Частинка ІІІ. Електродинаміка
Розділ І. Електричне поле
§1. Електричні заряди. Їх основні властивості

Електростатика – розділ електродинаміки, в якому вивчається взаємодія і властивості систем електричних зарядів, нерухомих відносно ІСВ.

Важливим поняттям у вченні про електрику є електричний заряд. Електричні заряди є невід'ємною і первинною властивістю частинок речовини, первинною в тому плані, що вона не зводиться ні до яких інших властивостей.

Електричний заряд – скалярна фізична величина, що характеризує властивості деяких частинок або тіл вступати за певних умов в електромагнітну взаємодію ш визначає значення сил і енергій при таких взаємодіях.

Дослідним шляхом було встановлено, що електричні заряди мають такі фундаментальні властивості:

1. Електричні заряди існують в двох видах – позитивні і негативні заряди.

В оточуючому світі кількості цих зарядів однакові. Між позитивним і негативним зарядами немає ніяких внутрішніх відмін.

Наші спостереження не зміняться, якщо всі позитивні і негативні заряди поміняти місцями.

Частинка, що володіє найменшим від'ємним зарядом, називається електроном.

$$e = -1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$
$$m_e = 9{,}1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$$

В природі не виявлені електричні заряди, менші за заряд електрона. Важливо також відмітити, що не виявлено частинок речовини з масою, меншою за масу електрона. Дослідів, які дозволили б визначити розміри ш форму електрона не існує.

На сьогодні відомий позитрон (антиелектрон), тобто частинка, що має такий же заряд за величиною, як і електрон, але протилежний йому за знаком. Але позитрон не може бути еталоном позитивно зарядженої частинки, бо час його життя складає $\tau \approx 10\text{-}7$ с.

Стабільна частинка, що має найменший позитивний заряд, називається протоном.

$$q_p = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$
$$m_p = 1{,}67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

Протон і електрон входять до складу всіх атомів і молекул. Електричний заряд протона і електрона називається елементарним.

Електричні заряди знаходяться в стані безперервного руху. В природі не існує нерухомих зарядів. Нерухомі заряди, що розглядаються в електростатиці, є результатом макроскопічних усереднень.

Якщо векторна сума швидкостей всіх зарядів в даній системі відліку дорівнює нулю, то такий заряд проявляє себе як «нерухомий».

Заряд, нерухомий в одній системі відліку, є рухомим в системі відліку, що рухається відносно першої.

Електричний заряд невіддільний від частинки, якій він належить.

2. Величина і знак електричного заряду частинки чи тіла не залежить від вибору ІСВ, в якій він вимірюється.

3. Електричний заряд адитивний і заряд будь-якої системи завжди дорівнює сумі зарядів частинок, що складають систему.

Наприклад, заряд іону дорівнює сумі зарядів ядра атома і тих його електронів, які збереглись після іонізації атома.

4. Всі електричні заряди кратні елементарному:

$$q = \pm ne \quad (1), \text{ де } n = 1, 2, 3\ldots$$

Всі відомі елементарні частинки, будь-які ансамблі з них, всі атоми речовини або нейтральні, або їх заряди містять кратну кількість зарядів електрона або протона. Чому це так, ніхто не знає. Поки що це загадка.

В 60-х роках Гелл-Манн і Цвейг незалежно висунули гіпотезу про існування частинок, заряди яких складають ±1/3 або ±2/3 елементарного. Ці частинки назвали кварками.

Пошуки кварків продовжуються. Отримані дані, хоча і неявним чином, але все ж достатньо переконливо свідчать про те, що кварки є. Але на відміну від всіх відомих частинок, вони відрізняються тим, що можуть існувати тільки в певних поєднаннях один з одним, але не окремо.

Отже, заряди не є неперервними, а підкорюються закону, що визначається формулою (1). Якщо фізична величина може набувати тільки певних значень, кажуть, що ця величина квантується. Ця властивість називається квантованістю електричних зарядів.

Але елементарний заряд такий малий, що можливу величину макроскопічних зарядів можна вважати такою, що змінюється неперервно.

5. Фундаментальною властивістю електрики є закон збереження електричних зарядів, що є узагальненням дослідних фактів.

Він стверджує, що: електричні заряди не створюються і не зникають, вони можуть лише переходити від одного тіла до іншого (електризація тертям, ударом) або переміщуватися всередині тіла (електризація через вплив або електростатична індукція).

Математично закон записується так:

$$\sum_{i=1}^{n} q_i = const \quad (2)$$

Підкреслимо, що закон збереження електричного заряду тісно пов’язаний з релятивістською інваріантністю заряду. Дійсно, якби величина заряду залежала від його швидкості, то, привівши в рух заряди якогось одного знаку, ми змінили б сумарний заряд ізольованої системи. Досліди показують, що таке неможливо.

Відмітимо, що перелічені властивості 1-5 є фундаментальними законами. Вони не виводяться з яких-небудь інших фізичних законів. Не виявлено ні одного факту, що суперечить цим властивостям.

§2. Закон Кулона

Фундаментальним законом сил, що створюються електромагнітними взаємодіями, є закон Кулона. Він визначає силу взаємодії двох нерухомих зарядів, чи зарядів, що повільно рухаються один відносно іншого (тобто $v << c$). Закон встановлений експериментально в 1785 р. за допомогою кружальних терезів, виготовлених самим Кулоном.

Кулон показав, що $F \sim q^2$ та $F \sim \frac{1}{r^2}$, тобто $F \sim \frac{q_1 q_2}{r^2}$.

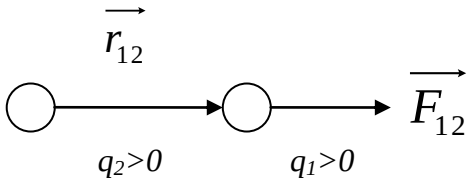
Тобто $F = k_1 \frac{q_1 q_2}{r^2}$ (3), де $k_1 = \frac{k}{\varepsilon}$ (4), де k залежить від вибору системи одиниць вимірювання, а ε – характеризує електричні властивості середовища.

В СІ $F_0 = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}$ (5) – для вакууму $\varepsilon = 1$.

$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \frac{Ф}{м}$ - електрична постійна.

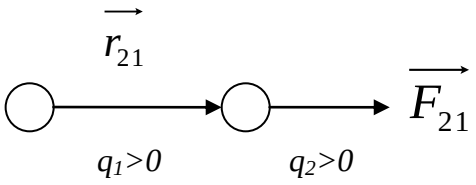
Кулон експериментально встановив, що сили, які діють на заряди, є центральними, тобто вони направлені вздовж прямої, що з'єднує точкові заряди. Підкреслимо, що напрям сили взаємодії вздовж прямої, що з'єднує точкові заряди, слідує із міркувань симетрії. Простір, в якому знаходяться заряди q_1 і q_2, вважається ізотропним і однорідним. Отже, єдиним напрямком, що виділяється в просторі внесеним в нього нерухомим точковими зарядами є напрям від одного заряду до іншого.

Закон Кулона можна записати в векторній формі $\overrightarrow{F_{12}} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\overrightarrow{r_{12}}}{r}$ (6), де $\overrightarrow{r_{12}}$ - радіус-вектор, що з'єднує заряди q_1 і q_2.



мал. 1

Відповідно сила $\overrightarrow{F_{21}} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\overrightarrow{r_{21}}}{r}$ (7), де $\overrightarrow{r_{21}} = -\overrightarrow{r_{12}}$.



мал. 2

Рівняння (6) і (7) виражають той факт, що однойменні заряди відштовхуються, а різнойменні – притягуються і що сила, що входить в рівняння є ньютонівською, тобто підкорюється III закону Ньютона.

$$\overrightarrow{F_{21}} = -\overrightarrow{F_{12}}$$

Закон Кулона справедливий тільки для взаємодій нерухомих точкових зарядів. Вимога нерухомості точкових зарядів в даному випадку необхідна для виключення питання про магнітні взаємодії, які виникають при русі зарядів. Наприклад, при взаємодіях електронів і ядер в атомах основну роль відіграють саме кулонівські сили. Магнітна взаємодія істотної ролі в атомі не відіграє.

Область застосування закону Кулона ширша області застосовності самої класичної фізики і простягається від самих великих відстаней (порядку кількох кілометрів) до 1 Фм (фермі), тобто порядку 10^{-15} м.

$$1 \text{ Фм} = 10^{-15} \text{ м} = 10^{-13} \text{ см}.$$

На ще менших відстанях закон Кулона не виконується. Можливо, це пов’язано з тим, що на таких малих відстанях електрони і протони не є точковими зарядами. Або ж в цьому випадку має місце інший закон взаємодії зарядів. Для дуже великих відстаней (до 7 км) експериментальних даних немає (досліди дуже важко здійснити), але немає причин сподіватись, що цей закон не виконується на значних відстанях між точковими зарядами.

З формул (3), (5), (6) видно, що не можна переходити до границі $r \to 0$, бо в цьому випадку ми отримали б, що $F \to \infty$ (в природі нескінчено великих сил не існує). В цих формулах r є відстань між точковими зарядами.

Точковим наз. заряд, розподілений на тілі, розміри якого значно менші, ніж будь-які відстані, що зустрічаються в даній задачі.

Реальні носії зарядів мають лінійні розміри, а томі зрозуміло, що не можна здійснити дослід, при якому центри взаємодіючих зарядів співпадали б.

Будь-яке заряджене тіло модна розглядати як сукупність точкових зарядів аналогічно тому, як в механіці будь-яке тіло можна вважати сукупністю матеріальних точок. Електрична сила, з якою одне заряджене тіло діє на інше, дорівнює векторній сумі сил, прикладених до всіх точкових зарядів іншого тіла з боку кожного точкового заряду першого тіла.

Закон Кулона справедливий також і для взаємодії заряджених тіл сферичної форми, якщо заряди розподілені рівномірно по всьому об’єму або по всій поверхні цих тіл. При цьому радіуси тіл можуть бути сумірні с відстанню r між їх центрами.

Закон Кулона передбачає, що заряди знаходяться в абсолютному вакуумі. Виявилось, що вплив повітря на сили взаємодії дуже малий, тобто відносна діелектрична проникність повітря ε = 1.

§3. Електричне поле. Напруженість поля

Простір, в якому знаходиться електричний заряд, володіє певними фізичними властивостями. Так, на будь-який заряд, що поміщено в цей простір, діють електростатичні сили Кулона. Якщо в просторі діють які-небудь сили, то кажуть, що в ньому існує силове поле.

Електричні заряди взаємодіють один з одним не безпосередньо, а через поле, яке вони утворюють.

Речовина і поле – дві відомі нам на сьогодні форми матерії. Також як і речовина, поле тісно пов'язане з простором і часом.

Поле є формою матерії, що здійснює взаємодію частинок речовини.

Електричне поле – особливий вид матерії, через який здійснюється взаємодія між нерухомими точковими електричними зарядами.

Електростатичне поле утворюється в просторі нерухомими електричними зарядами. Електростатичне поле не змінюється з часом і не існує у відриві від електричних зарядів: електростатичні заряди є його джерелом.

Вихрове електричне поле може змінюватися з часом і може існувати у відриві від електричних зарядів (наприклад, електромагнітна хвиля).

Рухомі електричні заряди створюють і магнітне поле. І магнітне, і електричне поле є окремим випадком електромагнітного поля. Електромагнітне поле має певні фізичні властивості – масу, енергію, які можуть передаватися з однієї області простору в іншу зі скінченною швидкістю.

Електростатичне поле характеризується двома величинами: напруженістю E (силова характеристика) і різницями потенціалів $\Delta\varphi$ (енергетична характеристика).

Єдиним зовнішнім проявом електростатичного поля є його дія на заряджені тіла. Тому для вивчення поля зарядженого тіла необхідно мати інше, «пробне» заряджене тіло – пробний заряд, який задовольняє умові точковості і такий малий за величиною, що не викликає перерозподілу заряджених частинок на тілі, поле якого досліджується.

Якщо в одну і ту ж точку поля поміщати пробні тіла з різними зарядами: q_1, q_2, q_3 і т.д., то відношення сили до величини пробного заряду буде залишатися незмінним $\frac{F_1}{q_1} = \frac{F_2}{q_2} = ... = const$. Напрями цих сил будуть однакові.

Отже, поле в кожній точці можна охарактеризувати векторною величиною, яка за напрямком співпадає з вектором сили, що діє на одиничний заряд, внесений в дану точку поля.

Ця векторна величина наз. напруженістю електричного поля і виражається формулою $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$ (1), $[E] = \frac{1H}{1Кл} = \frac{В}{м}$.

Напруженість загального поля, що утворюється системою зарядів q_1, q_2, q_3,…q_N, дорівнює геометричній сумі напруженостей полів, що породжуються цими зарядами $\vec{E} = \vec{E_1} + \vec{E_2} + \vec{E_3} + \ldots$.

Для полегшення опису електричного поля вводять поняття про лінії вектора $\vec{E}$. Лінією напруженості електричного поля, чи електричною силовою лінією, наз. лінія, дотична до якої в кожній її точці дає напрям вектора напруженості електричного поля.

Силові лінії завжди починаються на поверхні позитивно зарядженого тіла і закінчуються або на поверхні іншого негативно зарядженого тіла або закінчуються в нескінченності.

Замкнутих силових лінії в електростатичному полі не існує.

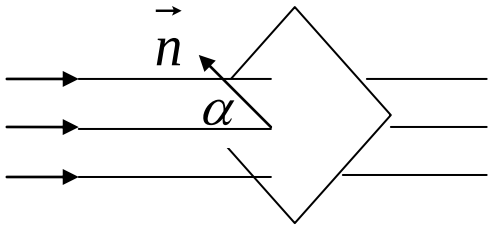
З (1) слідує, що силу взаємодії між електричними зарядами в електростатичному полі можна визначити за формулою $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ (2). Це кулонівська сила. Тому формула (2) є записом закону Кулона.

Основна задача електростатики полягає в наступному: за заданим розподілом в просторі джерел поля – електричних зарядів – знайти величину і напрям вектора напруженості $\vec{E}$ в кожній точці поля.

Теорема Ірншоу: заряджені тіла не можуть знаходитися в стані стійкої рівноваги під дією електростатичних сил.

§4. Потік вектора напруженості. Теорема Остроградського-Гауса

Означим потік електричного поля ΔN крізь площадку ΔS за формулою $\Delta N = \vec{E}\Delta\vec{S} = E\Delta S\cos(\vec{E}\wedge\vec{n})$, де $\alpha = \vec{E}\wedge\vec{n}$ - кут, який утворюють силові лінії з нормаллю до площадки ΔS.

