

**Міністерство транспорту та зв'язку України
Державна адміністрація зв'язку**

ОДЕСЬКА НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ ЗВ'ЯЗКУ ім. О.С. ПОПОВА

Кафедра фізики оптичного зв'язку

Ф І З И К А
МОДУЛЬ 5. Фізика електрорадіоматеріалів

**МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
для самостійної роботи студентів
усіх спеціальностей
за напрямом “Телекомунікації”**

ЧАСТИНА 1

Затверджено
методичною радою
Академії зв'язку
Протокол № 6 від 27.02.2009 р

Одеса 2009

Методичні вказівки розробила укладач, доцент **Криськів С.К.**

Рецензент **Вікулін І.М.** д. ф-м.н, професор

Невпинно зростаючі темпи технічного прогресу призводять до того, що інженер, котрий має вузьку підготовку лише в певній конкретній області, втрачає кваліфікацію через 10-15 років, оскільки в межах цього терміну вся галузь його роботи набуває докорінних змін. Тому він мусить володіти достатніми фундаментальними знаннями, що є підґрунтям будь-яких прикладних питань, щоб пристосуватися до використання нових процесів, які можуть становити нову групу явищ.

Методичні вказівки «Фізика електрорадіоматеріалів» для самостійної роботи допомагають студентам набути знання, необхідні для розв'язування та обчислення задач та виконання лабораторних робіт.

Вказівки розраховано для студентів всіх спеціальностей за напрямом «Телекомунікації».

Схвалено

на засіданні кафедри

фізики оптичного зв'язку

Протокол № 7 від 14.02.2009 р.

І.М. Вікулін

СТРУКТУРА МОДУЛЯ 5

“Фізика електрорадіоматеріалів”

Змістовий модуль	Лекції (год.)	Заняття		Самостійна робота	Індиві- дуальна робота
		прак- тичні	лабора- торні		
Модуль 5: “Фізика електрорадіоматеріалів” (37 годин)					
Фізика електрорадіоматеріалів	8		16	10	3

ЗМІСТ МОДУЛЯ (ЛЕКЦІЙНИХ ГОДИН): “Фізика електрорадіоматеріалів”

5.1 Будова твердих тіл. Заповнення енергетичних зон електронами. Метали. Напівпровідники. Діелектрики. Діелектрики в електричному полі. Електропровідність діелектриків. (2 г.)

5.2 Втрати в діелектриках. Пробій діелектриків. Сегнетоелектрики. Електрети. П'єзоелектрики. Піроелектрики. (2 г.)

5.3 Речовини у магнітному полі. Намагнічування. Феромагнетики та їх властивості. Магнітні втрати. (2 г.)

5.4 Магнітнотверді та магнітном'які матеріали. Магнітні матеріали для збереження інформації. (2 г.)

ПЕРЕЛІК ЗНАНЬ ТА ВМІНЬ ДО МОДУЛЯ 5

1. Знати основні фізичні величини для опису явищ в матеріалах, призначених для систем електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку.

2. Знати основні фізичні явища для класифікації процесів в матеріалах, призначених для систем електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку.

3. Знати формулювання фізичних законів для опису явищ в матеріалах, призначених для систем електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку, використовуючи довідкову літературу.

4. Вміти переводити фізичні величини в систему одиниць СІ для можливості рішення чисельних задач за допомогою довідкової літератури.

5. Вміти проводити вимірювання окремих фізичних величин і параметрів матеріалах, необхідних для визначення режимів роботи елементів в системах електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку, використовуючи стандартні засоби вимірювання.

6. Вміти порівнювати результати практичних вимірів з теоретичними результатами для оцінки похибок вимірювань, використовуючи довідкову літературу.

КРИТЕРІЇ ОЦІНЮВАННЯ ЗНАНЬ

При оцінці теоретичних знань студент одержує:

- за правильну відповідь на два теоретичних питання на екзамені з поясненням фізичного смислу та виведенні основних формул – **70** балів;
- за правильну відповідь на два теоретичних питання на екзамені з неточностями в поясненнях фізичного смислу та при виведенні основних формул – **60** балів;
- за правильну відповідь на одне теоретичне питання на екзамені з поясненням фізичного смислу та виведенні основних формул – **40** балів;
- за правильне рішення и вірне пояснення ходу рішення задачі на екзамені – **30** балів;
- за правильне рішення та пояснення ходу рішення задачі на екзамені з неточностями в поясненнях – **20** балів;

Оцінка виставляється виходячи з наступних критеріїв:

- “Відмінно” - понад **95** балів,
- “Добре” - від **80** до **95** балів,
- “Задовільно” - від **60** до **80** балів,
- “Незадовільно” - менше **60** балів.

Вступ

Науково-технічний прогрес нерозривно пов'язаний з розробкою й освоєнням нових матеріалів. На даний час число найменувань матеріалів, застосовуваних в електронній техніці для різних цілей, становить тисячі. При будь-якому використанні матеріалів відбувається деякий відбір. Його можна зробити знаючи властивості матеріалів. У більшості випадків відбір за однією властивістю не дає задовільних результатів. При рішенні інженерних завдань потрібно шукати компромісне рішення виходячи з комплексу властивостей. Тому конструкторам і інженерам необхідні знання про закономірності поведінки матеріалів у різних умовах.

У методичних вказівках основна увага приділяється вивченню властивостей діелектриків і феромагнетиків, тому що властивості металів і напівпровідників, а також їхнє застосування в електронній техніці, вже вивчалось в попередніх курсах фізики, а саме, у курсі «Фізика твердого тіла» (третій модуль) і в курсі «Фізика оптичного зв'язку» (четвертий модуль). Тому властивості металів і напівпровідників у цьому посібнику розглядаються лише в тій мірі, яка дає цілісне уявлення про застосування їх в електроніці та електротехніці.

Глава I

Загальні відомості про будову й зонну структуру речовин

1.1 Будова твердого тіла

У твердих тілах, на відміну від рідин, атоми практично ніколи не змінюють своїх положень рівноваги (вузлів) поблизу яких вони коливаються.

У природі існують два основні різновиди твердих тіл, що розрізняються за своїми властивостями: **аморфні** й **кристалічні** тіла.

В **аморфних твердих тілах** (смоли, різні типи скла, шлаки й т.д.) розташування найближчих сусідів кожного атома завжди одноманітне. Це **ближній порядок**. Але на більш далеких відстанях такі групи атомів виявляються орієнтованими хаотично. Одним з результатів цієї неупорядкованості в розташуванні атомів на далеких відстанях є **ізотропність**: фізичні властивості таких тіл у різних напрямках однакові.

Вивчення **кристалічних тіл** звичайно починають з розгляду ідеальних кристалів. **Ідеальний кристал** – це тверде тіло, що складається з атомів, розташованих у кристалічній решітці так, що атомне розташування має однаковий вигляд як при розгляді із точки $\vec{r}_0$, так і при розгляді із точки $\vec{r} = \vec{r}_0 + n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3$, де n_1, n_2, n_3 – цілі числа, $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ – базові вектори (вектори елементарних трансляцій).

$$\vec{T} = n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3 - \quad (1.1)$$

вектор трансляції. Тоді $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{T}$. Це означає, що кристал володіє **трансляційною симетрією (далеким порядком)**.

Найменший паралелепіпед, переносом якого уздовж бддь-якого з його ребер можна одержати весь кристал, називають **елементарною коміркою**. Довжина кожного ребра a , b , c елементарної комірки, що відповідає кроку переміщення, необхідному для нового збігання зі структурою кристала, називається **постійною решітки**. Для однозначної характеристики елементарної комірки необхідно задати шість величин: три ребра (a , b , c) і три кути між осями (α , β , γ). Це **основні параметри** решітки. В залежності від значень кутів α , β , γ між гранями й від співвідношення між величинами ребер a , b , c розрізняють **сім кристалографічних систем (сингоній)**. Найпростішим типом решіток є кубічна (кубічна сингонія), у якій ребра рівні між собою ($a = b = c$) і всі кути прямі ($\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$).

Для кубічних кристалічних решіток зручно як елементарну комірку вибрати об'єм, розташований усередині граней куба. При цьому атоми, центри яких розташовані у вершинах куба, входять кожний одночасно у вісім найближчих елементарних комірок, даючи внесок в одну комірку рівний одному атому. Таким чином, частку участі конкретного атома в елементарній комірці потрібно точно враховувати. У найпростіших випадках елементарна комірка кубічного кристала має вигляд примітивної, гранецентрованої або об'ємноцентрованої комірки. Якщо частинки розміщені тільки у вершинах комірки, то така комірка називається **примітивною** (рис. 1). На об'єм такої комірки доводиться один вузол решітки, тобто одна частинка ($N = 1$). **Об'ємноцентровані** кубічні решітки (ОЦК) містять додаткову частинку в точці перетинання просторових діагоналей (рис. 2), **гранецентровані** кубічні решітки (ГЦК) містять додаткові частинки в точках перетинання діагоналей граней (рис. 3). На об'єм одної елементарної комірки об'ємноцентрованої решітки доводяться дві частинки ($N = 2$), гранецентрованої – чотири ($N = 4$).

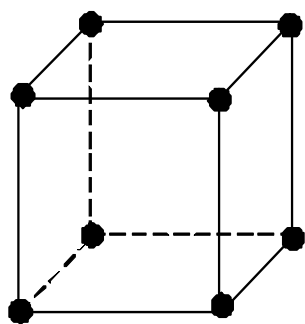


Рисунок 1 – Комірка примітивної решітки

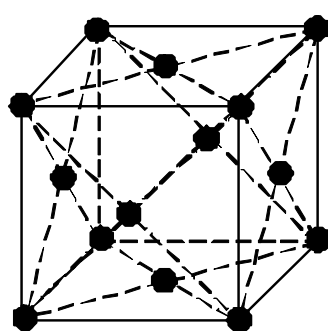


Рисунок 2 – Комірка гранецентрованої решітки

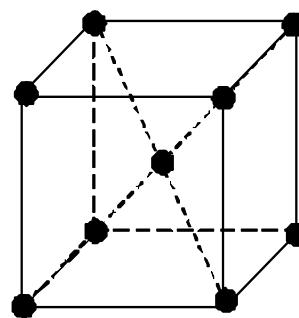


Рисунок 3 – Комірка об'ємноцентрованої решітки

В кристалографії важливу роль відіграє число найближчих сусідів, тобто **координаційне число z** .

Відстань d між найближчими сусідніми атомами в кубічній решітці:

– примітивній $d = a$;

– гранецентрованій $d = \frac{a\sqrt{2}}{2}$;

– об'ємноцентрований $d = \frac{a\sqrt{3}}{2}$,

де a – параметр (період) решітки.

Параметр кубічної решітки a можна знайти, знаючи деякі макроскопічні величини, які характеризують даний кристал, такі як молярна маса кристала M та густина кристала D . Молярний об'єм кристала визначається за формулою

$$V_m = \frac{M}{D}, \quad (1.2)$$

де M – молярна маса кристала, D – щільність кристала.

Об'єм V_K елементарної комірки кристала кубічної структури

$$V_K = a^3. \quad (1.3)$$

Об'єм атома розраховуємо за формулою:

$$V_a = \frac{4}{3}\pi R_a^3, \quad (1.4)$$

де R_a – радіус атома.

Число Z_m елементарних комірок в одному молі кристала

$$Z_m = \frac{N_A}{N}, \quad (1.5)$$

де N_A – число Авогадро, N – число атомів, що доводяться на одну елементарну комірку.

Об'єм елементарної комірки кубічної решітки можна знайти, поділивши молярний об'єм кристала V_m (див. формулу (1.2)) на число елементарних комірок в одному молі кристала Z_m (див. формулу (1.5)). Тоді параметр кристалічної решітки визначимо за формулою:

$$a = \sqrt[3]{\frac{NM}{DN_A}}. \quad (1.6)$$

При розрахунках одержимо a порядку $\sim 10^{-10}$ м.

Концентрація атомів у кристалі дорівнює:

$$n = \frac{N}{V_K} = \frac{DN_A}{M}. \quad (1.7)$$

Ця величина достатньо велика, порядку $\sim 10^{28}$ м⁻³.

Коефіцієнтом упаковки називають частку об'єму кристала, зайняту атомами. Очевидно, він більше нуля, але менше одиниці. Коефіцієнт упаковки для кубічної решітки

$$k_{\text{уп}} = \frac{V_a N}{V_K} = \frac{4\pi R_a^3 N}{3a^3}, \quad (1.8)$$

де V_a – об'єм атома; V_K – об'єм елементарної кубічної комірки; N – число атомів в комірці.

У зв'язку з тим, що відстані уздовж ребер і уздовж діагоналей елементарної комірки виявляються неоднаковими, в кристалічних твердих тілах – пружні, механічні, теплові, електричні, оптичні, магнітні й інші властивості кристалів

різні за різними (кристалографічними) напрямками. Це називається **анізотропією**.

Атоми в кристалах пов'язані між собою певними силами взаємодії, які визначають тип зв'язку. Найбільш простими типами зв'язку є: **іонний, ковалентний, металевий й молекулярний**. Нас будуть цікавити лише перші три зв'язки.

Іонний зв'язок виникає тоді, коли зближаються атоми, що значно відрізняються за значенням енергії їхніх валентних електронів. При цьому один атом віддає електрони іншому перетворюючись на позитивний іон, інший атом здобуває ці електрони й стає негативним іоном. Ці атоми пов'язані один з одним кулонівською силою (кристали солі).

Якщо валентні електрони атомів мають однакову енергію, то перехід електронів від одного атома до другого є неможливим. Наприклад, якщо кожний із двох подібних атомів має орбіту з одним валентним електроном, то при зближенні атомів такі орбіти можуть об'єднатися в одну: виникає узагальнена орбіта із двома електронами, що рухаються навколо обох атомів, а між ядрами утворюється згущення від'ємного заряду. Це сгущення, притягуючи до себе ядра, урівноважує їх взаємне відштовхування. Отже, взаємне притягіння двох атомів завдяки загальній парі електронів утворює **ковалентний зв'язок**, такий, наприклад, як в молекулах водню. Найбільш важливі напівпровідникові матеріали мають ковалентний тип зв'язку. В таких напівпровідникових матеріалах, як кремній та германій – по чотири валентних електрони. Кремній (германій) складається безпосередньо з атомів кремнію (германію), кожний із яких зв'язаний ковалентними зв'язками з чотирма сусідніми атомами, розміщеними навколо нього у вершинах правильної тригранної піраміди – тетраедра. Це забезпечує міцний зв'язок.

Металевий кристал можна в деякому наближенні подати у вигляді решітки позитивних іонів, між якими можуть вільно переміщуватися електрони. **Металевий зв'язок** виникає завдяки взаємодії між позитивно зарядженими іонами і всією сукупністю вільних електронів.

1.2 Заповнення енергетичних зон електронами.

Метали, напівпровідники й діелектрики

Модель енергетичних зон дозволяє з єдиної точки зору пояснити розподіл твердих кристалічних тіл на метали, напівпровідники і діелектрики.

Звичайно будь-яка система спонтанно приймає стан з мінімальною енергією, тобто всі електрони повинні були б прагнути зайняти нижчі енергетичні стани, однак ні в атомах, ні в кристалічних тілах це неможливо. В основі заповнення атомарних рівнів і енергетичних зон лежить **принцип Паулі, згідно якому в одному енергетичному стані (на одному рівні) може знаходитися не більше двох електронів з протилежними спінами**. (В класичному уявленні спін – це власний обертальний момент електрону). У нейтральному ізольованому атомі внутрішні енергетичні рівні повністю заповнені електронами. Отже, енергетичні зони в кристалах, що утворені в результаті розщеплення внутрішніх атомних рівнів, також будуть повністю

заповнені електронами. Енергетичні зони мають стільки станів, скільки атомів у кристалі. Це значення має порядок 10^{17} для кристала розміром $0,1 \cdot 0,1 \cdot 0,1$ мм при ширині зони порядку електронвольта. Фактично зона являє собою континуум, тобто суцільну сукупність станів.

У всіх глибоко лежачих зонах процес переносу заряду неможливий, тому що в цих зонах всі рівні зайняті, а заборонені зони E_g між ними зі збільшенням енергії збільшуються. Це дозволяє виключити з розгляду такі зони. Інтерес, із погляду провідності й інших фізичних властивостей, представляють тільки зовнішні зони.

Для зображення енергетичної структури кристала користуються звичайно спрощеною енергетичною схемою.

Так як фізичні процеси в кристалі (електричні, магнітні, оптичні й ін.) обумовлені станом валентних електронів, то на схемі зображують тільки дві дозволені зони: **валентну зону** й **зону провідності**, які розділені зоною заборонених енергій (**забороненою зоною**) (див. рис. 4).

Сама верхня зона, повністю заповнена електронами при температурі $T = 0$ К, називається **валентною зоною**. Вона виникає з того атомарного рівня, на якому перебувають валентні електрони в основному стані атома. Більш високі дозволені зони будуть вільні. Порожня зона при температурі $T = 0$ К або частково заповнена електронами при температурі $T > 0$ К називається **зоною провідності**.

Залежно від ширини заборонених зон і ступеня заповнення валентних зон електронами можливі три типи кристалічних речовин, зонні діаграми яких представлені на рис. 5, а, б, в. Якщо валентна зона заповнена електронами не повністю (рис. 5, а), то електрон, одержавши скільки завгодно малу енергію (наприклад, за рахунок теплового руху або електричного поля), зможе перейти на вищий енергетичний рівень тієї ж зони, тобто стати вільним і брати участь у провідності. Внутрішньозонний перехід цілком можливий, тому що, наприклад, при температурі 1 К енергія теплового руху $kT \approx 10^{-4}$ еВ, тобто значно більше різниці енергій (має порядок 10^{-17} еВ) між сусідніми енергетичними станами. Кристал, що має таку зонну діаграму, є металом.

Типовими представниками речовин, у яких спостерігається часткове заповнення валентної зони (у випадку метала її називають також зоною провідності), є одновалентні лужні метали і благородні метали, такі як *Cu*, *Ag*, *Au*, *Pt* та ін.

Таким чином, в металах валентна зона (зона провідності) при $T = 0$ К заповнена тільки в нижній частині до деякого рівня, званого рівнем Фермі (рис. 5, а). Енергія електронів, що знаходяться на цьому рівні, називається

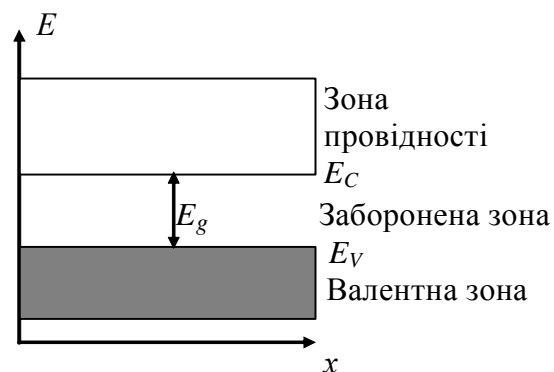


Рисунок 4 – Зонна діаграма напівпровідника: E_V – стеля валентної зони; E_C – дно зони провідності.

енергією Фермі, тобто **енергія Фермі** – це максимальне значення енергії, яку може мати електрон у металі при абсолютному нулі.

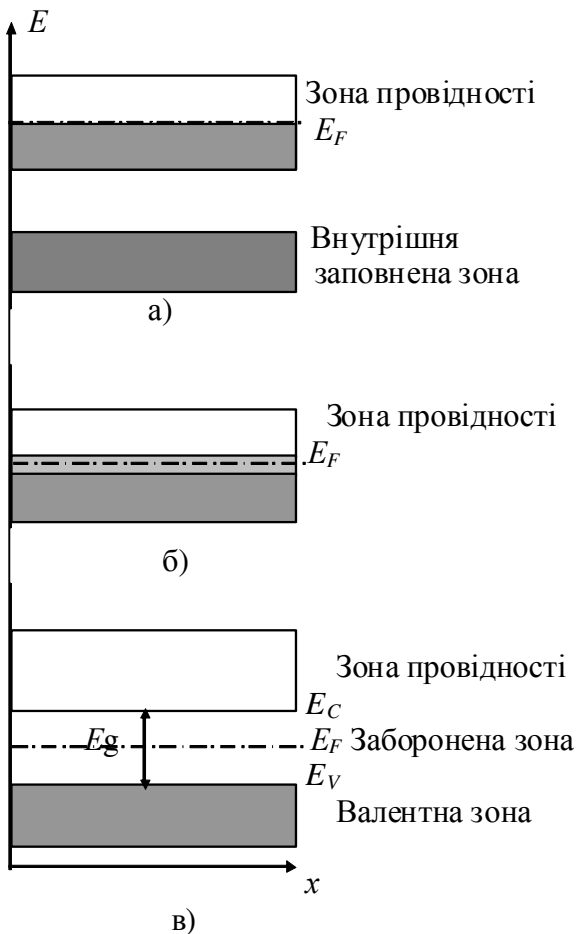


Рисунок 5 – Зонні діаграми одновалентних металів (а), двовалентних металів (б) и напівпровідників (в)

Тверде тіло є провідником електричного струму і в тому випадку, коли валентна зона повністю заповнена електронами, але вона перекривається вільною зоною (зоною провідності), не зайнятою електронами (рис. 5, б). У даному випадку утворюється так звана «гібридна» зона, що заповнюється валентними електронами лише частково. Це має місце для двовалентних лужно-земельних елементів (*Be, Mg, Ca* та ін.).

Розглянемо випадок, коли валентна зона повністю зайнята електронами (рис. 5, в). Для того, щоб перекинути електрон з валентної зони в зону провідності, необхідно надати йому енергію, не меншу, ніж ширина забороненої зони E_g . Електричне поле, що не приводить до пробою кристала, надати електрону таку енергію не в змозі. Якщо ширина забороненої зони невелика $\sim 1\text{eV}$, то енергії теплового руху виявляється достатньо, щоб перевести частину електронів з валентної зони в зону провідності. Такі речовини називаються **напівпровідниками**. До них відносяться такі елементи як германій (*Ge*), кремній

(*Si*), селен (*Se*) та ін.

Хімічно чисті напівпровідники називаються **власними** напівпровідниками. Концентрацію носіїв у власному напівпровіднику можна знайти за формулою

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (1.9)$$

де N_C і N_V – ефективна густина станів у зоні провідності й у валентній зоні відповідно.

Провідність власного напівпровідника

$$\sigma_i = e(n_i \mu_n + p_i \mu_p), \quad (1.10)$$

де p_i і n_i – концентрації електронів та дірок у власному напівпровіднику ($p_i = n_i$), а μ_n і μ_p – рухливості електронів і дірок відповідно, k – постійна Больцмана.

Розрізнення між діелектриками й напівпровідниками умовно визначається шириною забороненої зони: якщо $E_g \leq 3\text{ eV}$, то такі речовини є напівпровідниками, якщо $E_g > 3\text{ eV}$ – діелектриками (ізоляторами).

1.3 Діелектрики в електростатичному полі

На відміну від металів, у діелектриках вільних носіїв дуже мало, тому їхній перерозподіл в електростатичному полі не грає помітної ролі. Більш важливим є вплив поля на зв'язані заряди в атомах або молекулах.

До першої групи діелектриків (N_2 , O_2 , H_2 , CO_2 і ін.) відносяться речовини, молекули яких мають симетричну будову, тобто «центри» позитивних і негативних зарядів у відсутності поля збігаються, отже, дипольний момент молекули дорівнює нулю $\vec{p} = 0$. Молекули таких діелектриків називаються **неполярними**. Під дією зовнішнього електричного поля заряди неполярних молекул зміщуються в протилежні боки (позитивні зміщуються за полем, негативні - проти поля) і молекула здобуває дипольний момент тим більший, чим більша величина поля.

До другої групи діелектриків (NH_3 , H_2O , CO і ін.) відносяться речовини, молекули яких мають асиметричну будову, тобто «центри» позитивних і негативних зарядів у відсутності поля не збігаються. Таким чином, ці молекули під час відсутності зовнішнього поля мають дипольний момент. Молекули таких діелектриків називаються **полярними**. При відсутності зовнішнього електричного поля, дипольні моменти полярних молекул внаслідок теплового руху орієнтовані в просторі хаотично і їхній результуючий момент дорівнює нулю. Якщо ж такий діелектрик помістити в зовнішнє поле, то сили цього поля будуть намагатися повернути дипольні моменти молекул уздовж поля, внаслідок чого виникає відмінний від нуля сумарний результуючий діелектричний момент.

До третьої групи діелектриків (NCl , KCl , KBr і ін.) відносяться речовини, молекули яких мають іонну будову. У цих кристалах не можна виділити окремі молекули, а розглядати їх можна як систему двох всунутих одна в одну іонних підрешіток. При накладенні на іонний кристал електричного поля відбувається деяка деформація кристалічної решітки або відносний зсув підрешіток, що приводить до виникнення дипольних моментів.

Таким чином, при накладенні електричного поля відбувається поляризація діелектрика. **Поляризацією діелектрика називається процес орієнтації диполів або появи під впливом електричного поля орієнтованих за полем диполів.**

Відповідно трьом групам діелектриків розрізняють три види поляризації:

- **електронна (деформаційна) поляризація**, що виникає за рахунок деформації електронних орбіт (1 група);
- **орієнтаційна (дипольна) поляризація** діелектрика, що виникає за рахунок орієнтації за полем вже існуючих дипольних моментів (2 група);
- **іонна поляризація** діелектрика із іонними кристалічними решітками (3 група);

Поляризація характеризується фізичною величиною, названою поляризованістю. **Поляризованість – це векторна сума електричних моментів всіх елементарних диполів в одиниці об'єму**

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_i. \quad (1.11)$$

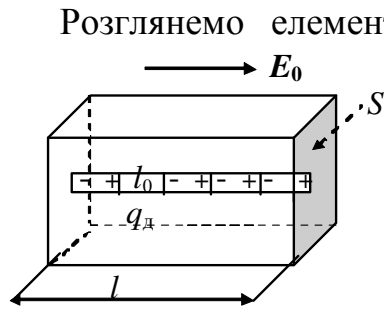


Рисунок 6 – Діелектричний паралелепіпед з поляризованими ланцюжками атомів

електричному полі $\vec{E}$ (див. рис. 6). Молекулярні диполі з зарядами q_d і довжиною l_0 розташовані ланцюжком уздовж поля. Якщо в одному ланцюжку n_0 диполів, то загальний електричний момент ланцюжка $p = n_0 q_d l_0 = q_d l$. Позначивши через N число виходячих на поверхню S ланцюжків, одержимо

$$P = \frac{Np}{V} = \frac{Nq_d l}{V} = \frac{Nq_d}{S} = \frac{q'}{S} = \sigma', \quad (1.12)$$

де $q' = Nq_d$ – число зарядів, що виходять на поверхню зарядів, а σ' – їхня поверхнева густина, $V = S \cdot l$ – об'єм діелектрика. Таким чином, **поляризованість визначається поверхневою густиною поляризованих зарядів.**

Напруженість електричного поля E в діелектрику, наприклад, поміщеному в конденсатор, визначається різницею між полем, створюваним зарядами на обкладках (без діелектрика) $E_0 = \sigma_0 / \epsilon_0$ і полем, створюваним поляризованими зарядами $E' = \sigma' / \epsilon_0$

$$E = E_0 - E' = (\sigma_0 - \sigma') / \epsilon_0, \quad (1.13)$$

де різницю $\sigma_0 - \sigma'$ називають поверхневою густиною вільних зарядів. Отже, при внесенні у відключений заряджений конденсатор діелектрика поле усередині діелектрика зменшується.

