишнього середовища. Ємності геометрично подібних провідників пропорційні їх лінійним розмірам.

Одиниця електроємності – фарад (Ф): 1 Ф – ємність такого відокремленого провідника, потенціал якого змінюється на 1 В при надані йому заряду 1 Кл, $1\text{ Ф} = \frac{1\text{ Кл}}{1\text{ В}}$

Електрична ємність відокремленої провідної сфери радіусом R , що перебуває в нескінченному середовищі з діелектричною проникністю ϵ

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R$$

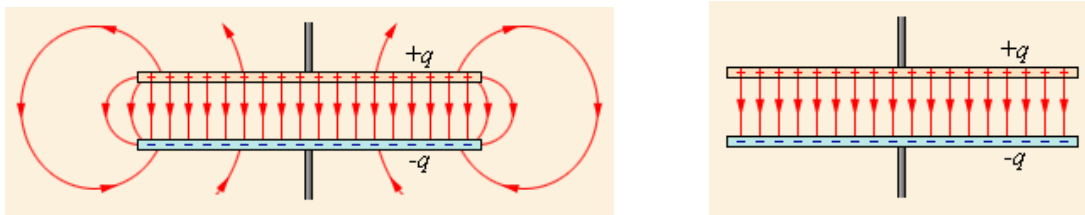
Якщо сфера порожня або заповнена діелектриком, то електроємність її від цього не змінюється.

Конденсатори

Якщо до провідника із зарядом q наблизити інші тіла, то на їх поверхні виникнуть індуковані (на провіднику) або пов'язані (на діелектрику) заряди. Ці заряди послаблюють поле, створюване зарядом q , тим самим знижуючи потенціал провідника і підвищуючи його електроємність. Існують такі конфігурації провідників, при яких електричне поле виявляється зосередженим (локалізованим) лише в деякій області простору. Такі системи називаються конденсаторами, а провідники, що становлять конденсатор, – обкладинками. *Конденсатор – це система з двох провідників (обкладинок) з однаковими за модулем, але протилежними за знаком зарядами, форма і розташування яких такі, що поле зосереджено у вузькому зазорі між обкладинками.*

Найпростіший конденсатор – система з двох плоских пластин, розташованих паралельно одна одній на малому в порівнянні з розмірами пластин відстані і розділених шаром діелектрика. Такий конденсатор називається плоским. Електричне поле плоского конденсатора в основному локалізовано між пластинами (рис. 15а); однак, поблизу країв пластин і в навколишньому просторі також виникає порівняно слабе електричне поле, яке називають полем розсіювання. В цілому ряді задач наближено можна нехтувати полем

розсіювання і думати, що електричне поле плоского конденсатора цілком зосереджено між його обкладинками (рис. 15б).



а б
Рисунок 15. Поле плоского конденсатора

Ємність конденсатора – фізична величина, що дорівнює відношенню накопиченого в конденсаторі заряду q до різниці потенціалів $U = \varphi_1 - \varphi_2$ між його обкладинками

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

Ємність конденсатора залежить від форми і розмірів провідника, від діелектричних властивостей навколишнього середовища, а також від взаємного розташування провідників

Електрична ємність плоского конденсатора

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d},$$

де S - площа пластин (кожної пластини); d - відстань між ними; ε - діелектрична проникність діелектрика, що заповнює простір між пластинами.

Електрична ємність сферичного конденсатора (дві концентричні сфери радіусами R_1 і R_2 , простір між якими заповнено діелектриком з діелектричною проникністю ε)

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}$$

Електрична ємність циліндричного конденсатора (два коаксіальних циліндри довжиною l і радіусами R_1 і R_2 , простір між якими заповнено діелектриком з діелектричною проникністю ε)

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon l}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}$$

З'єднання конденсаторів

Конденсатори можуть з'єднуватися між собою, утворюючи батареї конденсаторів.

При *паралельному з'єднанні* конденсаторів (рис. 16) напруги на конденсаторах однакові: $U_1 = U_2 = U$, а заряди дорівнюють $q_1 = C_1U$ і $q_2 = C_2U$.

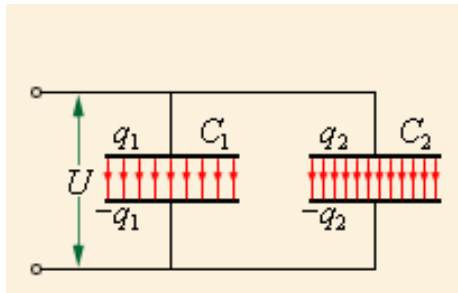


Рисунок 16. Паралельне з'єднання конденсаторів.

Таку систему можна розглядати як єдиний конденсатор електроємності C , заряджений зарядом $q = q_1 + q_2$ при напрузі між обкладинками рівній U . Звідси випливає

Електрична ємність *паралельно з'єднаних конденсаторів*

а) у загальному випадку

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n,$$

б) у випадку двох конденсаторів

$$C = C_1 + C_2,$$

в) у випадку n однакових конденсаторів з електроємністю C_1 кожний

$$C = nC_1$$

При *послідовному з'єднанні* (рис.17) однаковими виявляються заряди обох конденсаторів: $q_1 = q_2 = q$, а напруги на них дорівнюють

$$U_1 = \frac{q}{C_1} \text{ и } U_2 = \frac{q}{C_2}$$

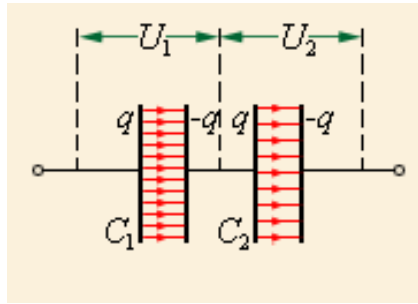


Рисунок 17. Послідовне з'єднання конденсаторів.