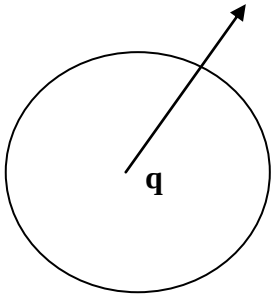


мал. 1

Для великої і складної поверхні S (зокрема, замкнутої) потік електричного поля обчислюється за формулою:

$$N = \int_S \vec{E} d\vec{S}$$

Визначимо за допомогою цієї формули потік електричного поля, що створюється точковим зарядом q, крізь сферичну поверхню радіуса r, в центрі якої знаходиться заряд (мал.2)



мал. 2

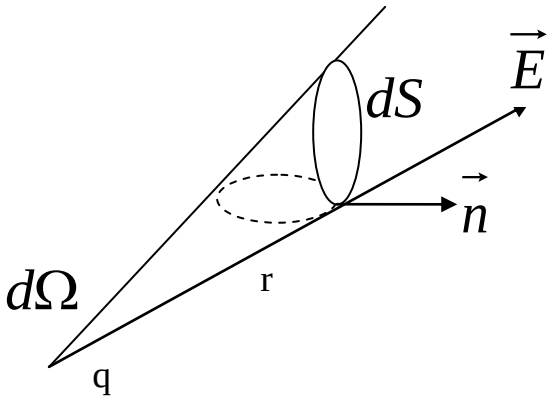
В цьому випадку електричне поле однакове у всіх точках поверхні сфери і дорівнює $E = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}$, і направлено вздовж радіусів сфери. Тоді

$$dN = \vec{E}d\vec{S} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}dS\cos 0$$

$$N = \oint_S \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}dS = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0}$$

Тобто, потік вектора напруженості не залежить від радіуса сфери. Одержаний результат залишається справедливим не тільки для сферичної, але і для довільної замкнутої поверхні, що оточує заряд.

Дійсно $dN = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}dS\cos\alpha$ (мал. 3).



мал. 3

Але $dS\cos\alpha = r^2 d\Omega$

$$dN = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\cdot r^2 d\Omega = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\cdot d\Omega .$$

Для замкнутої поверхні $\Omega = 4\pi$

$$N = \oint_{\Omega} \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} d\Omega = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} 4\pi = \frac{q}{\varepsilon_0}$$

Цей результат можна узагальнити на довільну кількість як завгодно розміщених зарядів q_1, q_2,….

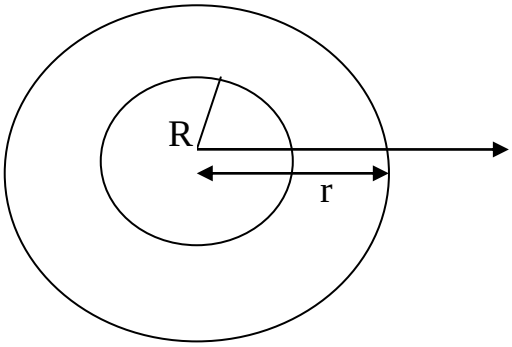
Отже, потік вектора напруженості електричного поля крізь довільну замкнуту поверхню дорівнює сумі зарядів, що знаходяться всередині цієї поверхні, поділеній на $\varepsilon_0\varepsilon$.

$\oint_S EdS = \frac{\sum q_i}{\varepsilon_0\varepsilon}$ - це загальне положення називається теоремою Остроградського-Гауса.

Використовуючи теорему Гауса, легко визначити напруженість поля, створюваного симетрично зарядженими тілами.

Рівномірно заряджена куля

Із міркувань симетрії напруженість електричного направлена вздовж радіусів. Тому в якості замкнутої поверхні виберемо сферичну поверхню, центр якої співпадає з центром зарядженої кулі.



мал. 4

$$N = E\Delta S = 4\pi r^2 E$$

$$4\pi r^2 E = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r^2} \qquad r \geq R$$

Поле всередині кулі залежить від того, де розміщені заряди – на поверхні кулі чи всередині.

В першому випадку q=0, тому E=0.

В другому випадку $q = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho$, де ρ - об’ємна густина заряду.

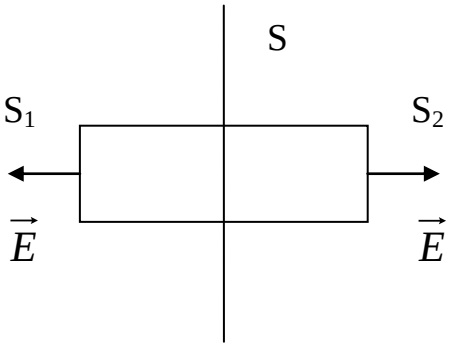
Тоді $E = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r^2} = \frac{4\pi r^3 \rho}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r^2 3} = \frac{\rho}{3\varepsilon\varepsilon_0} r, r \le R$.

Рівномірно заряджена нескінченна площина

Вектор напруженості направлений нормально до площини. Виберемо в якості замкнутої поверхні поверхню паралелепіпеда, дві грані якого S_1 і S_2 паралельні зарядженій площині і знаходяться на однаковій відстані від неї. Потік вектора напруженості відмінний від нуля тільки крізь ці дві грані. Так як вектор напруженості поля всюди однаковий на цих гранях і направлений перпендикулярно граням, то потік дорівнює

$2ES = \frac{\sigma S}{\varepsilon\varepsilon_0}$, де σ - поверхнева густина заряду

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

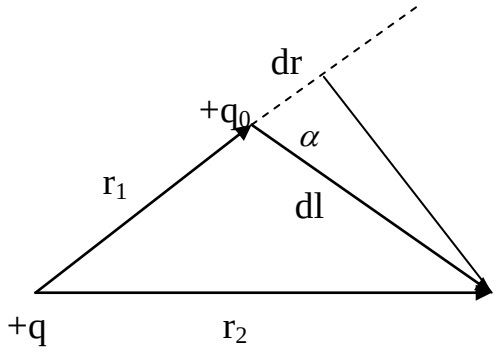


мал. 5

§5. Потенціал (різниця потенціалів) електростатичного поля

5.1 Робота при русі заряду в електростатичному полі

Нехай точковий позитивний заряд q_0 переміщується на відстань dl в електростатичному полі під дією сили F, що складає кут α з напрямом руху.



мал. 1

При цьому $dA = Fdl\cos\alpha$ (1)

Але $F = Eq_0$, тоді $dA = Eq_0 dl\cos\alpha = Eq_0 dr$

Якщо поле створюється точковим позитивним зарядом q, то робота здійснена при переміщенні заряду q_0 від точки поля r_1 до точки r_2, дорівнює:

$$A = q_0 \int_{r_1}^{r_2} Edl\cos\alpha = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right) \quad (2)$$

З (2) видно, що робота не залежить від форми шляху, по якому відбувається рух заряду q_0, а залежить тільки від початкового і кінцевого положень заряду q_0.

Робота додатня, якщо вона виконується силами поля (в цьому випадку відбувається зменшення потенціальної енергії взаємодії зарядів q_0 і q).

Робота від'ємна, якщо виконується під дією зовнішньої сили.

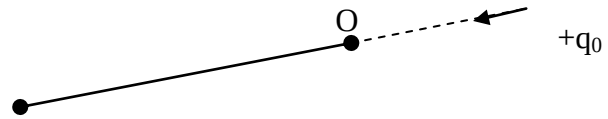
При русі заряду по замкнутому шляху

$$\oint_L Edl\cos\alpha = 0 \quad (3)$$

Цей інтеграл наз. циркуляцією вектора напруженості вздовж замкнтуого контура l.

5.2 Означення потенціалу

Нехай поле утворене позитивним точковим зарядом q. Будемо переміщувати в т. О з нескінченності пробний позитивний заряд q_0.



Мал. 2

+q

Цей заряд буде відштовхуватись від заряду q; для його переміщення треба прикласти зовнішню силу, яка виконає роботу А. при переміщенні в n раз більшого заряду робота А зросте в n раз.

Відношення ж $\frac{A}{q_0}$ для данної точки поля заміняється величиною постійною. Величина $\varphi = \frac{A}{q_0}$ (4) називається потенціалом даної точки поля.

Потенціал в даній точці поля, є фізичка величина, що вимірюється роботою, яку здійснюють сили поля при переміщенні одиночного пробного заряду з цієї точки в нескінченність.

Потенціал точки поля, створеного від`ємним зарядом, є від`ємним.

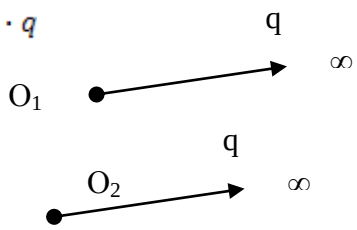
За одиницю потенціалу в СІ прийнято потенціал такої точки поля, для переміщення з якої в нескінченість позитивного заряду в 1 Кл поля виконують роботу в 1 Дж

$$1\ \text{Вт} = \frac{1\ \text{Дж}}{1\ \text{Кл}}$$

5.3 Різниця потенціалів

Нехай потенціал деякої точки O_1 поля дорівнює φ_1, а потенціал іншої точки O_2 поля - φ_2. Визначимо роботу A_{12} по переміщенню заряду q з т.O_1 в т.O_2. Згідно (4) $A_1 = \varphi_1 \cdot q$ – тобто робота, яку здійснюють сили поля по переміщенню заряду q з т. O_1 в нескінченність.

Аналогічно $A_2 = \varphi_2 \cdot q$



Тоді робота А по переміщенню заряду з т. O_1 в т. O_2

$$A = A_1 - A_2 = (\varphi_1 - \varphi_2) \cdot q \qquad (5)$$

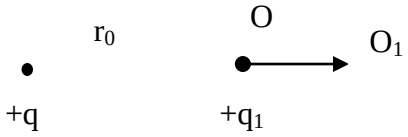
Тобто, робота по переміщенню заряду з однієї точки поля в іншу дорівнює добутку різниці потенціалів цих точок на заряд, що переміщується в полі.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q} \qquad (6)$$

Або різниця потенціалів двох точок поля вимірюється роботою поля по переміщенню пробного заряду з однієї точки поля в іншу (q=1).

При означенні потенціалу (4) за нуль приймається потенціал точки, що знаходиться в нескінченності, але іноді зручніше означити потенціал відносно поверхні Землі, тобто за нуль приймати потенціал Землі.

Знайдемо вираз для потенціалу в деякій т. О, що знаходиться на відстані r_0 від точкового заряду q.



Мал. 3

Для цього треба обчислити роботу поля по переміщенню заряду q з т. О в нескінченність .

Але сила F при цьому буде змінюватися, тому необхідно спочатку знайти роботу нескінченно малому переміщенні dr.

$$dA = F \cdot dr = \frac{q \cdot q_1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2} \cdot dr \qquad (7)$$

Тоді

$$A = \int_{r_0}^{\infty} \frac{q q_1 dr}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2} = \frac{q q_1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{q q_1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \left(-\frac{1}{r}\right)_{r_0}^{\infty} = \frac{q q_1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \cdot \frac{1}{r_0} \text{ або } \varphi = \frac{A}{q} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_0} \qquad (8)$$

Якщо поле утворене системою точкових зарядів q_1, q_2, … ,q_n, то для переміщення пробного заряду з даної точки на нескінченність поле виконує роботу

$$A = A_1 + A_2 + \cdots + A_n, \quad \text{звідки}$$

$$\varphi = \frac{A_1}{q_0} + \frac{A_2}{q_0} + \cdots + \frac{A_n}{q_0}$$

Або $\varphi = \varphi_1 + \varphi_{2+\dots+}\varphi_\tau = \sum_{i=0}^{n}\varphi_i$ (9)

Елементарну роботу (7) можна обчислити як добуток заряду q, на різницю потенціалів між точками O і O_1, тобто на dφ:

$$dA = Fdr = -q_1 d\varphi$$

Знак «мінус» тому, що зростання r викликає зменшення φ.

Тоді $\frac{F}{q_1} = -\frac{d\varphi}{dr}$

Або $\vec{E} = -grad\ \varphi$

Напруженість в даній точці поля чисельно рівна градієнту потенціалу, взятому з протилежним знаком.

$[E] = \frac{B}{M}$ - це напруженість такого однорідного поля, в якому на відстані 1 м вздовж силової лінії потенціал змінюється на 1 В.

Розділ II. Постійний електричний струм

§1. Поняття про електричний струм і його характеристики

Електричним струмом називається впорядкований (напрямлений) рух електричних зарядів.

Речовини, в яких можливий такий рух, є провідниками електрики, а електричний струм, що виникає в них, називається струмом провідності.

Для виникнення і існування електричного струму необхідна наявність двох факторів:

1) наявність електричних зарядів, які могли б переміщуватись

2) наявність електричного поля, енергія якого витрачалася б на переміщення електричних зарядів

Носії заряду приймають участь в молекулярному тепловому русі, отже, рухаються з деякою швидкістю V і при відсутності поля. Але в цьому випадку крізь довільну площадку, проведену в тілі, проходить в обидва боки однакова кількість носіїв будь-якого знаку, тому струм дорівнює 0. При наявності поля на хаотичний рух носіїв зі швидкістю $\vec{V}$ накладається впорядкований рух $\vec{U}$. Таким чином, швидкість носіїв $\vec{V} + \vec{U}$, але $\vec{V} = 0$, тому середня швидкість носіїв $=\vec{U}$.

Для підтримання електричного струму енергія електричного поля повинна весь час поповнюватися, тобто необхідний пристрій, в якому який-небудь вид енергії безперервно перетворювався в енергію електричного поля, такий пристрій називається джерелом ЕРС.

Таким чином, для існування постійного струму необхідна наявність постійної сторонньої ЕРС і замкнутості провідного поля. Невиконання цих умов не заважає існуванню змінного струму. Прикладом є процес зарядки і розрядки конденсатора.

В якості кількісних характеристик електричного струму розглядають силу струму і густину струму.

Сила струму *I* в деякому провіднику дорівнює величині заряду, що проходить за одиницю часу крізь поперечний переріз провідника.

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad (1)$$

Якщо відношення (1) не змінюється з часом, то струм називається постійним.

Якщо відношення (1) не змінюється з часом, то струм називається постійним.

В СІ за одиницю сили стриму приймають 1 А. Означення ампера пов`язано з електромагнітними властивостями струму і його ми дамо пізніше.