Досвід показує, що в ізотропних діелектриках поляризованість прямо пропорційна напруженості електростатичного поля в даній точці

$$P = \sigma' = \kappa \epsilon_0 E, \quad (1.14)$$

де κ – безрозмірний коефіцієнт, називаний діелектричною сприйнятливістю. Підставивши (1.14) в (1.13), одержимо, що $E = E_0 - \kappa E$, звідки

$$E = \frac{E_0}{1 + \kappa} = \frac{E_0}{\epsilon}, \quad (1.15)$$

$$\text{де } \epsilon = 1 + \kappa - \quad (1.16)$$

відносна діелектрична проникність.

Електричний зсув (індукція) D в діелектрику:

$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 E + \kappa \epsilon_0 E = \epsilon_0 E + P. \quad (1.17)$$

Одиниця виміру електричного зсуву – Кл/м².

1.4 Електропровідність діелектриків

Повна густина струму в діелектрику, називаного струмом витoku, являє собою суму густин струмів абсорбційного й наскрізного:

$$j_{\text{вит}} = j_{\text{аб}} + j_{\text{нск}}. \quad (1.18)$$

Після завершення процесів поляризації через діелектрик протікає тільки наскрізний струм. Надалі будемо розглядати тільки наскрізні струми за об'ємом й за поверхністю.

Розрізняють об'ємну й поверхневу електропровідності, використовуючи як характеристики діелектрика питомий об'ємний опір ρ_V і питомий поверхневий опір ρ_S .

Питомий об'ємний опір ρ_V чисельно дорівнює опору куба з ребром в 1 м, уявно вирізаного з досліджуваного матеріалу, якщо струм проходить через дві протилежні грані куба; ρ_V виражається в Ом·м.

У випадку плоского зразка матеріалу при однорідному полі, питомий об'ємний опір розраховують за формулою:

$$\rho_V = R_V \frac{S}{h} [\text{Ом} \cdot \text{м}], \quad (5.2.2)$$

де R_V – об'ємний опір, S - площа електрода, h - товщина зразка.

Питомий поверхневий опір ρ_S чисельно дорівнює опору квадрата (будь-яких розмірів), уявно виділеного на поверхні матеріалу, якщо струм проходить через дві протилежні сторони цього квадрата; вимірюється воно в Ом. Питомий опір

$$\rho_S = R_S \frac{d}{l} [\text{Ом}], \quad (1.19)$$

де R_S – поверхневий опір зразка матеріалу між паралельно розташованими електродами шириною d , що відстоять один від одного на відстані l . Об'ємний і поверхневий опори з'єднані паралельно.

Глава II Властивості й види діелектриків

2.1 Втрати в діелектриках

Діелектричними втратами називають електричну потужність, витрачену на нагрівання діелектрика, що перебуває в електричному полі.

Потужність, що розсіюється в одиниці об'єму, називається питомими втратами. Але найчастіше для характеристики здатності діелектрика розсіювати енергію в електричному полі використовують кут діелектричних втрат або тангенс цього кута.

Кутом діелектричних втрат δ називають кут, що доповнює до 90° кут зсуву фаз між струмом і напругою в ємнісному ланцюзі.

У випадку ідеального діелектрика $\delta = 0$. Чим більша потужність, що розсіюється в діелектрику, яка переходить у тепло, тим більше кут діелектричних втрат δ і його функція $\text{tg}\delta$.

Тангенс кута діелектричних втрат безпосередньо входить у формулу для потужності, що розсіюється в діелектрику, тому практично найбільш часто користуються цією характеристикою.

Розглянемо схему, еквівалентну конденсатору з діелектриком, що має втрати. Ця схема повинна бути обрана з таким розрахунком, щоб активна потужність, що витрачається в даній схемі, дорівнювала б потужності, що розсіюється в діелектрику конденсатора, а струм був би зрушений відносно напруги на той же кут, що й у розглянутому конденсаторі.

Поставлене завдання можна вирішити, замінивши конденсатор із втратами ідеальним конденсатором з паралельно включеним активним опором (паралельна схема) або конденсатором з послідовно включеним опором (послідовна схема). Обидві схеми еквівалентні, якщо при рівності повних опорів дорівнюють відповідно їх активні й реактивні складові (рівні $\tan \delta$). Надалі ми будемо орієнтуватися на паралельну схему (рис. 7). З рис. 8 видно, що

$$\tan \delta = \frac{I_a}{I_C} = \frac{1}{\omega CR}. \quad (2.1)$$

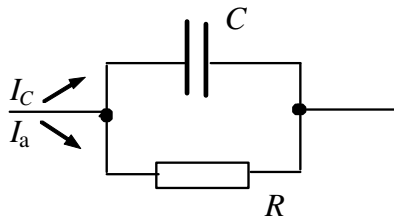


Рисунок 7 – Еквівалентна схема конденсатора з втратами (паралельне з'єднання)

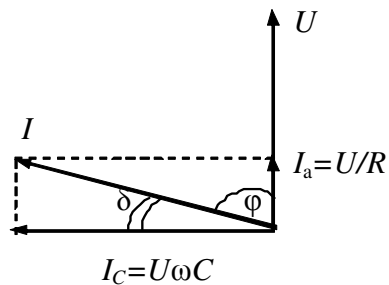


Рисунок 8 – Векторна діаграма для визначення тангенса діелектричних втрат

Потужність, що розсіюється в діелектрику

$$P_a = U \cdot I_a. \quad (2.2)$$

З формули (2.1) можна знайти значення активної складової струму

$$I_a = I_C \cdot \tan \delta = U \omega C \tan \delta. \quad (2.3)$$

Підставивши формулу (2.3) у формулу (2.2), одержимо значення активної потужності

$$P_a = U \cdot I_a = U^2 \omega C \tan \delta, \quad (2.4)$$

де P_a виражається у Ватах; U – у Вольтах; ω – в (секундах)⁻¹; C – у Фарадах.

Якщо для даного діелектрика відомо, що втрати в ньому визначаються тільки втратами від наскрізної електропровідності в широкому діапазоні частот, то кут втрат конденсатора з таким діелектриком може бути обчислений для будь-якої частоти. Втрати в такому конденсаторі визначаються виразом:

$$P_a = \frac{U^2}{R}, \quad (2.5)$$

де R визначено яким-небудь методом при деякій частоті.

Вираз для питомих діелектричних втрат, тобто потужність, що розсіює в 1 м³ діелектрика (Вт/м³) з врахуванням того, що ємність плоского конденсатора

дорівнює $C = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{d}$, де S – площа електрода; d – відстань між електродами, має вигляд

$$p = \frac{P_a}{V} = \frac{U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta}{S \cdot d} = \frac{U^2 \omega \epsilon_0 \epsilon S \operatorname{tg} \delta}{S \cdot d^2} = E^2 \omega \epsilon_0 \epsilon \operatorname{tg} \delta, \quad (2.6)$$

де $V = S \cdot d$ – об'єм діелектрика між плоскими електродами (м^3); $E = \frac{U}{d}$ – напруженість електричного поля (В/м).

Оскільки ємність між протилежними гранями куба зі стороною 1м дорівнює ($S = 1\text{м}^2$, $d = 1\text{м}$) дорівнює

$$c_1 = \epsilon_0 \epsilon, [\text{Ф/м}], \quad (2.7)$$

а якщо врахувати, що $\sigma_c = \omega C$, $\sigma_a = \frac{1}{R}$, то реактивна складова питомої провідності

$$\sigma_c = \omega c_1 = \omega \epsilon_0 \epsilon, [\text{Ом/м}], \quad (2.8)$$

а активна складова при даній частоті (див. формулу (2.1))

$$\sigma_a = \sigma_c \cdot \operatorname{tg} \delta = \omega \epsilon_0 \epsilon \operatorname{tg} \delta, [\text{Ом/м}]. \quad (2.9)$$

З формули (2.9) можна одержати тангенс втрат, виражений через активну й реактивну провідності:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma_a}{\sigma_c}. \quad (2.10)$$

Вираз (2.9) використовують для обчислення активної питомої провідності діелектрика при різних частотах за обміряними значеннями діелектричної проникності й тангенса кута втрат матеріалу при цих значеннях частоти.

Добротністю конденсатора називають величину

$$Q_c = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta}. \quad (2.11)$$

2.2 Пробій у діелектриках.

Існує два різних види пробою: тепловий і електричний. Обидва явища можуть відбуватися одночасно (випадок, який найчастіше зустрічається) і, більше того, підтримувати один одного. Однак можна створити такі умови, які дозволять експериментально вивчити один або інший механізм у чистому виді.

Тепловий пробій. Тепловий пробій виникає в тому випадку, коли кількість теплової енергії, що виділяється в діелектрику за рахунок діелектричних втрат, перевищує ту кількість енергії, що може розсіюватися в даних умовах; при цьому порушується теплова рівновага, а процес набуває лавинного характеру.

Явище теплового пробою зводиться до розігріву матеріалу в електричному полі до температур, що відповідають плавленню, обвуглюванню та ін. Пробивна напруга, обумовлена нагріванням діелектрика (так названа **теплова пробивна** напруга) залежить від частоти прикладеної напруги, умов охолодження, температури навколишнього середовища та ін. Крім того,

електротеплова пробивна напруга залежить від нагрівоміцності матеріалу: органічні діелектрики (наприклад, полістирол) мають більше низькі значення теплових пробивних напруг, ніж неорганічні (кварц, кераміка), за інших рівних умов внаслідок їх малої нагрівоміцності.

Типовими ознаками теплового пробою є експоненціальне зменшення пробивної напруги з ростом температури навколишнього середовища, а також зниження електричної міцності зі збільшенням часу витримки діелектрика в електричних полях.

Механізм теплового пробою більш ймовірний при підвищенні температури, коли очікується, що переважними будуть втрати наскрізної електропровідності. Значення потужності, що розсіюється в діелектрику, визначається виразом (2.4). Тому при використанні експоненціальної залежності тангенса втрат від температури

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)] \quad (2.12)$$

і після перетворення виразу (2.4) для розсіяної потужності і з врахуванням формули (2.12), одержимо

$$P_a = \frac{U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)]}{1,8 \cdot 10^{10} \cdot d}, \quad (2.13)$$

де U – прикладена напруга; f – частота; ε – діелектрична проникність; $\operatorname{tg} \delta_0$ – тангенс кута втрат діелектрика при температурі навколишнього середовища; α – температурний коефіцієнт тангенса кута діелектричних втрат; T – температура нагрітого за рахунок діелектричних втрат матеріалу; T_0 – температура навколишнього середовища; d – товщина.

Так як теплопровідність металу електродів за рідкісним винятком на два-три порядки більше, ніж теплопровідність діелектрика, будемо вважати, що тепловідвід з об'єму, що нагрівається, у навколишнє середовище виділяється через електроди (тепловідводом через торцеву поверхню діелектрика зневажаємо). Потужність, що відводять від діелектрика, виразимо за допомогою формули Ньютона:

$$P_T = 2A_T S(T - T_0), \quad (2.14)$$

де A_T – сумарний коефіцієнт теплопередачі від діелектрика в зовнішнє середовище.

Напругу теплового пробою можна визначити за двох умов:

$$P_a = P_T, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial P_a}{\partial T} = \frac{\partial P_T}{\partial T}. \quad (2.16)$$

Умова (2.16) справедлива тільки для граничного режиму, тоді як умова (2.15) виконується для всіх випадків стабільної роботи діелектрика під напругою.

Підставивши вирази (2.13) і (2.14) в (2.15) і (2.16), маємо

$$\frac{U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)]}{1,8 \cdot 10^{10} \cdot d} = 2A_T S(T - T_0), \quad (2.17)$$

$$\frac{\alpha \cdot U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)]}{1,8 \cdot 10^{10} \cdot d} = 2A_T S. \quad (2.18)$$

Поділивши (2.17) на (2.18), одержимо

$$\frac{1}{\alpha} = T - T_0. \quad (2.19)$$

Підставляючи (2.19) в (2.18), одержимо рівняння і, роз'язуючи його відносно U , знайдемо напругу теплового пробою

$$U_{\text{пр}} = K \sqrt{\frac{A_T \cdot d}{f \cdot \varepsilon \cdot \alpha \cdot \operatorname{tg} \delta_0}}, \quad (2.20)$$

де K – числовий коефіцієнт, що дорівнює $1,15 \cdot 10^5$, якщо всі величини, що мають розмірності, виражені в системі СІ.

Різновидом теплового пробою можна вважати іонізаційний пробій. Він характерний для твердих пористих діелектриків і обумовлений іонізацією газу в порах. За рахунок іонізаційних втрат розігрівається поверхня закритих пор, виникають локальні перепади температури в діелектрику й пов'язані з ними термомеханічні напруги. Такі процеси особливо небезпечні в крихких матеріалах, оскільки термомеханічні напруги можуть перевершити межу міцності матеріалу й викликати розтріскування діелектрика.

Електричний пробій. За допомогою вищеописаного теплового механізму пробою неможливо пояснити всі спостережувані при пробіі явища. Наприклад, він не дає відповіді на питання, чому при низьких температурах речовини напруженість поля пробою практично не залежить від температури й починає зменшуватися лише при підвищених температурах, як це показують виміри, проведені на кам'яній солі. Крім того, необхідні для теплового пробою умови виконуються лише при малій товщині шару, а також при досить тривалому навантаженні. Отже, необхідна нова концепція, що пояснить ті випадки пробою, для якого непридатна теорія теплового пробою. Природно, що електричний опір ізолятора зменшується не тільки у випадку збільшення температури, але й через наявність електричного поля. При цьому можна припустити, що тут відбувається утворення лавин носіїв, причому джерелом іонізації служать іонні й електронні зіткнення. Оцінка напруженості поля, необхідної для створення нових іонів у кристалі шляхом іонних зіткнень, приводить до напруженості пробою порядку 10^{10} В/м, що приблизно в 100 разів перевищує обмірювані значення. Однак, якщо прийняти, що в зіткненнях беруть участь вільні електрони, середня довжина вільного пробігу яких приблизно в 100 разів більше, ніж в іонів, то можна дійти висновку, що пробій відбувається в основному в результаті електронних зіткнень.

Звідки ж у діелектрику беруться вільні електрони? З погляду зонних уявлень (див. гл. I) у зоні провідності ізолятора без домішок є електрони, концентрація яких визначається за формулою (1.9). У такому випадку їхня

концентрація зникаючи мала, але якщо існують домішкові центри, що звичайно спостерігається в технічних діелектриках, то концентрація електронів значно зростає. При прикладенні до такого діелектрика електричного поля значної напруженості відбувається процес лавиностворення (коли з небагатьох початкових електронів у твердому тілі створюється електронна лавина). Розвиток лавин супроводжується ударною іонізацією, що прискорює утворення провідного каналу. Прискорені полем електрони при зіткненні передають свою енергію вузлам решітки й розігрівають її аж до плавлення. У розрядному каналі створюється значний тиск, що може привести до появи тріщин або повного руйнування діелектрика.

Таким чином, електричний пробій твердих діелектриків характеризується досить швидким розвитком. Він протікає за час не більше 10^{-7} - 10^{-8} секунд і не обумовлений тепловою енергією, хоча електрична міцність при електричному пробі до деякої міри залежить від температури й супроводжується у своїй початковій стадії руйнуванням діелектрика в дуже вузькому каналі.

У випадку однорідного поля й повної однорідності структури матеріалу пробивні напруженості при електричному пробі можуть служити мірою електричної міцності речовини. Такі умови вдається спостерігати в монокристалах багатьох окислів, лужньо-галоїдних сполук і деяких полімерів. При цьому $E_{пр}$ досягає значень більше 10^3 МВ/м. Електричний пробій спостерігається в більшості діелектриків при короткочасному (імпульсному) впливі напруги.

Тонкі плівки можуть мати істотно більш високу електричну міцність, ніж масивні зразки. Ця властивість отримала назву електричного зміцнення матеріалів. Його використання дозволяє підвищити надійність плівкової ізоляції мікроелектронних елементів і пристроїв, так як експлуатаційні напруженості поля в тонких плівках ($\sim 10^6$ В/м) близькі до пробивного в об'ємних зразках.

2.3 Сегнетоелектрики, електрети, п'єзоелектрики, піроелектрики

Сегнетоелектрики

Сегнетоелектричні (фероелектричні) речовини, роль і число яких за останні десятиліття дуже зросли, запозичили цю назву у феромагнетиків (див. гл. III), так як багато основних технічно важливих властивостей виявляють разючу подібність в обох типах речовин.

Сегнетоелектриками називаються речовини, що володіють спонтанною поляризацією, напрямок якої може бути змінено за допомогою зовнішнього електричного поля.

Спочатку наведемо найважливіші діелектричні властивості сегнетоелектриків, які відповідають магнітним властивостям феромагнетиків.

1. Діелектрична проникність ϵ , що в «класичних» діелектриків у більшості випадків менше 10 і рідко перевищує 100, у сегнетоелектриків може досягати значень порядку $10^4 \dots 10^5$.

2. Діелектрична проникність ϵ не є постійною величиною, а залежить від напруженості електричного поля E .

3. Функція $\epsilon = \epsilon(E)$ залежить від передісторії матеріалу, внаслідок чого спостерігається діелектричний гістерезис.

4. Процес поляризації в зростаючому полі відбувається маленькими стрибками (стрибки Баркгаузена).

5. Сегнетоелектричні властивості дуже залежать від температури. Для кожного сегнетоелектрика існує певна температура, називана точкою Кюрі T_K , вище якої сегнетоелектрик стає звичайним діелектриком.

При температурі, що перевищує критичну температуру T_K , тобто точку Кюрі, електрична сприйнятливість κ ($\kappa = \epsilon - 1$) зменшується зі зростанням температури відповідно до закону Кюрі - Вейса

$$\kappa = \frac{C}{T - T_K}, \quad (2.21)$$

де C – стала.

Температура Кюрі для використовуваних у техніці сегнетоелектриків лежить в інтервалі від 300 до 400°C .

6. Сегнетоелектрика є властивістю тільки твердих кристалічних речовин. Вона виявляється лише у речовин 11 кристалічних класів (з 32 існуючих), так званих полярних, або піроелектричних класів.

Первісний сегнетоелектрик було досліджено на двох речовинах: сегнетової солі (від назви цієї солі й походить термін сегнетоелектрик) і на дідідрофосфаті калію.

При відсутності зовнішнього електричного поля сегнетоелектрики мають доменну структуру. Домени являють собою області (розміри доменів становлять від 10^{-6} до 10^{-3} м), що володіють спонтанною (самовільною) поляризацією. Напрямок електричних моментів у різних доменів різний, тому сумарна поляризованість зразка кристалу в цілому дорівнює нулю.

Зовнішнє електричне поле змінює напрямок електричних моментів доменів таким чином, що відбувається переорієнтація дипольних моментів за полем й це створює ефект дуже сильної поляризації. Цим пояснюються властиві сегнетоелектрикам надвисокі значення діелектричної проникності (до сотень тисяч). Наслідком доменної будови сегнетоелектриків є нелінійна залежність їхньої електричної індукції $\vec{D}$ від напруженості електричного поля $\vec{E}$ (рис. 9) і явище діелектричного гістерезису. (Зв'язок між векторами $\vec{P}$ й $\vec{E}$ також є нелінійним й залежить від значень $\vec{E}$ у попередні моменти часу). При дії слабого електричного поля зв'язок між $\vec{D}$ і $\vec{E}$ носить приблизно лінійний характер (ділянка ОА). На цій ділянці переважають процеси оборотного зсуву доменних меж. В області більш сильних полів зсув меж носить необоротний характер (ділянка АВ). При цьому розростаються домени з переважною

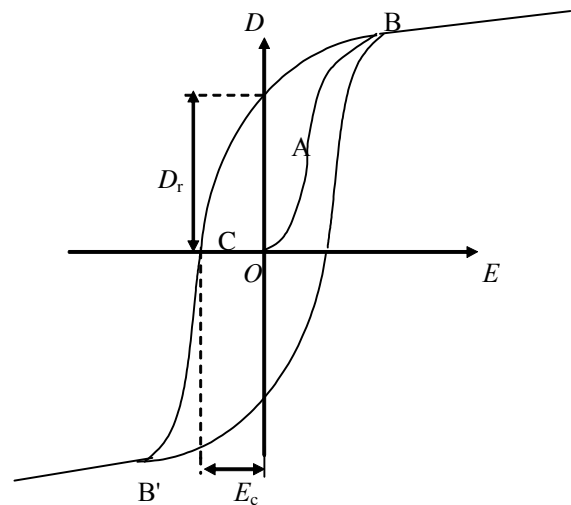


Рисунок 9 – Графік поляризації п'єзоелектрика у зовнішньому електричному полі

орієнтацією, у яких вектор спонтанної поляризації утворює найменший кут з напрямком поля. При деякій напруженості поля, що відповідає точці В на графіку, всі домени виявляються орієнтованими за полем. Наступає стан насичення. Криву ОАВ називають **основною кривою поляризації** сегнетоелектрика.

Якщо в поляризованому до насичення зразку зменшити напруженість електричного поля до нуля, то електрична індукція в нуль не обернеться, а обійме деяке залишкове значення D_r . Відставання зміни індукції від зміни напруженості електричного поля називається **діелектричним гістерезисом**. При впливі полем протилежної полярності індукція швидко зменшується й при деякій напруженості поля змінює свій напрямок. Напруженість поля, при якій індукція проходить через нуль, називається **коерцитивною силою**. Подальше збільшення напруженості поля протилежної полярності знову переводить зразок у стан насичення (точка В').

Діелектричний гістерезис обумовлений необоротним зсувом доменних границь під дією електричного поля й свідчить про додатковий механізм діелектричних втрат, пов'язаних з витратами енергії на орієнтацію доменів. Площа петлі гістерезису чисельно дорівнює питомій щільності енергії, витраченої на один цикл переполаризації зразка. Внаслідок втрат на гістерезис сегнетоелектрики характеризуються досить великим тангенсом кута діелектричних втрат, що у типових випадках приймає значення порядку 0,1.

На даний час відомо кілька сотень сполук, що володіють властивостями сегнетоелектриків. У технічному застосуванні сегнетоелектриків намітилося кілька напрямків, найважливішими з яких можна вважати:

- 1) виготовлення малогабаритних низькочастотних конденсаторів з великою питомою ємністю;
- 2) використання матеріалів з великою нелінійністю поляризації для діелектричних підсилювачів, модуляторів і інших керованих пристроїв;
- 3) використання сегнетоелектриків як комірок пам'яті в обчислювальній техніці;
- 4) використання кристалів сегнетоелектриків для модуляції й перетворення лазерного випромінювання.

Електрети. Електретами називають тверді діелектрики, які в результаті попередньої обробки мають електричну поляризацію, тобто в яких виявляється зовнішній момент, що зберігається майже постійним протягом тривалого часу. Термін електрет був запропонований англійським фізиком Хевісайдом в 1896 р., а зразки електретів були вперше виготовлені японським фізиком Єгучі в 1922 р.

Не всі діелектрики придатні для виготовлення електретів. Процес виготовлення майже завжди однаковий і полягає в наступному: ізолююча речовина спочатку плавиться або розм'якшується в необхідній мірі, після чого охолоджується в прикладеному електричному полі (близько 10^6 В/м) доти, поки речовина не затвердіє. Для уточнення термінології такі електрети називають

термоелектретами. Термоелектрети здатні утворювати електричне поле в просторі протягом багатьох місяців і навіть років.

Великий інтерес представляють також і фотоелектрети. Вони виготовляються із матеріалів, що володіють фотопровідністю (сірка, сульфід кадмію та ін.), при одночасному впливі світла й електричного поля. Фотоелектрети можуть довгостроково зберігати заряди в темряві й швидко розряджаються при освітленні.

На кожній з поверхонь електрета утворюються електричні заряди обох знаків: заряди із протилежними знаками, що виникли в електреті за рахунок поляризації (*гетерозаряди*) і заряди, що перейшли з поляризуючого електрода на поверхню електрета й мають той же знак, що і електроди (*гомозаряди*). Різниця між гетеро- і гомозарядами визначає результуючий заряд електрета. Досвід показує, що відразу після закінчення поляризації переважає гетерозаряд, а через деякий час, коли тепловий рух дезорієнтує диполі, зарядом, що переважає, виявляється гомозаряд.

В органічних полярних електретах переважають гетерозаряди, а в неорганічних (керамічних) матеріалах і органічних неполярних діелектриках – гомозаряди.

Електрети можуть бути використані для виготовлення мікрофонів і телефонів, для вимірювання механічних вібрацій, як пилевловлювачі, вимірники атмосферного тиску й вологості, у клавішних обчислювальних машинах і т.д.

П'єзоелектрики. У деяких кристалах (кварц, турмалін і ін.) при впливі зусиль, що розтягують або стискають, виникає електрична поляризація.

Прямим п'єзоелектричним ефектом називається поляризація під дією механічних напруг. Це явище було відкрито братами Кюрі в 1880 р. Виникаючий на кожній з поверхонь діелектрика електричний заряд Q змінюється за лінійним законом залежно від сили механічного впливу F :

$$Q = d_p \cdot F; \quad \frac{Q}{S} = \frac{d_p \cdot F}{S} = q_s = P = d_p \cdot \sigma_m, \quad (2.22)$$

де d_p – п'єзомодуль; S – площа; q – поверхневий заряд; P – поляризованість; σ_m – механічна напруга в перетині діелектрика.

П'єзомодуль зручно подати у вигляді

$$d_p = \frac{Q}{F} = \frac{Q}{S \cdot p}, \quad (2.23)$$

де p – тиск.

Тоді можна сказати, що п'єзомодуль d_p чисельно дорівнює заряду, що виникає на одиниці поверхні п'єзоелектрика при прикладенні до нього одиниці тиску. Значення п'єзомодуля використовуваних на практиці п'єзоелектриків становить близько 10^{-19} Кл/Н.

П'єзоелектричний ефект зворотний. При ***зворотному п'єзоелектричному ефекті*** відбувається зміна розмірів діелектрика $\Delta l/l$ залежно від напруженості електричного поля E за лінійним законом:

$$\frac{\Delta l}{l} = \delta = d_p \cdot E, \quad (2.23)$$

де δ - відносна деформація.

Доведено, що п'єзомодулі d_p прямого й зворотного п'єзоефектів для одного й того самого матеріалу рівні між собою.

Деформація п'єзоелектрика залежить від напрямку електричного поля і змінює знак при зміні напрямку останнього. При прикладанні до п'єзоелектрика синусоїдального електричного поля, в нього виникають синусоїдальні деформації тієї ж частоти.

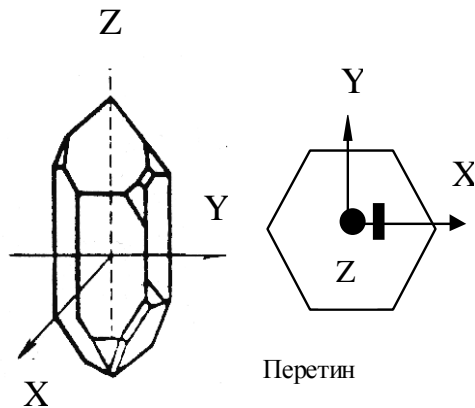


Рисунок 10 – Форма кристалу кварца та його переріз

Відомо більше тисячі речовин, що володіють п'єзоелектричними властивостями, у тому числі – всі сегнетоелектрики. Однак практичне застосування в п'єзотехніці знаходить обмежене коло матеріалів. Серед них одне з важливих місць займає монокристалічний кварц. Це одна з модифікацій двоокису кремнію. П'єзовластивості існують лише в β -кварцу аж до температури 573°C , вище цієї температури змінюється тип структури, і п'єзовластивості зникають. У структурі кварцу атоми кремнію розташовуються за гвинтовою лінією, паралельною осі симетрії третього порядку

(вісь Z). У кристалах кварцу прийнято розрізняти три головні осі, що утворюють систему координат (рис. 10): X – електричну вісь, що проходить через вершини шестикутного перерізу (є три такі осі); Y – механічну вісь, перпендикулярну стороні шестикутника поперечного перерізу (таких осей теж три); Z – оптичну вісь, що проходить через вершини кристала.