Таку систему можна розглядати як єдиний конденсатор, заряджений зарядом q при напрузі між обкладинками $U = U_1 + U_2$. Отже,

$$C = \frac{q}{U_1 + U_2}, \text{ або } \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}.$$

Електрична ємність n послідовно з'єднаних конденсаторів
а) у загальному випадку

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n},$$

де n - число конденсаторів

б) у випадку двох конденсаторів

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2},$$

в) у випадку n однакових конденсаторів з електроємністю C_1 кожний

$$C = \frac{C_1}{n},$$

Енергія зарядженого провідника. Енергія електричного поля

Енергія зарядженого провідника виражається через заряд q , потенціал ϕ і електричну ємність C провідника наступними співвідношеннями

$$W = \frac{1}{2} C U^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{1}{2} q \phi$$

Енергія зарядженого конденсатора

$$W = \frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C} = \frac{1}{2}qU,$$

де C - електрична ємність конденсатора; U - різниця потенціалів на його пластинах.

Об'ємна густина енергії (енергія електричного поля, що доводиться на одиниці об'єму)

$$w = \frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon E^2 = \frac{1}{2}ED,$$

де E - напруженість електричного поля в середовищі з діелектричною проникністю ε ; D - електричне зміщення.

РОЗДІЛ 2. ПОСТІЙНИЙ СТРУМ

Лекція 5

Основні закони постійного струму

План заняття

1. Сила та густина електричного струму
2. Сторонні сили. Електрорушійна сила джерела струму
3. Напруга. Закон Ома
4. З'єднання провідників.
5. Правила Кірхгофа.
6. Робота та потужність струму

Сила та густина електричного струму

Якщо ізольований провідник помістити в електричне поле \vec{E} , то на вільні заряди q в провіднику буде діяти сила $\vec{F} = q\vec{E}$. В результаті в провіднику виникає короткочасне переміщення вільних зарядів. Цей процес закінчиться тоді, коли власне електричне поле зарядів, що виникли на поверхні провідника, компенсує повністю зовнішнє поле. Результуюче електростатичне поле усередині провідника дорівнюватиме нулю.

Однак в провідниках при певних умовах може виникнути безперервний впорядкований рух вільних носіїв електричного заряду. Такий рух називається електричним струмом. За направлення електричного струму прийнято напрямок руху позитивних вільних зарядів. Для існування електричного струму в провіднику необхідно створити в ньому електричне поле.

Кількісною мірою електричного струму служить сила струму I – скалярна фізична величина, яка дорівнює відношенню заряду dq , що переноситься через поперечний переріз провідника (рис. 18) за інтервал часу dt , до цього інтервалу часу:

$$I = \frac{dq}{dt}$$

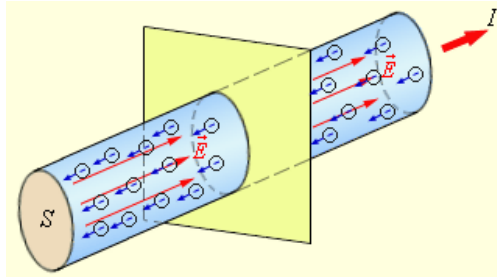


Рисунок 18. Впорядкований рух електронів в металевому провіднику і ток I .
 S – площа поперечного перерізу провідника, \vec{E} – електричне поле

Сила постійного струму

$$I = \frac{q}{t},$$

де q - кількість електрики, що пройшло через перетин провідника за час t .

Густина електричного струму є векторна величина, рівна відношенню сили струму I до площі S поперечного перерізу провідника

$$\vec{j} = \frac{I}{S} \vec{k},$$

де \vec{k} - одиничний вектор, що по напрямку співпадає з напрямком руху позитивних носіїв заряду.

Сторонні сили. Електрорушійна сила джерела струму

Постійний електричний струм може бути створений тільки в замкнутому колі, в якому вільні носії заряду циркулюють по замкнутих траєкторіях. Електричне поле в різних точках такого кола незмінно в часі. Для існування постійного струму необхідна наявність в електричному колі пристрою, здатного створювати і підтримувати різниці потенціалів на ділянках кола за рахунок роботи сил неелектростатичного походження. Такі пристрої називаються *джерелами постійного струму*. Сили не електростатичного походження, що діють на вільні носії заряду з боку джерел струму, називаються *сторонніми силами*. Під дією сторонніх сил електричні заряди рухаються всередині джерела струму *проти* сил електростатичного поля, завдяки чому в замкнутому колі може підтримуватися постійний електричний струм.

При переміщенні електричних зарядів по колу постійного струму сторонні сили, що діють всередині джерел струму, здійснюють роботу.

Фізична величина, що дорівнює відношенню роботи $A_{ст}$ сторонніх сил при переміщенні заряду q до величини цього заряду, називається електрорушійною силою джерела (ЕРС):

$$\varepsilon = \frac{A_{ст}}{q}$$

Коло постійного струму можна розбити на окремі ділянки. Ті ділянки, на яких не діють сторонні сили (тобто ділянки, що не містять джерел струму), називаються *однорідними*. Ділянки, які включають джерела струму, називаються *неоднорідними*.

