

ЗМІСТ

Вступ	
1 Магнітне поле в речовині	
1.1 Магнітне поле та його особливості.....	1.2 Атом в магнітному полі.....
1.3 Намагніченість. Магнітне поле в речовині.....	
2 Діамагнетики. Парамагнетики.....	
2.1 Діамагнетики. Ларморівська прецесія. Незалежність діамагнітної сприйнятливості від температури.....	
2.2 Парамагнетики. Механізм їх намагнічування.....	
2.3 Електронний парамагнітний резонанс.....	
2.4 Ядерний магнітний резонанс.....	
3 Ферромагнетики.....	
3.1 Феромагнетики. Магнітний гістерезис.....	
3.2 Закон Кюрі-Вейса.....	
3.3 Гіромагнітні явища. Дослід Бернетта та дослід Ейнштейна і де Гааза.....	
4 Теорія ферромагнетизму.....	
4.1 Феромагнетизм.....	
4.2 Антиферомагнетики. Феромагнетизм.....	
4.3 Ферити, їх властивості.....	
4.4 Нові магнітні матеріали.....	
5 Магнітні кола.....	
5.1 Закони магнітного кола.....	
5.2 Розгалуження магнітного потоку.....	
6 Трансформатори.....	
6.1 Трансформатори. Коефіцієнт корисної дії трансформаторів.....	

.....	7
.....	9
.....	9.....12
.....	15
.....	18

.....	18
.....	21
.....	23
.....	25
.....	28
.....	28
.....	33

.....	34
.....	38
.....	38
.....	40
.....	41
.....	42
.....	49
.....	49
.....	52
.....	58

.....	58
-------	----

6.2 Високочастотні трансформатори на феритових осердях.....	
---	--

6.3 Електромагніти та їх застосування.....	
7 Фізика напівпровідників.....	
7.1 Зонна теорія твердого тіла.....	
7.2 Електрофізичні властивості власних напівпровідників.....	
7.3 Елементи зонної теорії домішкових напівпровідників.....	
7.4 Концентрація вільних носіїв заряду в напівпровіднику.....	
8 Контакт двох напівпровідників різного типу провідності.....	
8.1 Дірково-електронний напівпровідниковий перехід.....	
8.2 Способи отримання р-n-переходу.....	
8.3 Розподіл носіїв заряду в р-n-переході.....	
9 Напівпровідникові діоди.....	
9.1 Напівпровідникові діоди. Вольт-амперна характеристика.....	
9.2 Імпульсні і частотні характеристики. Пробій.....	
9.3 Ємність р-n-переходу. Параметричний діод.....	
10 Тунельні діоди. Стабілітрони і стабілізатори.....	
10.1 Тунельні діоди.....	
10.2 Стабілітрони.....	
10.3 Постійний параметричний стабілізатор.....	
11 Біполярні транзистори.....	
11.1 Напівпровідниковий тріод (транзистор).....	
11.2 Статичні параметри біполярних транзисторів.....	

.....65

.....	67
.....	71
.....	71
.....	73
.....	76
.....	79
.....	86
.....	86
.....	89
.....	90
.....	94
.....	94
.....	96
.....	99
.....	103
.....	103
.....	106
.....	110
.....	114
.....	114
.....	118

11.3 Залежність параметрів транзистора від частоти. Високочастотні транзистори. Надвисокочастотні транзистори.....	
11.4 Потужні транзистори. Перемикаючі транзистори...	
11.5 Складені транзистори.....	
12 Різновидності біполярних транзисторів.....	
12.1 Масштабування транзисторів.....	
12.2 Інтегральна інжекційна логіка.....	
12.3 Транзистори на гарячих електронах.....	
12.4 Транзистори з проникною базою.....	
13 Уніполярні (польові) транзистори.....	
13.1 Загальні відомості.....	
13.2 Польові транзистори з керуючим р-n- переходом...	
13.3 СІТ – транзистори.....	
13.4 Польові транзистори з ізольованим затвором (МДН-транзистори).....	
13.5 Високочастотні характеристики польових транзисторів.....	
13.6 Польові прилади: стабілізатори струму, багатоканальні польові транзистори.....	
14 Структура „метал-діелектрик-напівпровідник” (МДН) та „метал-оксид-напівпровідник” (МОН)	
14.1 Ідеальна МДН-структура. Її основні характеристики.....	
14.2 МОН-структура. Si-SiO ₂ -МОН-структура. Її основні арактеристики.....	
15 Прилади із зарядовим зв’язком.....	
15.1 Прилади із зарядовим зв’язком.....	
15.2 Основні ПЗЗ-структури. Принцип роботи.....	

.....	119
.....	122
.....	123
.....	127
.....	127
.....	128
.....	129
.....	131
.....	132
.....	132
.....	132
.....	135
.....	136
.....	139
.....	141
.....	147
.....	147
.....	150
.....	154
.....	154
.....	155
15.3 ПЗЗ із закритим каналом.....	

16 Прямий та зворотний фотоефекти.....	
16.1 Закони зовнішнього фотоефекту.....	
16.2 Квантова теорія фотоефекту.....	
16.3 Види прямого фотоефекту. Фотоелементи та їх застосування.....	
16.4 Світлодіоди.....	
16.5 Лазерний діод.....	
16.6 Види лазерних діодів.....	
16.7 Застосування лазерних діодів.....	
17 Рідкі кристали.....	
17.1 Типи рідких кристалів.....	
17.2 Вплив фізичних полів на властивості рідких кристалів.....	
17.3 Застосування рідких кристалів.....	
Перелік використаних джерел	

.....	159
.....	161
.....	161
.....	163

.....	165
.....	170
.....	175
.....	179
.....	180
.....	182
.....	182
.....	183
.....	184
.....	188

ВСТУП

В наш час прогрес майже в усіх галузях науки і техніки багато в чому зумовлений успіхами в царині електромагнетизму та напівпровідникової електроніки. Тому знання основ цих галузей науки необхідні інженерів будь-якої спеціальності, зокрема студентам напряму підготовки „Комп’ютерна інженерія”.

Особливо важливо уявляти можливості сучасної електроніки для вирішення наукових та технічних задач у тій чи іншій галузі. Багато задач керування, вимірювання, інтенсифікації технологічних процесів, що виникають у різних галузях техніки, можуть бути успішно розв’язані спеціалістами, знайомими з основами електромагнетизму та електроніки.

Інформаційна електроніка складає основу електронно-обчислювальної та інформаційно-вимірювальної техніки, а також пристроїв автоматики. До неї належать електронні пристрої отримання, опрацювання та зберігання інформації, пристрої керування різними об’єктами та технологічними установками.

Розвиток сучасної промислової електроніки нерозривно пов’язаний із досягненнями мікроелектроніки, яка, в свою чергу, базується на інтегральній технології. Остання дозволила отримувати вузли електронних пристроїв, перш за все інформаційної електроніки, в мікровиконанні у вигляді інтегральних мікросхем. Питаннями побудови електронних пристроїв на інтегральних мікросхемах займається мікросхемотехніка.

Промислова електроніка тісно пов’язана з електротехнічними дисциплінами, які Ви вивчаєте у вузі. Вона базується на курсах вищої математики, фізики, теоретичних основ електротехніки, електричних вимірювань.

Електроніка стала могутнім засобом автоматизації та контролю виробничих процесів. Виключно велику роль відіграє вона при створенні роботизованих комплексів, що сприяють зменшенню використання важкої ручної праці у різних сферах виробництва та підвищенню якості продукції, що випускається.

Таким чином, тенденція розвитку техніки сьогодні така, що частка електронних вузлів у інформаційних пристроях автоматики

безперервно зростає. Цьому значною мірою сприяло широке впровадження інтегральної технології, що дала змогу на одному кристалі напівпровідника малої площі (декілька квадратних міліметрів) виготовляти складні функціональні вузли різного призначення.

Промисловість серійно випускає інтегральні підсилювачі електричних сигналів, комутатори, логічні елементи, лічильники імпульсів, кодові ключі, дешифратори і т. ін. В останні роки освоєно випуск великих інтегральних мікросхем (ВІМС) і мікромініатюрних обчислювальних машин, що отримали назву мікропроцесорів. Кількість елементів кожної ВІМС коливається від десятків одиниць до сотень тисяч і сягає кількох мільйонів у надвеликих мікросхемах.

Типові функціональні мікровузли дають змогу зібрати потрібний електронний блок без детального розрахунку окремих каскадів. І лише у тому випадку, коли типові інтегральні схеми не розв'язують якогось конкретного завдання, до них додають вузли на дискретних елементах, що потребує проведення відповідних розрахунків.

Значно підвищився інтерес до оптоелектроніки, де, крім електричних сигналів, використовуються і світлові. Тепер багато пристроїв, створення яких за допомогою суто засобів електроніки викликає значні труднощі, відносно просто можуть бути реалізовані за допомогою засобів оптоелектроніки спеціалістами, які навчаються за напрямками «Електромеханіка» та «Електротехніка».

Ці дисципліни, в свою чергу, є базисом для вивчення основ обчислювальної техніки, автоматики, перетворювальної техніки, автоматизованого електроприводу та інших спеціальних дисциплін.

Мета даного спеціального курсу фізики - знайомство з фізичними основами, будовою та параметрами напівпровідникових приладів, набуття навиків побудови й аналізу електронних пристроїв та систем, їх застосування при вирішенні виробничих завдань.

Наслідком навчання повинно бути вміння грамотно формулювати технічні завдання на розробку електронних пристроїв для вирішення конкретних задач та забезпечувати заявки на сучасне електронне устаткування.

1 МАГНІТНЕ ПОЛЕ В РЕЧОВИНІ

1.1 Магнітне поле та його особливості

Досліди показують, що в просторі, де є провідники із струмом, рухомі електричні заряди та постійні магніти, існує магнітне силове поле. Наявність в просторі магнітного поля виявляється завдяки його силовій дії на внесені в нього провідники із струмом або постійні магніти. **Важливою особливістю магнітного поля є те, що воно діє тільки на рухомі в цьому полі електричні заряди, а його джерелом є тільки рухомі електричні заряди та струми, які являють собою потік рухомих електричних зарядів.**

Характер дії магнітного поля на електричний струм залежить від форми провідника, його розміщення в просторі та від напрямку струму в провіднику. Отже, щоб охарактеризувати магнітне поле, слід розглянути його дію на певний струм. Для індикації та дослідження магнітного поля використовується замкнутий плоский контур із струмом (рамка із струмом), розміри і струм в якому малі в порівнянні з відстанню до провідників та струмів в них, які створюють магнітне поле. Орієнтація контура в просторі характеризується напрямом нормалі до площини контура. За позитивний напрям нормалі вважають напрям, який визначається за правилом правого гвинта, тобто за позитивний напрям нормалі приймається напрям поступального руху гвинта, головка якого обертається в напрямі струму, який протікає в рамці (рис.1.1). Рамкою із струмом можна скористатися також і для кількісного описання магнітного поля. Оскільки на рамку із струмом магнітне поле чинить орієнтуючу дію, то на неї в магнітному полі діє пара сил. Обертовий момент цих сил залежить як від властивостей поля в даній точці, так і від властивостей рамки:

$$\vec{M} = \vec{P}_m \times \vec{B}, \quad (1.1)$$

де $\vec{P}_m$ - вектор магнітного моменту рамки із струмом;

$\vec{B}$ - вектор індукції магнітного поля.

Рисунок 1.1

Вектор магнітного моменту направлений туди ж, куди і вектор нормалі $\vec{n}$ до площини рамки зі струмом (рис.1.1) Для плоского контуру з струмом I

$$\vec{P}_m = IS \frac{\vec{n}}{n}, \quad (1.2)$$

де S – площа поверхні контура (рамки).

Якщо в дану точку магнітного поля поміщати рамки з різними магнітними моментами, то на них діють різні обертові моменти, однак відношення

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m} = \text{const}, \quad (1.3)$$

де $M_{\max}$ – максимальний обертовий момент рамки, для всіх контурів одне і те ж.

Це відношення B є кількісною силовою характеристикою магнітного поля і називається індукцією магнітного поля в даній точці простору. Як видно із співвідношень (1.1-1.3), магнітна індукція $\vec{B}$ в даній точці однорідного магнітного поля визначається максимальним обертовим моментом $\vec{M}_{\max}$, що діє на рамку з магнітним моментом $P_m = I \cdot S$, коли нормаль $\vec{n}$ до площини рамки перпендикулярна до напрямку поля.

Згідно припущення французького фізика А.Ампера (1775-1836) в будь-якому тілі існують мікроскопічні (молекулярні) струми, обумовлені рухом електронів в атомах і молекулах. Ці струми створюють своє магнітне поле і їх площини можуть повертатися в магнітних полях макрострумів. Наприклад, якщо біля будь-якого тіла помістити провідник із струмом (макрострум), то під дією його магнітного поля мікроструми в усіх атомах орієнтуються певним чином, створюючи в речовині додаткове магнітне поле. Вектор магнітної індукції $\vec{B}$ характеризує результуюче магнітне поле, обумовлене мікро- і макрострумами, тобто при одному і тому ж макрострумі вектор індукції в різних середовищах буде мати різні значення. Магнітне поле макрострумів описується вектором напруженості $\vec{H}$. Для однорідного ізотропного середовища вектори індукції і напруженості магнітного поля зв'язані співвідношенням:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (1.4)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ – магнітна стала;

μ – відносна магнітна проникність середовища, яка показує, в скільки разів магнітне поле макрострумів підсилюється за рахунок поля мікрострумів середовища.

Співставляючи силові характеристики електричного $(\vec{E}; \vec{D})$ і магнітного $(\vec{B}; \vec{H})$ полів, слід відмітити, що аналогом вектора напруженості електричного поля є вектор індукції магнітного поля, оскільки вони залежать від властивостей середовища. Аналогом вектора електричної індукції є вектор напруженості магнітного поля, оскільки вони визначаються вільними зарядами та макрострумами відповідно і тому від властивостей середовища не залежать.

1.2 Атом в магнітному полі

Для того, щоб зрозуміти магнітні властивості середовища і їх вплив на магнітну індукцію, необхідно розглянути дію магнітного поля на атоми і молекули речовини. Для якісного пояснення магнітних явищ в середовищі можна вважати, що електрони рухаються в атомі по колових орбітах. Електрон, який рухається по одній з таких орбіт, еквівалентний коловому струму, тому він має орбітальний магнітний момент, модуль якого

$$P_m = I'S = evS, \quad (1.5)$$

де I' – сила мікроструму;

S – площа орбіти;

e – елементарний заряд;

v – частота обертання електрона по орбіті.

Якщо електрон рухається по годинниковій стрілці (рис. 1.2), то мікрострум направлений проти годинникової стрілки (заряд електрона негативний), а вектор магнітного моменту у відповідності з правилом правого гвинта направлений вздовж вісі обертання електрона. Електрон, який рухається по коловій орбіті радіуса r з швидкістю v , має механічний момент імпульсу, модуль якого

$$L = mvr = 2\pi mvr^2 = 2mvS, \quad (1.6)$$

де m – маса електрона.

Вектор $\vec{L}$, напрям якого також визначається за правилом правого гвинта, називається орбітальним механічним моментом електрона. Як видно з рис. 1.2, напрями векторів $\vec{P}_m$ і $\vec{L}$ протилежні, тому, враховуючи вирази (1.5) і (1.6) можна отримати:

Рисунок 1.2

$$\vec{P}_m = -\frac{e}{2m}\vec{L} = g\vec{L}, \quad (1.7)$$

де величина

$$g = -\frac{e}{2m} \quad (1.8)$$

називається **гіромагнітним відношенням** орбітальних моментів. Формула (1.8) виведена для колової орбіти, але вона справедлива і для еліптичних орбіт.

Експериментальне визначення гіромагнітного відношення g здійснено в дослідах Ейнштейна і де Гааза (1915р), які спостерігали повороти вільно підвішеного на тонкій кварцевій нитці залізного стержня при його намагнічуванні в зовнішньому магнітному полі

(по обмотці соленоїда пропускався змінний струм з частотою власних крутильних коливань стержня). При дослідженні вимушених крутильних коливань стержня визначили експериментально гіромагнітне відношення, яке виявилось

$$g_s = 2g = -\frac{e}{m}, \quad (1.9)$$

тобто в 2 рази більше від виведеного теоретично в межах класичної фізики гіромагнітного відношення (1.8). Для пояснення цього експериментального результату було припущено, а пізніше і доказано, що електрон має ще власний механічний момент імпульсу $\bar{L}_s$, який називається **спіном**. Спіну електрона відповідає власний (спіновий) магнітний момент:

$$\bar{P}_{mS} = g_s \bar{L}_s. \quad (1.10)$$

Гіромагнітне відношення спінових моментів в 2 рази більше від гіромагнітного відношення орбітальних моментів:

$$g_s = 2g. \quad (1.11)$$

Згідно теорії Н.Бора момент імпульсу атома квантується, тобто може набувати тільки ряд дискретних значень

$$L = n \hbar, \quad (1.12)$$

де $n=1,2,3,\dots$ - ціле число;

$\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – стала Планка.