Пластинки, вирізані перпендикулярно оптичній осі, не володіють п'єзоефектом. Найбільший заряд створюється, коли пластина вирізана перпендикулярно електричній осі X. Якщо сила прикладена уздовж осі X, то такий п'єзоефект називають поздовжнім; при цьому п'єзомодуль кварцу $d_p = 2,3 \cdot 10^{-2}$ Кл/Н. Якщо сила прикладена перпендикулярно осі X, то такий п'єзоефект називають поперечним. При зміні знаків діючих сил (стискання або розтягування) знаки електричних зарядів на гранях змінюються.

Плоскопаралельна кварцова пластинка з електродами й тримачем являє собою п'єзоелектричний резонатор, тобто є коливальним контуром з певною резонансною частотою коливань. Частота цих коливань залежить від товщини пластини й напрямку кристалографічного зрізу. Перевагами кварцових резонаторів є малий тангенс кута втрат $\text{tg}\delta$ і висока механічна добротність (тобто дуже малі механічні втрати). У кращих кристалах кварцу механічна добротність може становити $10^6 - 10^7$. Це забезпечує високу частотну вибірковість кварцових резонаторів. Якщо в такому резонаторі збудити коливання на резонансній частоті, то їхнє загасання буде відбуватися протягом

тривалого часу. Кварцовий елемент, встановлений у вхідний ланцюг електричного генератора, нав'язує йому власну резонансну частоту.

Через обмежені запаси природного кварцу основні потреби п'єзотехніки задовольняються штучно вирощуваними кристалами. Крім кварцу широке застосування як п'єзоелектричний матеріал знаходить сегнетоелектрична кераміка. У звичайному стані сегнетокераміка не проявляє п'єзоактивності, тому що є ізотропним середовищем внаслідок хаотичного розташування кристалічних зерен і розподілу їх на домени з різним напрямком спонтанної поляризованості. Однак, якщо піддати сегнетокераміку впливу сильного електричного поля, то поляризованість доменів одержить переважну орієнтацію в одному напрямку. Після зняття поля, зберігається стійка залишкова поляризованість. За своїми властивостями поляризований сегнетокерамічний зразок близький до однодоменого кристала, тобто має високу п'єзоактивність.

Поляризовану сегнетокераміку, призначену для використання в п'єзоелектричних цілях, називають п'єзокерамікою. П'єзокераміка має перед монокристалами ту перевагу, що з неї можна виготовити активний елемент практично будь-якого розміру й форми. Основним матеріалом для виготовлення п'єзокерамічних елементів є тверді розчини $PbZrO-PbTi_3$ (цирконат-титанат свинцю).

П'єзокераміку використовують для виготовлення малогабаритних мікрофонів, телефонів, високочастотних гучномовців, слухових апаратів, детонаторів, різних пристроїв для газового підпалення, датчиків тиску, деформації, вібрації, прискорення. Її застосовують і для потужних ультразвукових випромінювачів у широкому діапазоні частот і т.д.

Піроелектрики. **Піроелектричним ефектом** називають зміну спонтанної поляризованості діелектриків при зміні температури.

Рівняння піроелектричного ефекту записують у вигляді:

$$-dP_{\text{сп}} = k_p dT, \quad (2.24)$$

де $P_{\text{сп}}$ – спонтанна поляризованість діелектрика; k_p – піроелектричний коефіцієнт.

При незмінній температурі спонтанний електричний момент діелектрика скомпенсований вільними зарядами протилежного знаку за рахунок процесів електропровідності або адсорбції заряджених часток з навколишньої атмосфери. Зміна спонтанної поляризованості супроводжується звільненням деякого заряду на поверхні діелектрика. Завдяки цьому в замкнутому ланцюзі виникає електричний струм

$$i = -\frac{SdP_{\text{сп}}}{dt} = \frac{Sk_p dT}{dt}, \quad (2.25)$$

де S – поверхня піроелектрика; $\frac{dT}{dt}$ – швидкість зміни температури.

Температурна зміна спонтанної поляризованості обумовлена двома основними причинами. З одного боку, підвищення температури порушує впорядкованість у розташуванні елементарних дипольних моментів (первинний або істинний піроефект). А з іншого боку, нагрівання викликає зміну лінійних

розмірів діелектрика й п'єзоелектричну поляризацію, обумовлену деформацією (вторинний піроефект). Піроелектричний коефіцієнт k_p враховує обидва ці фактори.

Якість піроелектричного матеріалу прийнято характеризувати наведеним нижче фізичним параметром:

$$R_B = \frac{k_p}{\varepsilon c}, \quad (2.26)$$

де ε – діелектрична проникність; c – питома теплоємність. Чим більше значення R_B , тим більшу різницю потенціалів можна одержати на зразку при одній і тій же поглинаючій потужності.

Піроелектричними властивостями володіють деякі *лінійні діелектрики* (наприклад, турмалін, сульфат літію) і всі сегнетоелектричні матеріали. Особливістю лінійних діелектриків є те, що в них, на відміну від сегнетоелектриків, напрямок спонтанної поляризованості не може змінюватися за допомогою зовнішнього електричного поля.

Сегнетоелектрики проявляють піроелектричні властивості тільки в *монодоменізованому* стані, для якого характерна однакова орієнтація спонтанної (самовільної) поляризованості всіх доменів. У *полідоменному* зразку, для якого характерна різна орієнтація спонтанної поляризованості всіх доменів, сумарна поляризованість дорівнює нулю, і тому піроефект відсутній. Монодоменізація сегнетоелектрика здійснюється шляхом витримки його в постійному електричному полі при температурі трохи нижче точки Кюрі. Створення й закріплення монодоменізованого стану в сегнетоелектричних кристалах є однією з найважливіших проблем при їхньому використанні в якості піроелектриків.

З термодинамічної теорії сегнетоелектриків випливає наступна залежність спонтанної поляризованості від температури:

$$P_{\text{сп}} = A\sqrt{T_K - T}, \quad (2.27)$$

де A - деяка константа для даного матеріалу.

Звідси виходить, що піроелектричний коефіцієнт k_p зростає в міру наближення до температури фазового переходу (T_K):

$$k_p = \frac{dP_{\text{сп}}}{dT} = \frac{A}{2\sqrt{T_K - T}}. \quad (2.28)$$

Значний піроефект в сегнетоелектриках використовується для створення теплових датчиків і приймачів променевої енергії, призначених, зокрема, для регуляції інфрачервоного й НВЧ-випромінювання. Принцип дії піроелектричних фотоприймачів дуже простий: променева енергія, потрапляючи на зачорнену (поглинаючу) поверхню сегнетоелектричного кристалу, нагріває його. У результаті нагрівання змінюється спонтанна поляризованість кристала й виникає імпульс струму (див. формулу (2.25)), який реєструється електронною схемою. Специфічною властивістю таких теплових фотоприймачів є відсутність вибірковості за спектралним випромінюванням. Істотна перевага їх полягає в тому, що вони не вимагають охолодження при детектуванні випромінювання навіть у далекій ІЧ-області спектра. Поряд із цим

вони мають досить високу швидкість (здатні працювати в частотному діапазоні 10 МГц), однак за чутливістю уступають напівпровідниковим фотоприймачам.

На закінчення параграфу можна зробити наступні узагальнення. Деякі п'єзоелектричні кристали можуть поляризуватися без якого-небудь механічного навантаження, а тільки в результаті зміни температури. Поляризація знову виявляється за скупченістю зарядів на електродах. Це явище називається піроелектрикою. Механізм піроефекту аналогічний механізму п'єзоелектричного ефекту. Обидва ефекти засновані на деформації кристалічної решітки (іонної решітки), причому байдуже, виникає ця деформація під дією зовнішньої сили чи в результаті теплового розширення. Істотне розрізнення полягає лише в тому, що піроелектричні кристали повинні мати постійну поляризацію, тоді як для п'єзоелектричного ефекту ця умова не є необхідною. Звідси ясно, що не всі п'єзоелектричні кристали є й піроелектричними; інакше кажучи, піроелектричні речовини являють собою підгрупу п'єзоелектричних речовин. Якщо приєднати сюди сегнетоелектричні речовини, які також характеризуються наявністю постійної поляризації, то ми одержимо схему класифікації діелектричних матеріалів, представлену на рис. 11.

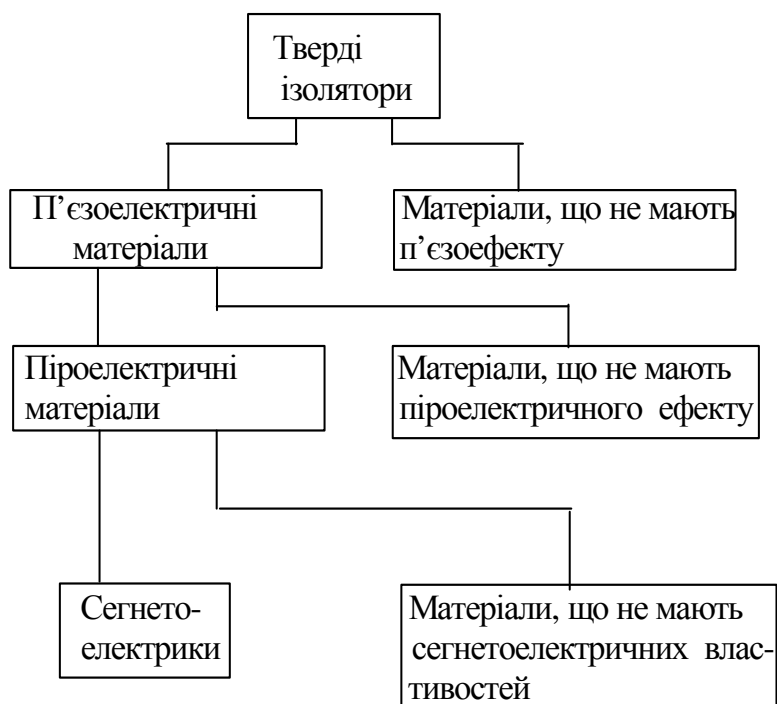


Рисунок 11 – Схема класифікації діелектриків

Глава III

Феромагнетики і їхні властивості

3.1 Речовина в магнітному полі. Намагнічування

Подібно тому, як для кількісного опису поляризації діелектриків вводилася поляризованість, для кількісного опису намагнічування магнетиків вводять

векторну величину – **намагніченість**, визначувану магнітним моментом одиниці об'єму магнетика:

$$\vec{J} = \vec{P}_m / V = \sum \vec{p}_a / V, \quad (3.1)$$

де $P_m = \sum \vec{p}_a$ – магнітний момент магнетика, що представляє собою векторну суму магнітних моментів окремих атомів (молекул).

Розглядаючи характеристики магнітного поля, ми вводили вектор магнітної індукції $\vec{B}$, що характеризує результуюче магнітне поле, створюване всіма макро- і мікрострумами, і вектор напруженості $\vec{H}$, що характеризує магнітне поле макрострумів. Отже, магнітне поле в речовині складається із двох полів: зовнішнього поля $\vec{B}_0$, створюваного намагнічуючим струмом, провідності I у вакуумі, і $\vec{B}'$ поля, створюваного молекулярними струмами I' намагніченою речовиною:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (3.2)$$

де $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$.

Для опису поля, створюваного молекулярними струмами, розглянемо магнетик у вигляді циліндра із площею перетину S і довжиною l , внесений в однорідне зовнішнє поле з індукцією $\vec{B}_0$. Виникаюче в магнетику магнітне поле молекулярних струмів буде спрямовано протилежно зовнішньому полю для діамагнетиків і збігатися з ним за напрямком для парамагнетиків. Площина перерізу циліндра й площини молекулярних струмів перпендикулярні вектору зовнішнього поля $\vec{B}_0$. Якщо розглянути будь-який переріз циліндра,

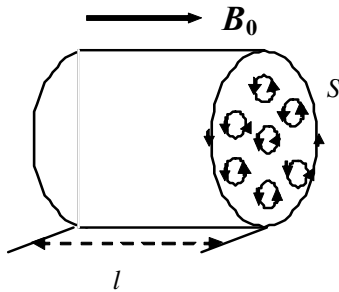


Рисунок 12 - Намагнічування речовини у зовнішньому магнітному полі

перпендикулярного до його осі, то у внутрішніх ділянках перерізу магнетика молекулярні струми сусідніх атомів спрямовані назустріч один одному й взаємно компенсуються (рис. 12). Некомпенсованими будуть лише молекулярні струми, що виходять на бокову поверхню циліндра.

Струм, що тече по боковій поверхні циліндра, подібний струму в соленоїді й створює всередині нього поле, магнітну індукцію $\vec{B}'$ якого можна обчислити,

враховуючи, що $N = 1$ витку:

$$\vec{B}' = \mu_0 I' / l, \quad (3.3)$$

де I' – сила молекулярного струму. Приймаємо, що для розглянутого циліндра $\mu = 1$. З іншої сторони I'/l – лінійна густина струму, тому магнітний момент

$$p = \frac{I' \cdot l \cdot S}{l} = \frac{I' \cdot V}{l}, \quad (3.4)$$

де V – об'єм магнетика. Тоді

$$\vec{J} = \vec{P}_m / V = I' / l, \quad (3.5)$$

де $\vec{J}$ – намагніченість магнетика. Порівнюючи (3.1) і (3.5) одержимо, що $\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}$. Тоді з формули (3.2) виходить, що

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J} \quad (3.6)$$

або

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{J}. \quad (3.7)$$

Як показує досвід, намагніченість у несильних полях прямо пропорційна напруженості поля, що викликає намагнічування:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (3.8)$$

де χ – безрозмірна величина, називана **магнітною сприйнятливістю** речовини.

Для діамагнетиків $\chi < 0$ (поле молекулярних струмів протилежно зовнішньому полю), а для парамагнетиків $\chi > 0$ (поле молекулярних струмів збігається із зовнішнім полем).

З формул (3.5) і (3.7) можна одержати вираз:

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (3.9)$$

Безрозмірна величина

$$\epsilon = (1 + \chi) \quad (3.10)$$

являє собою магнітну проникність речовини.

Таким чином, для діамагнетиків $\chi < 0$, $\epsilon < 1$, тому поле всередині діамагнетика буде менше зовнішнього поля, для парамагнетиків і феромагнетиків $\chi > 0$, $\epsilon > 1$, тому поле всередині них буде більше зовнішнього поля.

3.2 Властивості феромагнетиків.

Крім діа- і парамагнетиків, названих **слабомагнітними речовинами**, існують ще й сильномагнітні речовини – **феромагнетики** – речовини, що мають спонтанну намагніченість, тобто вони мають здатність бути намагніченими навіть при відсутності зовнішнього магнітного поля. До феромагнетиків відносяться: залізо, кобальт, нікель, їхні сплави. У цій главі основна увага буде приділена саме феромагнетикам, тому що магнітні властивості діа- і парамагнетиків не знаходять широкого застосування в техніці.

Феромагнетики крім здатності сильно намагнічуватися (μ досягає значень 10^5) володіють і іншими властивостями, що істотно відрізняють їх від діа- і парамагнетиків. Якщо для слабомагнітних речовин залежність $\vec{B}$ (а значить і $\vec{J}$) від $\vec{H}$ лінійна, то для феромагнетиків ця залежність є досить складною. Для феромагнетиків, у міру зростання поля, намагніченість спочатку росте швидко, потім повільніше, і, нарешті, досягається так зване магнітне насичення.

У феромагнетиків у намагнічуванні основну роль відіграють власні моменти електронів (спіни). За певних умов у кристалах можуть виникати так звані обмінні сили, які змушують власні магнітні моменти електронів вишукуватися паралельно один одному. У результаті виникають області мимовільно (спонтанно) намагнічені до насичення. Спонтанне намагнічування, передбачене теорією Вейсса, перебуває в уявному протиріччі з тим фактом, що навіть нижче температури Кюрі залізо й інші феромагнетики, як правило, не намагнічені, хоча й існують постійні магніти, залишкове намагнічування та ін.

Вейсс усунув це протиріччя, ввівши припущення, що підтвердилося подальшими дослідженнями, що феромагнетики нижче точки Кюрі розпадаються в магнітному відношенні на безліч малих макроскопічних областей. Ці області спонтанного намагнічування називають доменами. Їх ні в якому разі не слід змішувати із дрібними кристаликами, з яких звичайно складаються феромагнетичні тіла. Кожний домен має магнітний момент, але спрямовані вони хаотично, тому сумарний магнітний момент не намагніченого тіла у відсутності зовнішнього магнітного поля дорівнює нулю.

Розпад феромагнетиків на домени відбувається тому, що цей процес «енергетично вигідний». Якби весь феромагнетик був мимовільно намагнічений в одному напрямку, то в цьому випадку вийшов би мінімум енергії обмінної взаємодії. Однак цьому феромагнетику відповідала б значна енергія збуджуваного їм магнітного поля. При дробленні феромагнетика на домени й появи доменів різної орієнтації, магнітне поле, збуджене феромагнетиком, послабляється. Зменшується й відповідна йому енергія. Що стосується енергії обмінної взаємодії електронів, то завдяки короткодіючому характеру обмінних сил ця енергія залишається незмінною для всіх електронів, за винятком електронів на межах доменів, де вона зростає через різну орієнтацію спинів електронів сусідніх доменів. Обмінна енергія атомів, розташованих на межах доменів, може розглядатися як поверхнева енергія, оскільки вона пропорційна повній площі поверхонь, уздовж яких граничать домени. В міру дроблення доменів, поверхнева, а з нею й повна енергія обмінної взаємодії зростає, а енергія магнітного поля убыває. Дроблення доменів припиняється, коли сума магнітної й обмінної енергій досягає мінімуму. Умовою цього мінімуму й визначається розмір доменів.

Доменна структура феромагнетиків доведена експериментально. Найбільш прямим доказом є одержання так званих порошкових фігур. Ретельно відполірована поверхня феромагнетика покривається тонким шаром рідини, у якій зважені найдрібніші частинки феромагнітного порошку (наприклад Fe_2O_3). Частинки осідають переважно в місцях максимальної неоднорідності магнітного поля, тобто на межах між доменами. Завдяки цьому осілий порошок окреслює границі доменів. Одержані «порошкові фігури» добре видні в мікроскоп невеликого збільшення.

Інший, непрямий, метод заснований на спостереженні ефекту Баркгаузена. Якщо до феромагнетика підносити й віддаляти сильний магніт, то зразок буде намагнічуватися й перемагнічуватися. Перемагнічування здійснюється різким поворотом напрямку вектора намагнічування в межах усього домена. Такі стрибкоподібні повороти вектора намагніченого домена називають стрибками Баркгаузена. Для їхнього спостереження феромагнітний зразок у вигляді довгого стрижня або дроту поміщається в котушку, кінці якої приєднані до осцилографа або гучномовця. При кожному повороті магнітного моменту домена стрибкоподібно змінюється магнітний потік через котушку, і в ній збуджується індукційний струм. У гучномовці чути своєрідний шурхіт, а на осцилограмі осцилографа з'являються безладно змінювані сплески. У цьому й полягає ефект Баркгаузена. З осцилограм ефекту Баркгаузена, а також за

допомогою порошкових фігур, виявилось можливим визначити об'єм і лінійні розміри доменів. Довжина доменів коливається в діапазоні від одиниць мкм до 2-3 мм, об'єм – від 10^{-18} до 10^{-9} м³.

Складний характер залежності B від H обумовлений тим, що дія зовнішнього магнітного поля на домени на різних стадіях різна. У слабких полях домени, у яких моменти утворюють менший кут із зовнішнім полем, ростуть за рахунок зменшення доменів, у яких моменти утворюють більший кут із зовнішнім полем. Межі доменів зміщуються. Таке зміщення у слабких полях носить оборотний характер. У більш сильних полях відбувається одночасний поворот всіх електронів у домени без порушення строгої паралельності один одному.

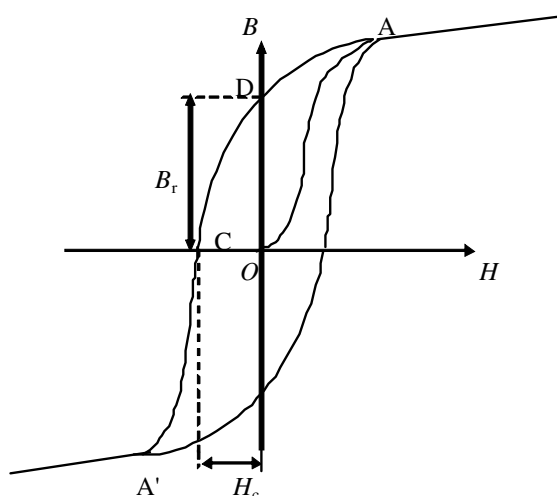


Рисунок 13 – Графік кривої намагнічування феромагнетика

Перемагнічування здобуває необоротний характер – з'являється гістерезис і залишкове намагнічування. На ділянці необоротного зміщення доменних меж крива намагнічування має найбільшу крутість. При певному значенні H феромагнетик намагнічується до насичення. Магнітні моменти всіх доменів устанавлюються паралельно. При подальшому збільшенні напруженості магнітного поля H магнітна індукція B росте лінійно за рахунок росту B_0 (формула (3.2)), тому що B' залишається постійним.

Якщо не намагнічений феромагнетик помістити в зовнішнє магнітне поле й змінювати його напруженість, то індукція поля, як сказано вище, буде змінюватися за складної кривою ОА (див. рис.13).

Ця крива називається **основною кривою намагнічування**. Якщо довести феромагнетик до насичення, а потім зменшувати напруженість, то індукція також буде зменшуватися, але вже за кривою AD.

Відставання зміни індукції від зміни напруженості магнітного поля називається **магнітним гістерезисом**. У результаті, коли напруженість досягне нульового значення, індукція буде відмінна від нуля й дорівнюватиме B_r . Це значення називається **залишковою індукцією**. Поява залишкової індукції пов'язана з доменною будовою феромагнетиків, так як тепловий рух не в змозі розорієнтувати магнітні моменти таких великих утворень, якими є домени. Щоб розмагнітити феромагнетик, потрібно утворити магнітне поле протилежного напрямку. Напруженість H_c , при якій індукція стає рівною нулю, називається **коерцитивною силою**. При подальшому збільшенні напруженості поля зворотного напрямку, феромагнетик перемагнічується й при деякому значенні H досягає насичення (точка A'). Якщо зменшувати напруженість до нуля, то індукція буде змінюватися за кривою A'D'. При збільшенні напруженості в прямому напрямку, індукція змінюється за кривою D'A. Отримана замкнута крива називається **петлею гістерезису**.

Якщо максимальні значення напруженості такі, що намагнічування досягає насичення, то петля називається максимальною петлею гістерезису. Якщо насичення у феромагнетика не досягається, то виходять часткові петлі гістерезису, які лежать усередині максимальної петлі, а їхні вершини перебувають на основній кривій намагнічування ОА. При подальшому зростанні напруженості зовнішнього магнітного поля площа петлі залишається незмінною. Площа петлі гістерезису чисельно дорівнює питомої щільності енергії, витраченої на один цикл перемагнічування.

Різні феромагнетики мають різні гістерезисні петлі. Феромагнетики з малою (у межах від декількох тисячних до 100-200 А/м) коерцитивною силою H_c (з вузькою петлею гістерезису) називаються **м'якими**, з великою (від декількох сотень до декількох десятків тисяч ампер на метр) коерцитивною силою (із широкою петлею гістерезису) – **твердими**.

Істотна особливість феромагнетиків – не тільки великі значення μ (наприклад, для заліза – 5000, для сплаву супермалоя – 800000), але й складна залежність μ від H (рис. 14).

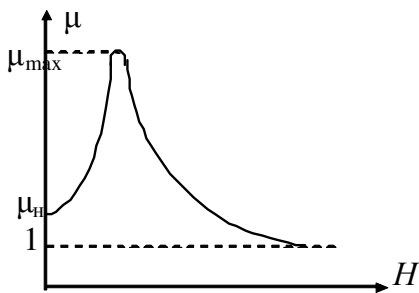


Рисунок 14 - Залежність магнітної проникності μ від напруженості магнітного поля H для феромагнетиків

Спочатку магнітна проникність μ росте зі збільшенням напруженості зовнішнього магнітного поля H і досягає максимуму (на рис. 12 максимум μ відповідає точці перегину), потім починає зменшуватися, прагнучи у випадку сильних полів до 1

$$\left(\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H} \text{ (див. формулу (3.8) і (3.9))}, \text{ тому при насиченні } J = J_{\text{нас}} = \right.$$

$= \text{const}$ і з ростом H відношення $\frac{J}{H} \rightarrow 0$, а $\mu \rightarrow 1$).

Граничне значення магнітної проникності при напруженості магнітного поля, що прагне до нуля, називають **початковою магнітною проникністю** μ_n . Ця характеристика має найважливіше значення при використанні багатьох магнітних матеріалів у техніці. Експериментально її визначають у слабких полях з напруженістю порядку 0,1 А/м.

Для кожного феромагнетика існує певна температура T_K , називана **точкою Кюрі**, при якій він втрачає свої магнітні властивості. При нагріванні феромагнетика вище точки Кюрі, домени розпадаються й феромагнетик перетворюється у звичайний парамагнетик. Перехід речовини з феромагнітного стану в парамагнітний, котрий відбувається в точці Кюрі, не супроводжується поглинанням або виділенням теплоти, тобто в точці Кюрі відбувається фазовий перехід II роду. При остиганні зразка нижче точки Кюрі в ньому знову виникають домени й повертаються феромагнітні властивості.

Нарешті, процес намагнічування супроводжується зміною його лінійних розмірів і об'єму. Це явище одержало назву **магніострикції**. Величина й знак

ефекту залежать від напруженості H поля, що намагнічує, від природи феромагнетика й орієнтації кристалографічних осей.

І на закінчення відзначимо, що в залежності від структури кристала обмінні сили можуть викликати не тільки паралельну, але й **антипаралельну** орієнтацію електронних спинів сусідніх атомів. У найпростішому випадку (у відсутності поля, що намагнічує) електронні спини атомів як би утворюють дві просторові підрешітки із протилежно спрямованими спинами, вставлені одна в одну. Якщо величина намагнічування обох підрешіток однакова, то їхні магнітні моменти компенсують один одного, так що кристал у цілому не має магнітного моменту. Таке явище, назване **антиферомагнетизмом**, було теоретично передвіщене Неєлем (в 1932 р.) і, незалежно від нього, Л.Д. Ландау (в 1933 р.). До антиферомагнетиків відносяться деякі сполуки марганцю, заліза, хрому й інших елементів. При низьких температурах антиферомагнетики мають мізерно малу магнітну сприйнятливість, що збільшується з ростом температури. При деякій температурі, називаній **антиферомагнетною точкою Кюрі** або **точкою Неєля**, магнітне впорядкування спинів руйнується й антиферомагнетик перетворюється в парамагнетик. З подальшим підвищенням температури магнітна проникність зменшується. Таким чином, вона досягає максимуму в антиферомагнітній точці Кюрі.