Напруга. Закон Ома

При переміщенні одиничного позитивного заряду по якій-якій ділянці кола роботу здійснюють як електростатичні (кулонівських), так і сторонні сили. Робота електростатичних сил дорівнює різниці потенціалів $\varphi_1 - \varphi_2$ між початковою (1) і кінцевою (2) точками неоднорідної ділянки. Робота сторонніх сил дорівнює за визначенням електрорушійній силі ε_{12} , що діє на даній ділянці. Тому повна робота дорівнює

$$U_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) \pm \varepsilon_{12}$$

Величину U_{12} прийнято називати напругою на ділянці кола 1–2. У разі однорідної ділянки напруга дорівнює різниці потенціалів:

$$U_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2)$$

Німецький фізик Георг Ом в 1826 році експериментально довів, що сила струму I , що протікає по однорідному металевому провіднику (тобто провідника, в якому не діють сторонні сили), пропорційна напрузі U на кінцях провідника:

$$I = \frac{U}{R}$$

де $R = \text{const}$.

Дане співвідношення виражає закон Ома для однорідної ділянки кола: **сила струму в провіднику прямо пропорційна прикладеній напрузі і обернено пропорційна опорю провідника**. Величину R прийнято називати електричним опором.

В СІ одиницею електричного опорю провідників служить Ом.

Для ділянки кола, що містить ЕРС, закон Ома записується в такій формі

$$I = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) \pm \varepsilon_{12}}{R} = \frac{U}{R}. \quad (1.2.10)$$

Це співвідношення прийнято називати *узагальненим законом Ома* або *законом Ома для неоднорідної ділянки кола*.

За законом Ома для замкненого кола $(\varphi_1 - \varphi_2) = 0$ маємо

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}$$

Опір однорідного циліндричного провідника можна визначити за формулою

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

де ρ - питомий опір речовини провідника; l - його довжина.

Провідність G провідника й питома провідність γ речовини

$$G = \frac{1}{R}, \quad \gamma = \frac{1}{\rho}.$$

З'єднання провідників

Провідники в електричних колах можуть з'єднуватися послідовно і паралельно.

При *послідовному з'єднанні* провідників (рис.19) сила струму у всіх провідниках однакова: $I_1 = I_2 = I$

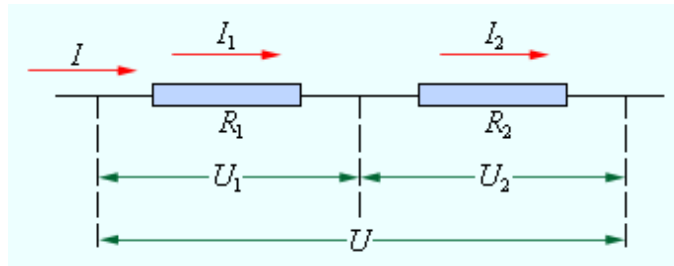


Рисунок 19. Послідовне з'єднання провідників

Згідно із законом Ома, напруги U_1 і U_2 на провідниках рівні

$$U_1 = I_1 R_1; U_2 = I_2 R_2$$

Загальна напруга U на обох провідниках дорівнює сумі напруг U_1 і U_2 :

$$U_1 = I_1 R_1; U_2 = I_2 R_2$$

$$U = U_1 + U_2 = I(R_1 + R_2) = IR$$

где R – електричний опір всього кола. Звідси випливає:

$$R = R_1 + R_2,$$

При послідовному з'єднанні повний опір кола дорівнює сумі опорів окремих провідників.

Цей результат справедливий для будь-якого числа послідовно з'єднаних провідників.

$$R = \sum_{i=1}^n R_i,$$

При *паралельному з'єднанні* (рис. 20) напруги U_1 і U_2 на обох провідниках однакові $U_1 = U_2 = U$.

Сума струмів $I_1 + I_2$, що протікають по обом провідникам, дорівнює струму в нерозгалуженій ділянці

$$I = I_1 + I_2.$$

Цей результат випливає з того, що в точках розгалуження струмів (вузли A і B) у ланцюзі постійного струму не можуть накопичуватися заряди.

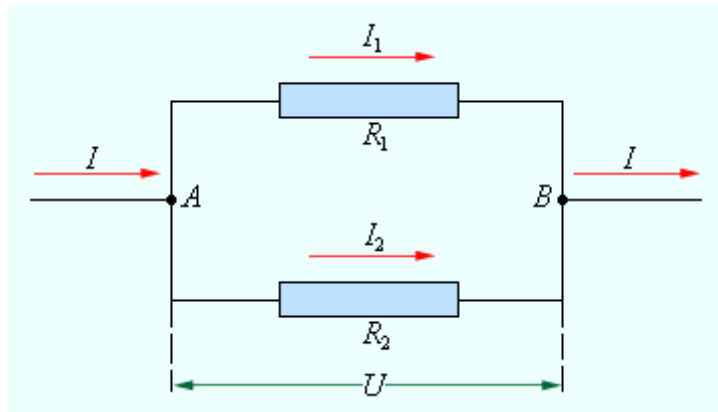


Рис. 20. Паралельне з'єднання провідників

Записуючи на підставі закону Ома

$$I_1 = \frac{U}{R_1}, \quad I_2 = \frac{U}{R_2}, \quad I = \frac{U}{R},$$

де R – електричний опір всього кола, отримуємо

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}.$$

При паралельному з'єднанні провідників величина, зворотна загальному опору кола, дорівнює сумі величин, зворотних опорам паралельно включених провідників.

Цей результат справедливий для будь-якого числа паралельно включених провідників

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}.$$

Тут R_i – опір i -го провідника; n - число провідників

Правила Кірхгофа.

Слід зазначити, що далеко не всі складні кола, що складаються з провідників з різними опорами, можуть бути розраховані за допомогою формул для послідовного і паралельного з'єднання.