Згідно квантової теорії орбітальний магнітний момент електрона:

$$P_m = gn \hbar. \quad (1.13)$$

Найменше значення магнітного моменту електрон може мати при $n=1$:

$$P_{m \min} = g \hbar = \frac{e \hbar}{2m} \quad (1.14)$$

Ця величина називається магнетоном Бора ($P_{m \min} = \mu_B = 9.27 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1}$).

Спінові відповідає магнітний момент, значення якого дорівнює магнетону Бора. Магнітні моменти будь-якого атома є векторною сумою орбітальних і спінових магнітних моментів електронів.

1.3 Намагніченість. Магнітне поле в речовині

Зміна магнітних властивостей речовини під дією зовнішнього магнітного поля називається намагнічуванням. Магнетики поділяють на 3 основні групи: діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики. Більшість речовин у зовнішньому полі намагнічуються слабо (діа- і парамагнетики). Сильні магнітні властивості мають тільки феромагнетики (залізо, нікель, кобальт та їхні сплави). Значна кількість магнетиків після припинення дії зовнішнього магнітного поля втрачає намагнічення. Однак є речовини, в яких є значна залишкова намагніченість після припинення дії зовнішнього магнітного поля. Такі намагнічені тіла називають постійними магнітами.

Для кількісного описання процесу намагнічення вводять величину вектора намагніченості, яка є магнітним моментом одиниці об'єму магнетика:

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_{mi}}{V}, \quad (1.15)$$

де $\sum \vec{p}_{mi}$ - векторна сума магнітних моментів атомів і молекул речовини в об'ємі V .

Магнітне поле в речовині складається з двох частин: магнітного поля макрострумів та магнітного поля мікрострумів. Тоді вектор магнітної індукції результуючого магнітного поля в речовині є векторною сумою індукції B_0 зовнішнього поля та індукції B' поля молекулярних струмів:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (1.16)$$

де $B_0 = \mu_0 H$ - вектор індукції магнітного поля мікрострумів

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{j} \quad (1.17)$$

Підставивши (1.17) у співвідношення (1.16), отримаємо:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{j} \quad (1.18)$$

Як показують експериментальні дослідження, в слабких магнітних полях вектор намагніченості пропорційний напруженості поля:

$$\vec{j} = \chi \vec{H} \quad (1.19)$$

де χ - безрозмірна величина, яка називається магнітною сприйнятливістю речовини. Для діамagnetиків $\chi < 0$ (поле молекулярних струмів протилежне до зовнішнього), для парамагнетиків $\chi > 0$ (поле молекулярних струмів підсилює зовнішнє магнітне поле). Підставивши (1.19) у (1.18) отримаємо:

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (1.20)$$

де μ - відносна магнітна проникність речовини.

Оскільки абсолютне значення магнітної сприйнятливості для діа- і парамагнетиків дуже мале ($\chi = 10^{-6} \div 10^{-4}$), то для них μ мало відрізняється від одиниці. Таким чином $\chi < 0, \mu < 1$ для діамagnetиків; для парамагнетиків $\chi > 0, \mu > 1$.

Запитання для самоперевірки

- 1 Які суттєві відмінності магнітного поля від електричного?
- 2 Який пристрій використовується для виявлення та дослідження магнітного поля?
- 3 Яким способом задається положення рамки із струмом в магнітному полі?
- 4 Що таке вектор магнітного моменту рамки із струмом?
- 5 Які силові характеристики магнітного поля ви знаєте?
- 6 Що таке гіромагнітне відношення?
- 7 Що таке магнетон Бора?
- 8 Що являє собою вектор намагніченості середовища?
- 9 Який фізичний зміст відносної магнітної проникності середовища?

2 ДІАМАГНЕТИКИ. ПАРАМАГНЕТИКИ

2.1 Діамагнетики. Ларморівська прецесія. Незалежність діамагнітної сприйнятливості від температури

Речовини, в атомах яких орбітальні і спінові магнітні моменти електронів є взаємно скомпенсованими (за відсутності зовнішнього магнітного поля), називають **діамагнетиками**. Іншими словами, атоми діамагнетиків не мають власних магнітних моментів. Це має місце в атомах, йонах і молекулах з повністю заповненими електронними оболонками: в атомах інертних газів, в молекулах водню, азоту тощо. Магнітні моменти електронів повністю забудованих електронних оболонок взаємно компенсуються.

Під час внесення діамагнетиків у зовнішнє магнітне поле в електронних оболонках атомів, за законом електромагнітної індукції, виникають індуковані колові струми. Ці струми створюють додаткові магнітні моменти атомів, напрямлені, згідно із законом Ленца, проти напрямку зовнішнього магнітного поля. Властивість речовини намагнічуватись протилежно до зовнішнього магнітного поля називають **діамагнетизмом**. Діамагнетизм, або діамагнітний ефект, властивий всім речовинам, оскільки він пов'язаний з виникненням додаткових колових рухів електронів в атомах речовин і зміною їхньої частоти обертання під час внесення в зовнішнє поле. У магнітному полі на рух електронів накладається додаткове обертання з частотою

$$\omega_l = -\frac{eB}{2m}, \quad (2.1)$$

де e – елементарний заряд;

m – маса електрона;

B – індукція магнітного поля.

Цю частоту називають **ларморівською**. $\omega_l \uparrow \uparrow B$, але у формулі

(2.1) взято знак мінус, оскільки тут враховано від'ємний знак заряду електрона.

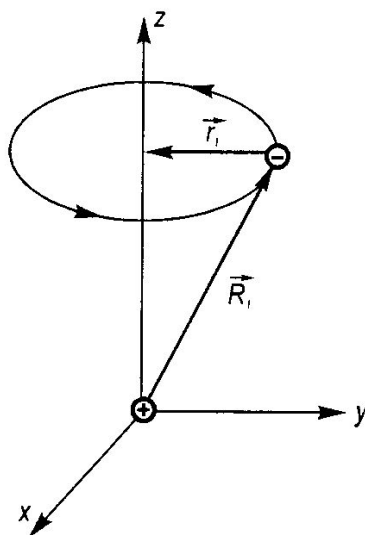


Рисунок 2.1

У 1895 р. англійський фізик Дж. Лармор (1857–1942), розглянувши більш загальний випадок довільної орієнтації векторів кутової швидкості обертання електронів відносно напрямку зовнішнього магнітного поля, дійшов до висновку, що подібно до гіроскопа, атом у магнітному полі здійснює прецесійний рух, названий **ларморівською прецесією**, частоту якої визначають за формулою (2.1). З цим рухом пов'язаний додатковий магнітний момент атомів, напрямлений проти зовнішнього поля, що є причиною діамagnetного ефекту. Внаслідок цього речовина в цілому намагнічується проти зовнішнього поля.

Розрахуємо магнітну сприйнятливість діамagnetиків. Кожний електрон у магнітному полі здійснює ларморівську прецесію навколо напрямку магнітного поля. Припустимо, що $\mathbf{H} \uparrow \uparrow \text{Oz}$. Магнітний момент i -го електрона (рис. 2.1)

$$p_{mi} = I_i S_i = \frac{e}{T} \pi r_i^2 = \frac{e r_i^2 \omega_A}{2} \quad (2.2)$$

Вектор намагніченості з урахуванням формули (2.1)

$$J = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n p_{mi} = -\frac{e^2}{4m} B n < \sum r_i^2 > \quad (2.3)$$

де n – концентрація атомів у речовині.

З рис. 2. 1 видно, що

$$R_i^2 = x_i^2 + y_i^2 + z_i^2 \quad (2.4)$$

де R_i – відстань i -го електрона від ядра. Через рівноправність

$$< x_i^2 > = < y_i^2 > = < z_i^2 > = \frac{1}{3} < R_i^2 >$$

орієнтації атомів у просторі

$$< r_i^2 > = < x_i^2 + y_i^2 > = \frac{2}{3} < R_i^2 > \quad \text{і, отже,} \quad < \sum r_i^2 > = \frac{2}{3} k < R_i^2 >$$

Тому

де k – кількість електронів у атомі.

Тоді

$$J = -\frac{e^2}{6m} k n < R_i^2 > \mu_0 H \quad (2.5)$$

На основі $J = \chi_d H$, отримуємо:

$$\chi_d = -\frac{e^2}{6m} k n < R_i^2 > \mu_0 \quad (2.6)$$

Звідси видно, що магнітна сприйнятливість діамагнетиків повністю визначається атомними характеристиками, які мало залежать від

напруженості магнітного поля і температури. Незалежність χ_d від температури пояснюється тим, що енергія теплового руху за порівняно не дуже високих температур є недостатньою, щоб змінити внутрішній стан атомів. Цей теоретичний висновок

підтверджується експериментально. За абсолютним значенням χ_d для діамагнетиків є малою – близько $10^{-5} \div 10^{-6}$.

Діамагнітні матеріали вивчають експериментально за їхньою

поведінкою в магнітному полі. З неоднорідного магнітного поля діамagnetики виштовхуються, а в однорідному полі діамagnetний стрижень орієнтується перпендикулярно до вектора індукції поля B . Крім інертних газів, до діамagnetиків належать вода, мідь, цинк, ртуть, свинець, срібло, золото, вуглець, сурма, вісмут, телур, миш'як і деякі інші елементи та багато органічних (нафта, тканини тварин і рослин) і неорганічних сполук.

До найбільш цікавих діамagnetиків належать надпровідники. Вони мають дуже велику магнітну сприйнятливість. Це зумовлено тим, що магнітне поле виштовхується з надпровідника.

2.2 Парамагнетики. Механізм їх намагнічування

Речовини, частинки яких (атоми, молекули, йони) без наявності зовнішнього магнітного поля мають власний магнітний момент P_m , називають **парамагнетиками**, а їхню властивість намагнічуватись у зовнішньому магнітному полі в напрямі, що збігається з напрямом цього поля, називають **парамагнетизмом**. Термін «парамагнетики» вперше ввів у 1845 р. М. Фарадей. Він поділив усі речовини (крім феромагнетиків) на діа- і парамагнітні.

Якщо немає зовнішнього магнітного поля, частинки парамагнітних речовин перебувають у неупорядкованому тепловому русі, а їхні магнітні моменти зорієнтовані в просторі рівноймовірно в усіх напрямках, причому орієнтація кожної частинки постійно змінюється. У цьому разі довільний елемент об'єму парамагнетика виявляється ненамагніченим через взаємну компенсацію магнітних полів окремих структурних одиниць речовини. У зовнішньому магнітному полі на елементарні носії

магнітних моментів P_m діє орієнтуюча сила, яка намагається зменшити кут між P_m і B . Тому при внесенні парамагнетика в магнітне поле, згідно із законом розподілу Больцмана, магнітні моменти окремих частинок набувають переважаної орієнтації в напрямі індукції зовнішнього поля. і парамагнетик намагнічується.

Напрямок індукції поля намагнічення магнетика збігається з індукцією зовнішнього поля і підсилює його. З ростом B зовнішнього поля збільшується орієнтуюча дія на елементарні магнітні моменти і намагніченість парамагнетиків зростає за законом $J = \chi_n H$,

де χ_n – магнітна сприйнятливість одиниці об'єму парамагнетика (завжди $\chi_n > 0$).

У досить сильному зовнішньому полі всі магнітні моменти парамагнітних частинок набувають орієнтації по полю і настає магнітне насичення $J = np_m$. З підвищенням температури T в заданому зовнішньому магнітному полі збільшується дезорієнтуючий тепловий рух частинок і магнітна сприйнятливість речовин зменшується. За класичною електронною теорією, яку вперше розробив П. Ланжевєн, парамагнітна сприйнятливість визначається за формулою

$$\chi_n = \frac{\mu_0 np_m^2}{3kT} = \frac{C}{T}, \quad (2.7)$$

де C – стала Кюрі.

Залежність $\chi_n \sim \frac{1}{T}$ вперше експериментально встановив у 1896 р. П. Кюрі ще до розробки відповідної теорії. Цю залежність називають **законом Кюрі**.

Атомні магнітні моменти парамагнетиків мають порядок $p_m \approx 10^{-23}$ А·м². Тоді для кімнатних температур $\chi_n \approx 10^{-3} - 10^{-4}$, тобто приблизно на один-два порядки більша від магнітної сприйнятливості діаманетиків. Тому в парамагнетиків слабкий діаманетичний ефект не проявляється і ним під час розрахунків нехтують.

Теорія Ланжевєна стосується парамагнітних газів, для яких взаємодія між атомами є слабкою через велику відстань між ними. Для газів експериментальні результати добре узгоджуються з

теорією. У твердих і рідких речовинах взаємодія між частинками є великою і це може призвести до істотного порушення сферичної симетрії електронних оболонок. Для температурної залежності врахування цієї взаємодії приводить до **закону Кюрі—Вейса**:

$$\chi_n = \frac{C'}{T - T_o}, \quad (2.8)$$

де C' – стала Кюрі;

T_o – характерна для кожної речовини температура, яка визначається їхніми властивостями і може бути додатною, від'ємною або дорівнювати нулеві.

Особливістю парамагнетиків порівняно з феромагнетиками є те, що після припинення дії зовнішнього магнітного поля впорядкована орієнтація магнітних моментів частинок через їхній тепловий рух порушується і намагніченість зникає. Існування у частинок парамагнітних речовин магнітних моментів пов'язують з рухом електронів в оболонках атомів (орбітальний парамагнетизм), із спіновими моментами електронів (спіновий парамагнетизм) та з магнітними моментами ядер (ядерний парамагнетизм). Магнітні моменти частинок (атомів, молекул) визначаються в основному електронами.

Експериментально парамагнітні речовини визначають за їхньою поведінкою в зовнішньому магнітному полі: в неоднорідному полі парамагнетики **втягуються** в область більш сильних полів, а в однорідному полі стрижні з парамагнітної речовини орієнтуються **паралельно** лініям індукції зовнішнього поля. До парамагнетиків належать магній, алюміній, кальцій, хром, марганець, кисень, літій, уран та ін.

2.3 Електронний парамагнітний резонанс

Електронний парамагнітний резонанс (ЕПР) полягає в резонансному поглинанні електромагнітної енергії речовинами, до складу яких входять парамагнітні частинки. Явище ЕПР відкрив у 1944 р. радянський вчений Є.К. Завойський. Якісно суть явища ЕПР

у загальних рисах можна пояснити на основі класичних уявлень.

При введенні речовини в зовнішнє магнітне поле в початковий момент його індукція в речовині наростає і внаслідок явища електромагнітної індукції виникає змінне електричне поле, що, у свою чергу, спричиняє виникнення магнітного поля, яке, діючи на магнітні моменти парамагнітних частинок, зміщує їх (**ларморівська прецесія**). Якщо після цього створити додаткове періодичне змінне магнітне поле, вектор індукції якого перпендикулярний до вектора індукції постійного поля, то внаслідок взаємодії магнітного моменту P_m атома з індукцією змінного поля B виникає момент сил M , який намагається змінити кут між P_m і B . Поки частота змінного поля не збігається з частотою ларморівської прецесії, доти в середньому момент сил M не змінює кут між P_m і B , оскільки деяку частину часу цей момент намагається збільшити кут, а решту часу зменшити, тому ефект дії M взаємно компенсується. Якщо ж частота зміни додаткового поля збігається з ω_L , то момент сил M залежно від співвідношення фаз ω_L і B або протягом усього часу збільшує кут між P_m і B , або ж, навпаки, зменшує його. В обох випадках змінюється кут, отже, змінюється намагніченість. Зміна орієнтації магнітних моментів атомів зумовлює зміну їхньої енергії в постійному магнітному полі: $w = -P_m B$. Ця зміна відбувається завдяки поглинанню енергії електромагнітної хвилі додаткового змінного поля.

Спостереження парамагнітного резонансу зводиться до вимірювання інтенсивності електромагнітної хвилі, яка проходить крізь магнетик з парамагнітними центрами, вміщений у постійне магнітне поле. У той момент, коли частота електромагнітної хвилі збігається з частотою ларморівської прецесії магнітних моментів парамагнітних частинок, настає **різке послаблення інтенсивності падаючої хвилі**. За цими спостереженнями судять про наявність

парамагнітних центрів. Класичні уявлення про ЕПР не розкривають повної картини механізму явища. Більш строгий підхід можливий лише на основі квантової теорії, яка дає можливість встановити кількісні співвідношення між параметрами явища. ЕПР спостерігається лише для тих речовин, атоми яких мають власний магнітний момент.

Електронний парамагнітний резонанс належить до радіоспектроскопічних методів дослідження властивостей парамагнетиків в сантиметровому і міліметровому діапазонах довжин електромагнітних хвиль. За спектрами ЕПР визначають валентність парамагнітних йонів та їхнє положення в кристалічній ґратці. Дані ЕПР використовують для розрахунку магнітної сприйнятливості парамагнетиків. Методом ЕПР визначають локалізацію різних дефектів кристалічної ґратки. Цей метод є надійним сучасним методом дослідження властивостей речовин і широко застосовується в хімії, біології, матеріалознавстві.