Якщо величина намагнічування обох решіток не однакова, то виникає некомпенсований антиферомагнетизм. Такі тіла називаються **феримагнетиками**. За своїми магнітними властивостями вони аналогічні феромагнетикам. Якщо при цьому феримагнетики мають ще напівпровідникові властивості, то вони називаються **феритами**.

3.3 Магнітні втрати

Перемагнічування феромагнетиків у змінних полях супроводжується втратами енергії, що викликають нагрівання матеріалу. У загальному випадку втрати на перемагнічування складаються із втрат на гістерезис, на вихрові струми й на магнітну післядію. Внесками останнього механізму в розігрів феромагнетика звичайно можна знехтувати. Питомі втрати на гістерезис w_H (у Дж/м³) за один цикл перемагнічування, віднесені до одиниці об'єму речовини, визначаються площею статичної петлі гістерезису, тобто петлі, отриманої при повільній зміні магнітного потоку:

$$w_H = \oint_{\text{ст}} \vec{H} \cdot d\vec{B}. \quad (3.11)$$

Потужність, обумовлена втратами на гістерезис:

$$P_H = \oint_{\text{ст}} f \cdot \vec{H} \cdot d\vec{B}, \quad (3.12)$$

де f – частота змінного магнітного поля.

Для практичних цілей найбільш важливою є активна потужність P_C , що виділяється у феромагнетик при його перемагнічуванні, тобто енергія, що витрачається в одиницю часу. Потужність, обумовлена втратами на вихрові струми, визначається емпіричною формулою наступного вигляду

$$P_C = w_C fV = \xi f^2 B_m^2 V, \quad (3.13)$$

де B_m – максимальна індукція, що досягається в даному циклі, V – об'єм зразка, ξ – коефіцієнт, пропорційний питомій провідності речовини й залежний від геометричної форми й розмірів поперечного перерізу зразка, що намагнічується.

Так як величина P_C залежить від другого ступеня частоти, а величина P_Γ – від першого ступеня, при високих частотах у першу чергу враховують величину P_C , тобто втрати на вихрові струми.

Втрати на магнітну післядію обумовлені відставанням магнітної індукції від зміни напруженості магнітного поля. Це явище називають магнітною в'язкістю.

У слабких полях і на високих частотах динамічна петля гістерезису внаслідок відставання індукції від напруженості поля має форму еліпса. Позначивши кут відставання через δ_μ , розкладемо магнітну індукцію на дві складові:

$$B_{m1} = B_m \cos \delta_\mu \quad \text{і} \quad B_{m2} = B_m \sin \delta_\mu. \quad (3.14)$$

Перша складова збігається за фазою з напруженістю поля, а друга відстає від неї на кут $\pi/2$. Втрати на перемагнічування обумовлені лише складовою B_{m2} . Фізичну величину, обумовлену співвідношенням

$$\mu' = \frac{B_{m1}}{\mu_0 H_m}, \quad (3.15)$$

називають пружною магнітною проникністю, а величину

$$\mu'' = \frac{B_{m2}}{\mu_0 H_m}, \quad (3.16)$$

називають в'язкою магнітною проникністю.

Найбільш точне поведіння феромагнетиків у змінних полях описує комплексна магнітна проникність:

$$\tilde{\mu} = \mu' - i\mu''. \quad (3.17)$$

Кут δ_μ прийнято називати кутом магнітних втрат. З викладеного виходить, що

$$\operatorname{tg} \delta_\mu = \frac{\mu''}{\mu'}. \quad (3.18)$$

Тангенс кута магнітних втрат можна виразити через параметри еквівалентної схеми. Для цього індуктивну котушку із осердям з магнітного матеріалу представляють у вигляді послідовного ланцюжка з індуктивності L і активного опору r (рис. 15), що відображає всі види втрат на перемагнічування.

Власною ємністю й опором обмотки звичайно зневажають. З векторної діаграми (рис. 16) $\operatorname{tg} \delta_\mu$ можна знайти за формулою

$$\operatorname{tg} \delta_\mu = \frac{U_a}{U_L} = \frac{r}{\omega L}. \quad (3.19)$$

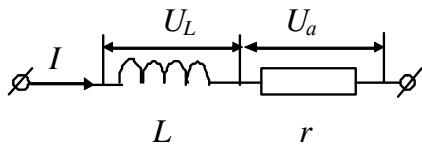


Рисунок 15 - Еквівалентна схема втрат на перемагнічування (послідовне з'єднання)

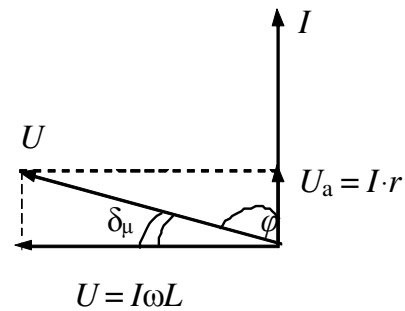


Рисунок 16 – Векторна діаграма для визначення тангенса магнітних втрат

Потужність, що розсіюється у феромагнетику

$$P_a = U_a \cdot I. \quad (3.20)$$

З формули (3.19) можна знайти значення активної складової напруги

$$U_a = U_L \cdot \operatorname{tg} \delta_\mu = I \omega L \operatorname{tg} \delta_\mu. \quad (3.21)$$

Підставивши формулу (3.21) у формулу (3.20), одержимо значення активної потужності

$$P_a = I^2 \omega L \operatorname{tg} \delta_\mu. \quad (3.22)$$

Величину, зворотну δ_μ , називають добротністю сердечника:

$$Q_\mu = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_\mu}. \quad (3.23)$$

Глава IV

Класифікація магнітних матеріалів

Застосовувані в електронній техніці магнітні матеріали підрозділяють на дві основні групи: магнітом'які й магнітотверді. В окрему групу виділяють матеріали спеціального призначення.

До **магнітом'яких** відносять магнітні матеріали з малою коерцитивною силою. Вони мають здатність намагнічуватися до насичення в слабких магнітних полях, характеризуються вузькою петлею гістерезису і малими втратами на перемагнічування. Магнітом'які матеріали використовуються в основному в якості різних магнітопроводів: осердь дроселів, трансформаторів, електромагнітів, магнітних систем вимірювальних приладів і т.п.

До **магнітотвердих** відносять матеріали з великою коерцитивною силою H_c . Вони перемагнічуються лише в дуже сильних магнітних полях і служать в основному для виготовлення постійних магнітів.

Умовно магнітом'якими вважають матеріали, у яких $H_c < 800$ А/м, а магнітотвердими – $H_c > 4$ кА/м. Необхідно, однак, відзначити, що у кращих магнітом'яких матеріалах коерцитивна сила може становити менш 1 А/м, а в кращих магнітотвердих матеріалах її значення перевищує 500 кА/м.

За масштабами застосування в електронній техніці серед **матеріалів спеціального призначення** варто виділити матеріали із прямокутною петлею

гістерезису (ППГ), феріти для пристроїв надвисокочастотного діапазону й магнотострикційні матеріали.

4.1 Магнітом'які матеріали

Крім високої магнітної проникності й малою коерцитивною силою магнітом'які матеріали повинні мати велику індукцію насичення, тобто пропускати максимальний магнітний потік через задану площу поперечного переріза магнітопроводу. Виконання цієї вимоги дозволяє зменшити габаритні розміри й масу магнітної системи.

Магнітний матеріал, використовуваний у змінних полях, повинен мати якомога менші втрати на перемагнічування, які складаються в основному із втрат на гістерезис і вихрові струми.

Для зменшення втрат на вихрові струми в трансформаторах вибирають магнітом'які матеріали з високим питомим опором. Звичайно магнітопрово-

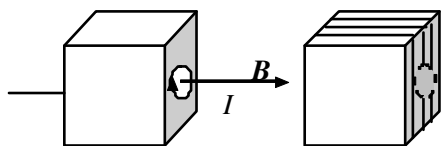


Рисунок 17 – Застосування пластинчатих зразків для зменшення струмів Фуко в магнітних матеріалах

ди збирають із окремих ізованих один від одного тонких листів. Пов'язано це з тим, що в масивних суцільних провідниках, поміщених у магнітне поле, виникають сильні індукційні струми. Ці струми виявляються замкнутими в товщині провідника й називаються вихровими (струми Фуко). У трансформаторах вони приводять до розігріву й зниження ККД.

Для зменшення вихрових струмів осердя виготовляють із тонких пластин, вкритих ізолятором так, щоб ізолюючі прошарки перетинали лінії вихрових струмів (рис. 17).

Широкого застосування набули стрічкові осердя, що навивають із тонкої стрічки з міжвитковою ізоляцією з діелектричного лаку.

До листових і стрічкових матеріалів пред'являється вимога високої пластичності, завдяки якій полегшується процес виготовлення виробів з них.

Важливою вимогою до магнітом'яких матеріалів є забезпечення стабільності їхніх властивостей як у часі, так і стосовно зовнішніх впливів, таким як температура й механічна напруга.

Із всіх магнітних характеристик найбільшим змінам у процесі експлуатації піддається магнітна проникність і коерцитивна сила.

Основним компонентом більшості магнітних матеріалів є **залізо**. Саме по собі залізо в елементарному вигляді являє собою типовий магнітом'який матеріал, магнітні властивості якого істотно залежать від вмісту домішок. Серед елементарних феромагнетиків залізо має найбільшу індукцію насичення (близько 2,2 Тл).

Особливо чисте залізо, що містить малу кількість домішок (менше 0,05%) одержують складними технологічними способами. Домішки відносно слабо впливають на магнітні властивості заліза, якщо їхня концентрація нижче межі розчинності. (Межа розчинності – це така концентрація домішок, при перевищенні якої домішки у речовині не розчиняються). Низьку межу

розчинності в залізі має кисень, вуглець, азот і сірка, тому ці домішки і є найбільш шкідливими, так як і незначна кількість цих домішок перестає розчинятися у залізі. Це приводить до того, що при охолодженні заліза після термообробки такі домішки через обмежену розчинність виділяються у вигляді мікрровключень побічних фаз, які утрудняють зміщення доменних меж у слабкому магнітному полі. Чисте залізо рідко застосовують, тому що магнітні властивості навіть кращих різновидів заліза уступають властивостям магнітних матеріалів, отриманих сучасними технологічними методами.

Кремениста електротехнічна сталь є основним магнітом'яким матеріалом масового використання. Додавання до складу цих сталей кремнію приводить до підвищення питомого опору, що викликає зниження втрат на вихрові струми. Крім того, наявність кремнію в складі сталей сприяє виділенню вуглецю у вигляді графіту, а також видаленню кисню за рахунок утворення окислів кремнію, що у вигляді шлаків видаляється з розплаву. У результаті легування кремнієм приводить до збільшення магнітної проникності μ , зменшенню коерцитивної сили H_C і зниженню втрат на гістерезис.

Сталь випускається у вигляді рулонів, листів і стрічок. Листи тонкого прокату призначені в основному для використання в полях підвищеної частоти (до 1 кГц). Зі зменшенням товщини листів зменшуються втрати на вихрові струми. Однак у дуже тонких листах спостерігається різке зростання коерцитивної сили, що приводить до різкого збільшення втрат на гістерезис.

У промисловості широко використовуються магнітні низькокоерцитивні сплави, так звані **пермалої**. Це залізонікелеві сплави, що мають велику магнітну проникність в області слабких полів і дуже малу коерцитивну силу. Пермалої підрозділяють на високонікелеві (містять 72-80% нікелю) і низьконікелеві - 40-50 % нікелю.

Найбільша магнітна проникність (більше 10^5) одержується у сплаві, що містить 78,5 % нікелю. Дуже легке намагнічування цього сплаву в слабких полях пояснюється практичною відсутністю в нього магнітної анізотропії і явища магнітострикції. Внаслідок слабкої анізотропії полегшується поворот магнітних моментів у напрямку поля, а через відсутність магнітострикції при намагнічуванні не виникає механічних напруг, що затруднює зміщення доменних меж під дією слабого поля.

Однак потрібно відзначити, що магнітна проникність пермалоїв сильно знижується зі збільшенням частоти. Це пояснюється виникненням у матеріалі помітних вихрових струмів через невеликий питомий опір. А так як питомий опір високонікелевих пермалоїв майже в три рази менше, ніж у низьконікелевих, тому при підвищених частотах краще використати низьконікелеві пермалої. Крім того, залишкова індукція високонікелевих пермалоїв майже у два рази нижче, ніж в електротехнічній сталі. Для додання сплавам необхідних властивостей, до складу пермалоїв вводять ряд добавок (молібден, хром, кремній, марганець, мідь для підвищення питомого опору й зменшення чутливості до механічних деформацій).

Внаслідок розходження властивостей низьконікелеві й високонікелеві пермалої мають трохи різні застосування. Низьконікелеві сплави

використовують для виготовлення осердь малогабаритних силових трансформаторів, дроселів, реле, осердь імпульсних трансформаторів і апаратури зв'язку звукових і високих частот. Високонікелеві сплави використовують для виготовлення осердь малогабаритних трансформаторів, реле й магнітних екранів, магнітних підсилювачів і безконтактних реле.

Ферити. Як відзначалося раніше (див. розділ 3.2), ферити являють собою оксидні магнітні матеріали, у яких спонтанна намагніченість доменів обумовлена некомпенсованим антиферомагнетизмом.

Великий питомий опір ρ , що перевищує питомий опір заліза в 10^3 - 10^{13} разів, отже, і відносно невеликі втрати енергії в області підвищених і високих частот поряд з гарними магнітними властивостями забезпечують феритам широке застосування в радіотехніці.

Ферити одержують у вигляді кераміки й монокристалів. Завдяки невисокій вартості й відносній простоті технологічного циклу, керамічні матеріали займають провідне місце серед високочастотних магнетиків.

У якості магнітом'яких матеріалів найбільш широко застосовують нікель-цинкові й марганець-цинкові ферити. Вони являють собою тверді розчини заміщення, утворені двома простими феритами, один із яких ($NiFe_2O_4$ або $MnFe_2O_4$) є феромагнетиком, а інший ($ZnFe_2O_4$) – не має магнітних властивостей. У нікель-цинкових феритах виникає один дуже цікавий ефект: збільшення концентрації немагнітного компонента приводить до збільшення намагніченості насичення й початкової магнітної проникності μ_n , однак це ж приводить до монотонного зниження температури Кюрі при збільшенні мольної частки $ZnFe_2O_4$ у складі цієї речовини. Аналогічні закономірності спостерігаються й для марганець-цинкових феритів. Значення початкової магнітної проникності μ_n і коерцитивної сили H_c визначається не тільки складом матеріалу, але і його структурою. Перешкодами, що заважають вільному переміщенню доменних меж при впливі на ферит слабого магнітного поля, є макроскопічні пори, включення побічних фаз, ділянки з дефектною кристалічною решіткою й ін. Усунення цих структурних бар'єрів дозволяє істотно підвищити магнітну проникність матеріалу. Великий вплив на значення початкової магнітної проникності феритів має розмір кристалічних зерен. Марганець-цинкові ферити із крупнозернистою структурою (із середнім розміром кристалітів порядку 40 мкм) можуть мати початкову магнітну проникність до 20000, що близько до початкової магнітної проникності кращих марок пермалоя.

Розглянемо деякі магнітні властивості феритів. Для феритів, використовуваних у змінних полях, крім початкової магнітної проникності однією з найважливіших характеристик є тангенс кута втрат $\text{tg}\delta$. Завдяки низкій провідності складова втрат на вихрові струми у феритах практично мала, і нею можна знехтувати. У слабких полях виявляються незначними й втрати на гістерезис. Тому значення $\text{tg}\delta$ у феритах на високих частотах обумовлено релаксаційними й резонансними явищами. Для оцінки частотного діапазону, у якому може використовуватися даний матеріал, вводять поняття критичної

частоти $f_{кр}$. Звичайно під $f_{кр}$ розуміють таку частоту, при якій $\operatorname{tg}\delta$ досягає значення 0,1.

Інерційність зміщення доменних меж, що проявляються на високих частотах, приводить не тільки до росту магнітних втрат, але й до зниження магнітної проникності феритів. Для порівняльної оцінки якості магнітом'яких феритів є відносний тангенс кута втрат $\frac{\operatorname{tg}\delta}{\mu_n}$.

З експериментальних досліджень температурної залежності початкової магнітної проникності μ_n видно, що μ_n підвищується з ростом температури до точки Кюрі й потім різко падає. При цьому чим вище початкова проникність, тим нижче точка Кюрі цього фериту.

Магнітні властивості феритів залежать від механічних напруг, які можуть виникати при нанесенні обмотки, кріплення виробів і т.д. Щоб не було погіршення магнітних характеристик, ферити варто оберігати від механічних навантажень.

За електричними властивостями ферити відносяться до класу напівпровідників або навіть діелектриків. Їхня електропровідність обумовлена процесами електронного обміну між іонами змінної валентності. Концентрація електронів, що беруть участь в обміні практично не залежить від температури. Але при підвищенні температури експоненційно збільшується ймовірність перескоку між іонами змінної валентності, тобто зростає рухливість носіїв заряду, що приводить до збільшення питомої провідності й зменшенню питомого опору. Зміну питомої провідності й питомого опору з достатньою точністю можна описати наступними формулами:

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{E_0}{kT}}, \quad (4.1)$$

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{E_0}{kT}}, \quad (4.2)$$

де σ_0 і ρ_0 – постійні величини для даного матеріалу, E_0 – енергія активації електропровідності.

Експериментально встановлено, що присутність у феритах певної кількості іонів двовалентного заліза приводить до ослаблення анізотропії й магнітострикції; це збільшує значення початкової магнітної проникності. Звідси випливає наступна закономірність: ферити з високою магнітною проникністю, як правило, мають невисокий питомий опір.

Магнітом'які ферити з початковою магнітною проникністю 400-20000 в слабких полях у багатьох випадках вигідно замінюють листові феромагнітні матеріали: пермалой і електротехнічну сталь. У середніх і сильних магнітних полях заміна листових феромагнетиків феритами недоцільна, тому що у феритів менша індукція насичення.

Магнітом'які ферити широко застосовуються як осердя контурних котушок постійної й змінної індуктивностей, фільтрів в апаратурі радіо- і провідного зв'язку, магнітних модуляторів і підсилювачів і т.д. З них виготовляють стрижневі магнітні антени, індуктивні лінії затримки й інші вузли електронної апаратури.

4.2 Магнітотверді матеріали

Магнітотверді матеріали відрізняються від магнітом'яких високою коерцитивною силою. Площа гістерезисної петлі у магнітотвердих матеріалів значно більша, ніж у магнітом'яких.

За застосуванням магнітотверді матеріали можна підрозділити на матеріали для постійних магнітів і матеріали для запису й тривалого зберігання звуку, зображення й т.д.

Магнітні ланцюги з постійними магнітами повинні бути розімкнутими, тобто мати робочий повітряний зазор. При наявності зазору за рахунок вільних полюсів утворюється внутрішнє поле H_d , що зменшує індукцію усередині магніту до значення B_d . Положення робочої точки, що характеризує стан магнітного матеріалу, залежить від величини зазору.

При відсутності зовнішнього магнітного поля макроскопічні струми відсутні. Відповідно до закону повного струму

$$\oint H dl = 0. \quad (4.3)$$

Це справедливо для будь-якого контура інтегрування, зокрема, уздовж всієї осі магніту. Звідси виходить, що

$$H_d l_d - H_0 l_0 = 0, \quad (4.4)$$

де l_d і l_0 – довжини магніту й повітряного зазору відповідно, H_0 – напруженість магнітного поля в зазорі (рис. 18).

Найважливіша вимога до постійного магніту полягає в тому, щоб одержати *максимальну магнітну енергію* W_0 у робочому зазорі:

$$W_0 = \frac{B_0 H_0}{2} V_0, \quad (4.5)$$

де V_0 – об'єм зазору ($V_0 \approx l_0 S_0$).

Зневажаючи потоком розсіювання й враховуючи, що магнітна індукція неперервна, запишемо:

$$B_d l_d = B_0 l_0. \quad (4.6)$$

З виразів (4.4) - (4.6) виходить

$$W_0 = \frac{B_d H_d}{2} V_d, \quad (4.7)$$

де $V_d \approx l_d S_d$ - об'єм магніту.

Формула (4.7) показує, що питома (тобто віднесена до одиниці об'єму магніту) магнітна енергія в повітряному зазорі визначається положенням робочої точки на кривій розмагнічування:

$$w_d = \frac{W_0}{V_d} = \frac{B_d H_d}{2}. \quad (4.8)$$

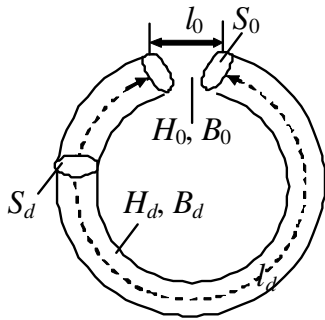


Рисунок 18 – Тороїдний магніт з зазором l_0

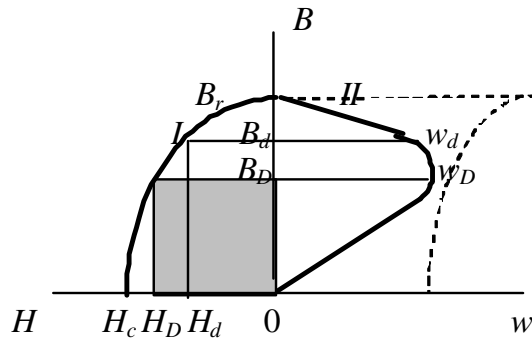


Рисунок 19 – Криві розмагнічування (I) та питомої магнітної енергії w в повітряному зазорі (II)

Чим менша довжина магніту й відносно більший зазор, тим більше розмагнічуюче поле полюсів і менше B_d .

На рис. 19 представлена крива, що виражає залежність питомої енергії w_d від значення індукції B_d .

При замкнутому магніті $B_d = B_r$, причому енергія дорівнює нулю, тому що $H_d = 0$. Якщо зазор між полюсами дуже великий, то енергія при цих умовах також прагне до нуля, тому що $B_d = 0$, $H = H_c$.

З рис. 19 видно, що при деяких значеннях B_D і H_D енергія досягає максимального значення.

Значення

$$w_D = \frac{B_D H_D}{2} = w_{d \max} \quad (4.9)$$

визначає найкраще використання магніту і тим самим є найбільш важливою характеристикою якості матеріалів, використовуваних для виготовлення постійних магнітів. Нерідко для характеристики таких матеріалів користуються добутком $B_D H_D$, опускаючи множник $1/2$.

Графічно енергію w_d у певному масштабі можна представити площею прямокутника зі сторонами B_d і H_d (на рис. 19 виділений сірим кольором прямокутник, що характеризує $B_{d \max}$).

Форму кривої розмагнічування прийнято характеризувати **коефіцієнтом опуклості** η_B , під яким розуміють відношення

$$\eta_B = \frac{(BH)_{\max}}{B_r H_c}. \quad (4.10)$$

Із збільшенням прямокутності петлі гістерезису коефіцієнт опуклості наближається до одиниці. Чим більша залишкова індукція B_r , коерцитивна сила H_c і коефіцієнт опуклості η_B , тим більша максимальна енергія магніту.

Щоб одержати високу коерцитивну силу в магнітному матеріалі, необхідно утруднити процес перемагнічування. Це можна здійснити двома шляхами: або перешкодити зсуву доменних меж, або взагалі виключити ці межі, зменшуючи розмір кристалічних зерен. Більша коерцитивна сила виникає в матеріалі, що складається з однодоменних частинок, у яких велика анізотропія форми.

Литі висококоерцитивні сплави $Fe-Ni-Al$ і $Fe-Ni-Co-Al$, модифіковані різними добавками, є активними елементами багатьох приладів. Висококоерцитивний стан цих сплавів обумовлений їхнім дисперсним розпадом на дві фази при охолодженні до певної температури. У системі $Fe-Ni-Al$ одна з фаз наближена за складом до чистого заліза і є сильномагнітною; інша фаза складається з нікелю й алюмінію і виявляється слабомагнітною. Матеріали, що мають таку структуру, намагнічуються в основному за рахунок процесів обертання магнітних моментів доменів. Однак без легуючих добавок ці сплави не застосовують. Добавки (наприклад, мідь, титан, ніобій) не тільки поліпшують магнітні властивості, але й забезпечують кращу повторюваність результатів.

Недоліком сплавів подібного типу є труднощі виготовлення з них виробів точних розмірів внаслідок крихкості й високої твердості. Тому для виробництва постійних магнітів найчастіше використовують магнітні порошки, скріплені тою або іншою зв'язувальною речовиною (металокерамічні магніти, металопластичні магніти й ін.).

4.3 Магнітні матеріали для зберігання інформації

Магнітні (магнітом'яки) матеріали із *прямокутною петлею гістерезису* (ППГ) знаходять широке застосування в пристроях автоматики й обчислювальної техніки. Осердя з матеріалу із ППГ мають два стійких магнітних стани, що відповідають різним напрямкам магнітної індукції. Саме завдяки цій особливості їх можна використати як елементи для зберігання й переробки двійкової інформації. Запис і зчитування інформації здійснюються перемиканням осердя з одного магнітного стану в інший за допомогою імпульсів струму, що створюють необхідну напруженість магнітного поля.

Двійкові елементи на магнітних осердях із ППГ характеризуються високою надійністю, малими габаритами, відносною стабільністю характеристик, низькою вартістю. Вони мають практично необмежений термін служби, зберігають записану інформацію при відключених джерелах живлення.

До матеріалів цього типу пред'являється ряд вимог, а для їхньої характеристики залучають деякі додаткові параметри. Одним з таких параметрів є *коефіцієнт прямокутності* петлі гістерезису $K_{ПК}$, що представляє собою відношення залишкової індукції B_r до максимальної індукції B_{max} :

$$K_{ПК} = \frac{B_r}{B_{max}}. \quad (4.12)$$

Для визначеності B_{max} вимірюють при $H_{max} = 5H_c$. Бажано, щоб $K_{ПК}$ був якомога ближче до одиниці. Крім того, матеріали із ППГ повинні забезпечувати малий час перемагнічування, велику температурну стабільність магнітних характеристик, отже, мати високу температуру Кюрі.

Застосовувані на практиці кільцеві осердя із зовнішнім діаметром 0,5 мм дозволяють досягати частоти циклів перемикання порядку декількох мегагерц; при цьому цикл перемагнічування повторюється кілька мільйонів разів за 1

секунду за умови відсутності обмежень, обумовлених монтажем. Якщо частота циклів повинна бути порядку 10 МГц і вище, то як запам'ятовувальні елементи, варто використати тонкі плівки, що мають напрямок найлегшого намагнічування. У цьому випадку можна досягти того, щоб всі вектори намагніченості в плівці одночасно міняли свій напрямок на протилежний (когерентний поворот) - тоді перемагнічування відбувається за надзвичайно короткий проміжок часу. Пори, наявні як у феритах, так і в магнітних плівках, гальмують перемагнічування.

Магнітні стрічки для відео- і звукозапису відносяться до магнітотвердих матеріалів. Звичайно застосовують тонкі металеві стрічки з нержавіючих сплавів і стрічки на пластмасовій основі з порошковим робочим шаром. Стрічка із записаною на ній інформацією тим менше піддається саморозмагнічуванню, чим вище коерцитивна сила матеріалу. Однак для полегшення запису бажано мати невелику коерцитивну силу. Суперечливим вимогам щонайкраще задовольняють значення H_c , що лежать в інтервалі 20-50 кА/м. На додаток до цього матеріал для магнітного запису повинен мати якомога більшу високу стабільність магнітних параметрів при змінах температури. Збереженню записаної інформації сприяє опукла, близька до прямокутної форми, крива розмагнічування.