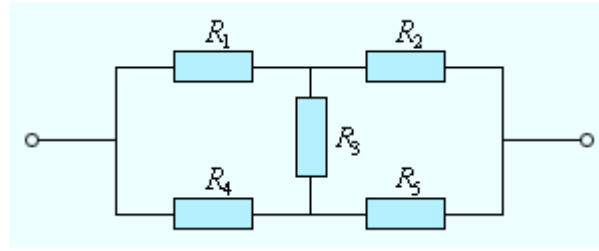


Рисунок 21. Приклад електричного кола, яке неможливо звести до комбінації послідовного і паралельного з'єднання провідників

Кола з розгалуженнями, що містять кілька джерел, розраховуються за допомогою правил Кірхгофа.

Перше правило: алгебраїчна сума сил струмів, що сходяться у вузлі, дорівнює нулю

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0,$$

де n - число струмів, що сходяться у вузлі.

Друге правило: у замкненому контурі алгебраїчна сума напруг на всіх ділянках контуру дорівнює алгебраїчній сумі електро-рушійних сил

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^k \varepsilon_i,$$

де I_i - сила струму на i -й ділянці; R_i - активний опір на i -й ділянці; ε_i – ЕРС джерел струму на i -й ділянці; n - число ділянок, що містять активний опір; k - число ділянок, що містять джерела струму.

При використанні законів Кірхгофа необхідно виконувати «правила знаків», що пояснюються на рис. 22.

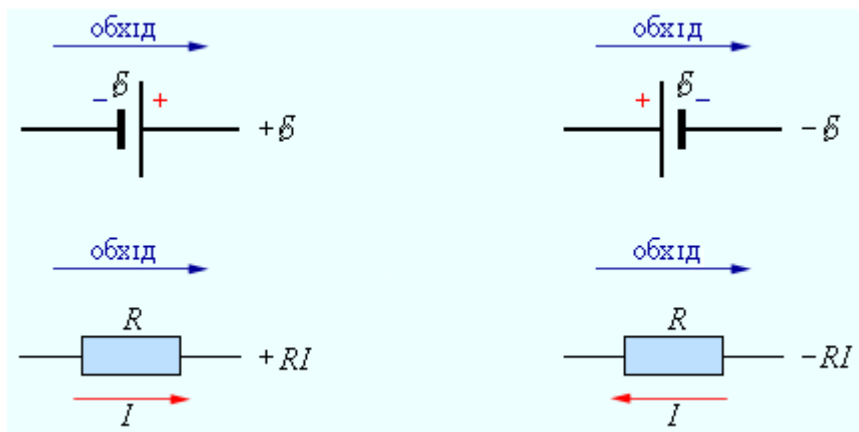


Рисунок 22. Правила знаків

Робота та потужність струму

При протіканні струму по однорідній ділянці кола електричне поле здійснює роботу. *Робота* A , що виконана електростатичним полем і сторонніми силами в ділянці кола постійного струму за час Δt

$$A = IU\Delta t.$$

Робота A електричного струму I , що протікає по нерухомому провіднику з опором R , перетворюється в тепло Q , що виділяється в провідникові за час Δt

$$Q = I^2 R \Delta t$$

Закон перетворення роботи струму в тепло носить назву *закону Джоуля-Ленца*. Закон Джоуля-Ленца справедливий за умови, що ділянка кола нерухлива й у неї не відбуваються хімічні перетворення.

Потужність електричного струму дорівнює відношенню роботи струму A до інтервалу часу Δt , за який ця робота була здійснена

$$P = \frac{A}{\Delta t}.$$

Тому потужність струму на однорідній ділянці з опором R з урахуванням

$$P = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}.$$

Робота електричного струму в СІ виражається в джоулях (Дж), потужність – у ватах (Вт).

Коефіцієнтом корисної дії джерела (ККД) називається співвідношення

$$\eta = \frac{P}{P_{\text{дж}}}, \text{ або } \eta = \frac{R}{R + r}$$

де $P_{\text{дж}}$ – повна потужність джерела, тобто робота, що здійснюються сторонніми силами за одиницю часу; P – потужність, що виділяється у зовнішньому колі, R – опір зовнішнього кола, r – внутрішній опір джерела струму

Лекція 6

Електричний струм у металах і газах

План заняття

1. Класична електронна теорія провідності металів
2. Недоліки класичної електронної теорії
3. Контактні явища в металах
4. Електричний струм у газах

Електричний струм у металах – це впорядкований рух електронів під дією електричного поля. Досліди показують, що при протіканні струму по металевому провіднику перенесення речовини не відбувається, отже, іони металу не беруть участі в перенесенні електричного заряду. Класична електронна теорія електропровідності металів, створена П. Друде в 1900 р та дороблена Х. Лоренцем, виходить з таких основних положень:

1) метал складається із сукупності нерухомих іонів, розташованих в вузлах кристалічної решітки; і рухливих вільних електронів;

2) електрони мають властивості ідеального одноатомного газу і підкоряються класичній статистиці Максвелла-Больцмана;

3) електрони стикаються не між собою, а переважно з в.о.-нами кристалічної решітки, забезпечуючи тим самим встановлення теплової рівноваги;

4) при розміщенні металевого провідника в зовнішньому електричному полі крім теплового хаотичного руху виникає впорядкований рух електронів, тобто електричний струм.