Електричний струм може бути розподілений по поверхні, крізь яку він протікає, нерівномірно. Тому більш детально струм можна охарактеризувати за допомогою вектора густини струму. Цей вектор чисельно дорівнює відношенню сили струму dI крізь перпендикулярну до напрямку швидкості електричних зарядів площадку dS, до величини цієї площаді

$$j = \frac{dI}{dS} \qquad (2)$$

Густина струму – векторна величина, вона має напрям середньої швидкості впорядкованого руху позитивних носіїв струму в даній точці провідника.

$$\vec{j} = gn\vec{V} \qquad (3)$$

§2. Елетронна теорія струму

Проходження електричного струму вздовж металічного провідника супроводжується його провідника супроводжується його нагрівання.

Хаотичним рух вільних електронів в металі супроводжується їх зіткненнями один з одним і з іонами кристалічної градки. При наявності електричного поля електрони під час вільного пробігу рухаються рівноприскорено, набуваючи під дією поля додаткову кінетичну енергію. При їх зіткненнях з іонами кристалічної градки, здатними лише коливатись навколо середніх положень рівноваги, швидкість і напрям руху електронів змінюється, а додаткова кінетична енергія, набута іонами від електронів, перетворюється в енергію теплового руху.

Позначимо середню швидкість направленого руху вільних електронів через $\vec{U}$. Якщо концентрація електронів n, то крізь поперечний переріз провідника S проникає струм

$$I = \frac{q}{\Delta t} = \frac{e \cdot nV}{\Delta t} = \frac{en\vec{US}\Delta t}{\Delta t}$$

$$I = en\vec{US} \qquad (1)$$

У відповідності з класичною електронною теорією струму, створеною працями нім. фізика Пауля Друде і нідерландського фізика-теоретика Хенріка Антона Лоренца, на початку нашого століття, електрони провідності в металах розглядаються як електронний газ, що має властивості одноатомного газу. Середня довжина вільного пробігу електронів між зіткненнями з іонами кристалічної градки $\bar{\lambda}$ по порядку величини дорівнює періоду кристалічної градки металу.

$$\bar{\lambda} \approx 1\mathring{A} \approx 10^{-10} м$$

Користуючись закономірностями кінетичної теорії ідеального газу, визначимо середню квадратичну швидкість теплового руху електронів

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT, \text{ при } 0^0\,\text{C}$$

$$v_{ср.кв.} \approx 100\frac{км}{с}$$

Так як $\bar{j} = ne\vec{v}$, можна оцінити порядок середньої швидкості впорядкованого руху електронів.

Для міді, при $j = 11\cdot 10^6 \frac{А}{м^2}$ $\quad \bar{v} = 8\cdot 10^{-4}\frac{м}{с}$.

Таким чином, середня швидкість впорядкованого руху електронів надзвичайно мала порівняно з швидкістю їх теплового руху при звичайних температурах. Незначна величина цієї швидкості пояснюється дуже частими зіткненнями електронів з іонами кристалічної градки.

Розглянемо теоретичне обґрунтування в електронній теорії експериментального закону Ома

$$I = \frac{U}{R} \equiv \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} \quad (2)$$

Нехай на кінцях провідника довжиною L підтримується постійна різниця потенціалів $\varphi_1 - \varphi_2$. Напруженість E поля в провіднику

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{L} \quad (3)$$

На кожний вільний електрон поле діє з силою

$$F = Ee$$

Прискорення, з яким рухається електрон між зіткненнями

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m} = \frac{e(\varphi_1 - \varphi_2)}{mL}$$

Середня швидкість впорядкованого руху за час τ вільного пробігу

$$\bar{u} = \frac{0 + a\tau}{2} = \frac{a\tau}{2}$$

Так як $\bar{u} << v$, то $\tau = \frac{\bar{\lambda}}{v}$

Тоді $\bar{u} = \frac{a\bar{\lambda}}{2v} = \frac{e(\varphi_1 - \varphi_2)\bar{\lambda}}{2mLv}$

Так як $I = en\bar{u}S$, і підставляючи значення $\bar{u}$

$$I = \frac{enS \cdot e(\varphi_1 - \varphi_2)\bar{\lambda}}{2mLv} = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2)e^2\bar{\lambda}nS}{2mvL}$$

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\frac{2m\bar{v}}{e^2 \bar{\lambda} n} \cdot \frac{L}{S}} \quad (4)$$

позначимо $\frac{2m\bar{v}}{e^2 \bar{\lambda} n} = \rho$ (5), тоді $I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\rho \cdot \frac{L}{S}} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R}$.

З (5) видно, що питомий опір провідника залежить від його матеріалу і температури.

Так як $j = ne\bar{v}$, тоді $j = \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}} E$

$\varphi_1 - \varphi_2 = EL$

По закону Ома для ділянки кола $\varphi_1 - \varphi_2 = IR$.

Тоді $IR = EL$, або $EL = I\rho \frac{L}{S}$, звідки $\frac{I}{S} = \frac{E}{\rho}$ або

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \gamma \vec{E} \quad (5) – закон Ома у векторній формі.$$

Його фізичний зміст: $\vec{j}$ - характеризує інтенсивність процесу струму в даній точці; $\vec{E}$ - причину, що викликає цей процес; а γ - умови, в яких він протікає. Це просте співвідношення залишається справедливим і в змінних полях.

Співвідношення (5) можна трактувати як вираження факту, що сили тертя, прикладені до електронів в провіднику, пропорційні середній швидкості їх впорядкованого руху під дією поля. Дійсно, чим більша швидкість руху вільних електронів, що визначають густину струму, тим більша напруженість електричного поля потрібна для підтримання струму, тобто для подолання сил тертя. В цьому і полягає з електронної точки зору зміст закону Ома.

Недоліки класичної електронної теорії провідності металів

1. Експериментально встановлено, що в значному інтервалі температур питомий опір пропорційний температурі

$$\rho \sim T$$

Але з теорії Друде-Лоренца слідує, що $\rho \sim \sqrt{\bar{v}^2} \sim \sqrt{T}$, що суперечить дослідним даним.

2. Ще більші труднощі виникли при підрахунку теплоємності металів. При її обчисленні не можна нехтувати теплоємністю електронного газу, який має відповідно класичній електронній теорії всі властивості ідеального газу.

Якщо для простоти вважати, що кожний атом металу вносить по одному електрону в електронний газ, то один грам-атом металу містить $6{,}02 \cdot 10^{23}$ іонів і стільки ж електронів. Теплоємність, зумовлена іонами,

дорівнює 3R, де R – універсальна газова стала (закон Дюлонга-Пті). Теплоємність електронів, якщо вважати їх звичайним газом дорівнює $\frac{3}{2}R$. Тому сумарна теплоємність металу повинна дорівнювати $\frac{9}{2}R$. Теплоємність діелектрика, в якому немає електронного газу, дорівнює 3R. Але експерименти показали, що молярні теплоємності металів і діелектриків практично не відрізняються. Це означає, що електронний газ не вносить помітного внеску в теплоємність металу.

§3. Сторонні сили

3.1. Електрорушійна сила джерела

Кулонівські сили взаємодії між зарядами завжди приводять до такого перерозподілу вільних зарядів, при якому електричне поле в провіднику зникає, а потенціали у всіх точках вирівнюються.

Тому поле кулонівських сил не може викликати стаціонарний процес впорядкованого руху зарядів, тобто не може бути причиною виникнення постійного електричного струму. Тому для підтримання струму в колі на вільні заряди повинні діяти крім кулонівських сил ще якісь інші неелектричні сили. Ці сили носять назву сторонніх сил.

Сторонні сили викликають розподілення різнойменних зарядів і підтримують різницю потенціалів на кінцях провідника. Додаткове поле сторонніх сил кола створюється джерелом струму (гальванічними елементами, акумуляторами, електричними генераторами). Сторонні сили діють на заряди тільки в джерелі струму.

Ділянка кола, в якій на заряди діють тільки електростатичні сили, називається однорідною.

Ділянка кола, в якій на заряди одночасно діють і електростатичні, і сторонні сили, називається неоднорідною.

При переміщенні зарядів сторонні і електростатичні сили виконують роботу.

Роботу сторонніх сил характеризує електрорушійна сила (ЕРС). ЕРС – скалярна фізична величина, що чисельно дорівнює роботі сторонніх сил по переміщенню одиничного позитивного заряду вздовж замкнутого кола:

$$\varepsilon = \frac{A_{стор.}}{q_+} \quad (1).$$

Роботу сил електростатичного поля в провіднику характеризує різниця потенціалів (напруга).

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12 електростат.}}{q_+} \quad (2)$$

Для електростатичного поля кулонівських сил поняття різниці потенціалів і напруги співпадають. Але це не так для замкнутого кола постійного електричного струму.

Спільну роботу сторонніх і електростатичних сил характеризує спад напруги.

Спад напруги на ділянці 1-2 – скалярна фізична величина, що чисельно дорівнює алгебраїчній сумі робіт, які виконуються електростатичними і сторонніми силами по переміщенню одиничного позитивного заряду вздовж цієї ділянки.

$$\frac{A_{12}}{q_+} = \frac{A_{12}^{ел.ст.}}{q_+} + \frac{A_{12}^{стор.}}{q_+}$$

або

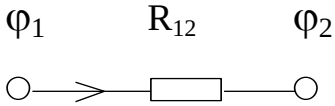
$$\frac{A_{12}}{q_+} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12} \quad (2).$$

Відмітимо, що про спад напруги можна вести мову тільки тоді, коли результатом роботи струму, що протікає по даній ділянці електричного кола, є тільки нагрівання провідника. В останніх випадках мова може йти лише про напругу.

3.2 Закон Ома для повного кола

Закон Ома для ділянки дії потенціальних електр. сил має вигляд

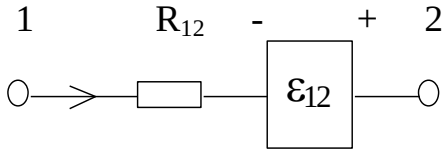
$$IR_{12}=\varphi_1-\varphi_2 \qquad (1)$$



Якщо ж на цій ділянці проявляється ще дія сторонніх сил, то, очевидно

$$IR_{12}=\varphi_1-\varphi_2+\varepsilon_{12}\text{ , або} \qquad (2)$$

$$I=\frac{\varphi_1-\varphi_2+\varepsilon_{12}}{R_{12}} \qquad (3)$$



Вираз (3) є законом Ома для будь-якої ділянки кола. Сума робіт у чисельнику має зміст алгебраїчної суми.

ЕРС ε_{12} проймаємо позитивною, якщо, йдучи в напрямку струму 1-2, ми проходимо джерело від негативного до позитивного полюса.

Вираз закону Ома (3) можна поширити на все коло. У цьому випадку $\varphi_1-\varphi_2=0$, $R_{12}=R+r$ – повний опір кола, а закон Ома набуде вигляду

$$I=\frac{\varepsilon}{R+r} \qquad (4)$$

або $\varepsilon=IR+Ir$ – спад напруги в усьому полі компенсується роботою сторонніх сил за рахунок енергії неелектричного походження. Тому можна сказати, що закон Ома для повного кола виражає закон збереження і перетворення енергії.

Розглянемо два окремих випадки:

1) коротке замикання: R=0

Тоді $I=\frac{\varepsilon}{r}=I_{\max}$, і U=0. При цьому в джерелі виділяється велика потужність і воно може зіпсуватись

2) якщо електричне коло розімкнуте ($R=\infty$), то

$I=\frac{\varepsilon}{\infty}=0$ і напруга буде максимальною:

$$U=\frac{\varepsilon}{1+\frac{r}{R}}=\varepsilon$$

Отже, ЕРС чисельно дорівнює максимальній напрузі на клемах розімкнутого джерела.

Розділ ІІІ. Єлектричний струм у різних середовищах

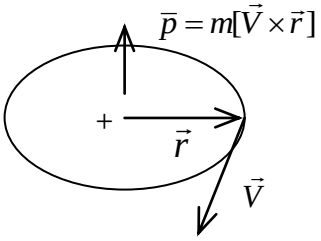
§ 1. Властивості електронів з точки зору квантової механіки.

Стан електрона в атомі характеризується чотирма квантовими числами.

Енергія електрона в атомі визначається квантовим числом n. Воно називається головним квантовим числом. Це число може мати довільні цілі

значення, починаючи з одиниці (n=1, 2, 3, 4, ...) і дає дискретний ряд значень енергії електрона в атомі.

Рухаючись по орбіті радіуса r зі швидкістю *V,* електрон в атомі має момент імпульсу (мал. 1)



Момент імпульсу електрона в атомі може приймати лише значення, кратні деякому цілому числу.

$$p_m = \frac{h}{2\pi}\sqrt{l(l+1)}$$

де l = 0, 1, 2, ..., n-1. Воно називається орбітальним квантовим числом.

Головне квантове число позначається цифрою, а орбітальне квантове число – буквою.

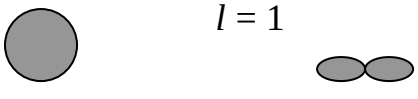
l = 0, 1, 2, 3

s p d f

Наприклад, n=1, l=0 – 1*s*.

Поняття орбіти до електрона в атомі незастосовне, місцезнаходження електрона визначається як ймовірність виявити електрон в одиниці об'єму. Якщо домовитися зображати електрон так, щоб більшій ймовірності відповідала більша густина зображення, то в нас вийде так звана електронна хмара. Форма хмари сильно залежить від значення квантового числа *l.*

l = 0 l = 1



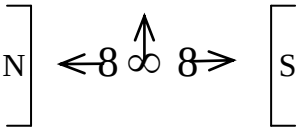
Крім орбітального механічного момента імпульса електрон в атомі володіє ще і зв'язаним з ним орбітальним магнітним моментом, тому у зовнішньому магнітному полі хмара може орієнтуватися тільки певним чином.

При цьому проекція орбітального момента імпульса L_z на напрям зовнішнього магнітного поля може мати лише певні квантові значення:

$$L_z = m\frac{h}{2\pi}$$

тобто значення L_z визначається магнітним квантовим числом m, яке може приймати будь-які цілі значення від $-l$ до $+l$.

Наприклад, при l=1



Поряд з орбітальним моментом імпульса електрон має власний момент L_s імпульса – спін. Так як спіну відповідає власний магнітний момент p_{ms} електрона, то проекція спінового моменту імпульсу на напрям зовнішнього магнітного поля може мати лише певні квантовані значення:

$$L_{sz} = S\frac{h}{2\pi},$$

де S – спінове квантове число. Воно може приймати лише одне з двох значень: $+\frac{1}{2}$ і $-\frac{1}{2}$.