Слід відзначити, що в цей час використовують інші способи запису й зберігання інформації, наприклад, лазерні диски. У майбутньому, можливо, будуть знайдені нові матеріали й пристрої, які значно збільшать об'єм збереженої інформації при мінімальних розмірах цих пристроїв. Однак магнітні матеріали завжди будуть затребувані в техніці, в зв'язку із чим є актуальним вивчення їхніх властивостей, особливостей і можливостей застосування.

СТРУКТУРА МОДУЛЯ 5

“Физика электрорадиоматериалов”

Содержание модуля	Лекции (час)	Занятия		Самостоятель- ная работа	Индиви- дуальна работа
		практи- ческие	лабора- торные		
Модуль 5: “Физика электрорадиоматериалов” (37 часов)					
Физика электрорадиоматериалов	8		16	10	3

СОДЕРЖАНИЕ МОДУЛЯ (ЛЕКЦИОННЫХ ЧАСОВ):

“Физика электрорадиоматериалов”

5.1 Строение твердых тел. Заполнение энергетических зон электронами. Металлы. Полупроводники. Диэлектрики. Диэлектрики в электрическом поле. Электропроводность диэлектриков. (2 ч)

5.2 Потери в диэлектриках. Пробой диэлектриков. Сегнетоэлектрики. Электреты. Пьезоэлектрики. Пироэлектрики. (2 ч)

5.3 Вещества в магнитном поле. Намагничивание. Ферромагнетики и их свойства. Магнитные потери. (2 ч)

5.4 Магнитотвердые и магнитомягкие материалы. Магнитные материалы для сохранения информации. (2 ч)

ПЕРЕЧИСЛЕНИЕ ЗНАНИЙ И УМЕНИЙ К МОДУЛЮ 5

1. Знать основные физические величины для описания явлений в материалах, предназначенных для систем электроники, электросвязи и радиосвязи.

2. Знать основные физические явления для классификации процессов в материалах, предназначенных для систем электроники, электросвязи и радиосвязи.

3. Знать формулировки физических законов для описания явлений в материалах, предназначенных для систем электроники, электросвязи и радиосвязи, используя справочную литературу.

4. Уметь переводить физические величины в систему единиц СИ для возможности решения числовых задач с помощью справочной литературы.

5. Уметь проводить измерения отдельных физических величин и параметров материалов, необходимых для определения режимов работы элементов в системах электроники, электросвязи и радиосвязи, используя стандартные способы измерения.

6. Уметь сравнивать результаты практических измерений с теоретическими результатами для оценки погрешностей измерений, используя справочную литературу.

КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ ЗНАНИЙ

При оценке теоретических знаний студент получает:

- за правильный ответ на два теоретических вопроса на экзамене с объяснением физического смысла и вывод основных формул – **70** баллов;
- за правильный ответ на два теоретических вопроса на экзамене с неточностями в объяснениях физического смысла при выводе основных формул – **60** баллов;
- за правильный ответ на один теоретический вопрос на экзамене с объяснением физического смысла и вывод основных формул – **40** баллов;
- за правильное решение и верное пояснение хода решения задачи на экзамене – **30** баллов;
- за правильное решения и пояснение хода решения задачи на экзамене с неточностями в пояснениях – **20** баллов;

Оценка выставляется исходя из следующих критериев:

- | | |
|-------------------------|-------------------------------------|
| “Отлично” | – выше 95 баллов, |
| “Хорошо” | – от 80 до 95 баллов, |
| “Удовлетворительно” | – от 60 до 80 баллов, |
| “ Неудовлетворительно ” | – меньше 60 баллов. |

Введение

Научно-технический прогресс неразрывно связан с разработкой и освоением новых материалов. В настоящее время число наименований материалов, применяемых в электронной технике для различных целей, составляет тысячи. При любом использовании материалов происходит некоторый отбор. Его можно произвести, зная свойства материалов. В большинстве случаев отбор по одному свойству не дает удовлетворительных результатов. При решении инженерных задач требуется искать компромиссное решение, исходя из комплекса свойств. Поэтому конструкторам и инженерам необходимы знания о закономерностях поведения материалов в различных условиях.

В настоящих методических указаниях основное внимание уделяется изучению свойств диэлектриков и ферромагнетиков, так как свойства металлов и полупроводников, а также их применение в электронной технике, уже изучались в предыдущих курсах физики, а именно, в курсе «Физика твердого тела» (третий модуль) и в курсе «Физика оптической связи» (четвертый модуль). Поэтому свойства металлов и полупроводников рассматриваются здесь лишь в той степени, которая дает целостное представление о применяемых в электронике и электротехнике материалах.

Глава I

Общие сведения о строении и зонной структуре веществ

1.1 Строение твердого тела

В твердых телах, в отличие от жидкостей, атомы практически никогда не меняют своих положений равновесия (узлов) вблизи которых они колеблются.

В природе существуют две основные разновидности твердых тел, различающихся по своим свойствам: **аморфные** и **кристаллические** тела.

В **аморфных твердых телах** (смолы, стекла, шлаки и т.д.) расположение ближайших соседей каждого атома всегда однообразно. Это **ближний порядок**. Но на более дальних расстояниях такие группы атомов оказываются ориентированными хаотически. Одним из результатов такого неупорядочения в расположении атомов на дальних расстояниях является **изотропность**: физические свойства таких тел в различных направлениях одинаковы.

Изучение **кристаллических тел** обычно начинают с рассмотрения идеальных кристаллов. **Идеальный кристалл** – это твердое тело, состоящее из атомов, расположенных в кристаллической решетке так, что атомное расположение имеет одинаковый вид как при рассмотрении из точки $\vec{r}_0$, так и при рассмотрении из точки $\vec{r} = \vec{r}_0 + n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3$, где n_1, n_2, n_3 – целые числа, $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ – базовые векторы (векторы элементарных трансляций).

$$\vec{T} = n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3 \quad (1.1)$$

вектор трансляции. Тогда $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{T}$. Это означает, что кристалл обладает **трансляционной симметрией (дальний порядок)**.

Наименьший параллелепипед, переносом которого вдоль любого из его ребер можно получить весь кристалл, называют **элементарной ячейкой**. Длина каждого ребра a , b , c элементарной ячейки, которая соответствует шагу перемещения, необходимому для нового совмещения со структурой кристалла, называется **постоянной решетки**. Для однозначной характеристики элементарной ячейки необходимо задать шесть величин: три ребра (a , b , c) и три угла между осями (α , β , γ). Это **основные параметры** решетки. В зависимости от значений углов α , β , γ между гранями и от соотношения между величинами ребер a , b , c различают **семь кристаллографических систем (сингоний)**. Простейшим типом решеток являются кубические (кубическая сингония), в которых ребра равны между собой ($a = b = c$) и все углы прямые ($\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$).

Для кубических кристаллических решеток удобно в качестве элементарной ячейки выбрать объем, заключенный внутри граней куба. При этом атомы, центры которых расположены в вершинах куба, входят каждый одновременно в восемь ближайших элементарных ячеек, давая вклад в одну ячейку, равный одному атому. Таким образом, долю участия конкретного атома в элементарной ячейке следует точно учитывать. В простых случаях элементарная ячейка кубического кристалла имеет вид примитивной, гранецентрированной или объемноцентрированной ячейки. Если частицы расположены только в вершинах ячейки, то такая ячейка называется **примитивной** (рис. 1). На объем такой ячейки приходится один узел решетки, т.е. одна частица ($N = 1$). **Объемноцентрированные** кубические решетки (ОЦК) содержат дополнительную частицу в точке пересечения пространственных диагоналей (рис. 2), **гранецентрированные** кубические решетки (ГЦК) содержат дополнительные частицы в точках пересечения диагоналей граней (рис. 3). На объем одной элементарной ячейки объемноцентрированной решетки приходится две частицы ($N = 2$), гранецентрированной – четыре ($N = 4$).

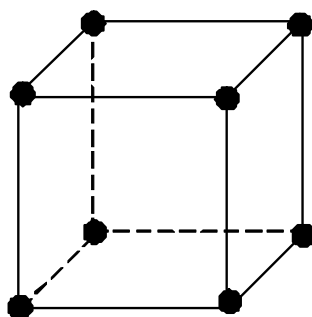


Рисунок 1 – Ячейка примитивной решетки.

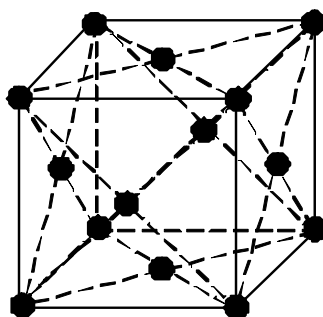


Рисунок 2 – Ячейка гранецентрированной решетки.

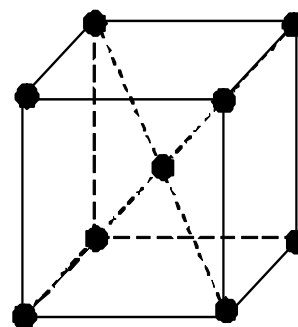


Рисунок 3 – Ячейка объемноцентрированной решетки.

В кристаллографии важную роль играет число ближайших соседей, т.е. **координационное число z** .

Расстояние d между ближайшими соседними атомами в кубической решетке:

– примитивной $d = a$;

– гранецентрированной $d = \frac{a\sqrt{2}}{2}$;

– объемноцентрированной $d = \frac{a\sqrt{3}}{2}$,

где a – параметр (период) решетки.

Параметр кубической решетки a можно найти, зная некоторые макроскопические величины, характеризующие данный кристалл, такие как молярная масса кристалла M и плотность кристалла D . Молярный объем кристалла определяется по формуле:

$$V_m = \frac{M}{D}. \quad (1.2)$$

Объем $V_{\text{я}}$ элементарной ячейки кристалла кубической структуры

$$V_{\text{я}} = a^3. \quad (1.3)$$

Объем атома рассчитаем по формуле

$$V_a = \frac{4}{3}\pi R_a^3, \quad (1.4)$$

где R_a – радиус атома.

Число Z_m элементарных ячеек в одном моле кристалла

$$Z_m = \frac{N_A}{N}, \quad (1.5)$$

где N_A – число Авогадро, N – число атомов, приходящихся на одну элементарную ячейку.

Найдем объем элементарной ячейки кубической решетки, разделив молярный объем кристалла V_m (см. формулу (1.2)) на число элементарных ячеек в одном моле кристалла Z_m (см. формулу (1.5)). Тогда параметр кристаллической решетки определим по формуле:

$$a = \sqrt[3]{\frac{NM}{DN_A}}. \quad (1.6)$$

При расчетах получим a порядка 10^{-10} м.

Концентрация атомов в кристалле равна:

$$n = \frac{N}{V_{\text{я}}} = \frac{DN_A}{M}, \quad (1.7)$$

эта величина достаточно велика, порядка 10^{28} м⁻³.

Коэффициентом упаковки называют долю объема кристалла, занятую атомами. Очевидно, он больше нуля, но меньше единицы. Коэффициент упаковки для кубической решетки:

$$k_{\text{уп}} = \frac{V_a N}{V_{\text{я}}} = \frac{4\pi R_a^3 N}{3a^3}, \quad (1.8)$$

где V_a – объем атома; $V_{я}$ – объем элементарной кубической ячейки; N – число атомов в ячейке.

В связи с тем, что расстояния вдоль ребер и вдоль диагоналей элементарной ячейки оказываются неодинаковыми, у кристаллических твердых тел – упругие, механические, тепловые, электрические, оптические, магнитные и другие свойства кристаллов различны по разным (кристаллографическим) направлениям. Это называется **анизотропией**.

Атомы в кристаллах связаны между собой определенными силами взаимодействия, определяющими тип связи. Наиболее простыми типами связи являются: **ионная, ковалентная, металлическая и молекулярная**. Нас будут интересовать первые три связи.

Ионная связь возникает тогда, когда сближаются атомы, значительно отличающиеся по величине энергии их валентных электронов. При этом один атом отдает электроны другому, превращаясь в положительный ион, другой атом приобретает эти электроны и становится отрицательным ионом. Атомы связаны друг с другом кулоновской силой (кристаллы солей).

Если валентные электроны атомов обладают одинаковыми энергиями, то переход электронов от одного атома к другому невозможен. Например, если каждый из двух подобных атомов имеет орбиту с одним валентным электроном, то при сближении атомов такие орбиты могут объединиться в одну: возникает обобщенная орбита с двумя электронами, движущимися вокруг обоих атомов, а между ядрами образуется сгущение отрицательного заряда. Это сгущение, притягивая к себе ядра, уравнивает их взаимное отталкивание. Итак, взаимное притяжение двух атомов благодаря общей паре электронов образуют **ковалентную связь**, например, как в молекулах водорода. Наиболее важные полупроводниковые материалы обладают преимущественно ковалентным типом связи. В таких полупроводниковых материалах, как кремний и германий – по четыре валентных электрона. Кремний (германий) состоит непосредственно из атомов кремния (германия), каждый из которых связан ковалентными связями с четырьмя соседними атомами, размещающимися вокруг него в вершинах правильной трехгранной пирамиды – тетраэдра. Это обеспечивает прочную связь.

Металлический кристалл можно в некотором приближении представить в виде решетки положительных ионов, между которыми могут свободно перемещаться электроны. **Металлическая связь** возникает благодаря взаимодействию между положительно заряженными ионами и всей совокупностью свободных электронов.

1.2 Заполнение энергетических зон электронами.

Металлы, полупроводники и диэлектрики

Модель энергетических зон позволяет с единой точки зрения объяснить деление твердых кристаллических тел на металлы, полупроводники и диэлектрики.

Обычно любая система спонтанно принимает состояние с минимальной энергией, т.е. все электроны должны были бы стремиться занять низшие

энергетические состояния, однако ни в атомах, ни в кристаллических телах это невозможно. В основе заполнения атомарных уровней и энергетических зон лежит **принцип Паули, согласно которому в одном энергетическом состоянии (на одном уровне) может находиться не более двух электронов с противоположными спинами.** (В классическом представлении спин – это собственный вращательный момент электрона.) В нейтральном изолированном атоме внутренние энергетические уровни полностью заполнены электронами. Следовательно, энергетические зоны в кристаллах, образованные в результате расщепления внутренних атомных уровней, также будут полностью заполнены электронами. Энергетические зоны содержат столько состояний, сколько атомов в кристалле. Это значение порядка 10^{17} для кристалла размерами

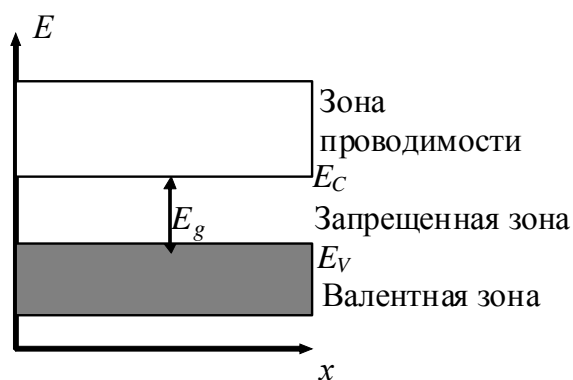


Рисунок 4 – Зонная диаграмма полупроводника: E_V – потолок валентной зоны; E_C – дно зоны проводимости

0,1·0,1·0,1 мм при ширине зоны порядка электронвольта. Фактически зона представляет собой континуум, т.е. сплошную совокупность состояний.

Во всех глубоко лежащих зонах процесс переноса заряда невозможен, т.к. в этих зонах все состояния заняты. Это позволяет исключить из рассмотрения такие зоны. Интерес с точки зрения проводимости и других физических свойств представляют только внешние зоны.

Для изображения энергетической структуры кристалла обычно пользуются упрощенной энергетической схемой. Так как физические процессы в кристалле (электрические, магнитные, оптические и др.) обусловлены состоянием валентных электронов, то на схеме изображают только две разрешенные зоны: **валентную зону** и **зону проводимости**, которые разделены зоной запрещенных энергий (**запрещенной зоной**) (рис. 4). Самая верхняя зона, полностью заполненная электронами при температуре $T = 0$ К, называется **валентной зоной**. Она возникает из того атомарного уровня, на котором находятся валентные электроны в основном состоянии атома. Более высокие разрешенные зоны будут свободны. Пустая зона при температуре $T = 0$ К или частично заполненная электронами при температуре $T > 0$ К называется **зоной проводимости**.

В зависимости от ширины запрещенных зон и степени заполнения валентных зон электронами возможны три типа кристаллических веществ, зонные диаграммы которых представлены на рис. 5, а, б, в. Если валентная зона заполнена электронами не полностью (рис. 5, а), то электрон, получив сколь угодно малую энергию (например, за счет теплового движения или электрического поля), сможет перейти в более высокое энергетическое состояние той же зоны, т. е. стать свободным и участвовать в проводимости. Внутризонный переход вполне возможен, так как, например, при температуре 1 К энергия теплового движения $kT \approx 10^{-4}$ эВ, т. е. гораздо больше разности

энергий (порядка 10^{-17} эВ) между соседними энергетическими состояниями. Кристалл, имеющий такую зонную диаграмму, является металлом.

Типичными представителями веществ, у которых наблюдается частичное заполнение валентной зоны (в случае металла ее называют также зоной проводимости), являются одновалентные щелочные металлы и благородные металлы, такие как *Cu*, *Ag*, *Au*, *Pt* и др.

Таким образом, у металлов валентная зона (зона проводимости) при $T = 0$ К заполнена только в нижней части до некоторого уровня, называемого уровнем Ферми (рис. 5, а). Энергия электронов, находящихся на этом уровне, называется энергией Ферми, т.е. **энергия Ферми – это максимальное значение энергии, которую может иметь электрон в металле при абсолютном нуле.**

Твердое тело является проводником электрического тока и в том случае, когда валентная зона полностью заполнена электронами, но она перекрывается свободной зоной (зоной проводимости), не занятой электронами (рис. 5, б). В данном случае образуется так называемая «гибридная» зона, которая заполняется валентными электронами лишь частично. Это имеет место для двухвалентных щелочно-земельных элементов (*Be*, *Mg*, *Ca* и т.д.).

Рассмотрим случай, когда валентная зона полностью занята электронами (рис. 5, в). Для того, чтобы перебросить электрон из валентной зоны в зону проводимости, необходимо сообщить ему энергию, не меньшую, чем ширина запрещенной зоны E_g . Электрическое поле, не приводящее к пробое кристалла, сообщить электрону такую энергию не в состоянии. Если ширина запрещенной зоны невелика ~ 1 эВ, то энергии теплового движения оказывается достаточно, чтобы перевести часть электронов из валентной зоны в зону проводимости. Такие вещества называются **полупроводниками**. К ним относятся такие элементы как германий (*Ge*), кремний (*Si*), селен (*Se*) и др.

Химически чистые полупроводники называются **собственными** полупроводниками. Концентрацию носителей в собственном полупроводнике можно найти по формуле:

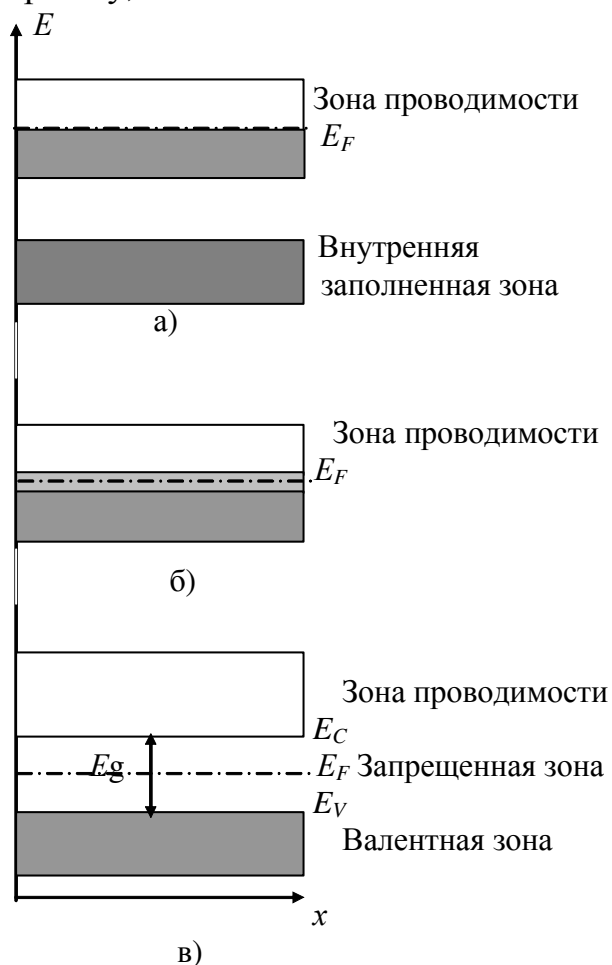


Рисунок 5 – Зонные диаграммы одновалентных металлов (а), двухвалентных металлов (б) и полупроводников (в)

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (1.9)$$

где N_C и N_V - эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно, k – постоянная Больцмана.

Проводимость собственного полупроводника

$$\sigma_i = e(n_i \mu_n + p_i \mu_p), \quad (1.10)$$

где p_i и n_i - концентрации электронов и дырок в собственном полупроводнике ($p_i = n_i$), а μ_n и μ_p - подвижности электронов и дырок соответственно.

Различие между диэлектриками и полупроводниками условно определяется шириной запрещенной зоны: если $E_g \leq 3$ эВ, то такие вещества являются полупроводниками, если $E_g > 3$ эВ – диэлектриками (изоляторами).

1.3 Диэлектрики в электростатическом поле

В отличие от металлов, в диэлектриках свободных носителей очень мало, поэтому их перераспределение в электростатическом поле не играет заметной роли. Более важным является влияние поля на связанные заряды в атомах или молекулах.

К первой группе диэлектриков (N_2 , O_2 , H_2 , CO_2 и др.) относятся вещества, молекулы которых имеют симметричное строение, т.е. «центры» положительных и отрицательных зарядов в отсутствии поля совпадают, следовательно, дипольный момент молекулы равен нулю $\vec{p} = 0$. Молекулы таких диэлектриков называются **неполярными**. Под действием внешнего электрического поля заряды неполярных молекул смещаются в противоположные стороны (положительные по полю, отрицательные – против поля), и молекула приобретает дипольный момент тем больший, чем больше величина поля.

Ко второй группе диэлектриков (NH_3 , H_2O , CO и др.) относятся вещества, молекулы которых имеют асимметричное строение, т.е. «центры» положительных и отрицательных зарядов в отсутствии поля не совпадают. Таким образом, эти молекулы в отсутствие внешнего поля обладают дипольным моментом. Молекулы таких диэлектриков называются **полярными**. При отсутствии внешнего электрического поля, дипольные моменты полярных молекул вследствие теплового движения ориентированы в пространстве хаотично и их результирующий момент равен нулю. Если же такой диэлектрик поместить во внешнее поле, то силы этого поля будут стремиться повернуть дипольные моменты молекул вдоль поля, вследствие чего возникает отличный от нуля суммарный результирующий диэлектрический момент. Тепловое же движение будет стремиться разориентировать диполи.

К третьей группе диэлектриков (NCl , KCl , KBr и др.) относятся вещества, молекулы которых имеют ионное строение. В этих кристаллах нельзя выделить отдельные молекулы, а рассматривать их можно как систему двух вдвинутых одна в другую ионных подрешеток. При наложении на ионный кристалл электрического поля происходит некоторая деформация кристаллической

решетки или относительное смещение подрешеток, приводящее к возникновению дипольных моментов.

Таким образом, при наложении электрического поля происходит поляризация диэлектрика. **Поляризацией диэлектрика называется процесс ориентации диполей или появления под воздействием электрического поля ориентированных по полю диполей.**

Соответственно трем группам диэлектриков различают три вида поляризации:

– **электронная (деформационная) поляризация**, возникающая за счет деформации электронных орбит (1 группа);

– **ориентационная (дипольная) поляризация** диэлектрика, возникающая за счет ориентации по полю уже существующих дипольных моментов (2 группа);

– **ионная поляризация** диэлектрика с ионными кристаллическими решетками (3 группа);

Поляризация характеризуется физической величиной, называемой поляризованностью. **Поляризованность – это векторная сумма электрических моментов всех элементарных диполей в единице объема**

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_i. \quad (1.11)$$

Рассмотрим элемент объема диэлектрика площадью S и длиной l в электрическом поле $\vec{E}$ (см. рис. 6). Молекулярные диполи с зарядами q_d и длиной l_0 расположены цепочкой вдоль поля. Если в одной цепочке n_0 диполей, то общий электрический момент цепочки $p = n_0 q_d l_0 = q_d l$. Обозначив через N число выходящих на поверхность S цепочек, получим

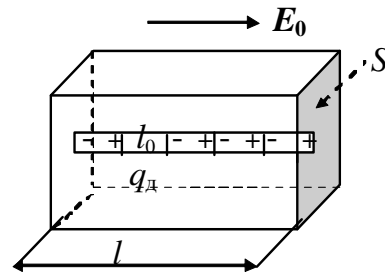


Рисунок 6 – Диэлектрический параллелепипед с поляризованными цепочками атомов

$$P = \frac{Np}{V} = \frac{Nq_d l}{V} = \frac{Nq_d}{S} = \frac{q'}{S} = \sigma' \quad (1.12),$$

где $q' = Nq_d$ – число выходящих на поверхность зарядов, σ' – их поверхностная плотность, $V = S \cdot l$ – объем диэлектрика. Таким образом, **поляризованность определяется поверхностной плотностью поляризационных зарядов.**

Напряженность электрического поля E в диэлектрике, помещенном в конденсатор, определяется разностью между полем, создаваемым зарядами на обкладках (без диэлектрика) $E_0 = \sigma_0 / \epsilon_0$ и полем, создаваемым поляризационными зарядами

$$E = E_0 - E' = (\sigma_0 - \sigma') / \epsilon_0, \quad (1.13)$$

где разность $\sigma_0 - \sigma'$ называют поверхностной плотностью свободных зарядов. Следовательно, при внесении в отключенный заряженный конденсатор диэлектрика поле внутри его уменьшается.

Опыт показывает, что в изотропных диэлектриках поляризованность прямо пропорциональна напряженности электростатического поля в данной точке

$$P = \sigma' = \kappa \varepsilon_0 E, \quad (1.14)$$

где κ – безразмерный коэффициент, называемый диэлектрической восприимчивостью. Подставив (1.14) в (1.13), получим, что $E = E_0 - \kappa E$, откуда

$$E = \frac{E_0}{1 + \kappa} = \frac{E_0}{\varepsilon}, \quad (1.15)$$

где

$$\varepsilon = 1 + \kappa - \quad (1.16)$$

относительная диэлектрическая проницаемость.

Электрическое смещение (индукция) D в диэлектрике:

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon E = \varepsilon_0 E + \kappa \varepsilon_0 E = \varepsilon_0 E + P. \quad (1.17)$$

Единица измерения электрического смещения – Кл/м².

1.4 Электропроводность диэлектриков

Полная плотность тока в диэлектрике, называемого током утечки, представляет собой сумму плотностей токов абсорбционного и сквозного:

$$j_{\text{ут}} = j_{\text{аб}} + j_{\text{ск}}. \quad (1.18)$$

После завершения процессов поляризации через диэлектрик протекает только сквозной ток. В дальнейшем будем рассматривать только сквозные токи по объему и по поверхности.