2.4 Ядерний магнітний резонанс

Ядерний магнітний резонанс (ЯМР) полягає у вибіркового поглинанні електромагнітної енергії речовиною, зумовленому ядерним парамагнетизмом. Метод ЯМР є одним із радіоспектроскопічних методів дослідження магнітних властивостей ядер, коли на досліджуваний зразок діють двома взаємно перпендикулярними магнітними полями: сильним постійним полем H_0 і слабким радіочастотним ($10^6 - 10^7$ Гц) полем H_1 .

Хоча ЯМР є чисто квантовим явищем, однак його особливості можна зрозуміти на основі класичних уявлень. Як відомо, протони і нейтрони, з яких складаються ядра атомів, мають власний механічний момент – спін. Більшість атомних ядер також має некомпенсований повний власний механічний (спіновий) момент кількості руху L . Спін ядра зумовлює дипольний магнітний

момент ядра $\vec{p}_{\text{тя}}$, причому $\vec{p}_{\text{тя}}$ і $\vec{L}$ можна вважати паралельними, тому

$$\vec{p}_{\text{тя}} = g\vec{L}, \quad (2.9)$$

де g – гіромагнітне відношення.

Магнітний момент ядра $\vec{p}_{\text{тя}}$, приблизно в 10^3 разів менший від електронного магнітного моменту. В зовнішньому магнітному полі H_0 на магнітний момент ядра $\vec{p}_{\text{тя}}$ діє обертальний момент $M = \vec{p}_{\text{тя}} \cdot \nabla H_0$ і, як наслідок, $\vec{p}_{\text{тя}}$ виконує прецесійний рух навколо H_0 з частотою ω_0 при незмінному куті φ . Прецесія $\vec{p}_{\text{тя}}$ створює змінний магнітний момент $\vec{p}_{\text{тя}} \sin \varphi$, який обертається в площині, перпендикулярній до H_0 (рис. 2.2). Радіочастотне поле H_1 , що обертається в тій самій площині з частотою ω , взаємодіє з ядерним магнітним моментом $\vec{p}_{\text{тя}}$. Ця взаємодія наростає з наближенням частоти ω до ω_0 при однакових напрямках векторів $\vec{p}_{\text{тя}}$ і H_1 . Для $\omega = \omega_0$ настає резонанс, що супроводжується максимальним поглинанням електромагнітної енергії речовиною з некомпенсованим парамагнетизмом ядер і це фіксується на ЯМР-спектрах.

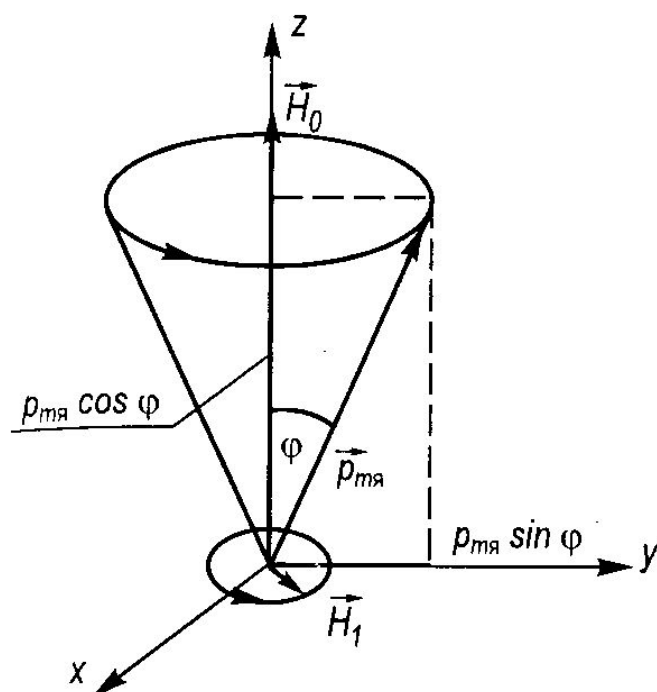


Рисунок 2.2

Метод ЯМР для дослідження механічних, електричних і магнітних властивостей ядер атомів набув значного поширення у фізиці, хімії, біології, техніці. Застосовуючи цей метод, отримують відомості про будову молекул, властивості речовин у рідкому і кристалічному станах та поведінку речовин у живих організмах, з високою точністю визначають деякі фізичні константи, контролюють хід хімічних реакцій тощо.

Запитання для самоперевірки

1

В чому полягає суть діаманітного

ефекту?	
2	Що є причиною ларморівської
прецесії?	
3	Як пояснити незалежність
діамагнітної сприйнятливості від температури?	
4	Які речовини називаються
парамагнітними?	
5	В чому суть закону Кюрі?
6	Записати і пояснити формулу Кюрі-Вейса.
7	В чому полягає явище електронного
парамагнітного резонансу?	
8	Де практично використовується
електронний парамагнітний резонанс?	
9	Що таке ядерний магнітний резонанс
і для розв'язку яких задач він використовується?	

3 ФЕРОМАГНЕТИКИ

3.1 Феромагнетики. Магнітний гістерезис

Речовини, які за певних умов мають самочинну (спонтанну) намагніченість, а їх магнітна сприйнятливість залежить від напруженості зовнішнього магнітного поля та попереднього їх стану, називають **феромагнетиками**. Цей термін походить від латинської назви основного їх представника – заліза. Особливістю феромагнетиків є те, що вони можуть мати макроскопічну намагніченість без зовнішнього магнітного впливу. Феромагнітні матеріали це – залізо, кобальт, нікель та їхні сплави. За низьких температур феромагнітні властивості мають також чисті хімічні речовини із родини лантанідів: гадоліній, тербій, диспрозій, гольмій, ербій і тулій. Атоми феромагнетиків мають некомпенсовані власні магнітні моменти, які завдяки внутрішнім взаємодіям можуть набувати певної впорядкованої просторової орієнтації, внаслідок чого речовина намагнічується.

Магнітна сприйнятливість феромагнетиків $\chi \gg 0$ і може досягати значень 10^2 - 10^5 . Іншими словами, зовнішнє магнітне поле всередині підсилюється феромагнетиками в сотні і тисячі разів.

Дослідження феромагнетиків почалося з експериментальних робіт, які провів, починаючи з 1871 р., російський фізик О.Г. Столетов (1839–1896). Першу напівфеноменологічну кількісну теорію розробив французький фізик П. Вейс (1865–1940) у 1907 р. Явище гістерезису відкрив у 1880 р. німецький вчений Е. Варбурґ (1846–1931).

За гіпотезою Вейса, яка пізніше підтвердилася експериментально, внаслідок наявності внутрішнього молекулярного поля в стані повного розмагнічення феромагнетики складаються з великої кількості малих, розмірами від тисячних до десятих часток міліметра, мікроскопічних областей спонтанного намагнічення (**доменів**, або областей Вейса), кожна з яких намагнічена до насичення. Магнітний момент домену в середньому в 10^{15} разів більший від магнітного моменту атома. Якщо немає зовнішнього магнітного поля, то магнітні моменти різних доменів напрямлені в

просторі хаотично. Тому феромагнетик в цілому ненамагнічений. Розпад феромагнетика на домени енергетично вигідний. Наявність доменів підтверджується експериментально за допомогою магнітних порошків, які після нанесення на поліровану поверхню феромагнетика осідають переважно на межах доменів, окреслюючи їхні розміри і форму.

Намагнічення феромагнетиків у зовнішньому полі спричиняється переорієнтацією векторів намагнічення доменів у напрямі прикладеного поля, яке включає зміщення, обертання і парaproцес. **Зміщення** визначається зміною меж між доменами. Ті домени, напрям орієнтації магнітного моменту яких близький до напрямку зовнішнього магнітного поля, починають збільшуватись за рахунок доменів, енергетичне менш вигідних. Під час такого зміщення домени можуть змінювати розміри, форму і власну енергію. Перешкоджають процесу зміщення дислокації, дефекти кристалічної ґратки, домішки, макротріщини тощо. **Процес обертання** означає, що вектор намагнічення окремих доменів повертається і орієнтується у напрямі поля. Фактором протидії таким поворотам може бути магнітна анізотропія феромагнетика, тобто залежність магнітних властивостей кристалів від напрямку намагнічення. Спочатку магнітні моменти доменів напрямлені вздовж осей легкого намагнічення, які взагалі можуть не збігатися з напрямом зовнішнього поля. Поворот намагніченості доменів пов'язаний із затратою енергії зовнішнього поля. **Парaproцес** (або справжнє намагнічування) полягає у збільшенні абсолютного значення спонтанної намагніченості J_s феромагнетиків під дією зовнішнього магнітного поля напруженістю H . Парaproцес настає при $H > H_s$ (H_s – напруженість поля, створена феромагнетиком) і зумовлений орієнтацією в полі напруженістю H елементарних носіїв магнетизму (спінових і орбітальних магнітних моментів атомів або йонів), які залишилися незорієнтованими в напрямі зовнішнього магнітного поля внаслідок дії теплового руху. Парaproцес є завершальним у намагнічуванні феромагнетиків, під час якого зі збільшенням напруженості H намагнічення J_s прямує

до абсолютного насичення J_0 , тобто до намагнічення, яке мав би феромагнетик за абсолютного нуля температури, коли всі носії магнетизму повністю зорієнтовані. Загалом парaproцес робить малий внесок у намагнічування феромагнетиків.



Рисунок 3.1

Коли ж ненамагнічений феромагнетик внести в зовнішнє магнітне поле, напруженість H якого буде зростати, то його вектор намагнічення J буде змінюватися нелінійно (рис. 3.1). Криву $J(H)$ називають **кривою першого намагнічення**. На ній можна виділити п'ять ділянок. Ділянка **I** – це область оборотного намагнічення, для якої $J = \chi H$. Вона зумовлена пружним зміщенням меж доменів. Ділянка **II** спричиняється оборотним і необоротним зміщеннями меж доменів. Для неї спостерігається квадратична залежність $J(H)$. Ділянка **III** є наслідком необоротного зміщення меж доменів і тут спостерігається швидкий ріст $J(H)$, що відповідає найбільшій магнітній проникності феромагнетика. В області **IV** відбувається перехід до насичення намагнічення. Ця область зумовлена переважно обертанням

магнітних моментів доменів. В області V спостерігається дуже слабке наростання кривої $J(H)$, її називають областю парапроцесу. Отже, намагнічення феромагнетиків не збільшується безмежно зі збільшенням напруженості магнітного поля, а має межу, яку називають **намагніченістю насичення**. Існування такої межі свідчить про те, що намагніченість феромагнетиків, як і парамагнетиків, пов'язана з переорієнтацією магнітних моментів структурних одиниць речовини.

Як видно з рис. 3.1, намагніченість J має нелінійний характер залежності від напруженості поля H . Тому для феромагнетиків магнітна сприйнятливість χ і магнітна проникність μ не є сталими величинами, а залежать від H . Криві намагнічення феромагнетиків залежать не тільки від фізичних властивостей матеріалів і зовнішніх умов, а й від послідовності проходження різних магнітних станів, тобто від попередньої історії намагнічення зразків. Це явище називають **магнітним гістерезисом**. Розрізняють криві першого намагнічення, криві циклічного перемагнічення (залежності $J(H)$ або $B(H)$), які отримують внаслідок багаторазового проходження певного інтервалу значень H у прямому і зворотному напрямках – статичні петлі гістерезису) та основні криві як геометричне місце вершин симетричних петель перемагнічення. За кривими перемагнічення визначають основні характеристики феромагнетиків: намагніченість, магнітну проникність, залишкову намагніченість.

Розглянемо магнітний гістерезис на прикладі перемагнічення в періодичному магнітному полі спочатку ненамагніченого феромагнітного зразка. Поступово збільшуючи напруженість зовнішнього магнітного поля H до певного значення H_1 , одержуємо криву намагнічення $B(H)$ (рис. 3. 2, лінія OA_1). Внаслідок зміни H від $+H_1$ до $-H_1$, крива намагнічення, як показують досліди, не збігається з кривою A_1O , а відстає і проходить по лінії

$A_1C_1D_1$. Якщо відбувається наступна зміна від $-H_1$ до $+H_1$, то крива намагнічення пройде вздовж лінії $D_1F_1A_1$. Замкнену криву $A_1C_1D_1F_1A_1$ називають **петлею гістерезису**. Якщо початкову криву намагнічення продовжити до насичення (точка A), то в процесі перемагнічення одержимо граничну петлю гістерезису $ACKDFK_1A$. Із цієї петлі видно, що після одержання кривої першого намагнічення OA зменшення напруженості зовнішнього магнітного поля H до нуля не спричиняє зменшення індукції B до нуля, яка зображується відрізком OC і характеризує залишкову намагніченість J_s . Феромагнетик у цьому стані є **постійним магнітом**.

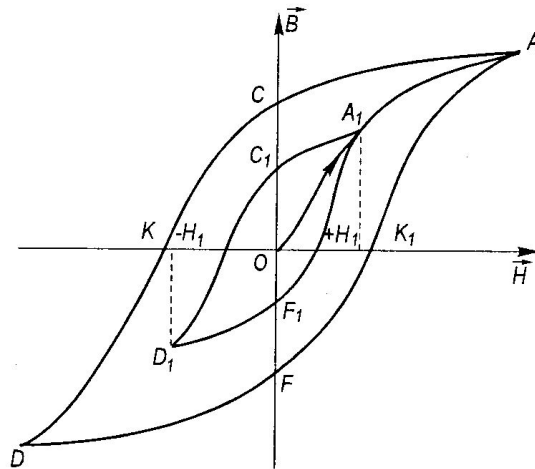


Рисунок 3. 2

Щоб ліквідувати залишкову намагніченість, треба змінити напрям намагнічення на протилежний, змінивши напрям зовнішнього поля H . Напруженість, яка відповідає точці K і зумовлює повне розмагнічення феромагнетика, називають затримуючою або **коерцитивною силою феромагнетика** H_c .

Форма петлі гістерезису, залишкова намагніченість і

коерцитивна сила – основні характеристики феромагнітних матеріалів, які є різними для різних феромагнетиків. За цими характеристиками феромагнетики поділяють на **магнітном'які** з великою магнітною проникністю і малою коерцитивною силою та **магнітнотверді** з відносно великою магнітною проникністю і великою коерцитивною силою. Магнітном'які феромагнетики використовують у радіо- і електротехніці (різні осердя електромагнітів, трансформаторів тощо), магнітнотверді – для виготовлення постійних магнітів. Площа петлі гістерезису пропорційна енергії, яка розсіюється у феромагнетику за один цикл його перемагнічення.

3.2 Закон Кюрі-Вейса

Важливою характеристикою феромагнетиків є наявність для кожного з них своєї критичної температури, за якої відбувається фазовий перехід другого роду, внаслідок чого феромагнетик перетворюється в парамагнетик або навпаки, залежно від того, в якому напрямі йде процес зміни температури. Цю властивість феромагнетиків вперше експериментально дослідив П. Кюрі. Тому температуру їх фазового переходу називають температурою або точкою Кюрі T_K . Феромагнітні властивості можуть зберігатися лише для $T < T_K$. З підвищенням температури спонтанне намагнічення зменшується і для $T = T_K$ зовсім зникає. Залежність магнітної сприйнятливості феромагнетиків від температури T речовин у феромагнітному стані ($T < T_K$) наближено описують законом Кюрі:

$$\chi = C(T - T_K)^{-\gamma}, \quad (3.1)$$

де $\gamma \neq 1$ і набуває різних значень у різних температурних інтервалах.

Намагніченість насичення J_s має найбільше значення для $T = 0\text{ K}$ і монотонно зменшується до нуля для температури, що дорівнює температурі Кюрі. Для $T > T_K$ речовина з феромагнітного стану переходить у парамагнітний і її магнітну сприйнятливість при

цьому описують законом Кюрі–Вейса:

$$\chi_n = \frac{C'}{T - T_o}, \quad (3.2)$$

де C' – константа, значення якої залежить від роду речовини. Температура Кюрі для заліза – 1042 К, кобальту – 1394 К, нікелю – 631 К.

3.3 Гіромагнітні явища. Дослід Бернетта та дослід Ейнштейна і де Гааза

До магнітомеханічних, або **гіромагнітних**, належать явища, зумовлені взаємозв'язком магнітних і механічних моментів мікрочастинок – носіїв магнетизму. Будь-яка мікрочастинка (електрон, протон, атомне ядро, молекула, йон), яка має механічний момент кількості руху, має також і певний магнітний момент. Магнітний момент орбітального руху електрона пов'язаний з його моментом імпульсу гіромагнітним відношенням (1.8). У свою чергу, власний (спіновий) магнітний момент електрона пов'язаний з його механічним спіновим моментом аналогічним співвідношенням (1.9). Механічний і магнітний моменти складних частинок (атомів, молекул, йонів) зумовлені переважно орбітальним та спіновим рухами електронів і визначаються векторною сумою відповідних моментів електронів. Для будь-яких складових мікроскопічних структурних одиниць речовини між магнітним і механічним моментами існує співвідношення, аналогічне (1.8). У зовнішньому магнітному полі разом із переорієнтацією магнітних моментів мікрочастинок відбувається певна переорієнтація і їхніх механічних моментів. Оскільки гіромагнітні відношення для орбітального і спінового $\vec{p}$ рухів електронів є різними, то сумарний магнітний момент $\vec{p}^m$ структурної частинки речовини є неолінійним з відповідним сумарним механічним моментом $\vec{L}$ цієї частинки. Між ними існує певний кут α . Згідно із законом збереження механічний момент імпульсу ізольованої системи не змінюється.