У стані з головним квантовим числом n може знаходитися без врахування спіна електрона

$$\sum_{l=0}^{n-1}(2l+1) = \frac{1+\left[2(n-1)+1\right]}{2}n = n^2$$

З врахуванням спіну $2n^2$.

Крім того, поведінка електронів підкорюється тіким двом принципам:

1. при інших рівних умовах електрон знаходиться в тому стані, в якому його енергія мінімальна.

2. принцип Паулі – ніякі два електрона (в атомі, молекулі, кристалі) не можуть знаходитися в одному і тому ж стані, тобто в одній і тій же системі не існує двох електронів, всі чотири квантових числа яких були б однакові.

Електронна оболонка атома поділяється на окремі шари (n=1,2,3,…)

1 2 3 4 5 6 7

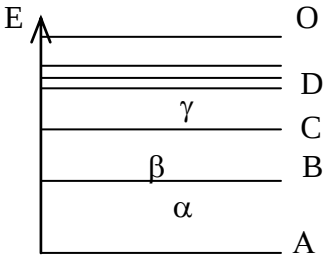
K L M N O P Q

Кожний шар поділяється на підшари. Кількість їх дорівнює номеру шару =*l*.

У відповідності з n і *l* атомні електрони можуть набувати дискретних, квантових значень енергії. Сукупність атомів з однаковою енергією називається енергетичним рівнем. Енергетичні рівні схематично зображають системою горизонтальних ліній (мал. 2).

Оскільки енергія електрона відносно ядра має від'ємне значення, то на схемі дискретні енергетичні рівні показуються вниз від початку відліку (нуль – найбільше значення енергії). Найменше значення енергії мають електрони на рівні А (найближчиму до ядра).

В ізольованому атомі дискретні енергетичні рівні розділені областями недозволених значень енергії (α, β, γ).

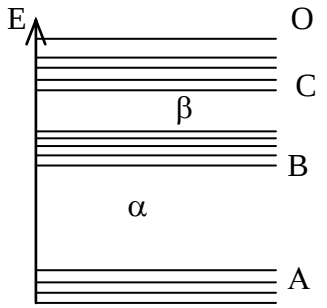


мал. 1

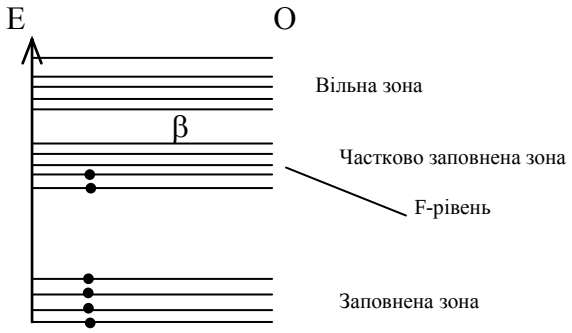
Коли з окремих атомів утворюється тверде тіло, в результаті взаємодії атомів периферійні (валентні) електрони окремих атомів стають загальною власністю всіх суміжних атомів металу. Ці електрони і зумовлюють провідність металів, тому їх називають електронами провідності.

Під впливом електричних полів, пов'язаних з вузлами кристалічної градки, первісні атомні енергетичні рівні розщеплюються на стільки додаткових рівнів, скільки існує взаємодіючих атомів. Тому кожний первісний енергетичний рівень розширюється в енергетичну смугу, або енергетичну зону.

У відповідності з принципом Паулі на енергетичних рівнях розміщується не більш як два електрона з протилежними спінами.



мал. 2



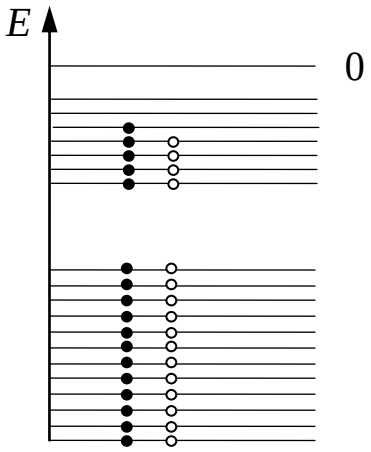
мал. 3

При Т=0°К електрони попарно займають дозволені енергетичні рівні як найбільш стійкі. Найвищий енергетичний рівень при Т=0°К, зайнятий електронами, називається рівнем Фермі.

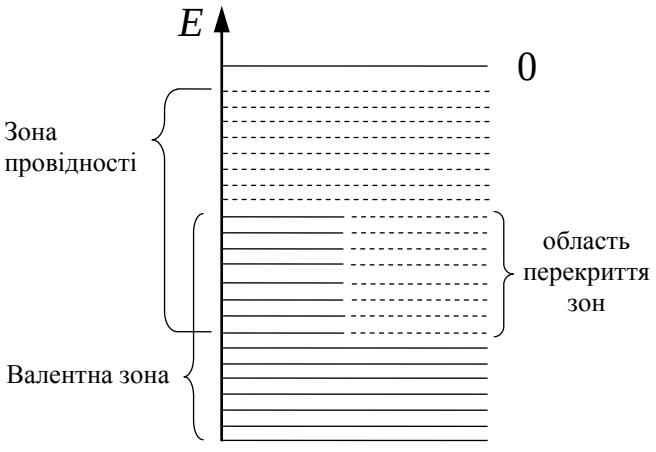
Енергетичний інтервал у межах дозволеної зони між сусідніми рівнями малий ($\approx 10^{-22}$еВ), але ширина зони становить кілька еВ. Такого самого порядку і ширина заборонених зон. Тому міжзонний перехід електронів на вищі енергетичні рівні утруднений, значно легший внутрішньозонний перехід (між сусідніми рівнями в межах дозволеної зони).

§ 2. Електричний струм в металах.

У металах верхня дозволена енергетична зона заповнена частково і біля рівня Фермі є вільні місця. Якщо в металі створити електричне поле, то під дією поля електрони будуть переходити стрибками з нижчих енергетичних



мал. 1

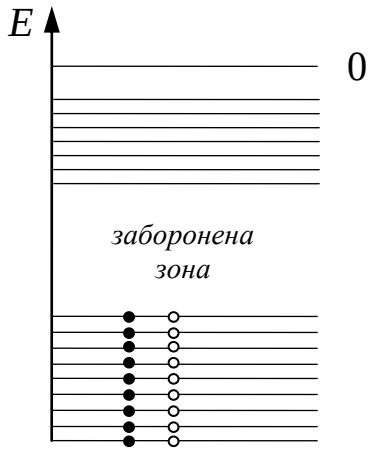


мал. 2

рівнів на вакантні місця поблизу рівня Фермі і утворювати електричний струм (мал. 1).

Електронна провідність буде і тоді, коли внаслідок розщеплення атомних енергетичних рівнів на зони останні перекриваються. На заповнену валентну зону накладається незаповнена зона провідності, розміщена вище (мал. 2). Тоді виникає гібридна зона, заповнена електронами частково. Під впливом електричного поля електрони переходять на вищі енергетичні рівні гібридної зони і створюють струм. Це характерно для лужно-земельних елементів.

У твердих діелектриках при 0°К верхня енергетична зона повністю укомплектована електронами (валентна зона), ширина забороненої зони велика, над нею розміщена вільна зона (мал. 3). Тепер не досить енергії, якої набувають електрони під впливом електричного поля, щоб відбувся міжзональний перехід електронів. Струму не буде (мал. 3).

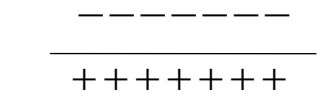


мал. 3

2.1 Робота виходу електрона з металу

Якщо в металах є вільні електрони, то виникає питання – чому вони не виходять за межі металу?

Електрони в металі рухаються з різними швидкостями, і той електрон, який має достатню кінетичну енергію, може вирватися з металу. Але тоді на цей електрон діятиме сила з боку індукованого позитивного заряду всередині



мал. 4

металу, притягуючи електрон назад в метал. Крім того, електрони, яким вдалося вилетіти з металу, утворюють над його поверхнею електронну хмару, густина якої швидко зменшується з віддаленням від поверхні металу. В електронній хмарці встановлюється динамічна рівновага. Можна сказати, що поверхня металу являє собою подвійний електричний шар, подібний до зарядженого плоского конденсатора. Товщина цього шару становить кілька міжатомних відстаней у металі. Цей шар перешкоджає виходу електронів з металу. Різниця потенціалів між електронною хмарою і металом наз. поверхневим стрибком потенціалу, або контактною різницею потенціалів між металом і навколишнім середовищем. Для чистих металів ΔU має значення в кілька вольт.

Роботу, яку треба виконати для того, щоб перевести електрон з металу в навколишній простір, називають роботою виходу.

$$A=e\Delta U$$

Роботу при переміщенні заряду, рівного за модулем $1{,}6\cdot10^{-19}$ Кл, між точками з різницею потенціалів в 1В, називають електрон-вольтом і позначають еВ.

$$1\ \text{еВ}=1{,}6\cdot10^{-19}\ \text{Кл}\cdot1\text{В}=1{,}6\cdot10^{-19}\ \text{Дж}$$

Для Cs – A=1,81 еВ, Zn – A=3,74 еВ, Ni – A=5,03 еВ.

Робота виходу залежить від стану поверхні металу і особливо від домішок.

2.2 Контактна різниця потенціалів

Алессандро Вольта експериментально встановив два закони, названі його ім’ям:

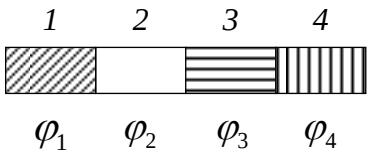
1. При дотиканні двох різних (незаряджених) металів в місці контакту виникає різниця потенціалів, яка наз. контактною різницею потенціалів. Вона залежить від хімічного складу металів і температури.

Вольта склав ряд, в якому кожний попередній метал у місці контакту з наступним наелектризовується позитивно, а кожний наступний – негативно.

$$Al^{+}\,^{-}Zn^{+}\,^{-}Pb^{+}\,^{-}Sn^{+}\,^{-}Sb^{+}\,^{-}Bi^{+}\,^{-}Hg^{+}\,^{-}Fe^{+}\,^{-}Cu^{+}\,^{-}Ag^{+}\,^{-}Au^{+}\,^{-}Pt$$

У ньому кожний попередній метал має меншу роботу виходу, і електрони переходять від металу з меншою роботою виходу до металу з більшою $A_{вих}$.

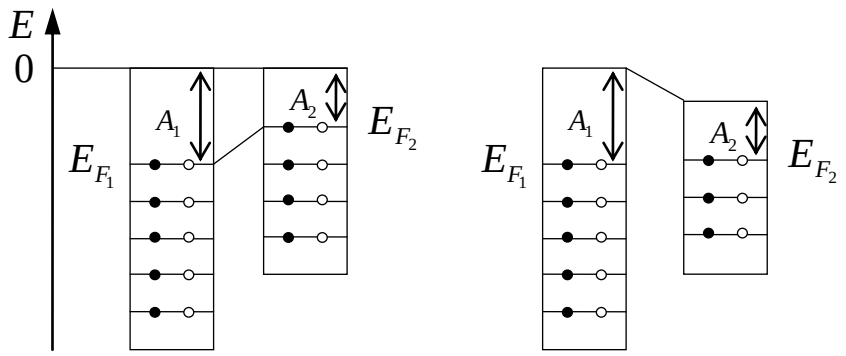
2. Коли послідовно скласти кілька різних металевих провідників при однакових температурах, то різниця потенціалів між крайніми провідниками



не залежить від хімічних властивостей проміжних провідників, а тільки від початкового і кінцевого.

Причинами виникнення контактної різниці потенц. є різна робота виходу електронів з металу і різна густина електронного газу в металах. Відповідно розрізняють зовнішню U'_{12} і внутрішню U''_{12} конт. різницю потенц.

1. Пояснимо виникнення контактної різниці потенціалів за зонною теорією. До стикання рівні Фермі в обох металах різні. Оскільки $A_2 < A_1$, то

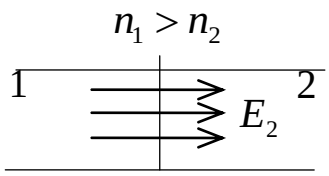


при контакті електрони переходять на нижчі енергетичні рівні як на стійкіші. При цьому рівні Фермі зрівнюються, а нульові рівні встановлюються на різних висотах.

Тому $$U'_{12} = \frac{A_1 - A_2}{e}$$

При цьому зовнішня різниця потенц. у замкнутому колі провідників дорівнює нулю і не спричиняє струму.

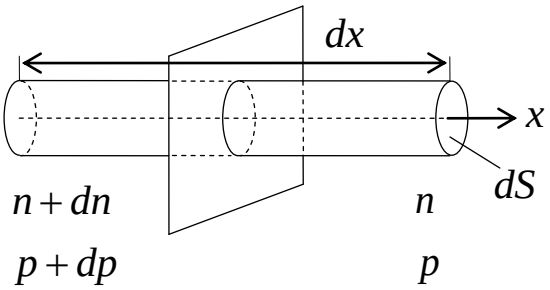
2. Розглянемо внутрішню конт. різницю потенц. Електронний газ утворює тиск p, внаслідок чого електрони взаємно проникають з першого металу в



другий і навпаки. Нехай $n_1 > n_2$, тоді $p_1 > p_2$, і перший потік електронів більший від другого. Метал 2 зарядиться негативно, а 1 – позитивно. Перехід електронів триватиме доти, поки надлишкова сила тиску електронного газу не зрівноважиться силою дії електричного поля. Отже, між металами виникне контактна різниця потенціалів U''_{12}.

Розглянемо електрони поблизу стику металів в циліндрі з твірною dx, перпендикулярною до поверхні розділу металів. Надвишок тиску зліва від межі металів

$$dp = kTdn$$



Під дією сили $dF = dpdS$ електрони в циліндрі переміщуватимуться зліва направо. При цьому виникне різниця потенціалів $d\varphi''$ і дія протилежно напрямленої електричної сили на електрони циліндра

$$dF_{ел} = -E''endSdx$$

рівновага настане при $dF = dF_{ел}$

$$dpdS = -E'endSdx$$

$$kTdn = -enE''dx ; \quad E''dx = -d\varphi''$$

звідки

$$\mathrm{d}\varphi'' = \frac{kT}{e}\frac{dn}{n}$$

$$\int_{\varphi_2}^{\varphi_1} \mathrm{d}\varphi'' = \frac{kT}{e}\int_{n_2}^{n_1}\frac{dn}{n}$$

$$U''_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_2}$$

$n_1 > n_2$, тому $\ln\frac{n_1}{n_2} > 0$ і спад потенціалу в контакті буде від металу 1 до металу 2.