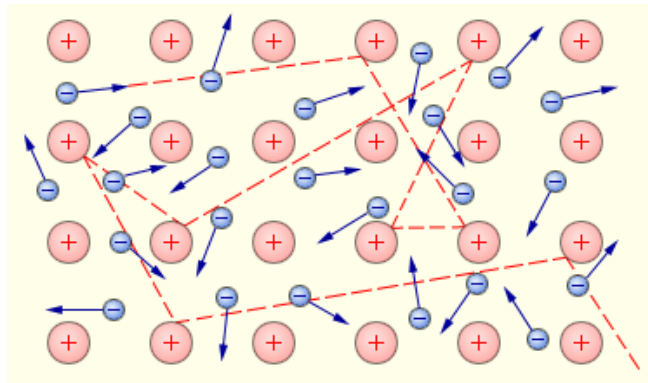


Рисунок 23. Газ вільних електронів в кристалічній решітці металу

Через взаємодії з іонами електрони можуть покинути метал, лише подолавши так званий потенційний бар'єр. Висота цього бар'єру називається *роботою виходу* A_B . При звичайних (кімнатних) температурах у електронів не вистачає енергії для подолання потенційного бар'єру.

Як іони, що створюють ґрати, так і електрони беруть участь в тепловому русі. Іони здійснюють теплові коливання поблизу положень рівноваги – вузлів кристалічної решітки. Вільні електрони рухаються хаотично і при своєму русі стикаються з іонами решітки. У результаті таких зіткнень встановлюється термодинамічна рівновага між електронним газом і ґратами. При кімнатній температурі середня швидкість теплового руху електронів виявляється приблизно рівною 10^5 м/с.

При накладенні зовнішнього електричного поля в металевому провіднику крім теплового руху електронів виникає їх впорядкований рух (дрейф), тобто електричний струм.

Густина струму \vec{j} , середня швидкість \vec{u}^- впорядкованого руху носіїв заряду і їхня концентрація n зв'язані співвідношенням

$$\vec{j} = e^- n \vec{u}^-$$

де e^- – заряд електрона.

Оцінка за цією формулою для металевого провідника середньої швидкості впорядкованого руху електронів \vec{u}^- дає значення в межах 0,6-6 мм/с. Таким чином, *середня швидкість упорядкованого руху електронів у металевих провідниках на багато порядків менше середньої швидкості їх теплового руху, тобто $\vec{v} \gg \vec{u}$.*

Закон Ома в диференціальній формі має вигляд

$$\vec{j} = \gamma \vec{E},$$

де γ – питома провідність провідника; \vec{E} – напруженість електричного поля.

Цей закон виводиться в класичній електронній теорії електропровідності металів при наступних двох припущеннях:

а) концентрація електронів провідності не залежить від напруженості електричного поля в провіднику;

б) середня швидкість упорядкованого руху електронів провідності в багато разів менше середньої арифметичної швидкості їх теплового руху.

Питома електрична провідність згідно класичній електронній теорії

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{e^2 m \langle l \rangle}{n \bar{v}}$$

де e и m – відповідно заряд і маса електрона; n - концентрація електронів; $\langle l \rangle$ – середня довжина їхнього вільного пробігу; \bar{v} – середня швидкість хаотичного руху електронів.

Закон Джоуля - Ленца в диференціальній формі

$$\omega = \gamma E^2,$$

де ω - об'ємна густина теплової потужності

Цей закон класична електронна теорія пояснює тим, що в кінці вільного пробігу електрони під дією поля набувають кінетичну енергію. Відповідно до зроблених припущенням вся ця енергія при зіткненні передається решітці і переходить в тепло. Розрахунки енергії приводять до формули закону Джоуля – Ленца.

Недоліки класичної електронної теорії

Класична електронна теорія якісно пояснює закони протікання електричного струму в металевих провідниках, існування електричного опору металів, закони Ома і Джоуля-Ленца.

Однак у ряді питань класична електронна теорія приводить до висновків, які знаходяться в суперечності з досвідом.

Ця теорія не може, наприклад, пояснити, чому наявність вільних електронів на позначається на величині теплоємності металів.

Класична електронна теорія не може також пояснити температурну залежність питомого опору металів. З дослідів відомо, що залежність питомого опору від температури виражається співвідношенням

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha \cdot t),$$

де ρ і ρ_0 – питомі опори відповідно при температурах t і 0°C ;

t – температура (по шкалі Цельсія); α – температурний коефіцієнт опору.

Таким чином, з експерименту виходить залежність $\rho \sim T$, в той час як теорія дає співвідношення $\rho \sim \sqrt{T}$.

Класична електронна теорія не здатна також пояснити явище надпровідності. Пояснення механізму цього явища було дано тільки через 60 років після його відкриття на основі квантово-механічних уявлень.

Контактні явища в металах

Роботою виходу A електрона з металу називається робота, яку потрібно зробити при видаленні електрона з металу у вакуум.

Робота виходу має величину порядку декількох еВ і залежить від роду металу і стану його поверхні.

В результаті вильоту з металу найбільш швидко рухаються над поверхнею металу утворюється «електронну хмару», а в поверхневому шарі металу виникає надлишковий позитивний заряд. Таким чином, створюється подвійний електричний шар товщиною близько 10^{-9} - 10^{-10} м.

Контактна різниця потенціалів виникає, якщо два різних металу привести в зіткнення.

А. Вольта експериментально встановив, що якщо метали Al, Zn, Sn, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd привести в контакт у зазначеній послідовності, то кожен попередній при дотику з одним з наступних зарядиться позитивно.

Закони А.Вольта

1) Контактна різниця потенціалів залежить тільки від хімічного складу і температури дотичних металів;

2) Контактна різниця потенціалів декількох послідовно з'єднаних провідників, які мають однакову температуру, дорівнює контактної різниці потенціалів, що виникає при не-посередньому з'єднанні крайніх провідників.

Пояснення цих законів можна дати, виходячи з класичної електронної теорії електропровідності металів.

1. Якщо дотичні метали мають різну роботу виходу, то електрони легше переходять з металу з меншою роботою виходу A_1 в метал, який має велику роботу виходу A_2 .