Тому в ізолюваному атомі напрям $\vec{L}$ зберігає свою орієнтацію в просторі, а магнітний момент $\vec{p}_m$ виконує прецесійний рух з великою кутовою швидкістю навколо напрямку механічного моменту. У взаємодії магнітного моменту $\vec{p}_m$ із зовнішнім магнітним полем ефективну роль відіграє не $\vec{p}_m$, а його складова p_m у напрямі повного механічного моменту атома $\vec{L}$. Співвідношення між магнітним і механічним моментами для будь-яких мікрочастинок речовини матиме вигляд

$$p_m = \gamma \frac{eL}{2m} \quad (3.3)$$

де γ – множник Ланде, який дорівнює 1 для орбітального і 2 для спінового рухів електрона, а для атома $1 \leq \gamma \leq 2$.

Збільшення внаслідок зовнішніх впливів сумарного механічного моменту кількості руху мікрочастинок, які складають фізичне тіло, зумовлює виникнення в ньому додаткового магнітного моменту, або, що те саме, додаткового намагнічення. І навпаки, в результаті намагнічування зразка він набуває додаткового механічного моменту, що проявляється в його макроскопічній поведінці.

Збільшення магнітного моменту (намагнічення) у феромагнітних зразках під час їх обертання, якщо магнітного поля немає, вперше виявив у 1909 р. американський фізик С. Барнетт (1873–1956). Це явище називають **ефектом Барнетта** або **механомагнітним явищем**. Суть його така. Атоми магнетика – це своєрідні гіроскопи, які мають властивість зберігати напрям своїх осей обертання в просторі. Тому й проекції магнітних моментів атомів на напрям їхніх механічних моментів також зберігаються незмінними. Під час обертання магнетика як цілого магнітні моменти атомів здійснюватимуть прецесійний рух у кристалічній ґратці відносно осі обертання з частотою обертання магнетика. Така впорядкована прецесія атомів відносно осі обертання магнетика зумовлює його додаткове намагнічення. Зауважимо, що в результаті

обертання магнетика в ньому виникає лише діамагнітна намагніченість, значення якої є досить малим і потрібен точний експеримент для її виявлення. За допомогою ефекту Барнетта визначають магнітомеханічне (гіромагнітне) відношення – відношення магнітного моменту електронів до їхнього механічного моменту.

Обернений ефект – виникнення механічного моменту феромагнетика в результаті його намагнічування в зовнішньому магнітному полі називають **магнітомеханічним явищем**. Це явище в 1915 р. вперше дослідили експериментально і пояснили теоретично А. Ейнштейн і нідерландський фізик В. де Гааз (1878–1960). Суть дослід така. Тіло циліндричної форми із пара- або феромагнітної речовини розташовують всередині котушки зі струмом. При цьому тіло намагнічується. Співвідношення (3.3) показує, що намагнічування феро- або парамагнітного циліндричного тіла вздовж його осі супроводжується не тільки тим, що магнітні моменти атомів орієнтуються в напрямі дії зовнішнього магнітного поля вздовж осі, а й тим, що атоми, а разом з ними і тіло в цілому набувають відповідного механічного моменту. Механічний момент тіла складається із суми механічних моментів атомів і механічного моменту циліндра як цілого. До намагнічування повний механічний момент тіла дорівнює 0.

Для ізольованої системи повний механічний момент кількості руху зберігається. При намагнічуванні повороти магнітних моментів атомів зумовлюють виникнення у них додаткових механічних моментів. Звідси випливає, що кристалічна ґратка магнетика в процесі намагнічування має одержати механічний момент, що дорівнює сумарному механічному моменту атомів, але протилежного напрямку. **Отже, якщо до намагнічування тіло перебувало у стані спокою, то внаслідок намагнічування воно має повернутися на певний кут. Ефект повороту є дуже малим.**

На основі даного дослідження можна було розрахувати γ . Для феромагнетиків експериментальне було отримано $\gamma = 2$. Це значення виявилось у два рази більшим, ніж у випадку, коли б магнітні властивості феромагнетиків визначались орбітальним рухом електронів. Ці результати були одержані ще до відкриття

спіну електрона і тому не могли бути пояснені. Після відкриття спіну стало зрозумілим, що феромагнетизм зумовлений наявністю **спінових**, а не орбітальних магнітних моментів електронів. Для інших магнетиків значення χ коливались між 1 і 2, тобто їхні магнітні властивості визначались як орбітальним, так і спіновим рухом електронів, внесок яких для різних матеріалів є різним. Знак гіромагнітного відношення в усіх випадках свідчив про те, що магнітні властивості всіх магнетиків визначаються рухом електронів.

Запитання для самоперевірки

- 1 Які основні аномальні характеристики мають феромагнетики?
- 2 Якими структурними магнітними елементами пояснюються властивості феромагнетиків?
- 3 Якими процесами спричиняється намагнічення феромагнетиків?
- 4 Пояснити особливості кривої намагнічення феромагнетика.
- 5 Якою властивістю феромагнетика пояснюється існування постійних магнітів?
- 6 Що таке коерцитивна сила? Показати її значення на петлі гістерезису.
- 7 Сформулювати закон Кюрі.
- 8 Записати і пояснити закон Кюрі-Вейса.
- 9 Пояснити суть механомагнітного явища.
- 10 Що таке магнітомеханічний ефект?

4 ТЕОРІЯ ФЕРОМАГНЕТИЗМУ

4.1 Феромагнетизм

Першу напівфеноменологічну кількісну теорію феромагнетизму розробив П. Вейс. Він виходив із того, що атоми феромагнетиків, як і парамагнетиків, мають магнітні моменти, які взаємодіють між собою із силою, що залежить від кута між напрямками їхніх моментів. Ці сили намагаються зорієнтувати магнітні моменти атомів у певному напрямі, завдяки чому феромагнетик намагнічується. Сили взаємодії між магнітними моментами атомів зводяться до певного **ефективного магнітного поля**, яке складається з **макроскопічного** поля в речовині з

індукцією **B** та **молекулярного поля**. На основі таких уявлень феромагнетик має бути спонтанно намагніченим навіть тоді, коли зовнішнього магнітного поля немає, оскільки паралельна орієнтація магнітних моментів енергетично вигідна через взаємодію між атомами. Справді, якщо в певний момент часу всі магнітні моменти атомів орієнтовані хаотично, але внаслідок флуктуацій випадково магнітні моменти двох атомів набудуть паралельної орієнтації в певному напрямі, то з'являється локальний надлишок молекулярного поля, яке змушує магнітні моменти інших атомів прийняти таку саму орієнтацію. Через наявність магнітної анізотропії кристалів спонтанне намагнічення відбувається в напрямі осей легкого намагнічення. Змінити переважаючу орієнтацію магнітні диполі самостійно не можуть, оскільки їм при цьому потрібно було б пройти ряд менш енергетично вигідних станів. Протидіє такій орієнтації тепловий рух. Однак за температури, нижчої від точки Кюрі, енергії теплового руху недостатньо для руйнування спонтанного намагнічення. У точці Кюрі відбувається фазовий перехід і феромагнетик переходить з упорядкованого стану в неупорядкований. Отже, теорія Вейса формально пояснює спонтанну намагніченість, існування температури Кюрі, закон Кюрі–Вейса.

Однак розрахунки показали, що магнітні поля, необхідні для спонтанної намагніченості феромагнетиків, у 10^3 – 10^4 разів більші від полів, які можуть створити зорієнтовані магнітні моменти

атомів цих речовин. Отже, поле Вейса не можна звести до магнітної взаємодії елементарних магнітних моментів. Цей висновок був підтверджений прямими дослідженнями, які в 1927 р. провів радянський фізик Я.Г. Дорфман (1898–1974). Природу магнітного поля Вейса пояснили у 1928 р. радянський фізик Я.І. Френкель і німецький фізик В. Гейзенберг (1901–1976) на основі квантової механіки.

Якщо розглянути рух електронів на основі квантової теорії, а їхню взаємодію за законом Кулона, то результат буде таким самим, як і при описанні руху електронів на основі класичної механіки. Для характеристики взаємодії електронів крім сил Кулона потрібно ввести ще додаткові сили, які називають **обмінними**. Обмінні сили короткодіючі (діють на відстанях атомних розмірів), і є силами електричного, а не магнітного походження. Енергія електростатичної взаємодії елементарних зарядів є достатньою для самочинного намагнічування. Однак класична фізика не могла пояснити, як електростатичне поле може впливати на магнітні властивості речовини. Це питання було вирішене на основі квантової фізики. Електрони різних атомів є тотожними, тобто атоми можуть обмінюватись ними без змін. Енергію обміну електронами називають **обмінною**. Для певним чином забудованих електронних оболонок атомів або структур кристалічних ґраток обмінні сили намагаються встановити спіни електронів сусідніх атомів паралельно між собою, що й стає причиною спонтанного намагнічення феромагнетиків. Обмінна взаємодія може бути замінена еквівалентним молекулярним полем Вейса. Отже, теорія Вейса на основі поняття обмінних сил набуває фізичного обґрунтування.

Теорія молекулярного поля добре узгоджується з дослідженнями для високих температур ($T \sim T_K$). У випадку низьких температур опис властивостей феромагнетиків можливий лише на основі квантово-механічної теорії спінових хвиль. Слід зазначити, що в теорії феромагнетизму ще багато незавершеного і вона продовжує розвиватись. Зв'язок феромагнетизму з багатьма немагнітними властивостями речовини дає можливість (за даними вимірювання магнітних властивостей) одержувати інформацію про різні тонкі специфічні особливості електронної структури кристалів. Тому феромагнетизм інтенсивно досліджується на електронному і

ядерному рівнях з використанням сучасних точних методів дослідження.

4.2 Антиферомагнетики. Феримагнетизм

Антиферомагнетизмом називають магнітовпорядкований стан речовини, характерний тим, що спінові магнітні моменти сусідніх частинок речовини зорієнтовані **назустріч один одному**. Тому намагніченість у межах доменів і речовини в цілому взаємно компенсується. Макроскопічно речовина виявляється ненамагніченою. Такі речовини називають **антиферомагнетиками**. Явище антиферомагнетизму має квантову природу. У найпростішому випадку, коли немає зовнішнього намагнічувального поля, можна уявити, що електронні спіни атомів утворюють ніби дві просторові магнітні підгратки з протилежною орієнтацією спінів. Якщо спонтанне намагнічення обох підграток є однаковим за значенням, то магнітний момент кожного домену дорівнює нулеві. Такий стан називають **антиферомагнітним**, а речовину – **скомпенсованим антиферомагнетиком**. У зовнішньому полі вони намагнічуються подібно до парамагнетиків – слабо. Явище антиферомагнетизму теоретично передбачив французький фізик Л. Неєль у 1932 р. і незалежно від нього радянський фізик Л.Д. Ландау в 1933 р. Антиферомагнітний стан речовини руйнується за температури, вищої від певної критичної, характерної для кожної речовини, і речовина з антиферомагнітного стану переходить у парамагнітний. Цю температуру називають точкою Неєля. До антиферомагнетиків належать деякі сполуки марганцю (MnO , MnS , MnF_2), заліза (FeF_2 , $FeCl_2$, FeO), хрому ($CrSb$, CrO_3) тощо.

За неоднакової спонтанної намагніченості підграток речовини (підгратки складаються з неоднакових видів магнітних йонів) настає неповна компенсація магнітних моментів у межах кожного домену і, отже, спостерігається результуюча спонтанна намагніченість. Такі речовини називають **нескомпенсованими антиферомагнетиками** або **феримагнетиками**. За зовнішніми ознаками магнітні властивості цих речовин майже не відрізняються від магнітних властивостей феромагнетиків. Однак іншою є температурна

залежність магнітної сприйнятливості, і вони, як правило, мають низьку температуру фазового переходу (точку Кюрі). Якщо феримагнетики мають ще й напівпровідникові властивості, то їх називають **феритами**.

Феримагнетизм є найбільш загальним випадком магніто-впорядкованого стану речовини. У цьому разі феромагнетизм можна розглядати як окремий випадок феримагнетизму, коли в речовині є лише одна підгратка. У свою чергу, антиферомагнетизм можна вважати окремим випадком феримагнетизму, коли всі підгратки складаються з однакових сортів магнітних іонів, тому їхня спонтанна намагніченість взаємно компенсується.

До феримагнетиків належать MgO , Fe_2O_3 та ін. Вони широко застосовуються в радіотехніці (магнітні схеми, осердя тощо), в обчислювальній техніці (магнітні комірки пам'яті).

4.3 Ферити, їх властивості

Як вже говорилося, феримагнетики з напівпровідниковими властивостями називають **феритами**. Ферити – це тверді розчини, що складаються з окислу заліза (Fe_2O_3) і окислів одного чи декількох металів. До складу феритів можуть входити окисли літію, цинку, нікелю, кадмію, свинцю, міді, магнію, марганцю й інших металів. Крім простих феритів, бувають подвійні, до складу яких входять два окисли металу, крім окислу заліза. Спрощена узагальнена хімічна формула простого фериту може бути зображена так: $M_xFe_yO_z$, де M – один з перерахованих металів.

У феритах магнітоактивні йони (які мають некомпенсовані спіни електронів, що знаходяться на внутрішніх оболонках) не можуть безпосередньо брати участь в обмінній взаємодії, тому що вони оточені йонами кисню, що не мають магнітного моменту. В таких речовинах здійснюється непряма обмінна взаємодія за посередництвом йонів кисню.

Ферити отримують спіканням в інтервалі температур 900–1400 °С дрібно роздроблених і добре перемішаних окислів. Змінюючи сполуку і режим обробки феритів, можна в дуже широких межах змінювати їхні магнітні властивості.

Основна перевага феритів перед металевими феромагне-

тиками полягає в тому, що вони, будучи напівпровідниками, володіють високим питомим опором. І тому ферити практично не мають втрат енергії на вихрові струми. Ця властивість дозволяє використовувати ферити як сердечники котушок індуктивності для високих частот.

Магній-марганцеві ферити і деякі інші матеріали, що володіють петлею гістерезису, близькою до прямокутної, застосовуються як елементи логічних і запам'ятовуючих пристроїв в електронних обчислювальних машинах.

В даний час у зв'язку з бурхливим розвитком техніки високих і надвисоких частот ферити знаходять усе більш широке застосування. Вони використовуються в багатоканальній телефонії, у радіолокації, в електроакустиці, у швидкодіючих електронно-обчислювальних машинах і т.п. Застосування феритів дозволяє скоротити габарити і зменшити масу апаратури, що має дуже важливе значення для авіаційної і ракетної техніки.

4.4 Нові магнітні матеріали

Магнітними називають матеріали, які використовують у різних галузях техніки з врахуванням їхніх магнітних властивостей. Виділяють дві основні групи магнітних матеріалів: **магнітом'які** і **магнітотверді**. Іноді виділяють третю групу матеріалів спеціального призначення. Особливістю магнітом'яких матеріалів є їхня властивість намагнічуватися до насичення навіть у слабких магнітних полях (висока магнітна проникність) і малі втрати на перемагнічування. Магнітотверді матеріали, навпаки, намагнічуються до насичення в порівняно сильних магнітних полях (мають невеликі значення магнітної проникності) і потребують значних витрат енергії на перемагнічування.

Намагнічування матеріалів обох груп відбувається аналогічно, однак кількісні співвідношення процесів зміщення меж доменів і обертання є різними. Процес зміщення меж доменів потребує значно менших витрат енергії, ніж процес обертання. Тому в магнітом'яких матеріалах процес намагнічення відбувається переважно внаслідок зміщення меж доменів, а в магнітотвердих –

завдяки обертанню магнітних моментів доменів. Ця закономірність не завжди виконується однозначно. Кожний з цих процесів наявний під час намагнічення будь-яких феромагнетиків.

Маючи петлі гістерезису для обох груп матеріалів, можна зробити висновок, що індукція насичення і залишкова індукція для них майже однакові, але значна відмінність існує у значеннях коерцитивних сил. Для промислових магнітом'яких матеріалів найменша $H_c \approx 0,4$ А/м, а для магнітотвердих найбільша $H_c \approx 800$ кА/м, тобто магнітом'які феромагнітні матеріали мають вузьку петлю гістерезису, а магнітотверді – широку. Умовно вважають, що матеріал є магнітом'яким, якщо $H_c < 800$ А/м, і магнітотвердим, якщо $H_c > 4$ кА/м.

До магнітних матеріалів **спеціального призначення** належать матеріали з прямокутною петлею гістерезису. Складні петлі гістерезису одержують практично для будь-яких феромагнітних матеріалів завдяки спеціальним видам обробки: механічній, термомеханічній, термохімічній та ін. Композиційні матеріали також дають можливість формувати ту чи іншу петлю гістерезису.