Загальна контактна різниця потенціалів, зумовлена обома причинами, дорівнює алгебраїчній сумі U'_{12} і U''_{12}, тобто:

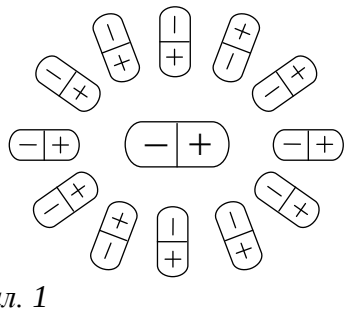
$$U = U'_{12} + U''_{12} = \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e}\ln\frac{n_1}{n_2}$$

Якщо E_1 і E_2 діють в одному напрямі (при $A_2 > A_1$ і $n_1 < n_2$), то U'_{12} і U''_{12} мають однакові знаки. Другий член у цьому рівнянні дуже малий, бо концентрації електронного газу в обох металах мало відрізняються.

§ 3.Електричний струм в електролітах

Електролітами називаються розчини солей, лугів або кислот у воді та інших рідинах, а також розплави солей. Такі розчини є електропровідними. Це пояснюється тим, що під впливом розчинника молекули розчиненої речовини розпадаються (дисоціюють) на різнойменні іони.

У водних розчинах молекули кислот, солей і лугів взаємодіють з молекулами води, які являють собою досить витягнуті диполі. Молекулярні диполі води оточують полярні молекули кислот, солей або лугів і намагаються їх “розірвати” на іони. Після дисоціації молекули розчиненої речовини на іони, останні оточуються дипольними молекулами розчинника. Цей процес



мал. 1

називається сольватацією (для води гідратацією). Сольватні оболонки утруднюють рух іонів.

Якщо в посудину з електролітом занурити два електроди й приєднати до них джерело струму, то між електродами виникне електричне поле. На хаотичний рух іонів накладається їх напрямлене переміщення: позитивні іони рухаються до катода – катіони, а негативні – до анода – аніони. На електродах іони нейтралізують свої заряди і перетворюються в нейтральні частинки.

Проходження ел. струму через електроліт супроводиться явищем електролізу – виділенням на електродах складових частин розчиненої речовини. Провідники, в яких проходження струму спричинює електроліз, називаються провідниками другого роду.

Фарадей експериментально встановив у 1834 р. два закони електролізу.

1. Маса речовини, що виділяється на якому-небудь електроді, прямо пропорційна величині заряду q, який переноситься через електроліт

$$m = kq \qquad (1)$$

де k – електрохімічний еквівалент, неоднаковий для різних речовин, що чисельно дорівнює масі речовини, яка виділяється в результаті електролізу зарядом q = 1 Кл.

Якщо через електроліт проходить постійний струм I протягом часу t, то

$$m = kIt \qquad (2)$$

2. Електрохімічний еквівалент прямо пропорційний хімічному еквіваленту даної речовини

$$k = C\frac{A}{Z} \qquad (3),$$

де C – універсальна стала для всіх елементів,

$\frac{A}{Z}$ - хімічний еквівалент речовини, безрозмірна величина, що чисельно дорівнює відношенню атомної маси до валентності.

Зручніше брати обернену величину до цієї сталої $\frac{1}{C} = F$ – число Фарадея

$$k = \frac{1}{F}\frac{A}{Z} \quad (4)$$

З формул (1) і (3) дістаємо формулу об`єднаного закону Фарадея

$$m = \frac{1}{F}\frac{A}{Z}q$$

Якщо $m = \frac{A}{Z}$, то F = q, отже, число Фарадея дорівнює величині електричного заряду, який треба перенести через електроліт, щоб на електроді виділився кілограм-еквівалент речовини.

Дослід показує, що F = 96494·10^3 $\frac{Êë}{êã - åêâ}$ ≈ 9,65·10^7 $\frac{Êë}{êã - åêâ}$

Знаючи, що кіломоль величини переносить заряд $F = \frac{AIt}{mZ}$ (в кіломолі N_A = 6,02·10^{26}), можна визначити заряд одновалентного іона

$$e = \frac{F}{N} = \frac{AIt}{mZN}$$

Тоді $e' = \frac{F}{N_A} \cdot n$, де n – валентність елемента.

Тобто аналіз законів електролізу показує, що заряди, які мають іони в електролітах, дискретні.

§ 4. Електричний струм у напівпровідниках

4.1. Власна і домішкова провідність напівпровідників

До напівпровідників належать деякі метали, окисли металів, сульфіди (сполуки сірки), селеніди (сполуки селену), деякі сплави. Значна частина напівпровідників має кристалічну будову.

Електричні властивості напівпровідників залежать від освітленості, дії зовнішніх полів, температури, домішок тощо. Температурна залежність

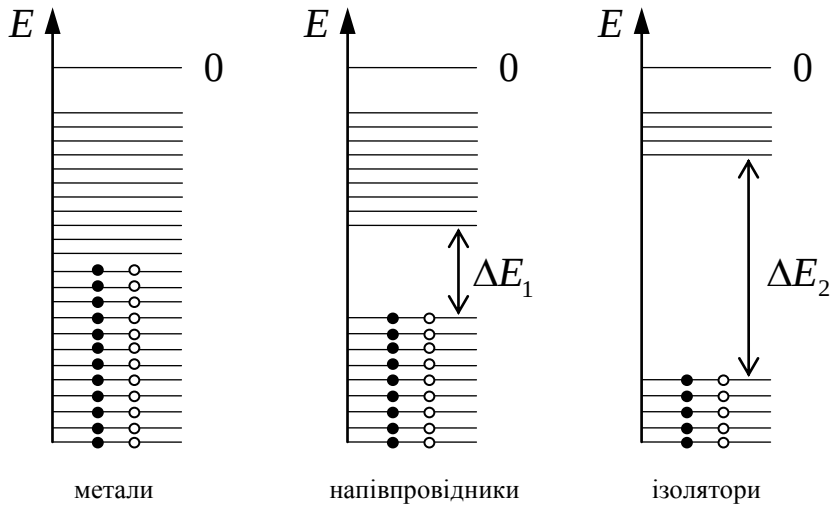
питомої електропровідності напівпровідника визначається експоненціальним законом

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\Delta W_0}{2kT}}$$

де Т – абс. темпер., γ_0 – константа, характерна для даного напівпровідника, k – стала Больцмана, ΔW_0 – енергія активації, тобто енергія, необхідна для переведення електронів з валентної зони в зону провідності.

При Т = 0°К напівпровідники є ізоляторами, а при високих температурах їх електропровідність наближається до провідності металів.

Порівняємо енергетичні спектри електронів у металах, напівпровідниках і

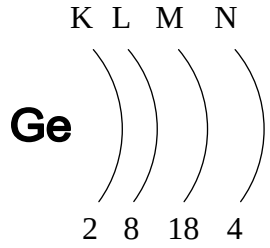


мал. 1

діелектриках при Т = 0°К.

У металах заповнена зона і зона провідності стикаються (або навіть перекриваються), а в напівпровідниках між валентною зоною і зоною провідності “вклинюється” заборонена зона шириною ΔE_i. Для ізоляторів ширина забороненої зони ще більша $\Delta E_2 > \Delta E_1$.

Щоб напівпровідник став провідним, треба частину електронів перевести з валентної зони в зону провідності. Це досягається різними способами. Для цього розглянемо будову типового напівпровідника Ge.



Електрони внутрішніх насичених шарів не беруть участі у хімічних реакціях. 4 зовнішні електрони шару N зв'язані з ядром атома слабко (валентні електрони) і можуть вступати в хімічні зв'язки з іншими атомами.

У найпростішому випадку такий зв'язок здійснюється двома валентними електронами, які належать обом атомам, що взаємодіють. Такий хімічний парноелектронний зв'язок атомів наз. ковалентним.

Коли з окремих атомів германію утворюється кристалічна решітка, то в процесі зближення атомів кожний валентний електрон починає обертатися навколо двох ядер – свого і сусіднього. Атоми германію утворюють кубічну градку, в якій кожний атом зв'язаний парноелектронними зв'язками з чотирма найближчими атомами. Зовнішні орбіти кожного атома доповнюються до восьми електронів і утворюється найбільш стійкий стан.

Розрізняють електропровідність н-в власну і домішкову.

Власна електропровідність зумовлена переміщенням електронів власних атомів, вона буває електронною і дірковою. Пояснимо її механізм.

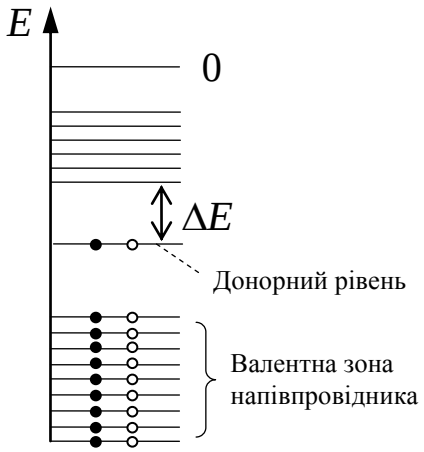
За рахунок додаткової енергії частина електронів переходить з валентної зони в зону провідності – ці електрони стають вільними. Електрони, що перейшли в зону провідності під впливом ел. поля, утворюють струм. З переходом електрона у верхню зону провідності у валентній зоні з'являються вільні енергетичні рівні або позитивні дірки. Електрони, які залишаються у валентній зоні, під впливом поля переходять з нижчих енергетичних рівнів цієї зони на вищі, де були вільні місця. При цьому виникають нові дірки, які рухаються в напрямі, протилежному до напряму переміщення електронів.

Під домішками розуміють введені у кристалічну решітку атоми інших елементів.

В одних випадках вони є додатковими постачальниками електронів у кристалі (атоми таких домішок наз. донорами), а в інших – центрами захоплення електронів у кристалах (атоми таких домішок наз. акцепторами –

споживачами). А тому домішкова провідність напівпровідників буває електронна і діркова.

Розглянемо домішкову електронну провідність на прикладі германію з домішками атомів миш'яку. Германій IV-валентний, а миш'як – V-валентний елемент. Коли в кристалічній решітці атом германію заміщується атомом миш'яку, чотири електрони миш'яку утворюють міцний парноелектронний зв'язок з чотирма сусідніми атомами германію, а п'ятий електрон миш'яку, слабко зв'язаний зі своїм атомом, легко робиться вільним навіть при кімнатній температурі. Такий напівпровідник має властивість електронної домішкової провідності або провідності n-типу.

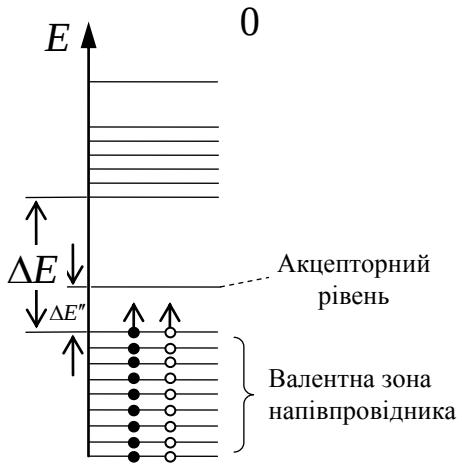


мал. 2

Енергія домішкових електронів менша від енергії нижчого рівня зони провідності напівпровідника. Тому енергетичні рівні домішкових електронів (донорні рівні) лежать у забороненій зоні напівпровідника, причому ближче до зони провідності, ніж до заповненої зони.

Оскільки енергія активації ΔЕ дуже мала (для кремнію з домішками миш'яку ΔЕ = 0,054 еВ), то за рахунок теплової енергії електрони домішок з донорного рівня переходять у зону провідності напівпровідника.

Домішкову діркову провідність германій матиме тоді, коли домішковий елемент буде тривалентний, наприклад, індій, бор. Коли атом германію заміщується атомом індію, останній утворює міцний зв'язок тільки з трьома валентними електронами германію і для утворення повного парноелектронного зв'язку не вистачає одного електрона. Тому один з електронів сусіднього атома германію заповнює в атомі індію валентний четвертий зв'язок. Атоми індію стають центрами захоплення електронів. На місці електрона, який відірвався від германію, з'являється "позитивна дірка".



мал. 3

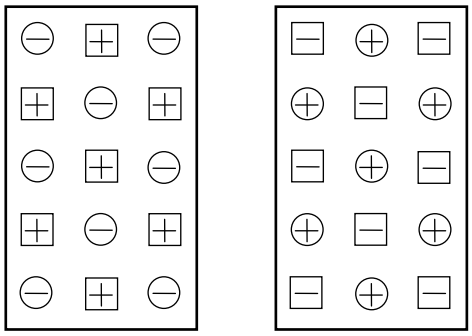
Акцепторні атоми вносять додаткові незайняті енергетичні рівні, які лежать в області забороненої зони ближче до верхнього рівня валентної зони напівпровідника. Додаткові рівні називаються рівнями прилипання, або акцепторними.

Так як $\Delta E'' < \Delta E$, то під впливом теплового руху електрони переходять з рівнів біля верхнього краю заповненої зони напівпровідника на акцепторні рівні домішок. При цьому у валентній зоні напівпровідника виникають вільні енергетичні рівні, або дірки. Ці дірки заповнюються електронами з нижчих енергетичних рівнів. Отже, раніше заповнена зона напівпровідника стає зоною діркової провідності.

Такий тип провідності напівпровідника наз. дірковою домішковою провідністю або провідністю р-типу.