2. Якщо концентрація вільних електронів в металах різна ($n_1 > n_2$), то перехід електронів з металу з більшою концентрацією електронів буде відбуватися більш інтенсивно, в результаті чого перший метал зарядиться позитивно, а другий – негативно.

Контактна різниця потенціалів, обумовлена обома причинами, дорівнює

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2},$$

де k – постійна Больцмана, T – температура, e – елементарний заряд.

Ефект Зеєбека полягає в тому, що в замкнутій ланцюга, що складається з різнорідних провідників, контакти між якими мають різну температуру, виникає електричний струм.

Це явище використовується для вимірювання температур за допомогою термопар, тобто з'єднаних між собою різнорідних металевих провідників. Термоелектрорушійна сила, що виникає в термопарі

$$\varepsilon = \alpha (T_1 - T_2),$$

де α – питома термо-ЕРС; $(T_1 - T_2)$ – різниця температур спаїв термопар.

Ефект Пельтьє - це виділення або поглинання додаткової (крім джоулевої) теплоти при проходженні електричного струму через контакт двох різнорідних провідників.

Електричний струм у газах

Проходження електричного струму через іонізований газ називається *газовим розрядом*.

Під дією іонізатора (сильний нагрів, жорстке випромінювання, потоки частинок) нейтральні молекули газу розщеплюються на іони і вільні електрони – відбувається *іонізація газу*. *Енергія іонізації* – енергія, яку треба затратити, щоб з молекули (атома) вибити один електрон. У результаті дії іонізатора газ набуває деяку електропровідність і в колі потече струм.

Розряд, існуючий тільки під дією зовнішніх іонізаторів, називається *несамостійним* газовим розрядом.



Рисунок 24. Вольт-амперна характеристика газового розряду: I – область, далека від насичення; II – область насичення; III – самостійний розряд

Закон Ома в диференціальній формі для газів при несамоствійному розряді в області, далекої від насичення

$$\vec{j} = qn(b^+ + b^-)\vec{E}, \quad (1.2.37)$$

де q – заряд іона; n – концентрація іонів; b^+ і b^- – рухливості відповідно позитивних і негативних іонів.

Рухливість іонів

$$b = \frac{\langle v \rangle}{E},$$

де $\langle v \rangle$ – середня швидкість упорядкованого руху іонів; E – напруженість електричного поля.

Густина струму насичення визначається у вигляді

$$j_{\text{нас}} = qn_0d, \quad (1.2.38)$$

де n_0 – число пар іонів, створюваних іонізатором в одиниці об'єму в одиницю часу; d – відстань між електродами ($n_0 = \frac{N}{Vt}$, де N – число пар іонів, створюваних іонізатором за час t у просторі між електродами; V – об'єм цього простору).

Розряд в газі, який зберігається після припинення дії зовнішнього іонізатора, називається *самостійним* газовим розрядом. Для виникнення самостійного газового розряду необхідно, щоб концентрація і енергія вторинних іонів і електронів, що утворилися під дією іонізатора, були достатні для лавинного розмноження носіїв

Залежно від тиску газу, конфігурації електродів, параметрів зовнішнього кола можна говорити про такі *типи самостійного розряду*:

1. *тліючий розряд* – виникає при низькому тиску; застосовується в джерелах світла - газосвітних лампах;

2. *іскровий розряд* – виникає при великій напруженості електричного поля в газі, що знаходяться під тиском порядку атмосферного; напруга між хмарами і Землею при блискавці досягає 10^8 В, а сила струму – 10^5 А;

3. *дуговий розряд* – виникає: а) якщо після запалювання іскрового розряду від потужного джерела поступово зменшувати відстань між електродами; б) якщо електроди (наприклад, вугільні) зблизити до зіткнення, а потім розвести, минаючи стадію іскри; знаходить практичне застосування в джерелах світла, а також для сварки металевих деталей ;

4. *коронний розряд* – виникає при високому тиску в різко неоднорідному полі поблизу електродів з великою кривизною поверхні, застосовується для електричної очистки газів, в лічильниках елементарних частинок тощо.

Лекція 7

Електричний струм у напівпровідниках

План заняття

1. Напівпровідники у природі
2. Власна провідність напівпровідників
3. Домішкова провідність напівпровідників
4. Електронно - дірковий перехід (*p-n* перехід)х

Електричний струм в напівпровідниках

Питомий опір напівпровідників має проміжне значення між питомим опором металів і діелектриків і при кімнатних температурах лежить в межах $1 - 10^{11}$ Ом·м.

До числа напівпровідників відносяться багато хімічні елементи (германій, кремній, селен, телур, миш'як і ін.), величезна кількість сплавів і хімічних сполук. Майже всі неорганічні речовини навколишнього нас світу – напівпровідники. Найпоширенішим в природі напівпровідником є кремній, що становить близько 30% земної кори.

Якісна відмінність напівпровідників від металів проявляється насамперед у залежності питомого опору від температури. Зі зниженням температури опір металів падає. У напівпровідників, навпаки, з пониженням температури опір зростає і поблизу абсолютного нуля вони практично стають ізоляторами.

Питомий опір напівпровідників залежить від стану речовини: температури (див. рис.25), освітленості, наявності домішок.