Различают объемную и поверхностную электропроводности, используя как характеристики диэлектрика удельное объемное сопротивление ρ_V и удельное поверхностное сопротивление ρ_S .

Удельное объемное сопротивление ρ_V численно равно сопротивлению куба с ребром в 1 м, мысленно вырезанного из исследуемого материала, если ток проходит через две противоположные грани куба; ρ_V выражается в Ом·м.

В случае плоского образца материала при однородном поле удельное объемное сопротивление рассчитывают по формуле:

$$\rho_V = R_V \frac{S}{h} [\text{Ом} \cdot \text{м}], \quad (5.2.2)$$

где R_V – объемное сопротивление; S – площадь электрода; h – толщина образца.

Удельное поверхностное сопротивление ρ_S численно равно сопротивлению квадрата (любых размеров), мысленно выделенного на поверхности материала, если ток проходит через две противоположные стороны этого квадрата; измеряется оно в Ом. Удельное сопротивление

$$\rho_S = R_S \frac{d}{l} [\text{Ом}], \quad (1.19)$$

где R_S – поверхностное сопротивление образца материала между параллельно расположенными электродами шириной d , отстоящими друг от друга на расстоянии l . Объемное и поверхностное сопротивления соединены параллельно.

Глава II

Свойства и виды диэлектриков

2.1 Потери в диэлектриках

Диэлектрическими потерями называют электрическую мощность, затраченную на нагревание диэлектрика, находящегося в электрическом поле.

Мощность, рассеиваемая в единице объема, называется удельными потерями. Но чаще всего для характеристики способности диэлектрика рассеивать энергию в электрическом поле используют угол диэлектрических потерь или тангенс этого угла.

Углом диэлектрических потерь δ называют угол, дополняющий до 90° угол сдвига фаз между током и напряжением в емкостной цепи.

В случае идеального диэлектрика $\delta = 0$. Чем больше рассеиваемая в диэлектрике мощность, переходящая в тепло, тем больше угол диэлектрических потерь δ и его функция $\operatorname{tg}\delta$.

Тангенс угла диэлектрических потерь непосредственно входит в формулу рассеиваемой в диэлектрике мощности, поэтому практически наиболее часто пользуются этой характеристикой.

Рассмотрим схему, эквивалентную конденсатору с диэлектриком, обладающим потерями. Эта схема должна быть выбрана с таким расчетом, чтобы активная мощность, расходуемая в данной схеме, была равна мощности, рассеиваемой в диэлектрике конденсатора, а ток был бы сдвинут относительно напряжения на тот же угол, что и в рассматриваемом конденсаторе.

Поставленную задачу можно решить, заменив конденсатор с потерями идеальным конденсатором с параллельно включенным активным сопротивлением (параллельная схема) или конденсатором с последовательно включенным сопротивлением (последовательная схема).

Обе схемы эквивалентны, если при равенстве полных сопротивлений равны соответственно их активные и реактивные составляющие (равны $\operatorname{tg}\delta$). В дальнейшем мы будем ориентироваться на параллельную схему (рис. 7). Из рисунка 8 видно, что

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{I_a}{I_C} = \frac{1}{\omega CR}. \quad (2.1)$$

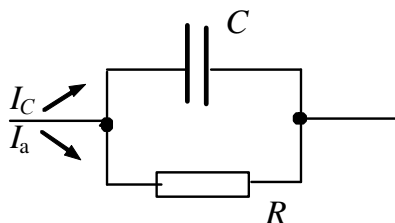


Рисунок 7 – Эквивалентная схема конденсатора с потерями (параллельное соединение)

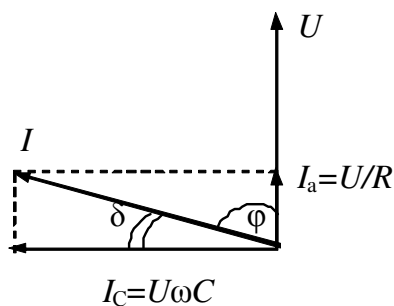


Рисунок 8 – Векторная диаграмма для определения тангенса диэлектрических потерь

Мощность, рассеиваемая в диэлектрике

$$P_a = U \cdot I_a. \quad (2.2)$$

Из формулы (2.1) можно найти значение активной составляющей тока

$$I_a = I_c \cdot \operatorname{tg} \delta = U \omega C \operatorname{tg} \delta. \quad (2.3)$$

Подставив формулу (2.3) в формулу (2.2), получим значение активной мощности

$$P_a = U \cdot I_a = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta, \quad (2.4)$$

где P_a выражается в Ваттах; U – в Вольтах; ω – в (секундах)⁻¹, C – в Фарадах.

Если для данного диэлектрика известно, что потери в нем определяются только потерями от сквозной электропроводности в широком диапазоне частот, то угол потерь конденсатора с таким диэлектриком может быть вычислен для любой частоты. Потери в таком конденсаторе определяются выражением

$$P_a = \frac{U^2}{R}, \quad (2.5)$$

где R определено каким-либо методом при некоторой частоте.

Выражение для удельных диэлектрических потерь, т.е. мощность, рассеиваемая в 1 м³ диэлектрика (Вт/м³) с учетом того, что емкость плоского конденсатора равна $C = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{d}$, где S – площадь электродов; d – расстояние между электродами, имеет вид:

$$p = \frac{P_a}{V} = \frac{U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta}{S \cdot d} = \frac{U^2 \omega \epsilon_0 \epsilon S \operatorname{tg} \delta}{S \cdot d^2} = E^2 \omega \epsilon_0 \epsilon \operatorname{tg} \delta, \quad (2.6)$$

где $V = S \cdot d$ – объем диэлектрика между плоскими электродами (м³);

$E = \frac{U}{d}$ – напряженность электрического поля (В/м).

Так как емкость между противоположными гранями куба со стороной 1 м ($S = 1$ м², $d = 1$ м) равна

$$c_1 = \epsilon_0 \epsilon, [\Phi/\text{м}], \quad (2.7)$$

а если учесть, что $\sigma_c = \omega C$, $\gamma_a = \frac{1}{R}$, то реактивная составляющая удельной проводимости

$$\sigma_c = \omega c_1 = \omega \epsilon_0 \epsilon, [\text{Ом}/\text{м}], \quad (2.8)$$

а активная составляющая при данной частоте (смотри формулы (2.1) и (2.8))

$$\sigma_a = \sigma_c \cdot \operatorname{tg} \delta = \omega \epsilon_0 \epsilon \operatorname{tg} \delta, [\text{Ом}/\text{м}]. \quad (2.9)$$

Из формулы (2.9) можно получить тангенс потерь, выраженный через активную и реактивную проводимости:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma_a}{\sigma_c}. \quad (2.10)$$

Выражение (2.9) используют для вычисления активной удельной проводимости диэлектрика при различных частотах по измеренным значениям диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь материала при этих значениях частоты.

Добротностью конденсатора называют величину

$$Q_c = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta}. \quad (2.11)$$

2.3 Пробой в диэлектриках

Существует два различных вида пробоя: тепловой и электрический. Оба явления могут происходить одновременно (наиболее часто встречающийся случай) и, более того, поддерживать друг друга. Однако можно создать такие условия, которые позволяют экспериментально изучить один или другой механизм в чистом виде.

Тепловой пробой. Тепловой пробой возникает в том случае, когда количество тепловой энергии, выделяющейся в диэлектрике за счет диэлектрических потерь, превышает то количество энергии, которое может рассеиваться в данных условиях; при этом нарушается тепловое равновесие, а процесс приобретает лавинный характер.

Явление теплового пробоя сводится к разогреву материала в электрическом поле до температур, соответствующих плавлению, обугливанию и пр. Пробивное напряжение, обусловленное нагревом диэлектрика (так называемое **тепловое пробивное** напряжение) зависит от частоты приложенного напряжения, условий охлаждения, температуры окружающей среды и т.д. Кроме того, оно зависит и от **нагревостойкости** материала: органические диэлектрики (например, полистирол) имеют более низкие значения тепловых пробивных напряжений, чем неорганические (кварц, керамика) при прочих равных условиях.

Механизм теплового пробоя более вероятен при повышении температуры, когда преобладающими станут потери от сквозной электропроводности. Типичными признаками теплового пробоя является экспоненциальное уменьшение пробивного напряжения с ростом температуры окружающей среды, а также снижение электрической прочности с увеличением времени выдержки диэлектрика в электрических полях. Значение рассеиваемой в диэлектрике мощности определяется выражением (2.4). При использовании экспоненциальной зависимости тангенса потерь от температуры

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)] \quad (2.12)$$

и после преобразования с учетом формулы (2.12) выражения (2.4) для рассеиваемой мощности получим

$$P_a = \frac{U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)]}{1,8 \cdot 10^{10} \cdot d}, \quad (2.13)$$

где U – приложенное напряжение, f – частота, ε – диэлектрическая проницаемость, $\operatorname{tg} \delta_0$ – тангенс угла потерь диэлектрика при температуре окружающей среды, α – температурный коэффициент тангенса угла диэлектрических потерь, T – температура нагретого за счет диэлектрических потерь материала, T_0 – температура окружающей среды; d – толщина.

Так как теплопроводность металла электродов за редким исключением на два-три порядка больше, чем теплопроводность диэлектрика, будем считать, что теплоотвод из нагревающегося объема в окружающую среду производится через электроды (теплоотводом через торцевую поверхность диэлектрика пренебрегаем). Мощность, отводимую от диэлектрика, выразим с помощью формулы Ньютона:

$$P_T = 2A_T S(T - T_0), \quad (2.14)$$

где A_T – суммарный коэффициент теплопередачи от диэлектрика во внешнюю среду.

Напряжение теплового пробоя можно определить по двум условиям:

$$P_a = P_T, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial P_a}{\partial T} = \frac{\partial P_T}{\partial T}. \quad (2.16)$$

Условие (2.16) справедливо только для граничного режима, тогда как условие (2.15) выполняется для всех случаев устойчивой работы диэлектрика под напряжением.

Подставив выражения (2.13) и (2.14) в (2.15) и (2.16), имеем

$$\frac{U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)]}{1,8 \cdot 10^{10} \cdot d} = 2A_T S(T - T_0), \quad (2.17)$$

$$\frac{\alpha \cdot U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)]}{1,8 \cdot 10^{10} \cdot d} = 2A_T S. \quad (2.18)$$

Разделив (2.17) на (2.18), получим

$$\frac{1}{\alpha} = T - T_0. \quad (2.19)$$

Подставляя (2.19) в (2.18) и решая его относительно U , найдем напряжение теплового пробоя

$$U_{\text{пр}} = K \sqrt{\frac{A_T \cdot d}{f \cdot \varepsilon \cdot \alpha \cdot \operatorname{tg} \delta_0}}, \quad (2.20)$$

где K – числовой коэффициент, равный $1,15 \cdot 10^5$, если все величины, имеющие размерности, выражены в системе СИ.

Разновидностью теплового пробоя можно считать **ионизационный пробой**. Он характерен для твердых пористых диэлектриков и обусловлен ионизацией газа в порах. За счет ионизационных потерь разогревается поверхность закрытых пор, возникают локальные перепады температуры в диэлектрике и связанные с ними термомеханические напряжения. Такие процессы особенно опасны в хрупких материалах, поскольку термомеханические напряжения могут превзойти предел прочности материала и вызвать растрескивание диэлектрика.

Электрический пробой. С помощью вышеописанного теплового механизма пробоя невозможно объяснить все наблюдаемые при пробое явления. Например, этот механизм не дает ответа на вопрос, почему при низких температурах вещества напряженность поля пробоя практически не зависит от

температуры и начинает уменьшаться лишь при повышенных температурах, как это показывают измерения, проведенные на каменной соли. Кроме того, необходимые для теплового пробоя условия выполняются лишь при малой толщине слоя, а также при достаточно длительной нагрузке. Следовательно, необходима новая концепция, объясняющая те случаи пробоя, для которого непригодна теория теплового пробоя. Естественно, что электрическое сопротивление изолятора уменьшается не только в случае увеличения температуры, но и из-за наличия электрического поля. При этом можно предположить, что здесь происходит образование лавин носителей, причем источником ионизации служат ионные и электронные столкновения. Оценка напряженности поля, необходимой для создания новых ионов в кристалле путем ионных столкновений, приводит к напряженности пробоя порядка 10^{10} В/м, что примерно в 100 раз превышает измеренные значения. Однако если принять, что в столкновениях участвуют свободные электроны, средняя длина свободного пробега которых приблизительно в 100 раз больше, чем у ионов, то можно прийти к выводу, что пробой происходит в основном в результате электронных столкновений.

Откуда же в диэлектрике берутся свободные электроны? С точки зрения зонных представлений (см. Главу I) в зоне проводимости беспримесного изолятора содержатся электроны, концентрация которых определяется по формуле (1.9). В таком случае их концентрация исчезающе мала, но если существуют примесные центры, что обычно наблюдается в технических диэлектриках, то концентрация электронов значительно возрастает. При приложении к такому диэлектрику полей значительной напряженности происходит процесс лавинного умножения, когда из немногих начальных электронов в твердом теле создается электронная лавина. Развитие лавины происходит вследствие ударной ионизации, которая ускоряет образование проводящего канала. Ускоренные полем электроны при столкновении передают свою энергию узлам решетки и разогревают ее вплоть до плавления. В разрядном канале создается значительное давление, которое может привести к появлению трещин или полному разрушению диэлектрика.

Итак, электрический пробой твердых диэлектриков характеризуется весьма быстрым развитием. Он протекает за время не более 10^{-7} - 10^{-8} секунд и не обусловлен тепловой энергией, хотя электрическая прочность при электрическом пробое в некоторой степени зависит от температуры и сопровождается в начальной стадии разрушением диэлектрика в очень узком канале.

В случае однородного поля и полной однородности структуры материала пробивные напряженности при электрическом пробое служат мерой *электрической прочности* вещества. Такие условия удается наблюдать в монокристаллах многих окислов, щелочно-галогидных соединений и некоторых полимеров. При этом $E_{пр}$ достигает более 10^3 МВ/м. Электрический пробой наблюдается в большинстве диэлектриков при кратковременном (импульсном) воздействии напряжения.

Тонкие пленки могут обладать существенно более высокой электрической прочностью, нежели массивные образцы. Это свойство получило название **электрического упрочнения материалов**. Его использование позволяет повысить надежность пленочной изоляции микроэлектронных элементов и устройств, так как эксплуатационные напряженности поля в тонких пленках порядка 10^6 В/м. В объемных образцах такие напряженности приводили бы к электрическому пробое.

2.3 Сегнетоэлектрики, электреты, пьезоэлектрики, пироэлектрики Сегнетоэлектрики.

Сегнетоэлектрические (ферроэлектрические) вещества, роль и число которых за последние десятилетия сильно возросли, заимствовали это название у ферромагнетиков (см. гл. III), так как многие основные технически важные свойства обнаруживают поразительное сходство у обоих типов веществ.

Сегнетоэлектриками называются вещества, обладающие спонтанной поляризацией, направление которой может быть изменено с помощью внешнего электрического поля.

Сначала приведем важнейшие диэлектрические свойства сегнетоэлектриков, которые подобны магнитным свойствам ферромагнетиков.

1. Диэлектрическая проницаемость ϵ , которая у «классических» диэлектриков в большинстве случаев меньше 10 и редко превышает 100, у сегнетоэлектриков может достигать значений порядка $10^4 \dots 10^5$.

2. Диэлектрическая проницаемость ϵ не является постоянной величиной, а зависит от напряженности электрического поля E .

3. Функция $\epsilon = \epsilon(E)$ зависит от предыстории материала, вследствие чего наблюдается диэлектрический гистерезис.

4. Процесс поляризации в возрастающем поле происходит маленькими скачками (скачки Баркгаузена).

5. Сегнетоэлектрические свойства сильно зависят от температуры. Для каждого сегнетоэлектрика существует определенная температура, называемая точкой Кюри T_K , выше которой сегнетоэлектрик становится обычным диэлектриком.

При температуре, превышающей критическую температуру T_K , т.е. точку Кюри, электрическая восприимчивость κ ($\kappa = \epsilon - 1$) уменьшается с возрастанием температуры в соответствии с законом Кюри-Вейса

$$\kappa = \frac{C}{T - T_K}. \quad (2.21)$$

где C – константа.

Температура Кюри для используемых в технике сегнетоэлектриков лежит в интервале от 300 до 400° С.

6. Сегнетоэлектричество является свойством только твердых кристаллических веществ. Оно обнаруживается лишь у веществ 11 кристаллических классов (из 32 существующих), так называемых полярных, или пироэлектрических классов.

Первоначально сегнетоэлектричество было исследовано на двух веществах: сегнетовой соли (от названия этой соли и произошел термин сегнетоэлектрик) и дигидрофосфате калия.

В отсутствие внешнего электрического поля сегнетоэлектрики имеют доменную структуру. Домены представляют собой области (размеры доменов составляют от 10^{-6} до 10^{-3} м), обладающие спонтанной (самопроизвольной) поляризацией. Направление электрических моментов у разных доменов различно, поэтому суммарная поляризованность образца кристалла в целом равна нулю.

Внешнее электрическое поле изменяет направление электрических моментов доменов таким образом, что происходит переориентация дипольных моментов по полю и это создает эффект очень сильной поляризации. Этим объясняются свойственные сегнетоэлектрикам сверхвысокие

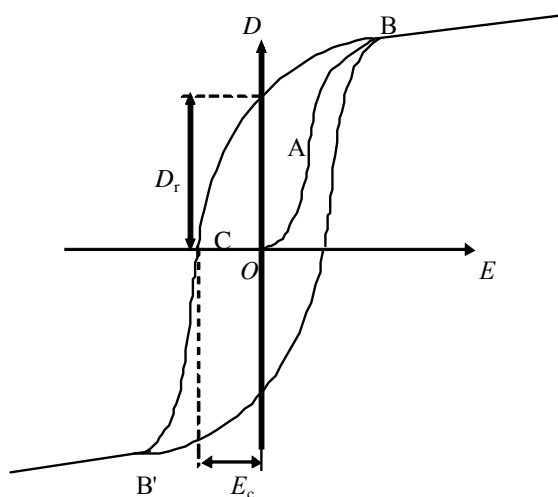


Рисунок 9 – График поляризации пьезоэлектрика во внешнем электрическом поле

значения диэлектрической проницаемости (до сотен тысяч). Следствием доменного строения сегнетоэлектриков является нелинейная зависимость их электрической индукции $\vec{D}$ от напряженности электрического поля $\vec{E}$ (см. рис. 9) и явление диэлектрического гистерезиса. (Связь между векторами $\vec{P}$ и $\vec{E}$ также нелинейна и зависит от значений $\vec{E}$ в предыдущие моменты времени). При воздействии слабого электрического поля связь между $\vec{D}$ и $\vec{E}$ носит приблизительно линейный характер (участок ОА). На этом участке преобладают процессы обратимого смещения доменных границ. В области более сильных полей смещение границ носит необратимый характер (участок АВ). При этом разрастаются домены с преимущественной ориентацией, у которых вектор спонтанной поляризации образует наименьший угол с направлением поля. При некоторой напряженности поля, соответствующей точке В на графике, все домены оказываются ориентированными по полю. Наступает состояние насыщения. Кривую ОАВ называют **основной кривой поляризации** сегнетоэлектрика.

Если в поляризованном до насыщения образце уменьшить напряженность электрического поля до нуля, то электрическая индукция в ноль не обратится, а примет некоторое остаточное значение D_r . Отставание изменения индукции от изменения напряженности электрического поля называется **диэлектрическим гистерезисом**. При воздействии полем противоположной полярности индукция быстро уменьшается и при некоторой напряженности поля изменяет свое направление. Напряженность поля, при которой индукция проходит через ноль, называется **коэрцитивной силой**. Дальнейшее увеличение напряженности поля

противоположной полярности вновь переводит образец в состояние насыщения (точка В').

Диэлектрический гистерезис обусловлен необратимым смещением доменных границ под действием электрического поля и свидетельствует о дополнительном механизме диэлектрических потерь, связанных с затратами энергии на ориентацию доменов. Площадь петли гистерезиса численно равна удельной плотности энергии, затраченной на один цикл переполяризации образца. Вследствие потерь на гистерезис сегнетоэлектрики характеризуются весьма большим тангенсом угла диэлектрических потерь, который в типичных случаях принимает значение порядка 0,1.

В настоящее время известно несколько сотен соединений, обладающих свойствами сегнетоэлектриков. В техническом применении сегнетоэлектриков намечилось несколько направлений, важнейшими из которых можно считать:

- 1) изготовление малогабаритных низкочастотных конденсаторов с большой удельной емкостью;
- 2) использование материалов с большой нелинейностью поляризации для диэлектрических усилителей, модуляторов и других управляемых устройств;
- 3) использование сегнетоэлектриков в качестве ячеек памяти в вычислительной технике;
- 4) использование кристаллов сегнетоэлектриков для модуляции и преобразования лазерного излучения.

Электреты. Электретами называют твердые диэлектрики, которые в результате предварительной обработки обладают электрической поляризацией, т.е. у которых обнаруживается внешний момент, сохраняющийся почти постоянным в течение длительного времени. Термин *электрет* был предложен английским физиком Хевисайдом в 1896 г., а образцы электретов были впервые изготовлены японским физиком Егучи в 1922 г.

Не все диэлектрики пригодны для изготовления электретов. Процесс изготовления почти всегда одинаков и заключается в следующем: изолирующее вещество сначала плавится или размягчается в необходимой мере, после чего охлаждается в приложенном электрическом поле (около 10^6 В/м) до тех пор, пока вещество не затвердеет. Такие электреты называют *термоэлектретами*. Термоэлектреты способны создавать электрическое поле в пространстве в течение многих месяцев и даже лет.

Большой интерес представляют также и *фотоэлектреты*. Они изготавливаются из материалов, обладающих фотопроводимостью (сера, сульфид кадмия и др.), при одновременном воздействии света и электрического поля. Фотоэлектреты могут длительно сохранять заряды в темноте и быстро разряжаются при освещении.

На каждой из поверхностей электрета образуются электрические заряды обоих знаков: заряды с противоположными знаками, возникшими в электрете за счет поляризации (*гетерозаряды*) и заряды, перешедшие из поляризующего электрода на поверхность электрета и имеющие тот же знак, что и электроды (*гомозаряды*). Разность гетеро- и гомозарядов определяет результирующий

заряд электрета. Опыт показывает, что сразу после окончания поляризации преобладает гетерозаряд, а спустя некоторое время, когда тепловое движение дезориентирует диполи, преобладающим оказывается гомозаряд.

В органических полярных электретах преобладают гетерозаряды, а в неорганических (керамических) материалах и органических неполярных диэлектриках гомозаряды.

Электреты могут быть использованы для изготовления микрофонов и телефонов, измерения механических вибраций, в качестве пылеуловителей, измерителей атмосферного давления и влажности, в клавишных вычислительных машинах и т.д.

Пьезоэлектрики. В некоторых кристаллах (кварц, турмалин и др.) при воздействии растягивающих или сжимающих усилий возникает электрическая поляризация.

Прямой пьезоэлектрический эффект называется поляризация под действием механических напряжений. Это явление было открыто братьями Кюри в 1880 г. Возникающий на каждой из поверхностей диэлектрика электрический заряд Q изменяется по линейному закону в зависимости от силы механического воздействия F :

$$Q = d_p \cdot F; \quad \frac{Q}{S} = \frac{d_p \cdot F}{S} = q_s = P = d_p \cdot \sigma_m, \quad (2.22)$$

где d_p – пьезомодуль, S – площадь, q_s – поверхностный заряд, P – поляризованность, σ_m – механическое напряжение в сечении диэлектрика.

Пьезомодуль удобно представить в виде

$$d_p = \frac{Q}{F} = \frac{Q}{S \cdot p}, \quad (2.23)$$

где p – давление. Тогда можно сказать, что пьезомодуль d_p численно равен заряду, возникающему на единице поверхности пьезоэлектрика при приложении к нему единицы давления. Значение пьезомодуля используемых на практике пьезоэлектриков составляет около 10^{-19} Кл/Н.

Пьезоэлектрический эффект обратим. При **обратном пьезоэлектрическом эффекте** происходит изменение размеров диэлектрика $\Delta l/l$ в зависимости от напряженности электрического поля E по линейному закону:

$$\frac{\Delta l}{l} = \delta = d_p \cdot E, \quad (2.23)$$

где δ – относительная деформация.

Доказано, что пьезомодули d_p прямого и обратного пьезоэффектов для одного и того же материала равны между собой.

Деформация пьезоэлектрика зависит от направления электрического поля и меняет знак при изменении направления последнего. При приложении к пьезоэлектрику синусоидального электрического поля у него возникают синусоидальные деформации той же частоты.

Известно более тысячи веществ, обладающих пьезоэлектрическими свойствами, в том числе – все сегнетоэлектрики. Однако практическое

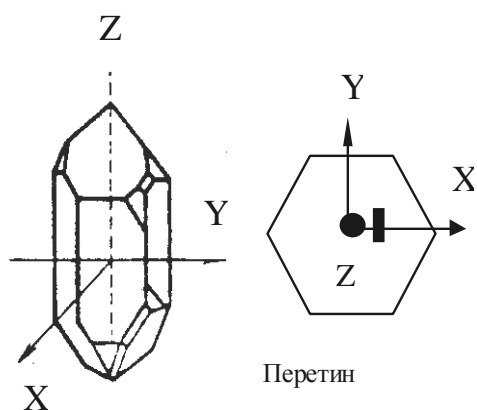


Рисунок 10 – Форма кристалла кварца и его сечение

применение в пьезотехнике находит ограниченный круг материалов. Среди них одно из важных мест занимает монокристаллический кварц. Это одна из модификаций двуокиси кремния. Пьезосвойства существуют лишь у β -кварца вплоть до температуры 573°C , выше этой температуры изменяется тип структуры, и пьезосвойства исчезают. В структуре кварца атомы кремния располагаются по винтовой линии, параллельной оси симметрии третьего порядка (ось Z). В кристаллах кварца принято различать три главные оси, образующие систему координат (рис. 10): X –

электрическую ось, проходящую через вершины шестиугольного сечения (таких осей имеется три); Y – механическую ось, перпендикулярную стороне шестиугольника поперечного сечения (таких осей тоже три); Z – оптическую ось, проходящую через вершины кристалла.

Пластинки, вырезанные перпендикулярно оптической оси, не обладают пьезоэффектом. Наибольший заряд создается, когда пластина вырезана перпендикулярно электрической оси X. Если сила приложена вдоль оси X, то такой пьезоэффект называют продольным; при этом пьезомодуль кварца $d_p = 2,3 \cdot 10^{-2}$ Кл/Н. Если сила приложена перпендикулярно оси X, то такой пьезоэффект называют поперечным. При изменении знаков действующих сил (сжатие или растяжение) знаки электрических зарядов на гранях меняются.

Плоскопараллельная кварцевая пластинка с электродами и держателем представляет собой пьезоэлектрический резонатор, т.е. является колебательным контуром с определенной резонансной частотой колебаний. Частота этих колебаний зависит от толщины пластины и направления кристаллографического среза. Преимуществами кварцевых резонаторов являются малый тангенс угла потерь $\text{tg}\delta$ и высокая добротность. В лучших кристаллах кварца добротность может составлять $10^6 - 10^7$. Это обеспечивает высокую частотную избирательность кварцевых резонаторов. Если в таком резонаторе возбудить колебания на резонансной частоте, то их затухание будет происходить в течение длительного времени. Кварцевый элемент, поставленный во входную цепь электрического генератора, навязывает ему собственную резонансную частоту.