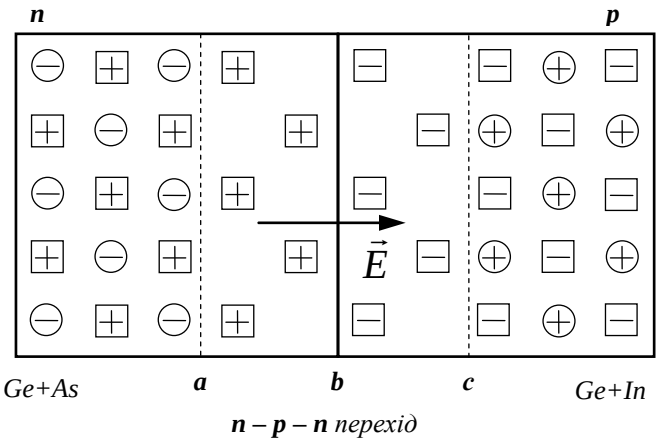
4.2 Контактні явища в напівпровідниках

Розглянемо контакт напівпровідників p і n-типу.У n-типі (Ge з домішками миш'яку) схематично зобразимо іони миш'яку квадратами, а вільні електрони позначимо кружками. У p-типі (Ge з домішками індію) – негативні іони індію зобразимо квадратами "-", а дірки – кружками із знаком "+".



n - тип **p** - тип

мал. 4



***n – p – n** перехід*

мал. 5

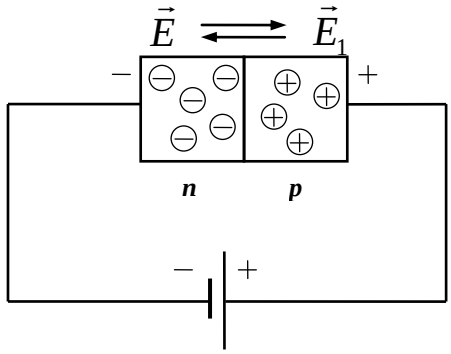
Такий контакт наз. електронно-дірковим переходом (n-p-перехід).

Під впливом теплового руху електрони дифундують у p-область і рекомбінують з дірками, а дірки, які перейшли в n-область, рекомбінують з електронами. Тому в шарі ab буде збіднення електронів і з'явиться позитивний об'ємний заряд, а в шарі bc буде збіднення дірок і з'явиться надлишок негативних зарядів. На межі n-p-переходу виникає подвійний електричний шар товщиною ac, в якому вектор $\vec{E}_1$ направлений від n-області до p-області.

У шарі ac під впливом поля $\vec{E}_1$ виникає великий опір для основних носіїв струму. Цю область біля межі n-p-переходу із зниженою концентрацією електронів і дірок, в якій опір підвищений, називають запірним шаром. У запірному шарі виникає контактна різниця потенціалів, або, як кажуть, утворюється потенціальний бар'єр (кілька десятків вольтів) для основних носіїв струму.

При звичайній температурі в електронів і дірок не вистачає енергії, щоб подолати цей бар'єр. Дію запірного шару можна змінювати послабленням або підсиленням поля E_1.

1. Ввімкнемо зовнішнє джерело е.р.с., як показано на мал.:



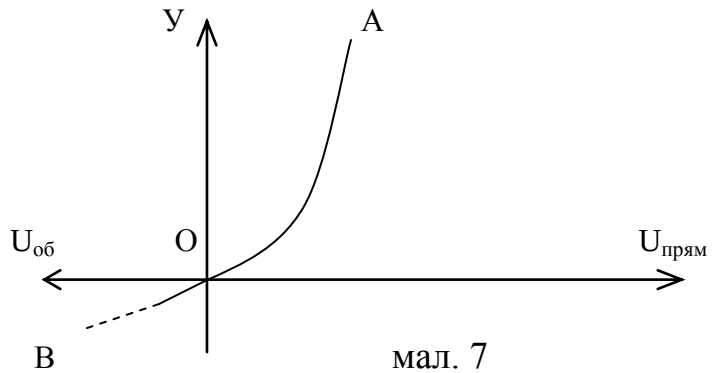
мал. 6

Тепер зовнішнє електричне поле E послаблює зустрічне поле E_1, знижується потенціальний бар'єр і опір перехідного шару зменшується, а струм через p-n-перехід зростає. Рост струму відбувається за рахунок збагачення основних носіїв струму в запірному шарі.

Напрям поля E, в якому електричний струм проходить через запірний шар з малим опором, називається прямим, або пропускним.

2. Змінимо полярність увімкнення батареї. У цьому випадку E і E_1 матимуть однаковий напрям, потенціальний бар'єр і опір запірного шару ще більше зростають. Електрони і дірки зиіщуються в протилежні боки від p-n-переходу, і збіднюються основні носії струму, тому величина його спадає. Таний напрям поля E наз. зворотним, або непропускним. Незначний обернений струм може бути лише за рахунок неосновних носіїв струму.

На мал. 7 показано вольт-амперну характеристику для p-n-переходу. Кривій А відповідає прямий струм, а кривій В – малий обернений струм. При досить високій оберненій напрузі пробій p-n-переходу. При цьому величина струму дуже зростає і контактний шар руйнується.



мал. 7

Розділ IV. Електромагнетизм

§ 1. Магнітне поле

У 1920 р. датський фізик Ерстед помітив, що магнітна стрілка, розміщена поблизу провідника з струмом, відхиляється від початкового стану. Саме це відкриття поклало початок вивченню явищ електромагнетизму. Уся сукупність дослідів в цій галузі стверджує, що навколо будь-якого електричного струму (рухомої зарядженої частинки) нерозривно існує магнітне поле. Подібно електричному полю, воно неперервно розподіляється в просторі і може займати області, в яких уже існує речовина і інші поля.

Магнітне поле є вид матерії воно виявляється за дією на магнітну стрілку, провідник зі струмом.

Для магнітного поля роль пробного заряду відіграє прямолінійний відрізок провідника, по якому протікає струм. Величина, що характерізує цей індикатор магнітного поля, називається елементом струму і визначається як вектор, напрям якого співпадає з напрямом струму, а значення дорівнює добутку сили струму I на довжину *l* провідника.

Силовою характеристикою магнітного поля в кожній точці є вектор магнітної індукції $\vec{B}$.

За напрям вектора магнітної індукції в заданій точці поля приймають напрям вектора сили, з якою поле діє на північний полюс нескінченно малої магнітної стрілки, розміщеної в цій точці.

Для графічного зображення магнітного поля користуються лініями магнітної індукції. Лініями магн. індукції наз. криві, дотичні до яких у кожній точці збігаються з напрямом вектора $\vec{B}$ в цих точках поля.

Лінії магн. індукції завжди замкнуті і охоплюють провідник зі струмом. Для визначення напряму ліній магн. індукції користуються правилом свердлика: якщо свердлик повертати так, щоб його поступальний рух збігався з напрямом струму I, то обертальний рух рукоятки покаже напрям ліній магнітної індукції.

Величину вектора магнітної індукції визначимо за законом Ампера. Експериментально Ампер встановив, що сила F, яка діє на прямолінійний провідник із струмом, що перебуває в однорідному магнітному полі, прямо пропорційна струму I і довжині провідника *l*, магнітній індукції $\vec{B}$ і синусові кута α між напрямом струму і вектором $\vec{B}$, тобто

$$F = kBI\sin\alpha \qquad (1)$$

k – к-т пропорційності, у СІ k=1

Для неоднорідного магн. поля закон Ампера записується так:

$$dF = BIl\sin(d\vec{l}\ ,\hat{}\ \vec{B}) \qquad (2)$$

або

$$d\vec{F} = I[\,d\vec{l}\ ,\vec{B}\,] \qquad (3)$$

З (2) можна встановити зміст і одиницю магн. інд. $\vec{B}$. Якщо $d\vec{l} \perp \vec{B}$, то

$$B = \frac{dF}{Idl}$$

тобто магнітна індукція вимірюється силою, з якою магнітне поле діє на одиницю довжини провідника, по якому проходить одиничний струм і який розміщений перпендикулярно до напряму ліній індукції магн. поля.

$$[B] = 1\frac{Í}{À\cdot ì} = 1\frac{Â\cdot ñ}{ì^2} = 1\frac{Âá}{ì^2} = 1\ Тл$$

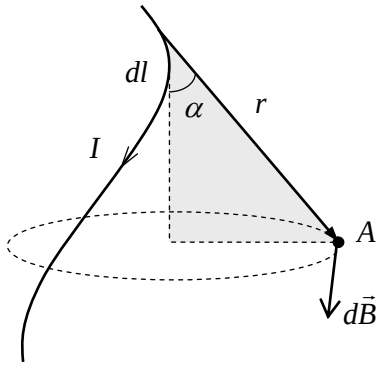
§ 2. Закон Біо-Савара-Лапласа

Досліджуючи поле поблизу прямолінійного і достатньо довгого провідника зі струмом, французькі фізики Біо і Савар встановили, що

$$B \sim \frac{I}{r}$$

Загальний закон, який дозволяє обчислювати значення B поблизу провідника зі струмом довільної форми, встановив Лаплас.

$$dB = k\mu_a \frac{Idl\sin(\vec{dl}, \hat{} \vec{r})}{r^2} \qquad (1)$$ – основний закон електромагнетизму.



мал. 1

μ_a – абсолютна магнітна проникність середовища, що залежить не тільки від властивостей середовища, а й від вибору системи одиниць вимірювання. Тому користуються відносною магнітною проникністю $\mu = \frac{\mu_a}{\mu_0}$, де μ_0 – магнитна проникність вакууму.

В СІ $k = \frac{1}{4\pi}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Í}{À^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Ãí}{ì}$

Тоді закон Б-С-Л в СІ має вигляд

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Idl\sin(\vec{dl}, \hat{} \vec{r})}{r^2} \qquad (2)$$

Вводиться також напруженість магнітного поля $\vec{H}$ – векторна величина, яка не залежить від магнітних властивостей середовища і характеризує магнітне поле в кожній точці за пов'язаним з ним струмом і положенням точки.

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

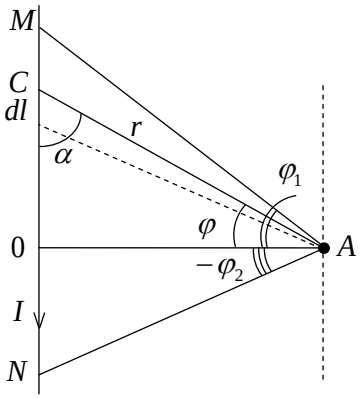
Тоді $$d\vec{H} = \frac{I}{4\pi r^2}\left[\vec{dl}, \vec{r}\right] \qquad (3)$$

Вектори $d\vec{B}$ і $d\vec{H}$ збігаються за напрямом.

Розглянемо застосування закону.

1. Магнітне поле прямого струму.

Визначимо *H* в якійсь точці А на відстані R від осі прямого провідника зі струмом (мал. 2).



мал. 2

CO = l OA = R CA = r

$$dH = \frac{1}{4\pi}\frac{Idl\sin(d\vec{l},\hat{}\,\vec{r})}{r^2}$$

$$\sin(d\vec{l},\hat{}\,\vec{r}) = \sin\alpha = \cos\varphi$$

$$r = \frac{R}{\cos\varphi} \qquad l = \text{R tg}\varphi$$

$$dl = \frac{Rd\varphi}{\cos^2\varphi}$$

Тоді $$dH = \frac{1}{4\pi}\cdot\frac{IRd\varphi}{\cos^2\varphi}\cdot\frac{\cos\varphi}{\frac{R^2}{\cos^2\varphi}} = \frac{1}{4\pi}\frac{I\cos\varphi d\varphi}{R}$$

або $$dH = \frac{I}{4\pi R}\int_{-\varphi_2}^{\varphi_1}\cos\varphi d\varphi = \frac{I}{4\pi R}\sin\varphi\ \Big|_{-\varphi_2}^{\varphi_1} = \frac{I}{4\pi R}(\sin\varphi_1 + \sin\varphi_2) \qquad (4)$$

Для нескінченно довгого провідника MN >> R і $\varphi_1 = \varphi_2 \to \frac{\pi}{2}$

Тоді $$H = \frac{I}{2\pi R} \qquad (5)$$

Користуючись (5), встановимо одиниці вимірювання *H*.

В СІ $[H] = \frac{\text{À}}{\text{ì}}$

2. Магнітне поле колового струму.

Визначимо *H* у центрі колового струму.

$(d\vec{l},\hat{}\,\vec{r}) = \frac{\pi}{2}$ і r = R

$$dH = \frac{I}{4\pi R^2}dl$$

Тоді $H = \frac{I}{4\pi R^2}\int_0^{2\pi R} dl = \frac{I}{2R}$ (5)

На осі колового струму на відстані h від центра кола

$$H = \frac{IR^2}{2(R^2+h^2)^{\frac{2}{3}}} = \frac{I\pi R^2}{2\pi(R^2+h^2)^{\frac{2}{3}}} = \frac{IS}{2\pi(R^2+h^2)^{\frac{2}{3}}} \quad (6)$$

$IS=P_m$ (7) наз. магнітним моментом колового струму. Це вектор, напрямлений вздовж поступального руху правого свердлика, якщо його рукоятку обертати у напрямі струму.

$$\vec{H} = \frac{\vec{P}_m}{2\pi(R^2+h^2)^{\frac{2}{3}}} \quad (8)$$

Якщо h >> R, то $\vec{H} = \frac{\vec{P}_m}{2\pi h^3}$ (9)

3. Магнітне поле на осі довгого соленоїда (l >> R)

$$H = \frac{nI}{l} = n_0 I \quad (10),$$

де $n_0 = \frac{n}{l}$ - кількість витків соленоїда, що припадають на одиницю його довжини.

Для замкнутого контура L інтеграл виду

$$\varepsilon_m = \oint_L (\vec{H}\cdot d\vec{l}) = \oint_L H dl\cdot\cos(\vec{H}\cdot d\vec{l}) = \oint_L H_l dl \quad (11)$$

наз. циркуляцією вектора $\vec{H}$ напруженості магнітного поля.

Для прямого струму $\cos(\vec{H}, d\vec{l}) = 1$ $H = \frac{I}{2\pi R}$

Тоді

$$\varepsilon_m = \frac{I}{2\pi R}\int_0^{2\pi R} dl = I \quad \text{або} \quad \oint_L H_l dl = I \quad (12)$$

(12) справджується для провідників будь-якої конфігурації, не залежить від струму і форми замкнутого контура *L*, аби тільки цей контур охоплював струм.

Тоді $$\oint_L H_l dl \neq 0 \qquad (13)$$

Силове поле, напруженість якого задовольняє умову (13), наз. непотенціальним (або вихровим). Лінії напруженості магнітного поля не мають ні початку, ні кінця, вони замкнуті. Цим пояснюється те, що в природі немає магнітних зарядів.

Якщо контур *L* охоплює струми I_1, I_2, ..., I_n, то формулу (12) записують так:

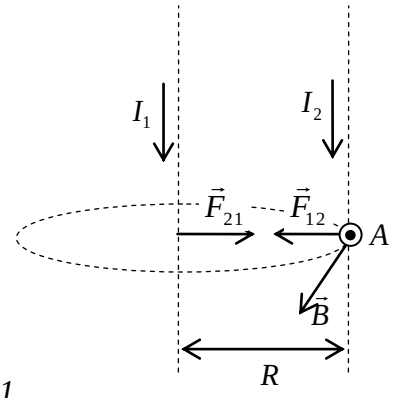
$$\oint_L H_l dl = \sum_{i=1}^{n} I_i \qquad (14)$$

(14) виражає закон Біо-Савара-Лапласа в інтегральній формі.