Магнітом'які матеріали. Ці матеріали класифікують за їхнім основним хімічним складом і поділяють на різні групи.

Технічно чисте залізо (низьковуглецева електротехнічна сталь). Воно легко обробляється, має хороші магнітні властивості. Недоліком є малий питомий опір, що обмежує застосування його в постійних магнітних полях і робить недоцільним використання в змінних магнітних полях внаслідок великих струмів Фуко. Технічно чисте залізо використовують переважно як матеріал для створення різноманітних феромагнітних сплавів.

Електротехнічні (кременисті) сталі – це твердий розчин силіцію в залізі. Ці матеріали мають великий питомий опір і високі магнітні властивості. Недоліком їх є висока твердість і крихкість. Електротехнічні сталі широко застосовують для виготовлення магнітопроводів, електричних машин, трансформаторів, дроселів та інших пристроїв, призначених для роботи в змінних полях із частотою 400–500 Гц в області малих, середніх і сильних магнітних

полів.

Пермалої – це сплави заліза і нікелю або заліза з нікелем і кобальтом. Їх часто додатково легують молібденом, хромом та іншими елементами. Перевагою їх є висока магнітна проникність у слабких полях і малі значення коерцитивної сили, тому вони мають велику чутливість магнітних властивостей до механічних напруг, малі значення індукції насичення. Пермалої використовують як магнітні елементи вимірювальних, автоматичних і радіотехнічних пристроїв, що працюють у слабких постійних і змінних полях з частотою до десятків кілогерц.

Магнітом'які ферити – це тверді розчини оксидів металів, які мають феромагнітні властивості з коерцитивною силою, що не перевищує 4 кА/м. Найбільш широко застосовують марганцево-цинкові (низькочастотні) і нікель-цинкові (високочастотні) ферити. Питомий опір феритів 10^6 – 10^{13} разів більший від питомого опору металевих феромагнітних матеріалів. Тому їх можна використовувати в області звукових і радіочастот з малими втратами енергії на перемагнічення. Недоліком їх є порівняно малі значення магнітної проникності, низькі значення індукції насичення, залежність магнітних властивостей від температури, крихкість і твердість.

Магнітодіелектрики — це суцільні матеріали, в яких феромагнітний матеріал роздроблений на частинки, які ізольовані одна від одної плівками з немагнітного матеріалу, що одночасно скріплюють феромагнітні частинки. Магнітодіелектрики мають великий питомий опір, завдяки чому їх використовують у високочастотних полях. Порівняно з феритами вони мають стабільніші магнітні характеристики, але менші значення магнітної проникності.

Аморфні матеріали є магнітом'якими матеріалами з особливою атомною структурою, яка має ближній порядок. Електромагнітні властивості їх кращі, ніж у електротехнічних сталей, і наближаються до властивостей пермалоїв. Аморфні матеріали мають високу корозійну стійкість, твердість при збереженні пластичності. Було отримано полімерні магнітні матеріали, які можуть бути перспективними для їх використання у змінних високочастотних полях.

Загальні вимоги до магнітом'яких матеріалів такі: матеріал

має легко намагнічуватися і розмагнічуватися (за цими параметрами кращими є пермалої), мати велику індукцію насичення, тобто забезпечувати проходження максимального магнітного потоку крізь переріз магнітопроводу (кращими за цими параметрами є сплав заліза з кобальтом, технічно чисте залізо й електротехнічна сталь).

Магнітом'які матеріали мають забезпечувати малі втрати енергії. Їх використовують для виготовлення осердь трансформаторів, індуктивних котушок, фільтрів, контурів, магнітних антен, статорів і роторів високочастотних електричних двигунів, відхиляючих систем телевізійної апаратури тощо.

Магнітотверді матеріали. Ці матеріали класифікують за способом їх отримання.

Литі магнітотверді матеріали виготовляють на основі сплавів $Fe - Ni - Al$ і $Fe - Ni - Al - Co$. Ці сплави мають хороші магнітні властивості, але погані механічні (висока твердість і крихкість). Велика коерцитивна сила їх пояснюється механізмом дисперсійного тверднення сплавів. Ці матеріали становлять 80 % усіх магнітотвердих матеріалів, що використовуються в народному господарстві.

Порошкові магнітотверді матеріали отримують пресуванням магнітних порошків за допомогою високих тисків з наступною термообробкою. Матеріали цієї групи ще поділяють на **металокерамічні, металопластичні, оксидні і мікропорошкові**. **Металокерамічні матеріали** виготовляють з металевих порошків пресуванням і спіканням їх за високих температур без зв'язуючого полімерного матеріалу. Ці матеріали мають дещо гірші магнітні властивості, але більший електричний опір, меншу густину, вони є дешевшими. Серед **оксидних магнітних матеріалів** найпоширенішими є ті, які виготовляють на основі оксиду кобальту. Оксидні матеріали мають велику коерцитивну силу, великий питомий опір, дешеві, що дає можливість застосовувати їх у високочастотних пристроях. Недоліком їх є залежність магнітних властивостей від температури. **Магнітні мікропорошкові матеріали** в основному виготовляють із заліза або заліза і кобальту. Великі значення коерцитивної сили для цих матеріалів пояснюються особливостями намагнічення однодоменних частинок. Ці матеріали мають обмежене використання.

Інші магнітотверді матеріали. До цієї групи належать мартенситні сталі, сплави з особливо великою коерцитивною силою на основі благородних металів, еластичні магніти, магнітні стрічки для звукозапису, сплави на основі рідкоземельних елементів. Магнітотверді матеріали застосовують переважно для виготовлення постійних магнітів шляхом короткочасного введення їх у сильне постійне магнітне поле. Після зняття зовнішнього поля завдяки наявності залишкової намагніченості магнітотвердий матеріал стає постійним магнітом.

Магнітний потік, який створюють постійні магніти, змінюється з часом внаслідок дії різних зовнішніх впливів: магнітних полів, механічних ударів, температури, радіації, зміни магнітного опору тощо.

Розрізняють структурну і магнітну нестабільності. Структурну нестабільність пов'язують зі зміною кристалічної будови, фазовими перетвореннями, зміною внутрішніх напруг і т. ін. Параметри, які змінилися через структурне старіння, можуть бути відновлені лише повторною термічною обробкою матеріалу. Магнітна нестабільність зумовлена зміною магнітної (доменної) структури матеріалів внаслідок переходу в термодинамічно рівноважний стан. Магнітна нестабільність спричинена змінами зовнішніх умов може бути оборотною і необоротною. Оборотною нестабільність відновлюють повторним намагніченням матеріалу, необоротну – термічною обробкою і повторним намагніченням.

Магнітні матеріали спеціального призначення. До них належать магнітні матеріали з прямокутною петлею гістерезису (ППГ). Вони широко застосовуються в пристроях автоматики, обчислювальної техніки, в приладах телеграфного зв'язку, в імпульсних системах радіозв'язку. Петлю гістерезису з ідеальною прямокутністю характеризують коефіцієнтом прямокутності α , що дорівнює 1. Матеріали, що застосовуються на практиці, мають $\alpha = 0,85-0,96$. Осердя, виготовлені з матеріалу з ідеальною прямокутністю, мають два стійких рівноважних магнітних стани, які відповідають позитивному і негативному значенням залишкового намагнічення. Тому їх використовують як магнітні елементи для збереження і перероблення інформації. Магнітні матеріали з ППГ поділяють на три групи: ферити; текстуровані

магнітні сплави у вигляді стрічок, товщина яких від 0,5 мм до мікрометрової товщини; тонкі феромагнітні плівки.

Широкого застосування набули **ферити для пристроїв НВЧ** (НВЧ включають частоти від сотень мегагерц до тисяч гігагерц, тобто для довжин хвиль від метрів до міліметрів). Транспортування електромагнітної енергії таких частот здійснюють за допомогою хвилеводів, а також коаксіальних і стрічкових ліній передачі. Хвилеводами є пустотілі труби круглого або прямокутного поперечного перерізу. Металеві магнітні матеріали на НВЧ не використовують через великі витрати енергії електромагнітних хвиль. Ферити мають великий опір (у мільйони разів більший від опору металів), тому витрати енергії в них зменшуються. Однак під час проходження електромагнітних хвиль крізь ферити ці хвилі активно взаємодіють з електронами речовини, внаслідок чого змінюються структура самого поля і швидкість його поширення та виникають інші ефекти. Використовуючи залежність властивостей феритів від напрямку поширення хвиль, з них виготовляють вентилі, перемикачі, пристрої для повертання фаз тощо. Широкого застосування набули ітрієві, літієві, магнієві, нікелеві ферохроміти. Застосовують також інші магнітні матеріали, наприклад термомагнітні матеріали, для яких характерна велика залежність магнітних властивостей від температури (частіше в інтервалі від -60 до +60 °C). Їх використовують для виготовлення магнітних шунтів або магнітних додаткових опорів. Магнітострикційні матеріали застосовують в генераторах звукових і ультразвукових коливань.

Матеріали із складною петлею гістерезису широко застосовуються в елементах пам'яті, логічних схемах, перетворювачах електричних величин, в автоматичності тощо. Їх одержують як композиційні магнітні структури.

Останнім часом виникла велика потреба в магнітних матеріалах для мікроелектроніки. Це переважно **матеріали із сильною одновісною магнітною анізотропією**. Нові магнітні матеріали потрібні для магнітооптичних пристроїв, які працюють в діапазонах оптичних хвиль, а також для термомагнітного запису інформації за допомогою променів лазера. Під напрямленою дією променя лазера в магнітних матеріалах відбуваються локальні зміни. Це забезпечує запис і збереження інформації, яка у разі

потреби може бути відтворена. Розвиток різних галузей техніки ставить все нові вимоги до магнітних матеріалів, виготовлення яких ґрунтується на знаннях природи і механізмів намагнічення.

Запитання для самоперевірки

- | | |
|---|---|
| 1 | Що таке спонтанне намагнічення феромагнетика? |
| 2 | Де проявляються обмінні сили? |
| 3 | Які речовини є антиферомагнетиками? |
| 4 | Що таке ферити і де вони використовуються? |
| 5 | Охарактеризувати основні групи магнітом'яких матеріалів. |
| 6 | Описати властивості та застосування магнітодіелектриків та аморфних магнітних матеріалів. |
| 7 | Охарактеризувати основні типи магнітотвердих матеріалів та їх застосування. |
| 8 | Описати магнітні матеріали спеціального призначення. |

5 МАГНІТНІ КОЛА

5.1 Закони магнітного кола

Магнітні потоки широко використовують у сучасній електротехніці. Дія електромагнітів, потужних генераторів електричного струму, електродвигунів, трансформаторів і багатьох вимірювальних приладів ґрунтується на існуванні в них магнітного потоку.

Для підсилення магнітного потоку майже завжди застосовують феромагнітні матеріали. Виготовляючи з цих матеріалів тіла різної форми і розмірів, можна створювати магнітні потоки потрібної величини і напрямляти їх у бажаному напрямі. Сукупність тіл, всередині яких проходять замкнені лінії магнітної індукції, називають *магнітним колом*.

Загальні закони магнітного поля дають змогу обчислити магнітний потік у будь-якому заданому магнітному колі. Однак практично зручніше не користуватися безпосередньо цими законами, а спочатку вивести з них деякі загальні наслідки, або **закони магнітного кола**, і потім застосовувати ці більш частинні закони до розв'язання практичних задач.

Розглянемо спочатку просте або **нерозгалужене** магнітне коло (рис. 5.1). Вважатимемо, що воно складене з двох частин: ярма з перерізом S з матеріалу з магнітною проникністю μ і проміжку (наприклад, повітряного), що має такий самий переріз і магнітну проникність μ_1 . Виділивши середню лінію індукції і застосувавши до неї теорему про магнітну напругу, отримаємо:

$Hl + H_1 l_1 = NI,$	(5.1)
----------------------	-------

де H – напруженість поля всередині ярма;

H_1 – напруженість поля всередині проміжку;

l – довжина ярма, виміряна вздовж середньої лінії індукції;

l_1 – довжина проміжка;

N – кількість витків обмотки;

I – величина струму в ній.

Оскільки лінії індукції неперервні, то значення магнітного потоку Φ всередині ярма і всередині проміжку однакові. Далі, користуючись співвідношеннями

$$\Phi = BS, \quad B = \mu\mu_0 H, \quad (5.2)$$

напруженість поля можна подати через потік:

$$H = \frac{\Phi}{\mu\mu_0 S}, \quad H_1 = \frac{\Phi}{\mu_1\mu_0 S}, \quad (5.3)$$

Підставляючи ці вирази у формулу (5.1) і визначаючи з неї потік Φ , знаходимо:

Рисунок 5.1

$$\Phi = \frac{NI}{\frac{l}{\mu\mu_0 S} + \frac{l_1}{\mu_1\mu_0 S}}. \quad (5.4)$$

Знайдена формула подібна до закону Ома для замкненого електричного кола, зображеного на рис. 5.1. При цьому величина

$$\varepsilon_m = NI \quad (5.5)$$

відіграє роль електрорушійної сили і тому за аналогією вона називається **магніторушійною силою**. Сума

$$R_m = \frac{l}{\mu\mu_0 S} + \frac{l_1}{\mu_1\mu_0 S} \quad (5.6)$$

входить у формулу так само, як і повний опір електричного кола в закон Ома, і тому її називають **повним магнітним опором кола**. Величини

$$r_m = \frac{l}{\mu\mu_0 S}, \quad r_{m1} = \frac{l_1}{\mu_1\mu_0 S} \quad (5.7)$$

означають магнітні опори ділянок кола. Магнітний опір залежить від довжини магнітопроводу l і його перерізу S , як і електричний опір, але роль питомої електропровідності відіграє магнітна проникність μ_0 .

Користуючись цими поняттями, ми можемо подати знайдені результати так:

$\Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m}$	(5.8)
------------------------------------	-------

Отже, у **нерозгалуженому магнітному колі магнітний потік дорівнює частці від ділення магніторушійної сили на повний магнітний опір**.

Порівнюючи (5.6 і (5.7), ми також бачимо, що повний опір нашого кола дорівнює сумі опорів його частин:

$$R_m = r_m + r_{m1}. \quad (5.9)$$

Очевидно, цей результат буде справедливий і тоді, коли коло складено з будь-якого числа частин, якщо тільки магнітний потік проходить цілком послідовно через ці частини: при послідовному сполученні магнітопроводів їх магнітні опори додаються.

На рис. 5.2 зображено дослід, який ілюструє вплив магнітного опору. П-подібний залізний сердечник намагнічується обмоткою I , увімкненою послідовно з амперметром A і реостатом у коло змінного струму. В обмотці 2 наводиться е.р.с. індукції і покази вольметра V пропорційні величині магнітного потоку в сердечнику. Якщо, зберігаючи незмінною величину струму в обмотці I , замкнути сердечник залізною пластиною, то магнітний опір кола зменшується і показ вольметра збільшується.

Слід зазначити, що запроваджені терміни і поняття мають тільки формальний характер. У магнітному потоці ніякі частинки не рухаються і тому немає підстави говорити ні про “магніторушійну силу”, ні про “магнітний опір”. Фізична суть описаного досліду полягає в тому, що вводячи в магнітне коло намагнічувані тіла, ми вводим в дію молекулярні струми магнетиків, які й створюють

додаткові магнітні потоки. Однак згаданий вище формальний опис зручний для розв'язування практичних задач і тому його застосовують в електротехніці.