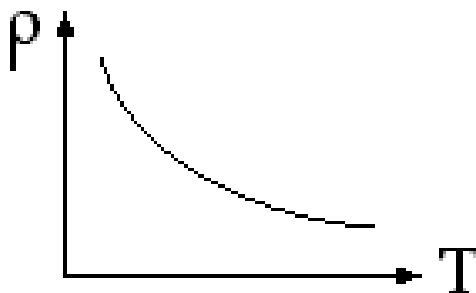


Рисунок 25. Залежності питомого опору напівпровідника від температури

Власна провідність напівпровідників

Атоми германію на зовнішній оболонці мають чотири слабо пов'язаних електрона. У кристалічній решітці кожен атом оточений чотирма найближчими сусідами. Зв'язок між атомами в кристалі германію є ковалентним, тобто здійснюється парами валентних електронів. Кожен валентний електрон належить двом атомам. При підвищенні температури деяка частина валентних електронів може отримати енергію, достатню для розриву ковалентних зв'язків. Тоді в кристалі виникнуть вільні електрони (електрони провідності). Одночасно в місцях розриву зв'язків утворюються вакансії, які не зайняті електронами. Ці вакансії отримали назву дірок. Вакантне місце може бути зайнято валентним електроном з сусідньої пари, тоді дірка переміститься на нове місце в кристалі. Якщо напівпровідник помістити в електричне поле, то в впорядкований рух втягуються не тільки вільні електрони, а й дірки, які ведуть себе як позитивно заряджені частинки.

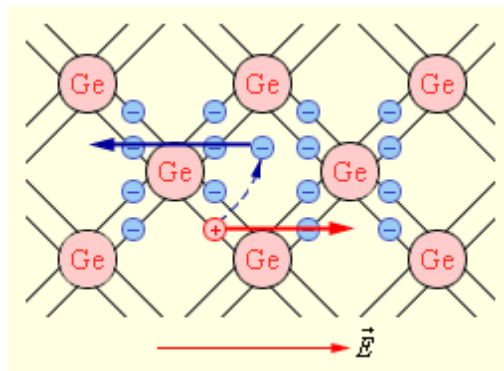


Рисунок 26. Парно-електронні зв'язки в кристалі германію та виникнення електронно-діркової пари

Концентрація електронів провідності в напівпровіднику дорівнює концентрації дірок: $n_n = n_p$. Електронно-дірковий механізм провідності проявляється тільки у чистих (тобто без домішок) напівпровідників. Він називається власною електричною провідністю напівпровідників.

Домішкова провідність напівпровідників

Провідність напівпровідників при наявності домішок називається домішковою провідністю. Розрізняють два типи домішкової провідності - електронну та діркову.

Електронна провідність виникає, коли в кристал германію з чотирьохвалентного атомами введені п'ятивалентні атоми (наприклад, атоми миш'яку, As).

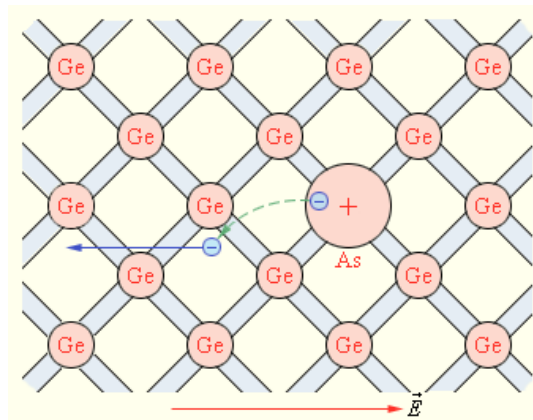


Рисунок 27. Атом миш'яку в решітці германію. Напівпровідник *n*-типу

У кристалі германію з домішкою миш'яку є електрони і дірки, відповідальні за власну провідність кристала. Але основним типом носіїв вільного заряду є електрони, що відірвалися від атомів миш'яку. В такому кристалі $n_n \gg n_p$. Така провідність називається електронною, а напівпровідник, що має електронну провідність, називається **напівпровідником *n*-типу**.

Діркова провідність виникає, коли в кристал германію введені тривалентні атоми (наприклад, атоми індію, In). На рисунку показаний атом індію, який за допомогою своїх валентних електронів створив ковалентні зв'язки лише з трьома сусідніми атомами германію.

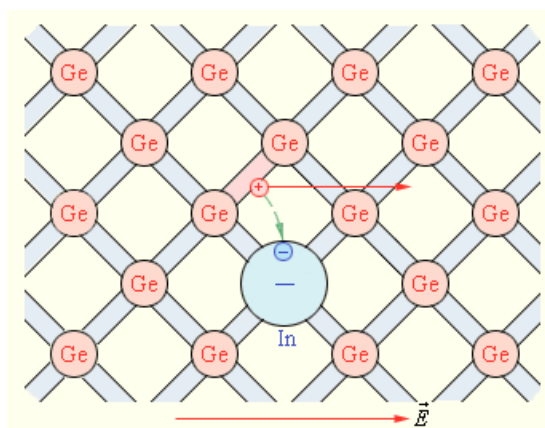


Рисунок 28. Атом індію в решітці германію. Напівпровідник *p*-типу

У цьому випадку атом індію перетворюється в негативний іон, розташований у вузлі кристалічної решітки, а в ковалентного зв'яз-

ку сусідніх атомів утворюється вакансія. Домішка атомів, здатних захоплювати електрони, називається **акцепторною** домішкою.

Концентрація дірок в напівпровідниках з акцепторною приміслю значно перевищує концентрацію електронів, які виникли через механізм власної електропровідності напівпровідника: $n_p \gg n_n$. Провідність такого типу називається дірочкою провідністю. Домішковий напівпровідник з дірочною провідністю називається **напівпровідником *p*-типу**. Основними носіями вільного заряду в напівпровідниках *p*-типу є дірки

Електронно - дірковий перехід (*p-n* перехід)

У будь-якому напівпровідниковому приладі є один або кілька електронно-діркових переходів. Електронно-дірковий перехід (або *n-p*-перехід) – це область контакту двох напівпровідників з різними типами провідності.