Ввиду ограниченных запасов природного кварца основные потребности пьезотехники удовлетворяются искусственно выращиваемыми кристаллами. Помимо кварца широкое применение в качестве пьезоэлектрического материала находит сегнетоэлектрическая керамика. В обычном состоянии сегнетокерамика не проявляет пьезоактивности, так как является изотропной средой вследствие хаотического расположения кристаллических зерен и

деления их на домены с различным направлением спонтанной поляризованности. Однако если подвергнуть сегнетокерамику воздействию сильного электрического поля, то поляризованность доменов получит преимущественную ориентацию в одном направлении. После снятия поля сохраняется устойчивая остаточная поляризованность. По своим свойствам поляризованный сегнетокерамический образец близок к пьезоэлектрическому кристаллу, т.е. обладает высокой пьезоактивностью.

Поляризованную сегнетокерамику, предназначенную для использования в пьезоэлектрических целях, называют **пьезокерамикой**. Пьезокерамика имеет перед монокристаллами то преимущество, что из нее можно изготовить активный элемент практически любого размера и формы. Основным материалом для изготовления пьезокерамических элементов являются твердые растворы $PbZrO-PbTiO_3$ (цирконат-титанат свинца).

Пьезокерамика используется для изготовления малогабаритных микрофонов, телефонов, высокочастотных громкоговорителей, слуховых аппаратов, детонаторов, различных устройств для газового поджига, датчиков давления, деформации, вибрации, ускорения. Ее применяют и для мощных ультразвуковых излучателей в широком диапазоне частот и т.д.

Пирозлектрики. **Пирозлектрическим эффектом** называют изменение спонтанной поляризованности диэлектриков при изменении температуры.

Уравнение пирозлектрического эффекта записывают в виде:

$$-dP_{\text{сп}} = k_p \cdot dT, \quad (2.24)$$

где $P_{\text{сп}}$ – спонтанная поляризованность диэлектрика, k_p – пирозлектрический коэффициент, T – температура.

При неизменной температуре спонтанный электрический момент диэлектрика скомпенсирован свободными зарядами противоположного знака за счет процессов электропроводности или адсорбции заряженных частиц из окружающей атмосферы. Изменение спонтанной поляризованности сопровождается освобождением некоторого заряда на поверхности диэлектрика. Благодаря этому в замкнутой цепи возникает электрический ток:

$$i = -\frac{S \cdot dP_{\text{сп}}}{dt} = \frac{S \cdot k_p \cdot dT}{dt}, \quad (2.25)$$

где S – поверхность пирозлектрика, $\frac{dT}{dt}$ – скорость изменения температуры.

Температурное изменение спонтанной поляризованности обусловлено двумя основными причинами. С одной стороны, повышение температуры нарушает упорядоченность в расположении элементарных дипольных моментов (**первичный** или **истинный пирозэффект**). А с другой стороны, нагревание вызывает изменение линейных размеров диэлектрика и пьезоэлектрическую поляризацию, обусловленную деформацией (**вторичный пирозэффект**). Пирозлектрический коэффициент k_p учитывает оба эти фактора.

Качество пирозлектрического материала принято характеризовать приведенным физическим параметром:

$$R_B = \frac{k_p}{\varepsilon c}, \quad (2.26)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость, c – удельная теплоемкость. Чем больше значение R_B , тем большую разность потенциалов можно получить на образце при одной и той же поглощаемой мощности.

Пироэлектрическими свойствами обладают все сегнетоэлектрические материалы и некоторые **линейные диэлектрики** (например, турмалин, сульфат лития). Линейные диэлектрики – это диэлектрики, в которых зависимость электрической индукции D от внешнего электрического поля E имеет линейный характер. Особенностью линейных диэлектриков является то, что в них, в отличие от сегнетоэлектриков, направление спонтанной поляризованности не может изменяться с помощью внешнего электрического поля.

Сегнетоэлектрики проявляют пироэлектрические свойства только в **монокристаллическом** состоянии, для которого характерна одинаковая ориентация спонтанной поляризованности всех доменов. В **поликристаллическом** образце, для которого характерна различная ориентация спонтанной поляризованности всех доменов, суммарная поляризованность равна нулю, и поэтому пироэффект отсутствует. Монокристаллизация сегнетоэлектрика осуществляется путем выдержки его в постоянном электрическом поле при температуре несколько ниже точки Кюри. Создание и закрепление монокристаллического состояния в сегнетоэлектрических кристаллах является одной из важнейших проблем при их использовании в качестве пироэлектриков.

Из термодинамической теории сегнетоэлектричества вытекает следующая зависимость спонтанной поляризованности от температуры:

$$P_{\text{сп}} = A\sqrt{T_K - T}, \quad (2.27)$$

где A – некоторая константа для данного материала.

Отсюда следует, что пироэлектрический коэффициент k_p возрастает по мере приближения к температуре фазового перехода (T_K):

$$k_p = \frac{dP_{\text{сп}}}{dT} = \frac{A}{2\sqrt{T_K - T}}. \quad (2.28)$$

Значительный пироэффект в сегнетоэлектриках используется для создания тепловых датчиков и приемников лучистой энергии, предназначенных, в частности, для регуляции инфракрасного и СВЧ-излучения. Принцип действия пироэлектрических фотоприемников очень прост: лучистая энергия, попадая на зачерненную (поглощающую) поверхность сегнетоэлектрического кристалла, нагревает его. В результате нагревания изменяется спонтанная поляризованность кристалла и возникает импульс тока (см. формулу (2.25)), который регистрируется электронной схемой. Основным свойством таких тепловых фотоприемников является отсутствие избирательности по спектру излучения. Существенное преимущество их состоит в том, что они не требуют охлаждения при детектировании излучения даже в далекой ИК-области

спектра. Наряду с этим они обладают достаточно высоким быстродействием (способны работать в частотном диапазоне до 10 МГц), однако по чувствительности уступают полупроводниковым фотоприемникам.

В заключение этого параграфа можно сделать следующие обобщения.

Некоторые пьезоэлектрические кристаллы могут поляризоваться без какой-либо механической нагрузки, а только в результате изменения температуры. Поляризация обнаруживается по скоплению зарядов на электродах. Это явление и называется пирозлектричеством. Механизм пирозэффекта аналогичен механизму пьезоэлектрического эффекта. Оба эффекта основаны на деформации кристаллической решетки (ионной решетки), причем безразлично, возникает ли эта деформация под действием внешней силы или в результате теплового расширения. Существенное различие заключается лишь в том, что пирозлектрические кристаллы должны иметь постоянную поляризацию, тогда как для пьезоэлектрического эффекта это условие не является необходимым. Отсюда ясно, что не все пьезоэлектрические кристаллы являются и пирозлектрическими; другими словами, пирозлектрические вещества представляют собой подгруппу пьезоэлектрических веществ. Если присоединить сюда сегнетоэлектрические вещества, которые также характеризуются наличием постоянной поляризации, то мы получим схему классификации диэлектрических материалов, представленную на рис. 11.

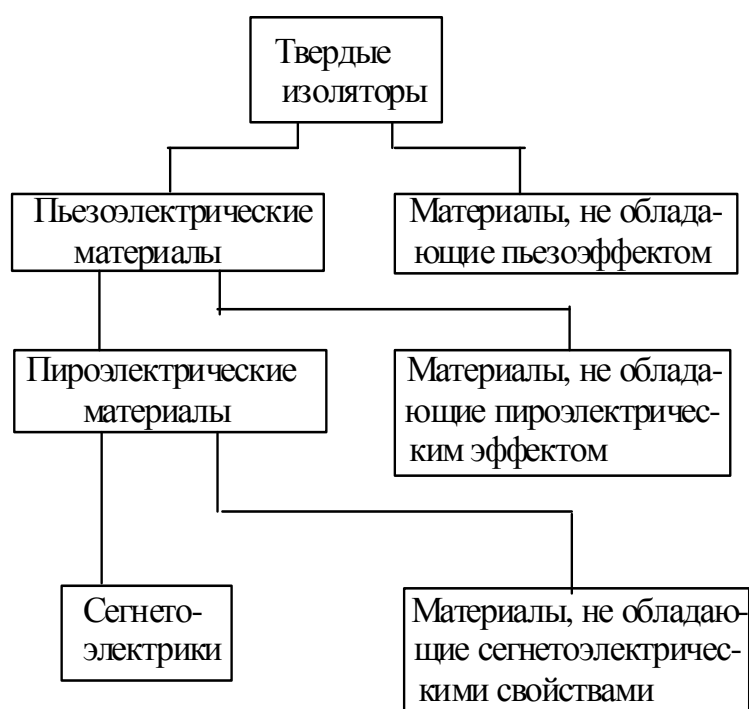


Рисунок 11 – Схема классификации диэлектриков

Глава III

Ферромагнетики и их свойства

3.1 Вещество в магнитном поле. Намагничивание

Подобно тому, как для количественного описания поляризации диэлектриков вводилась поляризованность, для количественного описания намагничивания магнетиков вводят векторную величину – **намагниченность**, определяемую магнитным моментом единицы объема магнетика:

$$\vec{J} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{\sum \vec{p}_a}{V}, \quad (3.1)$$

где $P_m = \sum \vec{p}_a$ – магнитный момент магнетика, представляющий собой векторную сумму магнитных моментов отдельных атомов (молекул).

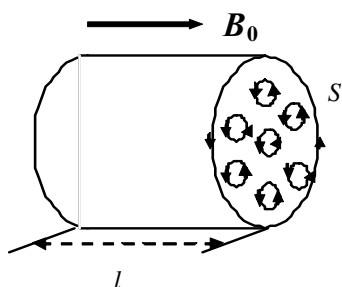


Рисунок 12 – Намагничивание вещества во внешнем магнитном поле

Рассматривая характеристики магнитного поля, мы вводили вектор магнитной индукции $\vec{B}$, характеризующий результирующее магнитное поле, создаваемое всеми макро- и микротоками, и вектор напряженности $\vec{H}$, характеризующий магнитное поле макротоков. Следовательно, магнитное поле в веществе складывается из двух полей: внешнего поля $\vec{B}_0$, создаваемого намагничивающим током проводимости I в вакууме, и поля $\vec{B}'$, создаваемого молекулярными токами I' намагниченным веществом:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (3.2)$$

где $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$.

Для описания поля, создаваемого молекулярными токами, рассмотрим магнетик в виде цилиндра с площадью сечения S и длиной l , внесенный в однородное внешнее поле с индукцией $\vec{B}_0$. Возникающее в магнетике магнитное поле молекулярных токов будет направлено противоположно внешнему полю для диамагнетиков и совпадать с ним по направлению для парамагнетиков. Плоскость сечения цилиндра и плоскости молекулярных токов перпендикулярны вектору внешнего поля $\vec{B}_0$. Если рассмотреть любое сечение цилиндра перпендикулярное к его оси, то во внутренних участках сечения магнетика молекулярные токи соседних атомов направлены навстречу друг другу и взаимно компенсируются (рис. 12). Некомпенсированными будут лишь молекулярные токи, выходящие на боковую поверхность цилиндра.

Ток, текущий по боковой поверхности цилиндра, подобен току в соленоиде и создает внутри него поле, магнитную индукцию $\vec{B}'$ которого можно вычислить, учитывая, что $N = 1$ витку:

$$\vec{B}' = \frac{\mu_0 I'}{l}, \quad (3.3)$$

где I' – сила молекулярного тока. Принимаем, что для рассматриваемого цилиндра $\mu = 1$. С другой стороны $\frac{I'}{l}$ – линейная плотность тока, поэтому магнитный момент

$$p = \frac{I' \cdot l \cdot S}{l} = \frac{I' \cdot V}{l}, \quad (3.4)$$

где V – объем магнетика. Тогда

$$\vec{J} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{I'}{l}, \quad (3.5)$$

где $\vec{J}$ – намагниченность магнетика. Сравнивая (3.1) и (3.5) получим, что $\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}$. Тогда из формулы (3.2) следует, что

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J} \quad (3.6)$$

или

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{J}. \quad (3.7)$$

Как показывает опыт, намагниченность в несильных полях прямо пропорциональна напряженности поля, вызывающего намагничивание:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (3.8)$$

где χ – безразмерная величина, называемая **магнитной восприимчивостью** вещества.

Для диамагнетиков $\chi < 0$ (поле молекулярных токов противоположно внешнему полю), а для парамагнетиков $\chi > 0$ (поле молекулярных токов совпадает с внешним полем).

Из формул (3.5) и (3.7) можно получить выражение:

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (3.9)$$

Безразмерная величина

$$\mu = (1 + \chi) \quad (3.10)$$

представляет собой магнитную проницаемость вещества.

Таким образом, для диамагнетиков $\chi < 0$, $\mu < 1$, поэтому поле внутри диамагнетика будет меньше внешнего поля, для парамагнетиков и ферромагнетиков $\chi > 0$, $\mu > 1$, поэтому поле внутри них будет больше внешнего поля.

3.2 Свойства ферромагнетиков

Помимо диа- и парамагнетиков, называемых **слабомагнитными веществами**, существуют еще и сильномагнитные вещества – **ферромагнетики** – вещества, обладающие спонтанной намагниченностью, т.е. они обладают способностью быть намагниченными даже при отсутствии внешнего магнитного поля. К ферромагнетикам относятся: железо, кобальт, никель, их сплавы. В этой главе основное внимание будет уделено именно ферромагнетикам, так как магнитные свойства диа- и парамагнетиков не находят широкого применения в технике.

Ферромагнетики, помимо способности сильно намагничиваться (μ достигает значений 10^5), обладают и другими свойствами, существенно отличающими их от диа- и парамагнетиков. Если для слабомагнитных веществ зависимость $\vec{B}$ (а значит и $\vec{J}$) от $\vec{H}$ линейна, то для ферромагнетиков эта зависимость является довольно сложной. Для ферромагнетиков, по мере возрастания поля, намагниченность сначала растет быстро, затем медленнее, и, наконец, достигается так называемое магнитное насыщение.

У ферромагнетиков в намагничивании определяющую роль играют собственные моменты электронов (спины). При определенных условиях в кристаллах могут возникать так называемые обменные силы, которые заставляют собственные магнитные моменты электронов выстраиваться параллельно друг другу. В результате возникают области самопроизвольно (спонтанно) намагниченные до насыщения. Спонтанное намагничивание, предсказанное теорией Вейсса, находится в кажущемся противоречии с тем фактом, что даже ниже температуры Кюри железо и другие ферромагнетики, как правило, не намагничены, хотя и существуют постоянные магниты, остаточное намагничивание и пр. Вейсс устранил это противоречие, введя предположение, подтвердившееся дальнейшими исследованиями, что ферромагнетики ниже точки Кюри распадаются в магнитном отношении на множество малых макроскопических областей. Эти области спонтанного намагничивания называют доменами. Их не в коем случае не следует смешивать с мельчайшими кристалликами, из которых обычно состоят ферромагнитические тела. Каждый домен обладает магнитным моментом, но направлены они хаотично, поэтому суммарный магнитный момент не намагниченного тела в отсутствии внешнего магнитного поля равен нулю.

Распад ферромагнетиков на домены происходит потому, что этот процесс «энергетически выгоден». Если бы весь ферромагнетик был самопроизвольно намагничен в одном направлении, то в этом случае получился бы минимум энергии обменного взаимодействия. Однако этому ферромагнетику соответствовала бы значительная энергия возбуждаемого им магнитного поля. При дроблении ферромагнетика на домены и появления доменов различной ориентации, магнитное поле, возбуждаемое ферромагнетиком, ослабляется. Уменьшается и соответствующая ему энергия. Что касается энергии обменного взаимодействия электронов, то благодаря короткодействующему характеру обменных сил эта энергия остается неизменной для всех электронов, за исключением электронов на границах доменов, где она возрастает из-за различной ориентации спинов электронов соседних доменов. Обменная энергия атомов, расположенных на границах доменов, может рассматриваться как поверхностная энергия, поскольку она пропорциональна полной площади поверхностей, вдоль которых граничат домены. По мере дробления доменов, поверхностная, а с ней и полная энергия обменного взаимодействия возрастает, а энергия магнитного поля убывает. Дробление доменов прекращается, когда сумма магнитной и обменной энергий достигает минимума. Условием этого минимума и определяется размер доменов.

Доменная структура ферромагнетиков доказана экспериментально. Прямым доказательством является получение так называемых порошковых фигур. Тщательно отполированная поверхность ферромагнетика покрывается тонким слоем жидкости, в которой взвешены мельчайшие частицы ферромагнитного порошка (например, Fe_2O_3). Частицы оседают преимущественно в местах максимальной неоднородности магнитного поля, т.е. на границах между доменами. Благодаря этому осевший порошок очерчивает границы доменов. Получившиеся «порошковые фигуры» хорошо видны в микроскоп небольшого увеличения.

Другой, косвенный, метод основан на наблюдении эффекта Баркгаузена. Если к ферромагнетику подносить и удалять сильный магнит, то образец будет намагничиваться и перемагничиваться. Перемагничивание осуществляется резким поворотом направления вектора намагничивания в пределах всего домена. Такие скачкообразные повороты вектора намагниченного домена называют скачками Баркгаузена. Для их наблюдения ферромагнитный образец в виде длинного стержня или проволоки помещается в катушку, концы которой присоединены к осциллографу или громкоговорителю. При каждом повороте магнитного момента домена скачкообразно меняется магнитный поток через катушку, и в ней возбуждается индукционный ток. В громкоговорителе слышен своеобразный шорох, а на осциллограмме осциллографа появляются беспорядочно меняющиеся всплески. В этом и состоит эффект Баркгаузена. Из осциллограмм эффекта Баркгаузена, а также с помощью порошковых фигур оказалось возможным определить объем и линейные размеры доменов. Длина доменов колеблется в диапазоне от единиц мкм до 2-3 мм, объем – от 10^{-18} до 10^{-9} м^3 .

Сложный характер зависимости B от H обусловлен тем, что действие внешнего магнитного поля на домены на разных стадиях различно. В слабых полях домены, у которых моменты образуют меньший угол с внешним полем, растут за счет уменьшения доменов, у которых моменты образуют больший угол с внешним полем. Границы доменов смещаются. Такое смещение в слабых полях носит обратимый характер. В более сильных полях происходит одновременный поворот всех электронов в домене без нарушения строгой параллельности друг другу. Перемагничивание приобретает необратимый характер – появляется гистерезис и остаточное намагничивание. На участке необратимого смещения доменных границ кривая намагничивания имеет наибольшую крутизну. При достаточно большом значении H ферромагнетик намагничивается до насыщения. Магнитные моменты всех доменов устанавливаются параллельно силовым линиям внешнего поля. При дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля H магнитная индукция B растет линейно за счет роста B_0 (формула (3.2)), так как B' остается постоянным.

Если не намагниченный ферромагнетик поместить во внешнее магнитное поле и изменять его напряженность, то индукция поля, как сказано выше, будет изменяться по сложной кривой ОА (см. рис. 13).

Эта кривая называется **основной кривой намагничивания**. Если довести ферромагнетик до насыщения, а затем уменьшать напряженность то индукция также будет уменьшаться, но уже по кривой AD.

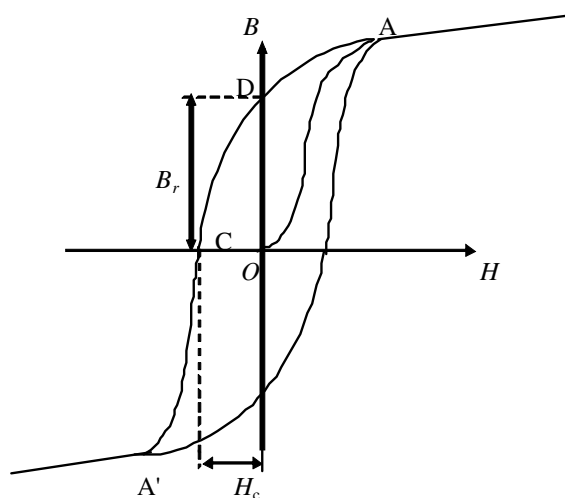


Рисунок 13 – График кривой намагничивания ферромагнетика

Отставание изменения индукции от изменения напряженности магнитного поля называется **магнитным гистерезисом**. В результате, когда напряженность достигнет нулевого значения, индукция будет отлична от нуля и равна B_r . Это значение называется **остаточной индукцией**. Появление остаточной индукции связано с доменным строением ферромагнетиков, так как тепловое движение не в состоянии быстро разориентировать магнитные моменты столь крупных образований, какими являются домены.

Чтобы размагнитить ферромагнетик, нужно создать магнитное поле противоположного направления. Напряженность H_c , при которой индукция становится равной нулю, называется **коэрцитивной силой**. При дальнейшем увеличении напряженности поля обратного направления ферромагнетик перемагничивается и при некотором значении H достигает насыщения (точка A'). Если уменьшать напряженность до нуля, то индукция будет изменяться по кривой A'D'. При увеличении напряженности в прямом направлении, индукция изменяется по кривой D'A. Полученная замкнутая кривая называется **петлей гистерезиса**.

Если максимальные значения напряженности таковы, что намагничивание достигает насыщения, то петля называется максимальной петлей гистерезиса. Если насыщение в ферромагнетике не достигается, то получаются частные петли гистерезиса, которые лежат внутри максимальной петли, а их вершины находятся на основной кривой намагничивания OA. При дальнейшем возрастании напряженности внешнего магнитного поля площадь петли остается неизменной. Площадь петли гистерезиса численно равна удельной плотности энергии, затраченной на один цикл перемагничивания.

Разные ферромагнетики имеют разные гистерезисные петли. Ферромагнетики с малой (в пределах от нескольких тысячных до 100–200 А/м) коэрцитивной силой H_c (с узкой петлей гистерезиса) называются **мягкими**, с большой (от нескольких сотен до нескольких десятков тысяч ампер на метр) коэрцитивной силой (с широкой петлей гистерезиса) – **жесткими (твердыми)**.

Существенная особенность ферромагнетиков – не только большие значения μ (например, для железа – 5000, для сплава супермаллоя – 800000), но и сложная зависимость μ от H (рис. 14). Вначале магнитная проницаемость μ растет с увеличением напряженности внешнего магнитного поля H и достигает максимума (на рис. 12 максимум μ соответствует точке перегиба), затем

начинает уменьшаться, стремясь в сильных полях к 1 ($\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H}$ (см. формулы (3.8) и (3.9)), поэтому при насыщении $J = J_{\text{нас}} = \text{const}$ и с ростом H отношение $\frac{J}{H} \rightarrow 0$, а $\mu \rightarrow 1$).

Предельное значение магнитной проницаемости при напряженности магнитного поля, стремящейся к нулю, называют **начальной магнитной проницаемостью** μ_n . Эта характеристика имеет важнейшее значение при техническом использовании многих магнитных материалов. Экспериментально ее определяют в слабых полях с напряженностью порядка 0,1 А/м.

Для каждого ферромагнетика существует определенная температура T_K , называемая **точкой Кюри**, при которой он теряет свои магнитные свойства. При нагревании ферромагнетика выше точки Кюри домены распадаются и ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик. Переход вещества из ферромагнитного состояния в парамагнитное, который происходит в точке Кюри, не сопровождается поглощением или выделением теплоты, т.е. в точке Кюри происходит фазовый переход II рода. При остывании образца ниже точки Кюри в нем снова возникают домены и возвращаются ферромагнитные свойства.

Наконец, процесс намагничивания сопровождается изменением его линейных размеров и объема. Это явление получило название **магнитострикции**. Величина и знак эффекта зависят от напряженности H намагничивающего поля, от природы ферромагнетика и ориентации кристаллографических осей.

И в заключение отметим, что в зависимости от структуры кристалла обменные силы могут вызывать не только параллельную, но и **антипараллельную** ориентацию электронных спинов соседних атомов. В простейшем случае (в отсутствии намагничивающего поля) электронные спины атомов образуют две пространственные подрешетки с противоположно направленными спинами, вставленные одна в другую. Если величина намагничивания обеих подрешеток одинакова, то их магнитные моменты компенсируют друг друга, так что кристалл в целом не обладает магнитным моментом. Такое явление, названное **антиферромагнетизмом**, было теоретически предсказано Неелем (в 1932 г.) и, независимо от него, Л.Д. Ландау (в 1933 г.). К антиферромагнетикам относятся некоторые соединения марганца, железа, хрома и других элементов. При низких температурах антиферромагнетики имеют ничтожно малую магнитную восприимчивость, которая увеличивается с ростом температуры. При

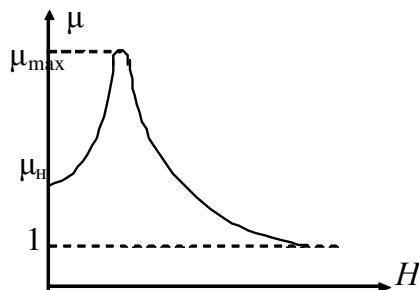


Рисунок 14 – Зависимость магнитной проницаемости μ от напряженности магнитного поля H для ферромагнетиков

некоторой температуре, называемой **антиферромагнетной точкой Кюри** или **точкой Нееля**, магнитное упорядочение спинов разрушается и антиферромагнетик превращается в парамагнетик. С дальнейшим повышением температуры магнитная проницаемость уменьшается. Ее значение максимально в антиферромагнетной точке Кюри.

Если величина намагничивания обеих спиновых решеток не одинакова, то возникает нескомпенсированный антиферромагнетизм. Такие тела называются **ферримангнетиками**. По своим магнитным свойствам они аналогичны ферромагнетикам. Если при этом ферримангнетики обладают еще полупроводниковыми свойствами, то они называются **ферритами**.

3.3 Магнитные потери

Перемагничивание ферромагнетиков в переменных полях сопровождается потерями энергии, вызывающими нагрев материала. В общем случае потери на перемагничивание складываются из потерь на гистерезис, на вихревые токи и на магнитное последствие. Вкладами последнего механизма в разогрев ферромагнетика обычно можно пренебречь. Удельные потери на гистерезис w_{Γ} (в Дж/м³) за один цикл перемагничивания, отнесенные к единице объема вещества, определяются площадью статической петли гистерезиса, т.е. петли, полученной при медленном изменении магнитного потока:

$$w_{\Gamma} = \oint_{\text{ст}} \vec{H} \cdot d\vec{B}. \quad (3.11)$$

Мощность, обусловленная потерями на гистерезис:

$$P_{\Gamma} = \oint_{\text{ст}} f \cdot \vec{H} \cdot d\vec{B}, \quad (3.12)$$

где f – частота переменного магнитного поля.

Для практических целей наиболее важной характеристикой является активная мощность P_{Γ} , выделяющаяся в ферромагнетике при его перемагничивании, т.е. энергия, расходуемая в единицу времени. Мощность, обусловленная потерями на вихревые токи, определяется эмпирической формулой следующего вида

$$P_{\Gamma} = w_{\Gamma} fV = \xi f^2 B_m^2 V, \quad (3.13)$$

где B_m – максимальная индукция, достигаемая в данном цикле, V – объем образца, ξ – коэффициент, пропорциональный удельной проводимости вещества, зависящий от формы и размера поперечного сечения намагничиваемого образца.

Так как величина P_{Γ} зависит от второй степени частоты, а величина P_{Γ} – от первой степени, при высоких частотах в первую очередь учитывают величину P_{Γ} , т.е. потери на вихревые токи.