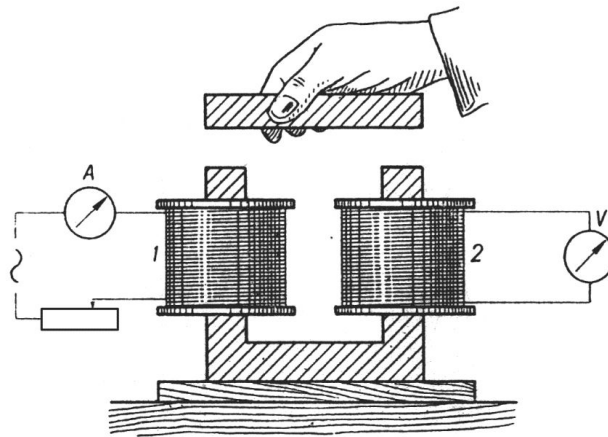


Рисунок 5.2

5.2 Розгалуження магнітного потоку

Поряд з простим магнітним колом, розглянутим вище, на практиці доводиться зустрічатися із складнішими колами, у яких магнітний потік розгалужується. Приклад такого магнітного кола зображено на рис. 5.3. Користуючись теоремою про магнітну напругу, можна і в цьому випадку дати прості правила для обчислення магнітного потоку.

$$H_1 = \frac{\Phi_1}{\mu_1 \mu_0 S_1}, \quad H_2 = \frac{\Phi_2}{\mu_2 \mu_0 S_2}$$

Розглянемо замкнений контур *абдеа* (рис. 5.3), який входить до складу нашого кола, і позначимо довжину ділянки *бд* через l_1 , її переріз – через S_1 і напруженість поля в ній – через H_1 , а відповідні величини для ділянки *деаб* – через l_2 , S_2 , і H_2 . Як і раніше, H_1 і H_2 можна подати через потоки Φ_1 і Φ_2 у розглядуваних ділянках:

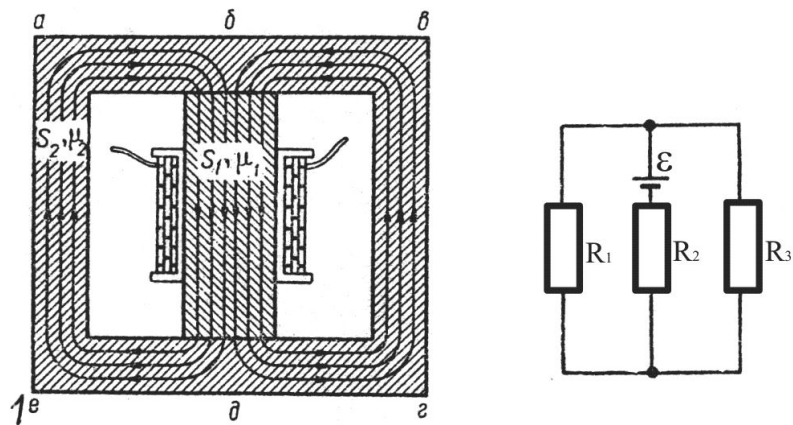


Рисунок 5.3

$\Phi_1 \frac{l_1}{\mu_1 \mu_0 S_1} + \Phi_2 \frac{l_2}{\mu_2 \mu_0 S_2} = N_1 I_1$	(5.11)
---	--------

Але

$\frac{l_1}{\mu_1 \mu_0 S_1} = r_{m1}, \quad \frac{l_2}{\mu_2 \mu_0 S_2} = r_{m2}$	(5.12)
--	--------

– магнітні опори ділянок кола *бд* і *деаб*, а

$N_1 I_1 = \varepsilon_{m1}$	(5.13)
------------------------------	--------

– магніторушійна сила цього кола, і попередня формула набуває простого вигляду:

$\Phi_1 r_{m1} + \Phi_2 r_{m2} = \varepsilon_{m1}$	(5.14)
--	--------

У виділений замкнений контур можуть входити не дві ділянки з різними потоками, а яка завгодно їх кількість, і в кожній з цих ділянок може бути своя намагнічуюча обмотка. Тому в загальному випадку

$\sum \Phi_k r_{mk} = \sum \varepsilon_{mk} .$	(5.15)
--	--------

Ця формула має такий самий вигляд, як і друге правило Кірхгофа для розгалужуваних струмів, причому замість величини струму I входить магнітний потік Φ , а роль електричного опору r і е.р.с. ε відіграють магнітний опір r_m і магніторушійна сила ε_m .

Користуючись формулою (5.15) треба, очевидно, врахувати правило знаків для ε_m і Φ . Магніторушійну силу вважають додатною, якщо відповідна обмотка створює потік, напрям якого збігається з вибраним напрямом обходу контура. Додатне значення потоку Φ означає, що напрям потоку збігається з вибраним напрямом обходу.

Розглянемо тепер який-небудь вузол розгалуження магнітного кола (рис. 5.4), в якому збігаються 3 або більше магнітопроводів.

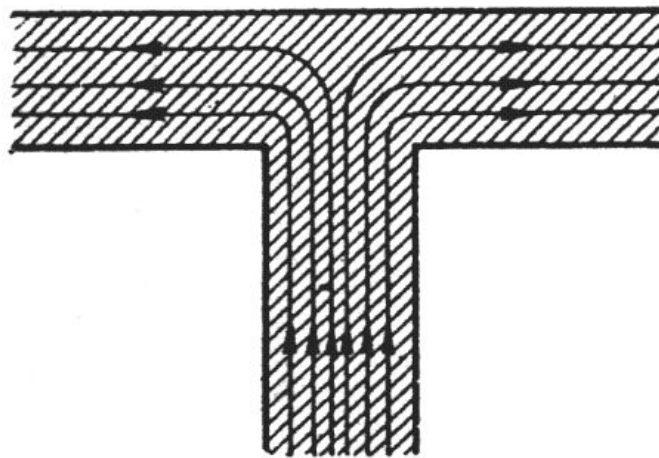


Рисунок 5.4

Оскільки лінії індукції неперервні, то загальне кількість цих ліній, які йдуть до вузла розгалуження, дорівнює кількості ліній, які виходять з вузла розгалуження. Сума всіх потоків, напрямлених до місця розгалуження, дорівнює сумі всіх потоків, які виходять з нього. Позначаючи ці потоки різними знаками, отримаємо для кожного вузла розгалуження:

$\sum \Phi_k = 0.$	(5.16)
--------------------	--------

Ця формула має такий самий вигляд, як і перше правило Кірхгофа.

Отже, задача обчислення потоків у будь-якому магнітному колі аналогічна до задачі обчислення струмів в електричному колі, причому кожному магнітному колу відповідає аналогічне електричне коло (рис. 5.3).

Користуючись цією аналогією, у ряді випадків можна не розв'язувати задачі зовсім, а скористатися вже відомим розв'язком електричної задачі. Так, наприклад, ми знаємо, що при паралельному сполученні провідників струми в них обернено пропорційні опорам. Тому можна твердити, що і при паралельному сполученні магнітопроводів магнітні потоки в них будуть обернено пропорційні магнітним опорам.

На рис. 5.5 зображено дослід для демонстрування паралельного сполучення магнітопроводів. Ш-подібний залізний сердечник несе на собі намагнічуючу обмотку 3, яка живиться змінним струмом, і дві вимірювальні обмотки 1 і 2, з'єднані з

Рисунок 5.5

однаковими вольтметрами. При замиканні віток 1 і 3 залізним якорем опір кола 1-3 менший від опору кола 2-3, що має повітряний проміжок (на еквівалентній електричній схемі $R_1 < R_2$), магнітний потік у ньому більший і показ вольтметра B_1 буде значно більший, ніж вольтметра B_2 . А коли якорем замкнути вітки 2 і 3, то показ вольтметра B_2 стане більшим від показу B_1 .

На рис. 5.6 зображено дослід з "магнітним шунтом". Постійний магніт притягує якор A з вантажем, який підібрано так, щоб їх загальна вага була трохи менша за підіймальну силу магніту.

Якщо замкнути магніт залізною пластинкою B дещо вище від якоря A , то магнітний потік розгалужується і тільки частина його пронизує залізний якір; внаслідок цього підймальна сила магніту зменшується і якір з вантажем відривається від магніту.

Користуючись аналогією між магнітними і електричними колами, слід мати на увазі, що тут є й істотна відмінність. Питома електропровідність металів практично не залежить від густини струму, і тому опори ділянок електричного кола можна вважати сталими. Магнітна проникність μ залежить від напруженості магнітного поля, а отже і магнітоопори у формулі (5.15) є змінними величинами, які залежать від значення потоку Φ .

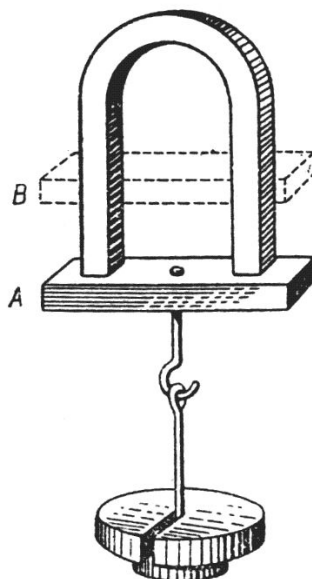


Рисунок 5.6

Запитання для самоперевірки

- 1 Що називають магніторушійною силою?
- 2 Що таке магнітний опір і від чого він залежить?

- 3 Сформулювати закон Ома для магнітного кола.
- 4 Чим відрізняються нерозгалужені і розгалужені магнітні кола?
- 5 Сформулювати перше правило Кірхгофа для магнітного кола.
- 6 Сформулювати друге правило Кірхгофа для магнітного кола.
- 7 Як визначити повний магнітний опір для послідовного і паралельного з'єднаннях магнітопроводів?
- 8 Поясніть правила знаків для магніторушійних сил і магнітних потоків.

6 ТРАНСФОРМАТОРИ

6.1 Трансформатори. Коефіцієнт корисної дії трансформаторів

Трансформатор – це електромагнітний пристрій, призначений для перетворення змінного струму однієї напруги в змінний струм іншої напруги за незмінної частоти.

Трансформатор складається з феромагнітного магнітопровода (сердечника) і розташованих на ньому обмоток. **Магнітопровід** служить для забезпечення найбільш повного зв'язку між первинною і вторинною обмотками і збільшення магнітного потоку. Обмотка, що підключається до джерела напруги, називається первинною, а обмотки, до яких ввімкнені споживачі електричної енергії, – вторинними. Трансформатори, в яких у вторинних обмотках кількість витків більша порівняно з первинною, називаються підвищувальними. І навпаки, трансформатори, в яких у вторинних обмотках кількість витків менша порівняно з первинною, називаються понижувальними.

У залежності від призначення трансформатори діляться на трансформатори живлення, погоджувальні трансформатори і імпульсні трансформатори.

Трансформатори живлення застосовуються в блоках живлення радіоприладів і служать для отримання змінних напруг, необхідних для нормального функціонування апаратури. Умовно вони діляться на малопотужні (вихідна потужність до 1 кВт) і потужні (вихідна потужність більша, ніж 1 кВт), низьковольтні (напруга на обмотках не перевищує 1000 В) і високовольтні. Крім того, трансформатори живлення додатково класифікуються за частотою перетвореної напруги. За конструкцією до трансформаторів живлення близькі дроселі. Власне кажучи, дроселі – це однообмоткові трансформатори, що призначені для послідовного ввімкнення в коло пульсуючого струму з метою усунення його пульсацій.

Погоджувальні трансформатори призначені для зміни рівня напруг (струмів) електричних сигналів, що несуть корисну

інформацію. Вони дозволяють погодити джерело сигналів з навантаженням за мінімального спотворення сигналу. Разом з активними елементами (транзисторами, лампами) вони входять до складу пристроїв, що підсилюють електричні коливання.

Розрізняють вхідні, міжкаскадні і вихідні трансформатори. Вхідні трансформатори вмикаються на вході підсилювального пристрою і погоджують вихідний опір джерела сигналів, наприклад мікрофона, із вхідним опором підсилювача. Оскільки рівень вхідних сигналів порівняно невеликий, то ці трансформатори повинні бути добре захищені від впливу зовнішніх магнітних полів. Міжкаскадні трансформатори погоджують вихідний опір попереднього каскаду з вхідним опором наступного. Вихідні трансформатори погоджують вихідний опір підсилювача із зовнішнім навантаженням. Ці трансформатори повинні забезпечувати передачу великої потужності від підсилювача в навантаження.

Імпульсні трансформатори призначені для формування і трансформації імпульсів малої тривалості. Основною вимогою до імпульсних трансформаторів є вимога малих спотворень форми імпульсу, що трансформується.

Незважаючи на розходження функцій трансформаторів, основні фізичні процеси, що протікають у них, ті самі. Тому трансформатори різного схемного призначення мають однотипну конструкцію.

Для трансформаторів застосовують 3 типи магнітопроводів: стержневий, броньовий і кільцевий.

Трансформатори зі **стержневим магнітопроводом** (рис.6.1,а,б) мають нерозгалужене магнітне коло, на двох його стержнях розташовують дві котушки з обмотками. Таку конструкцію використовують звичайно для трансформаторів великої і середньої потужності, тому що наявність двох котушок збільшує площу тепловіддачі і поліпшує теплообмінний режим обмоток. Трансформатори з **броньовим сердечником** (рис.6.1,в,г) мають розгалужене магнітне коло, обмотки в цьому випадку розміщуються на одній котушці, розташованій на центральному стержні магнітопровода. Такі магнітопроводи використовують у малопотужних трансформаторах.

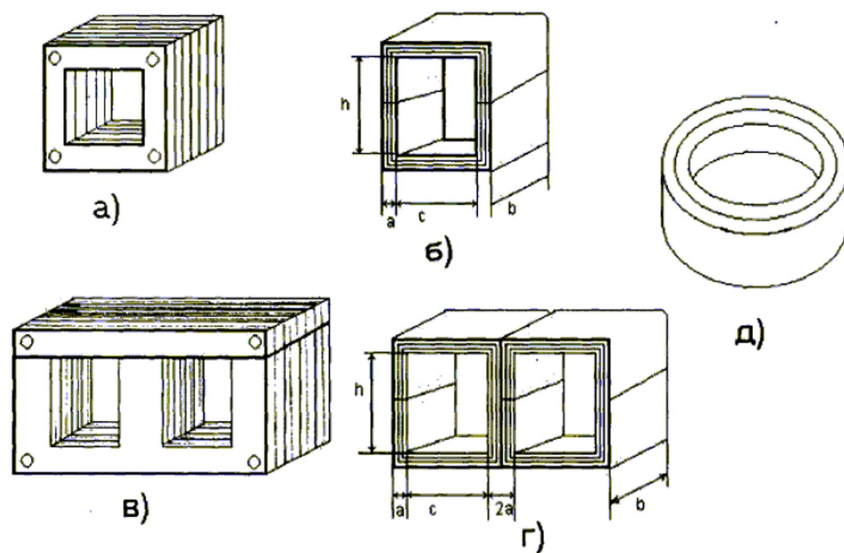


Рисунок 6.1

Трансформатори на **кільцевих сердечниках** (тороїдах) (рис.6.1д) найбільш складні і дорогі. Основними перевагами їх є дуже незначна чутливість до зовнішніх магнітних полів і мала величина потоку розсіювання. Обмотки в трансформаторі намотують рівномірно по всьому тороїду, що дає змогу ще більш зменшити магнітні потоки розсіювання.

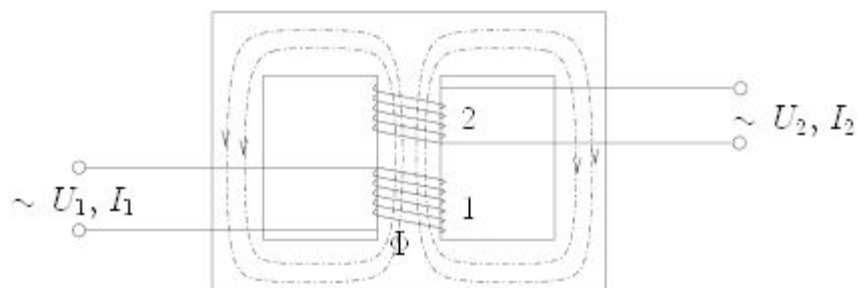


Рисунок 6.2

Робота трансформатора, схематична будова якого представлена на рис. 6.2, ґрунтується на явищі електромагнітної індукції. На первинну обмотку подається напруга U_1 від зовнішнього джерела. Змінний струм I_1 , що протікає первинною обмоткою, створює у магнітопроводі магнітний потік Φ_0 . У результаті електромагнітної індукції, змінний магнітний потік Φ_0 у магнітопроводі створює у всіх обмотках, в тому числі і у первинній, ЕРС індукції, пропорційну першій похідній магнітного потоку Φ_0 від часу t :

$$\varepsilon_1 = -N_1 \frac{d\Phi_0}{dt}, \quad (6.1)$$

де ε_1 – ЕРС самоіндукції в первинній обмотці;

N_1 – кількість витків в первинній обмотці.

ЕРС індукції у вторинній обмотці ε_2 :

$$\varepsilon_2 = -N_2 \frac{d\Phi_0}{dt}, \quad (6.2)$$

де N_2 – кількість витків у вторинній обмотці.

Величину ε_2 можна виміряти безпосередньо, під'єднавши вольтметр до клем незамкненої вторинної обмотки ($U_2 \approx \varepsilon_2$). На основі (6.1) і (6.2) отримаємо:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{N_1}{N_2} = k. \quad (6.3)$$

Це відношення називається коефіцієнтом трансформації. Якщо $k > 1$ – трансформатор знижувальний, $k < 1$ – трансформатор підвищувальний.

Коли вторинні обмотки ні до чого не підключені (режим холостого ходу), ЕРС самоіндукції ε_1 в первинній обмотці практично цілком компенсує напругу джерела живлення U_1 , тому струм, що протікає через первинну обмотку, невеликий, і визначається в основному її індуктивним опором. Напруга на

вторинних обмотках у режимі холостого ходу визначається відношенням кількості витків відповідної обмотки N_2 до кількості витків первинної обмотки N_1 :

$$U_2 = U_1 \frac{N_2}{N_1} \quad (6.4)$$

Після підключення до вторинної обмотки навантаження, в ній починає протікати струм. Цей струм також створює у магнітопроводі магнітний потік, причому він спрямований протилежно магнітному потоку, який створюється первинною обмоткою. В результаті цього у первинній обмотці порушується компенсація ЕРС самоіндукції і напруги джерела живлення, що приводить до збільшення струму в первинній обмотці, доти, поки магнітний потік не досягне практично колишнього значення. У цьому режимі відношення струмів первинної і вторинної обмотки дорівнює зворотному відношенню кількості витків обмоток

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_2}{N_1} \quad (6.5)$$

Відношення напруг у першому наближенні також залишається колишнім. У результаті потужність, споживана від джерела в колі первинної обмотки, практично цілком передається у вторинну. На рис. 6.3 приведено схематичне зображення трансформатора із двома вторинними обмотками 2 і 3.