§ 3. Різні випадки прояву магнітної взаємодії

3.1 Взаємодія двох прямих струмів

Розглянемо два нескінченно довгі паралельні провідники зі струмами 1 і 2 (мал. 1).



мал. 1

Індукція магнітного поля струму I_1 в т.А на відстані R від провідника 1

$$B_1 = \frac{\mu_0 \mu I_1}{2\pi R}$$

$$\sin(\vec{l}, \vec{B}_1) = 1$$

Тоді сила Ампера, яка діє на відрізок довжиною *l* провідника 2 із струмом I_2

$$F_{12} = B_1 \cdot I_2 l = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2}{2\pi R} l$$

Напрям сили вказано на мал. 1.

Аналогічно

$$F_{21} = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2}{2\pi R} l$$

При цьому $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ (притягання).

При зміні напряму одного із струмів буде спостерігатися відштовхування.

Вивчення взаємодії двох прямих постійних паралельних струмів дало змогу встановити одиницю струму – ампер, як одну з основних у СІ.

Ампер (А) – сила постійного струму, який, проходячи по двох паралельних прямолінійних провідниках нескінченної довжини малого кругового перерізу, розміщених на відстані 1м один від одного у вакуумі, утворює силу взаємодії між ними, яка дорівнює $2 \cdot 10^{-7}$ Н на кожний метр довжини.

В загальному випадку сила взаємодії між паралельними струсами визначається за формулою:

$$F = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2}{2\pi R} l \qquad (1)$$

З означення ампера і формули (1) знайдемо значення μ_0.

$$2 \cdot 10^{-7} H = \frac{\mu_0 \cdot 1A \cdot 1A \cdot 1м}{2\pi \cdot 1м} \Rightarrow \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Н}{А^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Гн}{м}$$

3.2 Сила Лоренца. Рух електрона в однорідному магнітному і електричному полях

Сила Ампера, що діє на елемент струму у магнітному полі з магн. індукцією $\vec{B}$, визначається співвідношенням

$$dF = IBdl \sin(\vec{dl}, \vec{B})$$

За електронною теорією $I = qnVS$

Тоді $$dF = qnVSBdl \sin(\vec{dl}, \vec{B}) \qquad (2)$$

Силу dF можна розглядати як результуючу всіх сил, які діють на рухомі заряджені частинки в розглядуваному фрагменті провідника

$$\text{d}N=nSdl, \text{ тоді } F_{ë} = \frac{dF}{dN}$$

$$F_{ë} = qVB\sin(\vec{dl}, \vec{B}) \qquad (3)$$

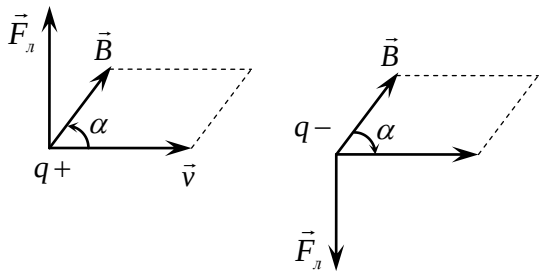
при q>0 $\sin(\vec{dl}, \vec{B}) = \sin(\vec{V}, \vec{B})$

і $$F_{ë} = q_{+}VB\sin(\vec{V}, \vec{B}) = q_{+}\left[\vec{V} \times \vec{B}\right] \qquad (4)$$

Для негативного заряду

$$F_{ë} = q_{-}\left[\vec{B} \times \vec{V}\right] \qquad (5)$$

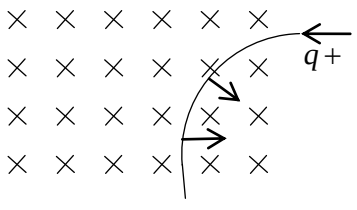
Напрям сили Лоренца визначають за правилом векторного добутку або лівої руки (для q<0 витягнуті пальці треба спрямувати проти $\vec{V}$).



мал. 2

Оскільки $\vec{F}_л \perp \vec{V}$, то сила Лоренца не виконує роботи, а тільки змінює напрям руху частинок, і за характером їхнього відхилення можна визначити знак заряду.

Розглянемо рух зарядженої частинки зі швидкістю V перпендикулярно магнітним лініям (мал. 3).



$$F_{ë} = BeV$$

Так як в однорідному полі $F_л$ = const, а її напрям $\perp$ до траєкторії заряду, то ця сила буде доцентровою

$F_л = F_{дц}$, або $BqV = \frac{mV^2}{r}$, а рух частинки відбувається по колу.

Тоді радіус кола, яке описує частинка

$$r = \frac{mV}{Bq} \qquad (6)$$

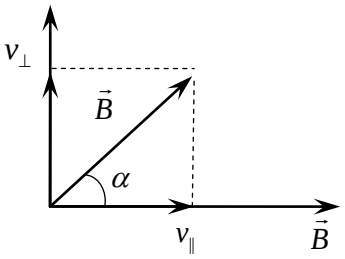
Час (період), за який частинка опише повне коло ($2\pi r$), дорівнює

$$T = \frac{2\pi r}{V} \qquad (7)$$

Так як $V = \frac{Bqr}{m}$,

тоді $T = \frac{2\pi rm}{Bqr}$, або $T = \frac{2\pi m}{Bq}$ – тобто Т не залежить від радіуса кола, що описується частинкою.

В свою чергу *r*~*V*.



Якщо частинка влітає в однорідне магн. поле під кутом α до напряму магн. ліній, то

$$V_\parallel = V\cos\alpha$$

$$V_\perp = V\sin\alpha$$

У напрямі $\vec{B}$ частинка буде рухатися рівномірно, проходячи за період Т шлях, що наз. кроком гвинта

$$h = V_{II}T = \frac{2\pi m\cos\alpha}{Bq}$$

Друга складова $V_\perp = V\sin\alpha$ викличе рух частинки по колу, а сукупність обох рухів приведе до руху частинки вздовж гвинтової лінії з радіусом

$$r = \frac{mV\sin\alpha}{Bq}$$

§ 4. Магнітні властивості речовини

Всі речовини мають магнітні властивості, але ступінь і характер їх взаємодії з полем у різних речовин різні. В зв'язку з цим розрізняють речовини з парамагнітними, діамагнітними і феромагнітними властивостями.

Всі діа- і парамагнетики – слабко магнітні речовини. До сильно магнітних речовин відносяться феромагнетики і антіферомагнетики, які при певних температурах сильно взаємодіють з полем.

4.1 Магнітні властивості атомів

Електрон, що циркулює в атомі, являє собою елементарний струм. Середнє значення вектора магн. індукції на осі буде таке ж, начебто по колу протікає струм $i = \frac{e}{T}$, де $T = \frac{2\pi r}{V}$ – період обертання електрона.

Тоді магнітний момент електрона

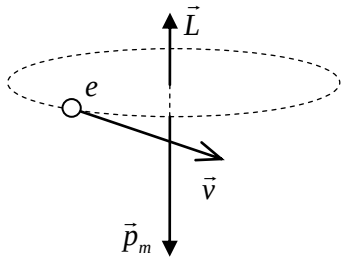
$$P_m = i \cdot \pi r^2 = \frac{e\pi r^2}{T} = \frac{\pi r^2 eV}{2\pi r} = \frac{eVr}{2}$$

або $p_m = \frac{e}{2m} mVr$ (1), де $L = mVr$ (2) – момент імпульса електрона.

Отже, орбітальний магнітний момент електрона $p_m^{\text{îðá.}}$ пов'язаний з орбітальним моментом імпульсу.

$$p_m^{\text{îðá.}} = \frac{e}{2m_l} L^{\text{îðá.}} \qquad (3)$$

$$\vec{p}_m^{\text{îðá.}} = -\frac{e}{2m_l} \vec{L}^{\text{îðá.}} \qquad (3а)$$



мал. 1

Магнітний момент атома складається з магнітних моментів електронів і магнітного моменту ядра. Але дослід показав, що магнітний момент ядра ~ в 2000 разів менше магнітного момента електрона. Тому магн. моментом зазяда нехтують.

Як відомо

$$L_z^{\text{îðá.}} = \frac{mh}{2\pi} \qquad (4),$$

де m – магнітне квантове число, h – стала Планка.

Тоді

$$p_m^{\text{îðá.}} = \frac{e}{2m_l} L_z^{\text{îðá.}} = m\frac{eh}{2\pi m_l} = m\mu_B \qquad (5)$$

Величина $\mu_B = \frac{eh}{2\pi m_l} = 9{,}27 \cdot 10^{-24}\,Àì^2$ наз. магнетоном Бора – світова константа.

Магнетон Бора – це мінімальне відмінне від нуля значення проекції магнітного момента електрона на довільний напрямок. Проекція магнітного момента атома на деяку вісь або дорівнює нулю, або кратна магнетону Бора.

Вектором намагніченості $\vec{M}$ наз. магнітний момент одиниці об'єму намагніченої речовини. Для його обчислення треба знайти векторну суму магнітних моментів всіх атомів, що містяться в одиниці об'єму намагніченої речовини.

$$\vec{M} = \frac{\Delta\vec{p}_m}{\Delta V} = \frac{1}{\Delta V}\sum_{i=1}^{n}\vec{p}_{mai} \qquad (6),$$

де n – кількість частинок в об'ємі ΔV, $\vec{p}_{mai}$ – магнітний момент i-тої частинки.

$$[M] = \frac{1À \cdot ì^2}{ì^3} = \frac{À}{ì}$$

Експериментально встановлено, що для неферомагнітних тіл вектор намагніченості пропорційний напруженості зовнішнього магнітного поля

$$\vec{M} = \chi\vec{H} \qquad (7),$$

де χ - магнітна сприйнятливість речовини (безрозмірна величина).

Для діамагнетиків $\chi < 0$, для парамагнетиків $\chi > 0$, для феромагнетиків $\chi = \chi(H)$ – є функцією напруженості зовнішнього магн. поля.

Вектор намагніченості визначає індукцію магнітного пола $\vec{B}_{\text{ðåç}}$, що створюється намагніченою речовиною.

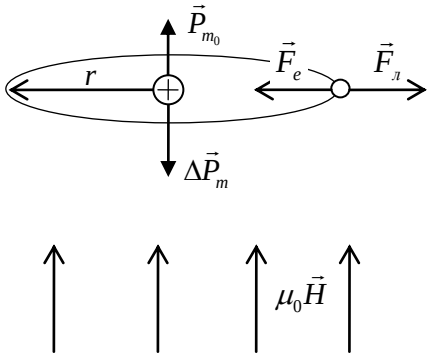
За аналогією з тим, як пов'язана індукція поля струмів з напруженістю цього поля ($\vec{B}_{стр.} = \mu_0 \vec{H}$), запишемо співвідношення між індукцією поля речовини і його намагніченістю: $\vec{B}_{реч} = \mu_0 \vec{M}$ (8)

Індукція магнітного поля в речовині, яка суцільно заповнює магнітне поле, дорівнює:

$$\vec{B} = \vec{B}_{стр.} + \vec{B}_{реч} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(\vec{H} + \chi_m \vec{H}) = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} = \mu_0 \mu \vec{H} \qquad (9)$$

Величина $\mu = 1 + \chi_m$ наз. магнитною проникністю речовини.

Якщо речовину внести в магнітне поле, то магнітні моменти атомів частково або повністю орієнтуються в напрямі $\mu_0 \vec{H}$. Крім того, зовнішнє поле змінює швидкості орбітальних рухів електронів в атомах.



Визначимо цю зміну і її наслідки.

Вважаємо, що електрон обертається відносно ядра атома по коловій орбіті в площині $\perp$ до $\mu_0 \vec{H}$.

$$F_l = \frac{mV^2}{r} = m\omega^2 r$$

$F_{ел} = e\mu_0 H\omega r$ - ця сила напрямлена протилежно до сили F_l і зменшує її, а це приводить до зміни кутової швидкості на $\Delta\omega$.

Тоді рівняння руху електрона матиме вигляд:

$$ma = F_l - F_{ел}$$
$$a = (\omega + \Delta\omega)^2 r$$
$$m(\omega + \Delta\omega)^2 r = F_l - F_{ел}$$
$$m(\omega + \Delta\omega)^2 r = m\omega^2 r - e\mu_0 H\omega r$$
$$2m(\omega + \Delta\omega) = 2m\omega - e\mu_0 H$$
$$\Delta\omega = -\frac{e\mu_0 H}{2m}$$
$$p_{m_0} = \frac{e}{2m} mVr = \frac{e\omega r^2}{2} = \frac{e\omega\pi r^2}{2\pi} = \frac{e\omega S_\perp}{2\pi}$$
$$\Delta p_{m_0} = \frac{e\Delta\omega S_\perp}{2\pi} = -\frac{e^2 \mu_0 H S_\perp}{4\pi m}$$

або $$\Delta p_m = -\frac{e^2 \mu_0 S_\perp}{4\pi m}\vec{H}$$

Для Z електронів атома

$$\Delta\vec{P}_{ma} = \sum_{i=1}^{z}\Delta\vec{p}_{m_i} = -\frac{e_2\mu\vec{H}}{4\pi m}\sum_{i=1}^{z}\frac{S_{\perp i}}{Z}\cdot Z$$

$$\sum_{i=1}^{z}\underbrace{S_{\perp i}}_{Z} = \overline{S}_\perp$$

$$\Delta\vec{P}_{ma} = -\frac{e^2\mu_0 VZ\vec{H}}{4\pi m}$$

$$\vec{P}_{ma} = \sum_{i=1}^{z}\vec{p}_{m_{0i}} - \Delta\vec{P}_{ma}$$

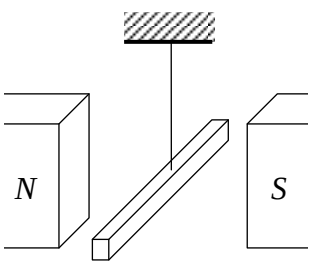
Отже, під впливом зовнішнього магнітного поля виникає додатковий магнітний момент атома ΔP_{ma} в напрямі, протилежному до зовнішнього поля.

4.2 Діа- і парамагнетики

Речовини, в атомах яких $\sum_{i=1}^{z}\vec{p}_{m_{0i}} = 0$, наз. діамагнетиками.