Потери на магнитное последствие обусловлены отставанием магнитной индукции от изменения напряженности магнитного поля. Это явление называют магнитной вязкостью.

В слабых полях и на высоких частотах динамическая петля гистерезиса вследствие отставания индукции от напряженности поля имеет форму эллипса.

Обозначив угол отставания через δ_μ , разложим магнитную индукцию на две составляющие:

$$B_{m1} = B_m \cos \delta_\mu \text{ и } B_{m2} = B_m \sin \delta_\mu. \quad (3.14)$$

Первая составляющая совпадает по фазе с напряженностью поля, а вторая отстает от нее на угол $\pi/2$. Потери на перемагничивание обусловлены лишь составляющей B_{m2} . Физическую величину, определяемую соотношением

$$\mu' = \frac{B_{m1}}{\mu_0 H_m}, \quad (3.15)$$

называют упругой магнитной проницаемостью, а величину

$$\mu'' = \frac{B_{m2}}{\mu_0 H_m}, \quad (3.16)$$

называют вязкой магнитной проницаемостью.

Наиболее точно поведение ферромагнетиков в переменных полях описывает комплексная магнитная проницаемость:

$$\tilde{\mu} = \mu' - i\mu''. \quad (3.17)$$

Угол δ_μ принято называть углом магнитных потерь. Из изложенного следует, что

$$\operatorname{tg} \delta_\mu = \frac{\mu''}{\mu'}. \quad (3.18)$$

Тангенс угла магнитных потерь можно выразить через параметры эквивалентной схемы. Для этого индукционную катушку с сердечником из магнитного материала представляют в виде последовательной цепочки из индуктивности L и активного сопротивления r (рис. 15), отражающего все виды потерь на перемагничивание.

Собственной емкостью и сопротивлением обмотки обычно пренебрегают. Из векторной диаграммы (см. рис. 16) $\operatorname{tg} \delta$ можно найти по формуле

$$\operatorname{tg} \delta_\mu = \frac{U_a}{U_L} = \frac{r}{\omega L}. \quad (3.19)$$

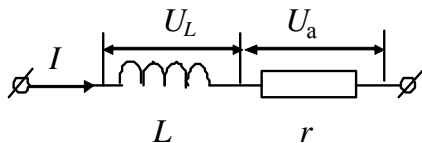


Рисунок 15 – Эквивалентная схема потерь на перемагничивание (последовательное соединение)

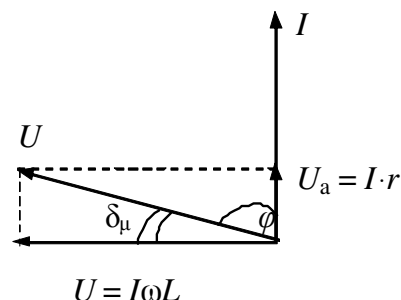


Рисунок 16 – Векторная диаграмма для определения тангенса угла магнитных потерь

Мощность, рассеиваемая в ферромагнетике

$$P_a = U_a \cdot I. \quad (3.20)$$

Из формулы (3.19) можно найти значение активной составляющей напряжения

$$U_a = U_L \cdot \operatorname{tg} \delta_\mu = I \omega L \operatorname{tg} \delta_\mu. \quad (3.21)$$

Подставив формулу (3.21) в формулу (3.20), получим значение активной мощности

$$P_a = I^2 \omega L \operatorname{tg} \delta_\mu. \quad (3.22)$$

Величину, обратную $\operatorname{tg} \delta_\mu$, называют добротностью сердечника:

$$Q_\mu = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_\mu}. \quad (3.23)$$

Глава IV

Классификация магнитных материалов

Применяемые в электронной технике магнитные материалы подразделяют на две основные группы: магнитомягкие и магнитотвердые. В отдельную группу выделяют материалы специального назначения.

К **магнитомягким** относят магнитные материалы с малой коэрцитивной силой. Они обладают способностью намагничиваться до насыщения в слабых магнитных полях, характеризуются узкой петлей гистерезиса и малыми потерями на перемагничивание. Магнитомягкие материалы используются в основном в качестве различных магнитопроводов: сердечников дросселей, трансформаторов, электромагнитов, магнитных систем измерительных приборов и т. п.

К **магнитотвердым** относят материалы с большой коэрцитивной силой H_c . Они перемагничиваются лишь в очень сильных магнитных полях и служат в основном для изготовления постоянных магнитов.

Условно магнитомягкими считают материалы, у которых $H_c < 800$ А/м, а магнитотвердыми – $H_c > 4000$ А/м. Необходимо, однако, отметить, что у лучших магнитомягких материалов коэрцитивная сила может составлять менее 1 А/м, а в лучших магнитотвердых материалах ее значение превышает $5 \cdot 10^5$ А/м.

По масштабам применения в электронной технике среди **материалов специального назначения** следует выделить материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ), ферриты для устройств сверхвысокочастотного диапазона и магнотострикционные материалы.

4.1 Магнитомягкие материалы

Помимо высокой магнитной проницаемости и малой коэрцитивной силой магнитомягкие материалы должны обладать большой индукцией насыщения, т.е. пропускать максимальный магнитный поток через заданную площадь поперечного сечения магнитопровода. Выполнение этого требования позволяет уменьшить габаритные размеры и массу магнитной системы.

Магнитный материал, используемый в переменных полях, должен обладать возможно меньшими потерями на перемагничивание, которые складываются в основном из потерь на гистерезис и вихревые токи.

Для уменьшения потерь на вихревые токи в трансформаторах выбирают магнитомягкие материалы с повышенным удельным сопротивлением. Обычно магнитопроводы собирают из отдельных изолированных друг от друга тонких листов. Связано это с тем, что в массивных сплошных проводниках, помещенных в магнитное поле, возникают сильные индукционные токи. Эти токи оказываются замкнутыми в толще проводника и называются вихревыми (токи Фуко). В трансформаторах они приводят к разогреву и снижению КПД. Для уменьшения вихревых токов сердечник изготавливают из тонких пластин, покрытых изолятором так, чтобы изолирующие прослойки пересекали линии вихревых токов (рис. 17).

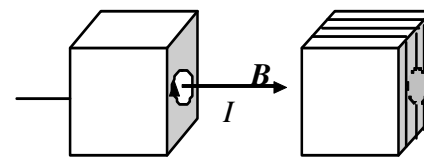


Рисунок 17 – Использование пластинчатых образцов для уменьшения токов Фуко в магнитных материалах

Широкое применение получили ленточные сердечники, навиваемые из тонкой ленты с межвитковой изоляцией из диэлектрического лака.

К листовым и ленточным материалам предъявляется требование высокой пластичности, благодаря которой облегчается процесс изготовления изделий из них.

Важным требованием к магнитомягким материалам является обеспечение стабильности их свойств как во времени, так и по отношению к внешним воздействиям, таким как температура и механическое напряжение.

Из всех магнитных характеристик наибольшим изменениям в процессе эксплуатации подвержена магнитная проницаемость и коэрцитивная сила.

Основным компонентом большинства магнитных материалов является **железо**. Само по себе железо в элементарном виде представляет собой типичный магнитомягкий материал, магнитные свойства которого существенно зависят от содержания примесей. Среди элементарных ферромагнетиков железо обладает наибольшей индукцией насыщения (около 2,2 Тл).

Особо чистое железо, содержащее малое количество примесей (менее 0,05%), получают сложными технологическими способами. Примеси относительно слабо влияют на магнитные свойства железа, если их концентрации ниже предела растворимости. (Предел растворимости – это такая граничная концентрация примеси, при превышении которой примеси в веществе не растворяются). Низким пределом растворимости в железе обладает кислород, углерод, азот и сера, поэтому эти примеси и являются наиболее вредными, так как даже незначительное количество этих примесей перестает растворяться в железе. Это приводит к тому, что при охлаждении железа после термообработки такие примеси из-за ограниченной растворимости выделяются в виде микровключений побочных фаз, которые затрудняют смещение доменных границ в слабом магнитном поле. Чистое железо редко применяют, так как магнитные свойства даже лучших разновидностей железа уступают свойствам магнитных материалов, полученных современными технологическими методами.

Кремнистая электротехническая сталь является основным магнитомягким материалом массового потребления. Добавление в состав этих сталей кремния приводит к повышению удельного сопротивления, что вызывает снижение потерь на вихревые токи. Кроме того, наличие кремния в составе сталей способствует выделению углерода в виде графита, а также удалению кислорода за счет образования окислов кремния, который в виде шлака удаляется из расплава. В результате легирование кремнием приводит к увеличению магнитной проницаемости μ , уменьшению коэрцитивной силы H_C и снижению потерь на гистерезис.

Сталь выпускается в виде рулонов, листов и лент. Листы тонкого проката предназначены в основном для использования в полях повышенной частоты (до 1 кГц). С уменьшением толщины листов уменьшаются потери на вихревые токи. Однако в очень тонких листах наблюдается резкое возрастание коэрцитивной силы, что приводит к резкому увеличению потерь на гистерезис.

В промышленности широко используются магнитные низкокоэрцитивные сплавы, так называемые **пермаллои**. Это железоникелевые сплавы, обладающие большой магнитной проницаемостью в области слабых полей и очень малой коэрцитивной силой. Пермаллои подразделяют на высоконикелевые (содержат 72-80% никеля) и низконикелевые – 40-50 % никеля.

Наибольшая магнитная проницаемость (более 10^5) получается у сплава, содержащего 78,5 % никеля. Очень легкое намагничивание этого сплава в слабых полях объясняется практическим отсутствием у него магнитной анизотропии и явления магнитострикции. Вследствие слабой анизотропии облегчается поворот магнитных моментов в направлении поля, а из-за отсутствия магнитострикции при намагничивании не возникает механических напряжений, затрудняющих смещение доменных границ под действием слабого поля.

Однако нужно заметить, что магнитная проницаемость пермаллоев сильно снижается с увеличением частоты. Это объясняется возникновением в материале заметных вихревых токов из-за небольшого удельного сопротивления. А так как удельное сопротивление высоконикелевых пермаллоев почти в три раза меньше, чем у низконикелевых, при повышенных частотах предпочтительнее использовать низконикелевые пермаллои. Кроме того, остаточная индукция высоконикелевых пермаллоев почти в два раза ниже, чем у электротехнической стали. Для придания сплавам необходимых свойств в состав пермаллоев вводят ряд добавок (молибден, хром, кремний, марганец, медь для повышения удельного сопротивления и уменьшения чувствительности к механическим деформациям).

Вследствие различия свойств низконикелевые и высоконикелевые пермаллои имеют несколько различные применения. Низконикелевые сплавы используют для изготовления сердечников малогабаритных силовых трансформаторов, дросселей, реле, сердечников импульсных трансформаторов и аппаратуры связи звуковых и высоких частот. Высоконикиелевые сплавы используют для изготовления сердечников малогабаритных трансформаторов, реле и магнитных экранов, магнитных усилителей и бесконтактных реле.

Ферриты. Как отмечалось ранее (см. раздел 3.2), ферриты представляют собой оксидные магнитные материалы, у которых спонтанная намагниченность доменов обусловлена нескомпенсированным антиферромагнетизмом.

Большое удельное сопротивление ρ , превышающее удельное сопротивление железа в 10^3 – 10^{13} раз, следовательно, и относительно небольшие потери энергии в области повышенных и высоких частот наряду с хорошими магнитными свойствами обеспечивают ферритам широкое применение в радиотехнике.

Ферриты получают в виде керамики и монокристаллов. Благодаря невысокой стоимости и относительной простоте технологического цикла керамические материалы занимают ведущее место среди высокочастотных магнетиков.

В качестве магнитомягких материалов наиболее широко применяют никель-цинковые и марганец-цинковые ферриты. Они представляют собой твердые растворы замещения, образованные двумя простыми ферритами, один из которых ($NiFe_2O_4$ или $MnFe_2O_4$) является ферромагнетиком, а другой ($ZnFe_2O_4$) – немагнитен. В никель-цинковых ферритах возникает один очень интересный эффект: увеличение концентрации немагнитного компонента приводит к увеличению намагниченности насыщения и начальной магнитной проницаемости μ_n , однако это же приводит к монотонному снижению температуры Кюри при увеличении мольной доли $ZnFe_2O_4$ в составе этого вещества. Аналогичные закономерности наблюдаются и для марганец-цинковых ферритов. Значение начальной магнитной проницаемости μ_n и коэрцитивной силы H_c определяется не только составом материала, но и его структурой. Препятствиями, мешающими свободному перемещению доменных границ при воздействии на феррит слабого магнитного поля, являются макроскопические поры, включения побочных фаз, участки с дефектной кристаллической решеткой и др. Устранение этих структурных барьеров позволяет существенно повысить магнитную проницаемость материала. Большое влияние на значение начальной магнитной проницаемости ферритов оказывает размер кристаллических зерен. Марганец-цинковые ферриты с крупнозернистой структурой (со средним размером кристаллитов порядка 40 мкм) могут обладать начальной магнитной проницаемостью до 20000, что близко к начальной магнитной проницаемости лучших марок пермаллоя.

Рассмотрим некоторые магнитные свойства ферритов. Для ферритов, используемых в переменных полях, кроме начальной магнитной проницаемости одной из важнейших характеристик является тангенс угла потерь $\operatorname{tg}\delta$. Благодаря низкой проводимости составляющая потерь на вихревые токи в ферритах практически мала, и ею можно пренебречь. В слабых полях оказываются незначительными и потери на гистерезис. Поэтому значение $\operatorname{tg}\delta$ в ферритах на высоких частотах обусловлено релаксационными и резонансными явлениями. Для оценки частотного диапазона, в котором может использоваться данный материал, вводят понятие **критической частоты** $f_{кр}$. Обычно под $f_{кр}$ понимают такую частоту, при которой $\operatorname{tg}\delta$ достигает значения 0,1.

Инерционность смещения доменных границ, проявляющаяся на высоких частотах, приводит не только к росту магнитных потерь, но и к снижению магнитной проницаемости ферритов. Для сравнительной оценки качества магнитомягких ферритов является относительный тангенс угла потерь $\frac{\operatorname{tg} \delta}{\mu_n}$.

Из экспериментальных исследований температурной зависимости начальной магнитной проницаемости μ_n видно, что она повышается с ростом температуры до точки Кюри и затем резко падает. При этом, чем выше начальная проницаемость, тем ниже точка Кюри этого феррита.

Магнитные свойства ферритов зависят от механических напряжений, которые могут возникать при нанесении обмотки, крепления изделий и т.д. Чтобы не было ухудшения магнитных характеристик, ферриты следует оберегать от механических нагрузок.

По электрическим свойствам ферриты относятся к классу полупроводников или даже диэлектриков. Их электропроводность обусловлена процессами электронного обмена между ионами переменной валентности. Концентрация электронов, участвующих в обмене практически не зависит от температуры. Но при повышении температуры экспоненциально увеличивается вероятность перескока между ионами переменной валентности, т.е. возрастает подвижность носителей заряда, что приводит к увеличению удельной проводимости, а значит к уменьшению удельного сопротивления. Изменение удельной проводимости и удельного сопротивления с достаточной точностью можно описать следующими формулами:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_0}{kT}}, \quad (4.1)$$

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{E_0}{kT}}, \quad (4.2)$$

где σ_0 и ρ_0 – постоянные величины для данного материала, E_0 – энергия активации электропроводности.

Экспериментально установлено, что присутствие в ферритах ионов двухвалентного железа приводит к ослаблению анизотропии и магнитострикции; это увеличивает значение начальной магнитной проницаемости. Отсюда вытекает следующая закономерность: ферриты с высокой магнитной проницаемостью, как правило, обладают невысоким удельным сопротивлением.

Магнитомягкие ферриты с начальной магнитной проницаемостью 400-20000 в слабых полях во многих случаях выгодно заменяют листовые ферромагнитные материалы: пермаллой и электротехническую сталь. В средних и сильных магнитных полях замена листовых ферромагнетиков ферритами нецелесообразна, так как у ферритов меньше индукция насыщения.

Магнитомягкие ферриты широко применяются в качестве сердечников контурных катушек постоянной и переменной индуктивностей, фильтров в аппаратуре радио- и проводной связи, магнитных модуляторов и усилителей и

т.д. Из них изготавливают стержневые магнитные антенны, индуктивные линии задержки и другие узлы электронной аппаратуры.

4.2 Магнитотвердые материалы.

Магнитотвердые материалы отличаются от магнитомягких высокой коэрцитивной силой. Площадь петли гистерезиса у магнитотвердых материалов значительно больше, чем у магнитомягких.

По применению магнитотвердые материалы можно подразделить на материалы для постоянных магнитов и материалы для записи и длительного хранения звука, изображения и т.д.

Магнитные цепи с постоянными магнитами должны быть разомкнутыми, т.е. иметь рабочий воздушный зазор. При наличии зазора за счет свободных полюсов создается внутреннее размагничивающее поле H_d , которое уменьшает индукцию внутри магнита до значения B_d . Положение рабочей точки, характеризующей состояние магнитного материала, зависит от величины зазора.

При отсутствии внешнего магнитного поля макроскопические токи отсутствуют. В соответствии с законом полного тока

$$\oint H dl = 0. \quad (4.3)$$

Это справедливо для любого контура интегрирования, в частности, вдоль пути по всей оси магнита. Отсюда следует, что

$$H_d l_d - H_0 l_0 = 0, \quad (4.4)$$

где l_d и l_0 – длины магнита и воздушного зазора соответственно, H_0 – напряженность магнитного поля в зазоре (см. рис. 18).

Важнейшее требование к постоянному магниту состоит в том, чтобы получить *максимальную магнитную энергию* W_0 в рабочем зазоре:

$$W_0 = \frac{B_0 H_0}{2} V_0, \quad (4.5)$$

где V_0 – объем зазора ($V_0 \approx l_0 S_0$).

Пренебрегая потоком рассеяния и учитывая, что магнитная индукция непрерывна, запишем:

$$B_d l_d = B_0 l_0. \quad (4.6)$$

Из выражений (4.4) – (4.6) следует

$$W_0 = \frac{B_d H_d}{2} V_d, \quad (4.7)$$

где $V_d \approx l_d S_d$ – объем магнита.

Формула (4.7) показывает, что удельная (т.е. отнесенная к единице объема магнита) магнитная энергия в воздушном зазоре определяется положением рабочей точки на кривой размагничивания:

$$w_d = \frac{W_0}{V_d} = \frac{B_d H_d}{2}. \quad (4.8)$$

Чем меньше длина магнита и относительно больше зазор, тем больше размагничивающее поле полюсов и меньше B_d .

На рис. 18 представлена кривая, выражающая зависимость удельной энергии w_d от значения индукции B_d .

При замкнутом магните $B_d = B_r$, причем энергия равна нулю, так как $H_d = 0$. Если зазор между полюсами очень велик, то энергия при этих условиях также стремиться к нулю, так как $B_d = 0$, $H = H_c$.

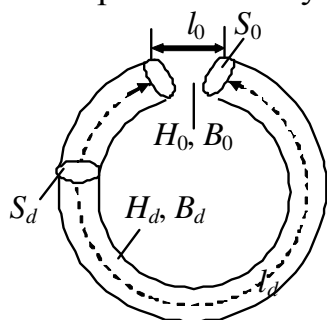


Рисунок 18 – Торoidalный магнит с зазором l_0

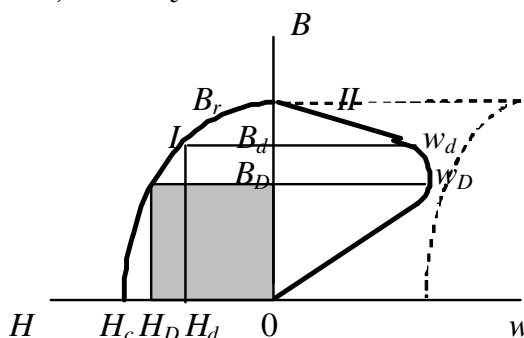


Рисунок 19 – Кривые размагничивания (I) и магнитной энергии w в воздушном зазоре (II)

Из рис. 19 видно, что при некоторых значениях B_D и H_D энергия достигает максимального значения.

Значение

$$w_D = \frac{B_D H_D}{2} = E_{d \max} \quad (4.9)$$

определяет наилучшее использование магнита и тем самым является наиболее важной характеристикой качества материалов, используемых для изготовления постоянных магнитов. Нередко для характеристики таких материалов пользуются произведением $B_D H_D$, опуская множитель $1/2$.

Графически энергию w_d в определенном масштабе можно представить площадью прямоугольника со сторонами B_d и H_d (на рис. 19 серым цветом выделен прямоугольник, характеризующий $B_{d \max}$).

Форму кривой размагничивания принято характеризовать **коэффициентом выпуклости** η_B , под которым понимают отношение

$$\eta_B = \frac{(BH)_{\max}}{B_r H_c}. \quad (4.10)$$

С увеличением прямоугольности петли гистерезиса коэффициент выпуклости приближается к единице. Чем больше остаточная индукция B_r , коэрцитивная сила H_c и коэффициент выпуклости η_B , тем больше максимальная энергия магнита.

Чтобы получить высокую коэрцитивную силу в магнитном материале, необходимо затруднить процесс перемагничивания. Это можно осуществить двумя путями: либо воспрепятствовать смещению доменных границ, либо вообще исключить эти границы, уменьшая размер кристаллических зерен. Большая коэрцитивная сила возникает в материале, состоящем из однодоменных частиц, у которых велика анизотропия формы.

Литые высококоэрцитивные сплавы $Fe-Ni-Al$ и $Fe-Ni-Co-Al$, модифицированные различными добавками, являются активными элементами многих приборов. Высококоэрцитивное состояние этих сплавов обусловлено их дисперсным распадом на две фазы при охлаждении до определенной температуры. В системе $Fe-Ni-Al$ одна из фаз близка по составу к чистому железу и является сильномагнитной; другая фаза состоит из никеля и алюминия и оказывается слабомагнитной. Материалы, имеющие такую структуру, намагничиваются в основном за счет процессов вращения магнитных моментов доменов. Однако без легирующих добавок эти сплавы не применяют. Добавки (например, медь, титан, ниобий) не только улучшают магнитные свойства, но и обеспечивают лучшую повторяемость результатов.

Недостатком сплавов подобного вида являются трудность изготовления из них изделий точных размеров вследствие хрупкости и высокой твердости. Поэтому для производства постоянных магнитов чаще всего используют магнитные порошки, скрепленные тем или иным связующим веществом (металлокерамические магниты, металлопластические магниты и др.).

4.3 Магнитные материалы для хранения информации

Магнитные (магнитомягкие) материалы с *прямоугольной петлей гистерезиса* (ППГ) находят широкое применение в устройствах автоматики и вычислительной техники. Сердечники из материала с ППГ имеют два устойчивых магнитных состояния, соответствующие различным направлениям магнитной индукции. Именно благодаря этой особенности их можно использовать в качестве элементов для хранения и переработки двоичной информации. Запись и считывание информации осуществляются переключением сердечника из одного магнитного состояния в другое с помощью импульсов тока, создающих требуемую напряженность магнитного поля.

Двоичные элементы на магнитных сердечниках с ППГ характеризуются высокой надежностью, малыми габаритами, относительной стабильностью характеристик, низкой стоимостью. Они обладают практически неограниченным сроком службы, сохраняют записанную информацию при отключенных источниках питания.

К материалам этого типа предъявляется ряд требований, а для их характеристики привлекают некоторые дополнительные параметры. Одним из таких параметров является *коэффициент прямоугольности* петли гистерезиса $K_{\text{ПУ}}$, представляющий собой отношение остаточной индукции B_r к максимальной индукции B_{max} :

$$K_{\text{ПУ}} = \frac{B_r}{B_{\text{max}}}. \quad (4.12)$$

Для определенности B_{max} измеряют при $H_{\text{max}} = 5H_c$. Желательно, чтобы $K_{\text{ПУ}}$ был возможно ближе к единице. Кроме того, материалы с ППГ должны обеспечивать малое время перемагничивания, большую температурную стабильность магнитных характеристик, следовательно, иметь высокую температуру Кюри.

Применяемые на практике кольцевые сердечники с внешним диаметром 0,5 мм позволяют достигать частоты циклов переключения порядка нескольких мегагерц; при этом цикл перемагничивания повторяется несколько миллионов раз за 1 секунду при условии отсутствия ограничений, обусловленных монтажом. Если частота циклов должна быть порядка 10 МГц и выше, то в качестве запоминающих элементов следует использовать тонкие пленки, обладающие направлением легчайшего намагничивания. В этом случае можно достичь того, чтобы все векторы намагниченности в пленке одновременно меняли свое направление на противоположное (когерентный поворот) – тогда перемагничивание происходит за чрезвычайно короткий промежуток времени. Поры, имеющиеся как в ферритах, так и в магнитных пленках, тормозят перемагничивание.

Магнитные ленты для видео- и звукозаписи относятся к магнитотвердым материалам. Обычно применяют тонкие металлические ленты из нержавеющей сплавов и ленты на пластмассовой основе с порошковым рабочим слоем. Лента с записанной на ней информацией тем меньше подвержена саморазмагничиванию, чем выше коэрцитивная сила материала. Однако для облегчения записи желательно иметь небольшую коэрцитивную силу. Противоречивым требованиям наилучшим образом удовлетворяют значения H_c , лежащие в интервале 20-50 кА/м. В дополнение к этому материал для магнитной записи должен обладать возможно более высокой стабильностью магнитных параметров при изменениях температуры. Сохранению записанной информации способствует выпуклая, близкая к прямоугольной форме, кривая размагничивания.

Следует отметить, что в настоящее время используют другие способы записи и хранения информации, к примеру, лазерные диски. В будущем, возможно, будут найдены новые материалы и устройства, которые значительно увеличат объем хранимой информации при минимальных размерах этих устройств. Однако магнитные материалы всегда будут востребованы в технике, поэтому в настоящее время является актуальным изучение их свойств, особенностей и возможностей применения.

ЛІТЕРАТУРА

- 1 Мирдель Г. Электрофизика. – М.: Мир, 1972. – 608 с.
- 2 Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1989. – 608 с.
3. Савельев Н.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1988. – т.2. – 496 с.
4. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1986. – 364 с.
5. Солимар Л., Уолш Д. Лекции по электрическим свойствам материалов. – М.: Мир, 1991. – 501 с.

ЗМІСТ

Структура модуля 5. Фізика електрорадіоматеріалів.....	3, 43
Вступ.....	5, 45
Глава I Загальні відомості про будову й зонну структуру речовин	
1.1 Будова твердого тіла	5, 45
1.2 Заповнення енергетичних зон електронами. Метали, напівпровідники й діелектрики.....	8, 48
1.3 Діелектрики в електростатичному полі.....	11, 51
1.4 Електропровідність діелектриків.....	13, 53
Глава II Властивості й види діелектриків	
2.1 Втрати в діелектриках.....	13, 54
2.2 Пробій у діелектриках.....	15, 56
2.3 Сегнетоелектрики, електрети, п'єзоелектрики, піроелектрики....	19, 59
Глава III Феромагнетики і їхні властивості	
3.1 Речовина в магнітному полі. Намагнічування.....	24, 67
3.2 Властивості феромагнетиків.....	27, 69
3.3 Магнітні втрати.....	32, 74
Глава IV Класифікація магнітних матеріалів	
4.1 Магнітом'які матеріали.....	34, 76
4.2 Магнітотверді матеріали.....	38, 81
4.3 Магнітні матеріали для зберігання інформації.....	42, 83
Література.....	83

Укладач: доцент Криськів С.К.