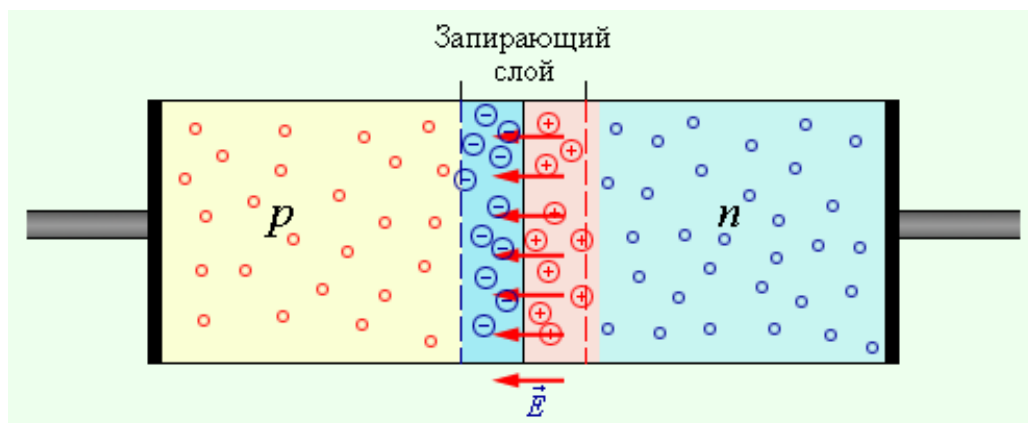


Рисунок 29. Виникнення запірною електричного шару при контакті між напівпровідниками *p*-типу і *n*-типу

При контакті двох напівпровідників *n*- і *p*-типів починається процес дифузії: дірки з *p*-області переходять в *n*-область, а електрони, навпаки, з *n*-області в *p*-область. В результаті в *n*-області поблизу зони контакту зменшується концентрація електронів і виникає позитивно заряджений шар. В *p*-області зменшується концентрація дірок і виникає негативно заряджений шар. Таким чином, на кордоні напівпровідників утворюється подвійний електричний шар, поле якого перешкоджає процесу дифузії електронів і дірок назустріч один одному (рис. 29).

Прикордонна область розділу напівпровідників з різними типами провідності (так званий запірний шар) зазвичай досягає тов-

щини порядку десятків і сотень міжатомних відстаней. Об'ємні заряди цього шару створюють між p - і n -областями замикає напруга U_z , приблизно рівне 0,35 В для германієвих n - p -переходів і 0,6 В для кремнієвих.

Властивості p - n переходу в зовнішньому електричному полі

Якщо n - p -перехід з'єднати з джерелом так, щоб позитивний полюс джерела був з'єднаний з p -областю, а негативний з n -областю, то напруженість електричного поля в замикаючому шарі буде зменшуватися, що полегшує перехід основних носіїв через контактний шар. Дірки з p -області і електрони з n -області, рухаючись назустріч один одному, будуть перетинати n - p -перехід, створюючи струм в прямому напрямі. Сила струму через n - p -перехід в цьому випадку буде зростати при збільшенні напруги джерела.

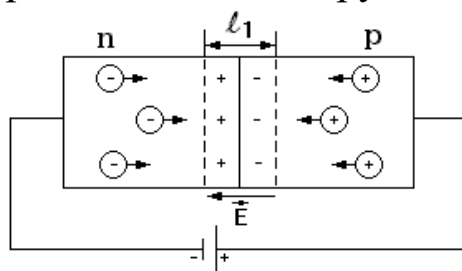


Рисунок 30. Прямий (пропускний) напрямок зовнішнього поля

Якщо напівпровідник з n - p -переходом підключений до джерела струму так, що позитивний полюс джерела з'єднаний з n -областю, а негативний - з p -областю, то напруженість поля в замикаючому шарі зростає, і струм через n - p -перехід практично не йде. Напругу, що подана на n - p -перехід, в цьому випадку називають зворотною.

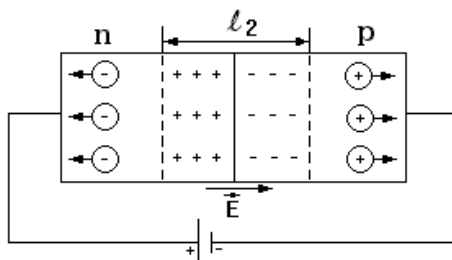


Рисунок 30. Зворотній (замикаючий) напрямок зовнішнього поля

Здатність n - p -переходу пропускати струм практично тільки в одному напрямку використовується в приладах, які називаються напівпровідниковими діодами. Напівпровідникові діоди виготовляють з кристалів кремнію або германію. При їх виготовленні в кристал з

будь-яким типом провідності вводять домішку, що забезпечує інший тип провідності.

В даний час напівпровідникові прилади знаходять виключно широке застосування в радіоелектроніці. Сучасна технологія дозволяє виробляти напівпровідникові прилади - діоди, транзистори, напівпровідникові фотоприймачі і таке інше – розміром в кілька мікрометрів. Якісно новим етапом електронної техніки стало розвиток мікроелектроніки, яка займається розробкою інтегральних мікросхем і принципів їх застосування. Інтегральною мікросхемою називають сукупність великого числа взаємопов'язаних елементів - надмалих діодів, транзисторів, конденсаторів, резисторів, сполучних проводів, виготовлених в єдиному технологічному процесі на одному кристалі. Мікросхема розміром в 1 мм² може містити кілька сотень тисяч мікроелементів.

Застосування мікросхем призвело до революційних змін у багатьох областях сучасної електронної техніки.