У зовн. магн. полі виявляється чистий діамагнітний ефект $\vec{P}_{ma} = -\Delta\vec{P}_{ma}$ і вони намагнічуються в напрямі, протилежному до зовнішнього магн. поля.

Тому в неоднорідному магнітному полі діамагнетики виштовхуються в ті області, в яких зовнішнє магн. поле слабше. Так, підвішений на нитці діамагнітний стержень намагається повернутися і встановитися в напрямі, $\perp$ до $\mu_0\vec{H}$.



До діамагнетиків належать Zn, Cu, Bi, Sb, Ag, Au, Pb, J, CO_2, смоли, скло, мармур, віск.

Визначимо магнітну сприйнятливість діамагн.

$$\vec{M} = \frac{\Delta \vec{P}_{ma} \cdot N}{\Delta V} = -\frac{e^2 \mu_0 Z S_\perp n_0 \vec{H}}{4\pi m} = \chi \vec{H}$$

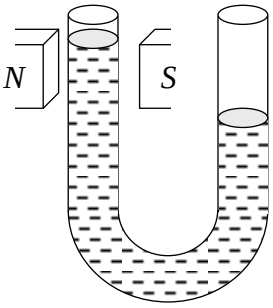
тобто $$\chi = -\frac{e^2 \mu_0 S_\perp n_0 Z}{4\pi m} < 0$$

Тоді $\mu = (1+\chi) < 1$ – тобто електромагнитні сили взаємодій у діамагнітному середовищі менші, ніж у вакуумі. З цих причин діамагнетик непридатний для побудови електромагнітів.

Для парамагнетиків $\sum_{i=1}^{z} \vec{P}_{m_{0i}} \neq 1$

До п-в належать Cr, Mn, Sn, Al, Pt, Na, K, O, N і інш.

Коли немає магнітного поля, магнітні моменти окремих атомів розташовані безладно і пар-к ненамагнічений. П-ки намагнічуються в напрямі зовнішнього магнітного поля. Намагнічені п-ки підсилюють зовнішнє магн. поле, тому пар-к (напр., парамагнітна рідина) стягіється в міжполюсний проміжок.



$\Delta \vec{P}_{ma} << \vec{P}_{ma}$ – тому речовина залишається парамагнітною.

У процесі намагнічування п-ка осн. роль відіграють два фактори: орієнтуюча дія, яка залежить від $\vec{P}_{ma}$ і $\mu_0 \vec{H}$, і розкидаюча дія теплового руху, яка залежить від *kT*.

Виходячи з цього, можна встановити, що

вектор намагніченості $$\vec{M} = \frac{n_0 p^2{}_{ma} \mu_0}{3kT} \vec{H}$$

а магнітна сприйнятливість

$$\chi = \frac{n_0 p^2{}_{ma} \mu_0}{3kT}, \quad \text{або} \quad \chi_m = \frac{C}{T} \text{ - закон Кюрі}$$

Магнітна сприйнятливість парамагнетиків приблизно в 100 разів більша за

сприйнятливість діамагнетиків.

4.3 Феромагнетики

Властивості феромагнітних речовин суттєво відрізняються від розглянутих властивостей діа- і парамагнетиків у двох відношеннях:

1) проникність феромагнетиків досягає дуже великих значень (10^5);

2) намагніченість ф-в зберігається і після зняття поля, причому залежність між B і H має характерний відпетлі гістерезіса.

Ці явища являють собою дві зовсім різні сторони однієї і тієї ж фундамент. властивості, а саме спонтанного намагнічування малих областей феромагн. тіла, які наз. доменами.

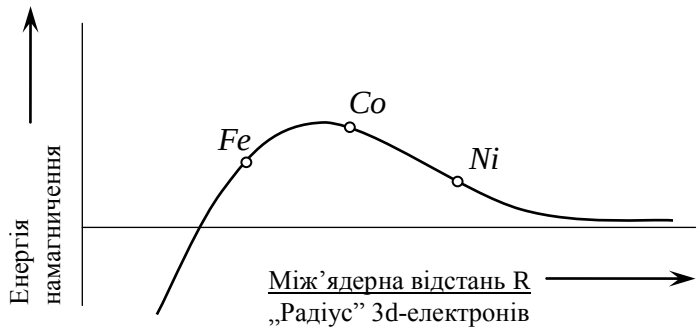
Загальновідомі феромагн. елементи залізо, кобальт і нікель. Феромагн. властивостями володіє велика кількість феромагн. сплавів.

Атоми вказаних елементів мають лише частково заповнені 3d-оболонки; кожний атом володіє також двома 4s-електронами. Залізо, наприклад, має шість 3d-електронів, тоді як заповнена 3d-оболонка повинна містити 10 електронів. Ці 6 електронів можна розбити на дві групи: п’ять з них мають однакові напрямки спінів, а один – протилежний. Це приводить до того, що спіновий магнітний момент атома дорівнює 4МБ.

Якщо атоми заліза з’єднати разом так, щоб вони утворили малу область всередині твердого кристалу, то всі магнітні моменти їх встановляться в одному напрямі.

3d-електрони якого-небудь атома при цьому дещо віддаляються від відповідних електронів сусіднього атому, якщо у останніх спіни однаково направлені. В результаті електростатична енергія відштовхування в намагніченому стані (з ‖-но направленими спінами і магн. моментами) менша, ніж в ненамагніченому (тобто намагн. стан більш стійкий, ніж ненамагнічений).

Критерій спонтанної (самовільної) намагніченості покажемо на графіку (мал. 1).

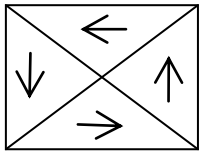


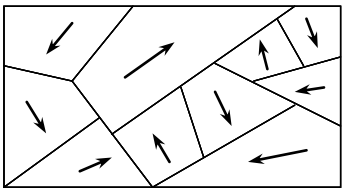
мал. 1

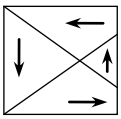
На графіку різниця енергій намагніченого і ненамагніченого станів подана у функції між'ядерної відстані, поділеної на радіус 3d-електронів.

Підвищення температури може знищити спонтанне намагнічення. Температура, при якій спонтанне намагнічення зникає, наз. температурою Кюрі. Для заліза 1043°К, для кобальта – 1400°К, для нікеля – 613°К.

Область феромагнітного тіла, в якій спіни паралельні, наз. доменом. Розміри доменів лежать в широких межах; найбільш типові для них лінійні розміри – порядку 10^{-5}м.

1.  монокристал макроскопічно ненамагнічений, але намагнічений кожний домен.

2. полікристалічне  тверде тіло того ж складу, що і на магнітний момент дорівнює нулю.

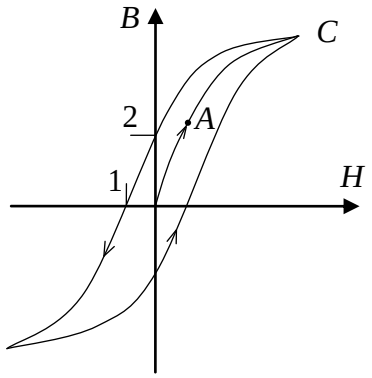
3.  монокристал у зовнішньому магнітному полі макроскопічно частково намагнічений.

Намагнічення відбувається у зовнішньому магн. полі внаслідок

переміщення стінок доменів.

Аналогічний ефект має місце і в полікристалічних зразках, де число доменів, сприятливо орієнтованих відносно Н, росте за рахунок доменів, орієнтованих насприятливо чи нейтрально. При ще більш високих значеннях Н напрями намагніченості останніх доменів повертаються і встановлюються вздовж Н. Таким чином, при дуже великих Н магнітні моменти окремих доменів орієнтуються паралельно, і намагніченість всього зразка стає такою ж, як і намагніченість одного домена.

Розглянемо криву залежності В від Н в феромагнетику.



При зростанні Н від нуля стінки доменів починають зміщуватися, створюючи відмінну від нуля намагніченість і тим збільшуючи В. Цей процес завершується біля т.А, і подальше збільшення В зумовлене поворотом магнітних моментів доменів. В т.С магнітні моменти всіх доменів направлені вздовж Н, і В досягає насичення.

При зменшенні Н крива В не йде по початковій вниз, бо зміщення стінок частини доменів необоротне. В реальному полікристалічному зразку на рух стінок доменів впливають домішки напруги і інші дефекти. Великий дефект створює юіля себе домени вигнутої форми, які дуже гальмують рух стінок сусідніх доменів.

Для трансформаторов і електричних машин необхідні матеріали з мінімальною площею петлі гістерезіса, показаної на мал. 1. для цього застосовуються відносно чисті метали, без домішок, вільні від напруг, які складаються з великих кристалів.

Для постійних магнітів потрібне значне залишкове намагнічення і значна коерцетивна сила. Тому для них застосовують сплави з дрібними кристалами і фазами, які виділилися.

§ 5. Система рівнянь Максвелла

Дж. Максвелл узагальнив експериментальні і теоретичні праці фізиків першої половини XIX ст. і насамперед дослідження М. Фарадея й створив вчення про електромагнітне поле. В основі цього вчення лежить система рівнянь, які дістали назву рівнянь Максвелла

Система рівнянь Максвелла

в інтегральній формі		в диференціальній формі	
$\oint_L E_l dl = -\int_S (\frac{\partial B}{\partial t})_n dS$	(1)	$rot\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	(1a)
$\oint_S B_n dS = 0$	(2)	$div\vec{B} = 0$	(2a)
$\oint_L H_l dl = -\int_S j_n dS + \int_S (\frac{\partial D}{\partial t})_n dS$	(3)	$rot\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$	(3a)
$\oint_S D_n dS = \int_V \rho dV$	(4)	$div\vec{D} = \rho$	(4a)

$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$

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

$\vec{j} = \gamma \vec{E}$ – закон Ома в дифференц. формі

$W = \frac{1}{2}\int_V (ED + HB) dV$

Рівняння (1), (1a) є узагальненням явища електромагнітної індукції, воно стверджує, що змінне в часі магнітне поле утворює вихрове електричне поле. Лінії напруженості електричного поля $\vec{E}$ охоплюють лінії індукції змінного магнітного поля $\vec{B}$ у вигляді замкнутих кривих.

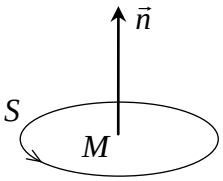
Рівняння (2), (2a) виражає теорему Гаусса стосовно вотоку ліній магнітної індукції через будь яку замкнуту поверхню і стверджує, що ці лінії завжди амкнуті; усяке магнітне поле вихровею

Рівняння (3), (3a) стверджує, що навколо всякого струму провідності та змінного електричного поля неодмінно існує вихрове магнітне поле, причому

$\vec{H} \perp \vec{E}$.

Рівняння (4), (4а) виражає теорему Гаусса стосовно потоку ліній індукції електричного поля і стверджує, що лінії вектора $\vec{D}$ можуть починатися і закінчуватися на заряджених частинках або тілах; електростатичне поле неодмінно пов'язане з зарядженими тілами.

Під ротором вектора $\vec{E}$ або завихреністю поля $\vec{E}$ в т.М навколо напряму $\vec{n}$ розуміють границю відношення

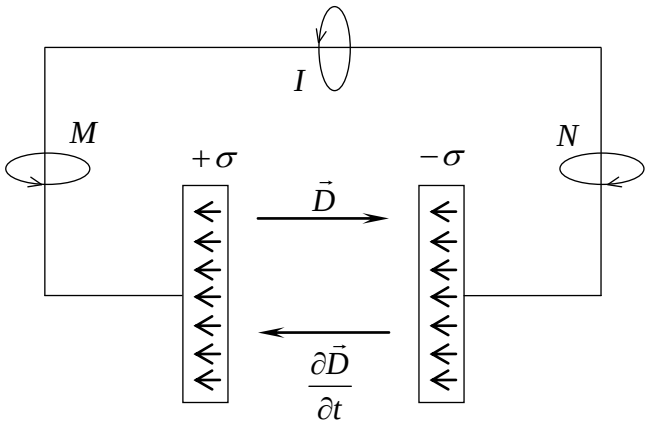


$rot\vec{E} = \lim\limits_{S \to 0} \dfrac{\oint\limits_L \vec{E} dl}{S}$, коли площа S прямує до нуля, тобто контур L стягується в т.М.

Під дивергенцією вектора $\vec{D}$ розуміють відношення потоку вектора $\vec{D}$ через замкнену поверхню S до обмеженого нею об'єму V, коли останній прямує до нуля

$div\vec{D} = \lim\limits_{V \to 0} \dfrac{\oint\limits_S D_n dS}{V}$, тобто міру витоку вектора $\vec{D}$ з даної точки поля.

В рівнянні (3), (3а) вираз $\dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ становить собою так званий струм зміщення. Щоб зрозуміти зміст цього поняття, розглянемо процес розрядки конденсатора та існування струму в колі.



При розрядженні конденсатора струм провідності напрямлений від лівої обкладки до правої. Числове значення густини цього струму j в товщі обкладки

$$j = \frac{d\sigma}{dt}$$

У просторі між обкладками конденсатора така зміна густини заряду зумовлює певну зміну вектора

індукції електричного поля $D = \sigma$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{dD}{dt} = j_{çì}.$$

Величину зміни вектора електричної індукції Максвелл назвав струмом зміщення.

Оскільки при розрядженні конденсатора поле між його обкладками зменшується, то похідна $\frac{dD}{dt}$ від'ємна, отже вектор густини струму зміщення $j_{зм}$ напрямлений протилежно до вектора $\vec{D}$. Приходимо до висновку, що при розрядженні конденсатора струм провідності замикається струмом зміщення.

Максвелл увів поняття про повний струм. Під повним струмом усередині речовини розуміють суму струмів провідності і зміщення, тобто

$$I_{ïîâ} = I + I_{çì} = i + \frac{\partial \psi}{\partial t} = \int_S (j_n + j_{èçì})dS = \int_S (j_n + \frac{\partial D_n}{\partial t})dS$$

У дальшому розвитку поняття струму Максвелл висунув гіпотезу про те, що навколо струму зміщення існує таке саме магнітне поле, як і навколо струму провідності.

У відповідності з рівняннями (1), (1а) і (3), (3а) можуть існувати електромагнитні хвилі, які поширюються з швидкістю

$$C = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \frac{ì}{ñ},$$

що підтвердив експеримент.

У напрямі поширення електромагнітну хвилю можна зобразити двома сінусоїдами E і H, які лежать у взаємно перпендикулярних площинах. Площиною полярізації називається площина коливань магнітного вектора.