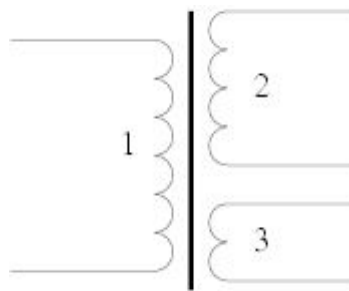


Рисунок 6.3

Коефіцієнт корисної дії трансформатора, як і всякої іншої машини, визначається відношенням корисної потужності P_k до всієї підведеної потужності P :

$$\eta = \frac{P_k}{P} \quad (6.6)$$

Сучасні силові трансформатори забезпечують ККД 97–98%, що зумовлено втратами потужності в трансформаторі. Під втратами в трансформаторі розуміється потужність P_n , що витрачається на перемагнічування і вихрові струми в сердечнику, і потужність P_n , що витрачається на нагрівання обмоток.

Енергія втрат виділяється у виді тепла, що розсіюється в навколишньому середовищі. Втрати на вихрові струми залежать від питомого опору матеріалу сердечника і від частоти магнітного поля. Щоб зменшити цю складову втрат, для сердечників застосовують спеціальні трансформаторні сталі з великим питомим опором. Крім того, сердечники виготовляють з тонких листів, ізольованих один від одного. Чим вища частота струму, тим більші втрати на вихрові струми, тому сердечники трансформаторів, що працюють на високих частотах, роблять з більш тонких листів металу. Втрати на перемагнічування (гістерезис) залежать від максимальної індукції в сердечнику: чим більша індукція, тим більша площа петлі гістерезису і тим більші втрати. Звичайно при розрахунках втрати на перемагнічування і вихрові струми не розділяють і властивості матеріалу оцінюють питомими втратами, тобто втратами, віднесеними до 1 кг матеріалу. Найбільш часто трансформатори використовуються в електромережах і в джерелах живлення різних приладів.

Застосування в електромережах. Оскільки втрати на нагрівання обмотки пропорційні квадрату струму через обмотку, то при передачі електроенергії на велику відстань вигідно використовувати досить великі напруги і невеликі струми. З питань безпеки і для зменшення маси ізоляції в побуті бажано використовувати не дуже великі напруги. Тому для найбільш вигідного транспортування електроенергії в електромережі багаторазово застосовують трансформатори: спершу для підвищення напруги генераторів на електростанціях перед

транспортуванням електроенергії, а потім для зниження напруги в лінії електропередач до номінальної для споживачів.

Застосування в джерелах живлення. Для живлення різних вузлів електроприладів необхідні найрізноманітніші напруги. Наприклад, у телевізорі використовуються напругу в 20 кВ – для живлення анода кінескопа, 5 В – для живлення мікросхем і транзисторів. В комп'ютері також необхідні напруги (5÷12) В для живлення різних блоків. Усі ці напруги перетворюються з напруги електричної мережі за допомогою трансформатора з багатьма вторинними обмотками.

Тут варто відзначити, що сітковий трансформатор був однією з найважчих складових частин багатьох приладів. Справа в тому, що розміри трансформатора визначаються його потужністю, причому виявляється, що вони пропорційні потужності в степені 4. Однак розміри трансформатора можна зменшити, якщо збільшити частоту змінної напруги (бажано також надати їй імпульсної форми). Тому в сучасних блоках живлення змінна напруга мережі спершу випрямляється, а потім перетворюється у високочастотні імпульси, що подаються на імпульсний трансформатор, який перетворює їх в усі потрібні напруги. Така конструкція помітно зменшує масу блоку живлення.

Інші застосування трансформаторів.

Роздільний трансформатор. Нульовий провід електромережі має контакт із землею, тому при одночасному торканні людиною фазового проводу (або корпусу приладу з поганою ізоляцією) і заземленого предмета тіло людини замикає електричне коло, що створює загрозу ураження електричним струмом. Якщо ж прилад ввімкнений у мережу через трансформатор, дотик до приладу цілком безпечний, оскільки вторинне коло трансформатора ніякого контакту з землею не має.

Вимірювальні трансформатори. Їх застосовують для вимірювання дуже великих чи дуже маленьких змінних напруг і струмів.

Погоджувальні трансформатори. Із формул (6.4) і (6.5) перетворення напруги і струмів для первинної і вторинної обмоток видно, що згідно закону Ома:

$$R_2 = R_1 \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^2, \quad (6.7)$$

тобто опір R_2 вторинної обмотки більший від опору R_1 первинної

обмотки в $\left(\frac{N_2}{N_1} \right)^2$ раз. Тому трансформатори застосовуються для підключення низькоомного навантаження до каскадів електронних приладів, що мають високий вхідний чи вихідний опір.

Фазоінвертуючі трансформатори. Трансформатор передає тільки змінну складову сигналу, тому навіть якщо всі постійні напруги в колі мають один знак щодо загальної лінії, сигнал на виході вторинної обмотки трансформатора буде містити як позитивну, так і негативну півхвилі. Причому, якщо центр вторинної обмотки трансформатора під'єднати до загальної лінії, то напруга на двох крайніх контактах цієї обмотки буде мати протилежну фазу. До появи широко доступних транзисторів фазоінвертуючі трансформатори застосовувалися в двохтактних вихідних каскадах підсилювачів.

6.2 Високочастотні трансформатори на феритових осердях

Високочастотні трансформатори на феритових осердях відносяться до імпульсних трансформаторів. **Імпульсний трансформатор** – це трансформатор з феромагнітним сердечником. Він застосовується для перетворення імпульсів електричного струму чи напруги. Імпульсні трансформатори використовуються у радіолокації, імпульсному радіозв'язку, автоматичній й обчислювальній техніці для узгодження джерела імпульсів з навантаженням, зміни полярності імпульсів, поділу електричних кіл на кола з постійним і змінним

струмами, додавання сигналів, запалювання імпульсних ламп і т.д.

Основна вимога, що ставиться до імпульсного трансформатора – це передача імпульсу з мінімальним спотворенням форми імпульсу. Робота імпульсного трансформатора істотно відрізняється під час формування фронту і вершини імпульсу. Для кращої передачі фронту і спаду імпульсу необхідно, щоб міжвиткові ємності обмоток, паразитні ємності монтажу та індуктивність розсіювання були мінімальними. Зменшення міжвиткових ємностей досягається застосуванням сердечників малих розмірів, а також зменшення кількості витків (при цьому знижується коефіцієнт трансформації).

У імпульсних трансформаторах використовують тороїдальної форми сердечники з пермалою, кременистої трансформаторної сталі, а також феритів та інших матеріалів з високою магнітною сприйнятливістю. Для зменшення втрат на вихрові струми сердечники виготовляють з феромагнітної стрічки товщиною до 10 мкм. Поверхня стрічки покрита ізолюючим шаром. Феритові сердечники, які мають малі втрати на вихрові струми, виготовляють методами порошкової металургії.

Необхідність трансформації дуже коротких імпульсів з малим спотворенням фронту і вершини визначає конструктивні особливості імпульсних трансформаторів: як правило, в обмотках число витків невелике – одиниці, десятки. У деяких спеціальних конструкціях підвищувальних імпульсних трансформаторів первинна обмотка має усього лише один виток, а у вторинній обмотці кількість витків дорівнює коефіцієнту трансформації, тобто завжди ціле. Трансформатори такої конструкції мають мінімально можливу кількість витків в обмотках. Основною особливістю цих трансформаторів є робота в широкому діапазоні частот. Найбільш часто імпульсні трансформатори використовують для імпульсів тривалістю $(0,2 \div 100)$ мкс і з тривалістю фронту $(0,01 \div 0,2)$ мкс.

Імпульсні трансформатори виготовляють потужністю від декількох мВт до декількох десятків МВт в імпульсі.

Загальну картину електромагнітних процесів у магнітній системі імпульсного трансформатора визначають ті ж закони і явища, що й у магнітній системі будь-якого іншого трансформатора, а саме:

а) закон електромагнітної індукції, що встановлює зв'язок між напругами, прикладеними до обмоток трансформатора, і змінами сумарного магнітного потоку;

б) закон повного струму, що встановлює зв'язок між напруженістю магнітного поля в магнітній системі і струмом трансформатора, який намагнічує сердечник;

в) явище гістерезису, що визначає зв'язок між змінами індукції і напруженістю магнітного поля в магнітній системі;

г) явище вихрових струмів, індукованих в сердечнику змінним в часі магнітним потоком;

д) явище насичення речовини в магнітній системі.

6.3 Електромагніти та їх застосування

Пристрої, які здатні створювати власні магнітні поля, називають магнітами. Магніти можуть бути природними і штучними. Однак широкого застосування набули штучні магніти: електромагніти і постійні магніти.

В електромагнітах магнітне поле створюють за допомогою обмотки, у витках якої проходить електричний струм. Для підсилення магнітного поля і концентрації його потоку в певних напрямках застосовують магнітопровід, який виготовляють з магнітом'якого матеріалу. Перший електромагніт побудував у 1825 р. англійський електротехнік У. Стерджен (1783–1850). Значно вдосконалив електромагніти американський фізик Дж. Генрі.

Електромагніти використовуються в побутових приладах (електробритви, магнітофони, телевізори), у пристроях техніки зв'язку (телефон, телеграф, радіо), в електричних машинах (електрогенератори і електродвигуни), у пристроях промислової автоматики (пускатчі, перемикачі, реле і т. ін.), у медичній апаратурі для діагностики та лікування. У різних галузях народного

господарства широко використовують електромагнітні сепаратори, за допомогою яких розділяють механічні суміші (збагачують руди, очищають сипкі матеріали від магнітних предметів тощо).

Маса електромагнітів коливається від часток грама до сотень і тисяч тонн, а електроенергія, яку вони споживають, – від міліватів до десятків тисяч кіловатів.

Особливо широко застосовуються електромагніти в електромагнітних механізмах, робочі органи в яких за допомогою електромагнітів виконують поступальні рухи, повороти на певний кут або створюють гальмуючі сили. До таких належать тягові електромагніти, електромагнітні замки, муфти зчеплення і гальмування; електромагніти, які приводять у дію контактні пристрої в реле, контакторах, пусках, автоматичних вимикачах; підіймальні електромагніти та ін. У деяких пристроях разом з електромагнітами або замість них використовують постійні магніти (магнітні плити металорізальних верстатів, гальмові пристрої, магнітні замки тощо).

Постійні магніти – це тверді тіла певної форми та розмірів, виготовлені з магнітотвердих матеріалів, здатні після намагнічення практично необмежений час підтримувати магнітне поле. Сучасні нові магнітні матеріали мають високі магнітні характеристики, і виготовлені на їхній основі постійні магніти можуть створювати досить сильні магнітні поля.

Електромагніти надзвичайно різноманітні за розмірами, формою та за своїми характеристиками. За способом створення магнітного потоку електромагніти поділяють на електромагніти постійного струму нейтральні, електромагніти постійного струму поляризовані і електромагніти змінного струму. Поляризовані електромагніти постійного струму мають два незалежних магнітних потоки: поляризовуючий і робочий. Поляризовуючий магнітний потік створюють за допомогою постійних магнітів (іноді електромагнітів), а робочий – за допомогою керуючої обмотки. На дію поляризованих електромагнітів впливають значення і напрям робочого магнітного потоку, який або підсилюється, або послаблюється поляризаційним потоком залежно від напрямку струму в керуючій обмотці.

За способом увімкнення обмотки збудження магнітного поля в електричне коло розрізняють електромагніти з послідовними і паралельними обмотками. Обмотки електромагнітів можуть працювати в довгочасному, переривистому і короточасному режимах. За швидкістю дії електромагніти поділяють на швидкодіючі, нормальні і сповільненої дії.

Залежно від функцій, які виконують електромагніти, вони можуть мати різноманітні конструктивні особливості. Однак основні частини їх мають однакове призначення. Основні частини електромагнітів зображено на рис. 6.4: 1 – якорь (рухома частина); 2 – робочий проміжок якоря; 3 – котушка з намагнічуючою обмоткою; 4 – нерухома частина магнітопроводу з феромагнітного матеріалу; 5 – каркас котушки; 6 – паразитний проміжок.

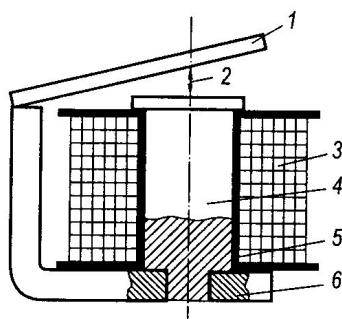


Рисунок 6.4

Залежно від розміщення якоря розрізняють електромагніти із зовнішнім притягувальним якорем, електромагніти із втягувальним якорем і електромагніти із зовнішнім поперечно рухомим якорем (якорь набуває обертального руху). Розрахунки електромагнітів роблять на основі законів магнітних кіл.

Запитання для самоперевірки

- 1 Для чого призначений трансформатор і з яких основних частин він складається?
- 2 Магнітопроводи яких типів

використовуються у трансформаторах?

3 Які ви знаєте різновидності трансформаторів в залежності від їх функціонального призначення?

4 Що таке коефіцієнт трансформації?

5 Як підвищити коефіцієнт корисної дії трансформатора і які є способи зменшення його енергетичних втрат?

6 Пояснити особливості застосування роздільних, вимірювальних, погоджувальних та фазоінвертуючих трансформаторів.

7 Призначення, будова та конструктивні особливості імпульсних трансформаторів.

8 Пояснити будову і типи електромагнітів в залежності від їх функціонального призначення.

7 ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ

7.1 Зонна теорія твердого тіла

Розглянемо процес утворення кристала з ізольованих атомів. Якщо атоми перебувають на великих відстанях один від одного, то схеми їх енергетичних рівнів повністю ідентичні. При цьому їх заповнення електронами здійснюється в кожному атомі незалежно від заповнення аналогічних рівнів в інших атомах. При утворенні кристалу, по мірі зближення атомів між ними посилюється взаємодія, яка і обумовлює зміну положення енергетичних рівнів. Замість одного ідентичного рівня для всіх N атомів, які утворюють кристал, виникає N щільно розміщених підрівнів. Таким чином, кожний енергетичний рівень атома розширюється, зміщується і розщеплюється в кристалі на N дуже близьких підрівнів, які утворюють **енергетичну зону**.

Ступінь розширення зони для різних енергетичних рівнів не однакова. Більш інтенсивно збурюються рівні, заповнені в атомі зовнішніми (валентними) електронами. Тому відповідні енергетичні зони порівняно широкі. Рівні, заповнені внутрішніми електронами, які сильніше зв'язані з ядром, зазнають тільки незначних збурень від інших атомів, внаслідок чого їх енергетичні рівні в кристалі утворюють вузькі енергетичні зони. На рис. 7.1 показано розщеплення енергетичних дискретних рівнів ізольованих атомів і утворення енергетичних зон при зменшенні відстані r між сусідніми атомами. Із зонної схеми видно, що розщеплення рівнів, яке спостерігається для внутрішніх електронів, досить мале. Інтенсивно розщеплюються тільки вищі енергетичні рівні, зайняті зовнішніми валентними електронами.

Ступінь заповнення електронами енергетичних підрівнів у зоні визначається заповненням відповідного рівня в ізольованому атомі. Із незайнятих рівнів утворюються вільні енергетичні зони, із частково заповнених – частково заповнені енергетичні зони. В загальному випадку можна говорити про 3 особливі енергетичні зони в твердому тілі: валентну зону, зону провідності (вільну зону) та заборонену зону. **Валентна зона** утворюється із енергетичних рівнів внутрішніх (зв'язаних) валентних електронів атомів.

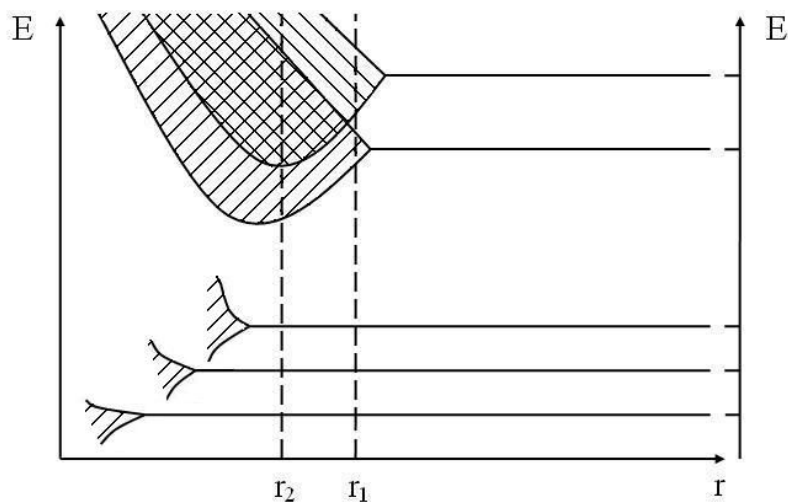


Рисунок 7.1

Зона провідності (вільна зона) або частково заповнена електронами, або вільна і утворена із енергетичних рівнів зовнішніх “колективізованих” вільних електронів ізольованих атомів. Валентна зона I і зона провідності II є дозволеними і розділені забороненою зоною III (рис. 7.2). В забороненій зоні електрони не можуть перебувати. Таким чином, **заборонена зона** – це сукупність значень енергії, яких не можуть набувати електрони в твердому тілі. Ширина енергетичних зон не залежить від розмірів кристала. Дозволені зони (валентна і вільна) тим ширші, чим слабший зв’язок валентних електронів із ядрами.

Зонна теорія твердого тіла дає змогу з єдиної точки зору пояснити існування металів, діелектриків і напівпровідників, інтерпретуючи відмінності їх електрофізичних властивостей неоднаковим заповненням електронами дозволених енергетичних зон та шириною забороненої зони. Відмінність між металами і діелектриками з точки зору зонної теорії полягає в тому, що за

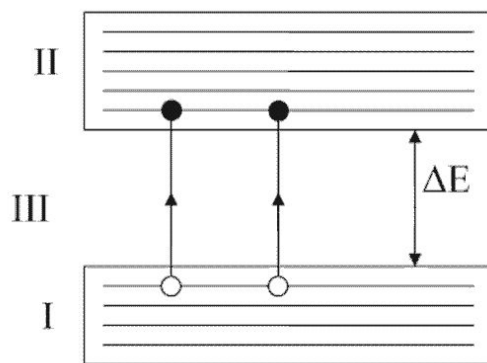


Рисунок 7.2

температури $T = 0 \text{ K}$ в зоні провідності металів є електрони, а в зоні провідності діелектриків вони відсутні. Різниця ж між діелектриками і напівпровідниками визначається шириною забороненої зони: для діелектриків вона досить широка ($>1\text{eV}$), а для напівпровідників – досить вузька ($<1\text{eV}$).

В залежності від внутрішньої будови твердого тіла рівноважна відстань між сусідніми атомами в кристалі може бути або типу r_1 (для діелектриків і напівпровідників), або типу r_2 (для металів) (рис. 7.1). Для відстаней r_1 між валентною зоною і зоною провідності існує заборонена зона. Для відстаней r_2 відбувається перекривання валентної зони і зони провідності, тобто немає забороненої зони. Зонну структуру енергетичного спектру твердого тіла можна отримати безпосередньо із розв'язку рівняння Шредінгера для електрона, який рухається в періодичному силовому полі кристалічної ґратки.

7.2 Електрофізичні властивості власних напівпровідників

Всі напівпровідникові матеріали можна розділити на дві групи – **власні** і **домішкові** напівпровідники. Власними напівпровідниками є хімічно чисті елементи (*Ge*, *Si*, *Se*), а також

хімічно чисті сполуки (*InSb*, *GaAs*, *CdS*) та ін. Одним із найбільш поширених напівпровідникових елементів є кремній, який має кристалічну структуру типу алмазу, в якій кожен атом з'єднаний ковалентними зв'язками з чотирма найближчими сусідніми атомами. Спрощена плоска схема розміщених атомів в кристалі зображена на рис. 7.3, де кожна риска позначає ковалентний зв'язок, здійснюваний одним електроном. В ідеальному кристалі за температури $T = 0$ К така структура є діелектриком, оскільки всі валентні електрони утворюють хімічні зв'язки і, таким чином, не існує вільних зарядів. З підвищенням температури (або під дією інших зовнішніх факторів) теплові коливання ґратки можуть обумовлювати розрив деяких ковалентних зв'язків, тобто частина електронів переходить у вільний стан. В покинутому електроном місці утворюється його вакансія, яка отримала назву дірки (на рис. 7.3 вона зображена світлим кружечком), заповнити яку можуть електрони із сусідньої пари. В результаті вакансія (дірка), так як і вільний електрон, буде рухатись кристалом. Рухи електронів провідності і квазічастинок-дірок – за відсутності зовнішнього електричного поля будуть хаотичними. Якщо ж прикласти електричне поле, то електрони почнуть рухатись проти напрямку напруженості поля, а квазічастинки (дірки) – за полем, що обумовить **власну провідність** напівпровідника.

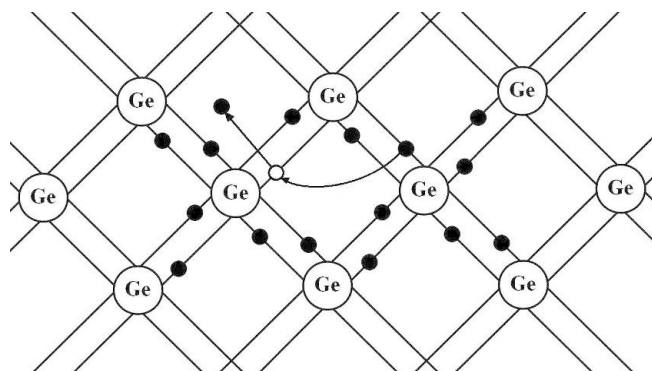


Рисунок 7.3

Провідність власних напівпровідників, обумовлена вільними електронами, називається **електронною провідністю** (провідність n-типу). Електропровідність власних напівпровідників, обумовлена квазічастинками (дірками), називається **дірковою провідністю** (провідність p-типу). Отже, у власних напівпровідниках є два механізми провідності – електронна і діркова. Кількість електронів в зоні провідності дорівнює кількості дірок у валентній зоні.

Провідність напівпровідників завжди є збудженою, тобто проявляється тільки під дією зовнішніх факторів (температури, опромінення, сильних електричних полів і т.д.).

Для переходу електрона з верхнього рівня валентної зони на нижній рівень зони провідності затрачається **енергія активації**, яка дорівнює ширині ΔE забороненої зони (рис.7.2). Внаслідок появи електрона в зоні провідності у валентній зоні виникає дірка. Отже енергія, затрачена на утворення пари носіїв струму, повинна ділитись на дві однакові частини. Тому енергія, яка відповідає половині ширини забороненої зони, іде на перекидання електрона і така ж сама енергія затрачається на утворення дірки. Початок відліку кожного з цих процесів повинен знаходитись посередині забороненої зони.

Температурна залежність опору R власного напівпровідника виражається співвідношенням:

$$R = R_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (7.1)$$

де R_0 – стала для даного напівпровідника величина;

k – стала Больцмана;

T – абсолютна температура.

Зменшення опору напівпровідника з підвищенням температури є його характерною особливістю і з точки зору зонної теорії пояснюється дуже просто: при підвищенні температури збільшується кількість електронів, які внаслідок теплового збудження переходять із валентної зони в зону провідності і беруть участь в електропровідності.

7.3 Елементи зонної теорії домішкових напівпровідників

Електропровідність напівпровідників, обумовлена домішками, називається домішковою провідністю, а самі напівпровідники – домішковими напівпровідниками. Домішками можуть бути атоми сторонніх хімічних елементів, надлишкові атоми, пусті вузли кристалічної ґратки, міжвузольні атоми. Наявність в напівпровіднику домішок суттєво змінює його електропровідність.

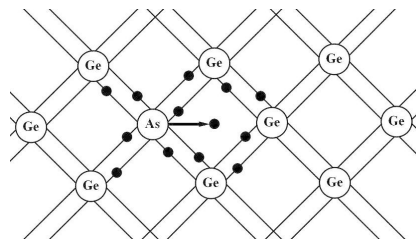


Рисунок 7.4

При заміщенні чотирьохвалентного атома германію п'ятивалентним атомом миш'яку один його електрон виявляється зайвим і не утворює ковалентного зв'язку. Під час теплових коливань кристалічної ґратки він легко відокремлюється від атома, тобто стає вільним (рис. 7.4). Утворення вільного електрона не супроводжується порушенням ковалентного зв'язку і внаслідок цього дірка не виникає. Надлишковий позитивний заряд, що міститься поблизу атома домішки, зв'язаний з ним і тому переміщуватись по кристалу не може. З точки зору зонної теорії твердого тіла цей процес можна пояснити так. Введення домішки створює силове поле ґратки, що обумовлює виникнення в забороненій зоні енергетичного рівня D валентних електронів миш'яку, який називається донорним рівнем (рис. 7.5). Цей рівень розміщується близько від дна зони провідності германію. Вже при звичайних температурах енергія теплового руху достатня для того, щоб перекинути електрони з домішкового рівня D в зону

провідності. Дірки, які утворюються при цьому, локалізуються на нерухомих атомах миш'яку і участі в провідності не беруть.

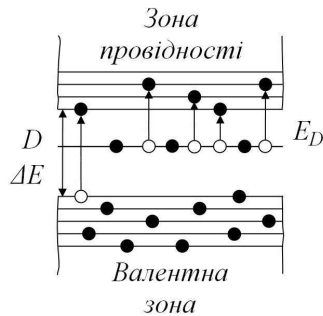


Рисунок 7.5

Отже в напівпровідниках з домішкою, валентність якої на одиницю більша, ніж валентність основних атомів, носіями струму є електрони. В цьому випадку виникає електронна домішкова провідність n-типу. Домішки, які є джерелом електронів, називаються **донорами**, а енергетичні рівні цих домішок – **донорними рівнями**. Якщо, наприклад, у кристал кремнію введено домішковий атом бору з трьома валентними електронами, то один із ковалентних зв'язків залишається неukoмплектованим і четвертий електрон може бути захоплений від сусіднього атома основної речовини, де утворюється дірка (вакансія)(рис. 7.6). Дірки не залишаються локалізованими, а переміщуються в ґратці кремнію як

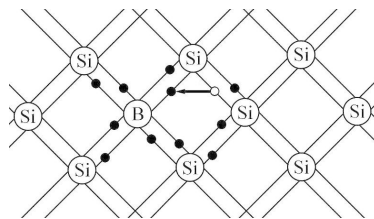


Рисунок 7.6

вільні позитивні заряди. Надлишковий від'ємний заряд, що виникає поблизу атома домішки, зв'язаний з ним і по ґратці переміщатись не може.

Згідно із зонною теорією твердого тіла введення трьохвалентного атома в ґратку кремнію обумовлює виникнення в забороненій зоні основного матеріалу домішкового рівня A , не зайнятого електронами (рис. 7.7). Цей рівень розміщений вище верхнього краю валентної зони. За порівняно низьких температур електрони із валентної зони переходять на домішкові рівні в забороненій зоні і, зв'язуючись з атомами домішки, втрачають здатність переміщатись в ґратці основного матеріалу, тобто в провідності участі не беруть. Носіями струму є тільки

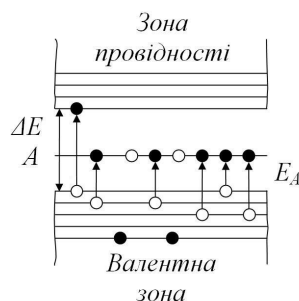


Рисунок 7.7

квазічастинки, тобто дірки. Домішкові напівпровідники з такою провідністю називаються дірковими (р-типу). Домішки, які захоплюють електрони із валентної зони напівпровідника, називаються **акцепторами**, а енергетичні рівні цих домішок – **акцепторними рівнями**.

Слід зауважити, що крім розглянутих основних носіїв у домішковому напівпровіднику є ще неосновні носії, у напівпровіднику n-типу – дірки, а в напівпровіднику р-типу – електрони. Концентрація основних носіїв у домішковому напівпровіднику в багато разів більша, ніж концентрація неосновних носіїв.

Питома електропровідність домішкового напівпровідника, як і власного, визначається в основному концентрацією носіїв заряду. З підвищенням температури концентрація домішкових носіїв швидко

досягає насичення, тобто звільняються від електронів всі донорні рівні або заповнюються електронами всі акцепторні рівні. Після повного виснаження домішкових атомів подальше підвищення температури спричиняє збільшення провідності завдяки переходу електронів безпосередньо із валентної зони в зону провідності. Отже, провідність напівпровідника складається з домішкової і власної провідностей, причому за низьких температур переважає домішкова провідність, а за високих - власна.

7.4 Концентрація вільних носіїв заряду в напівпровіднику

За температури $T = 0$ К в напівпровіднику немає вільних носіїв заряду: всі енергетичні рівні у зоні провідності вільні, а всі рівні валентної зони зайняті електронами. При $T > 0$ К з'являються вільні носії заряду - електрони, розташовані на нижніх рівнях зони провідності, дірки – на верхніх рівнях валентної зони, а також носії заряду на локальних рівнях домішок, що лежать у забороненій зоні кристала.

Ймовірність $f_n(E)$ заповнення електроном енергетичного рівня E_i визначається функцією розподілу Фермі-Дірака:

$$f_n(E_i) = \frac{1}{e^{\frac{E_i - \mu}{kT}} + 1}, \quad (7.2)$$

де k – стала Больцмана;

T – абсолютна температура;

μ – хімічний потенціал, віднесений до однієї частинки.

Хімічний потенціал μ виражає роботу, яка виконується за даних умов для збільшення кількості частинок системи на одиницю. Величину μ називають також енергією Фермі E_F , тобто $\mu = E_F$. Електрони розподіляються в атомах на різних квантових станах відповідно до принципу Паулі так, щоб повна енергія сукупності електронів мала найменше значення. Оскільки в кожному квантовому стані може перебувати не більше одного електрона, то за $T = 0$ К вони займають всі стани з енергіями від найменшого

(нульового) рівня до деякого найбільшого. Останній електрон займає рівень з максимальною енергією E_F (рис. 7.8). Цей рівень називають рівнем Фермі, а енергією E_F , що відповідає цьому рівню – енергією Фермі. За температури $T > 0$ К ймовірність заповнення електроном рівня Фермі становить $0,5$ ($f_n(E_F)=0,5$). Таким чином, характерною особливістю рівня Фермі E_F є те, що за температури $T = 0$ К ймовірність його заповнення $f(E_F)=1$, а ймовірність заповнення вищих енергетичних рівнів за цієї ж температури дорівнює 0 . За будь-якої вищої температури $T > 0$ К ймовірність заповнення рівня Фермі становить $0,5$.



Рисунок 7.8

Ймовірність того, що енергетичний рівень E не зайнятий електроном, а зайнятий діркою, визначається відповідно до формули (7.2) так:

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}. \quad (7.3)$$

Якщо розглядати енергетичні рівні поблизу верхнього рівня валентної зони, то вакантний рівень тут еквівалентний

вільній дірці і тому $f_p(E)$ у формулі (7.3) є ймовірність того, що енергетичний рівень E зайнятий діркою.

Оскільки величина функцій $f_n(E)$ і $f_p(E)$ визначаються різницею енергій $(E - E_F)$, то для їхнього обчислення не потрібні абсолютні значення E і E_F . За початок відліку енергії приймають верхній рівень валентної зони (рис 7.9).

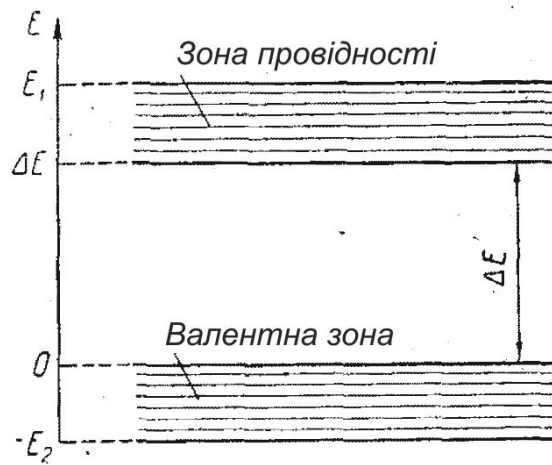


Рисунок 7.9

Перейдемо до обчислення концентрацій вільних електронів і дірок у власному напівпровіднику. Концентрація вільних електронів у зоні провідності напівпровідника дорівнює

$$n_i = \int_{\Delta E}^{E_1} f_n(E) R_n(E) dE \quad (7.4)$$

Концентрація дірок у валентній зоні виразиться аналогічно

$$p_i = \int_{-E_2}^0 f_p(E) R_p(E) dE \quad (7.5)$$

де $R_n(E)$ і $R_p(E)$ – кількість рівнів, що припадає на одиничний інтервал енергії в одиничному об'ємі кристала.

Через те, що ширина забороненої зони в напівпровіднику $\Delta E \gg kT$, ймовірність переходу електрона з валентної зони в зону провідності дуже мала, а отже, дуже мала ймовірність заповнення рівнів зони провідності електронами і ймовірність заповнення рівнів валентної зони дірками. Це означає, що у формулах (7.4) і (7.5) можна знехтувати одиницею в порівнянні з експонентою і тоді ці вирази перетворяться в наступні:

$$f_n(E) \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}}, \quad (7.6)$$

$$f_p(E) \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}}. \quad (7.7)$$

Отримані формули (7.6) і (7.7) є, фактично, функцією розподілу Больцмана. Ця функція виражає розподіл по енергіях часток класичного ідеального газу. Для невеликих концентрацій вільних електронів і дірок ці частинки утворюють невироджені електронний і дірковий гази, властивості яких подібні до властивостей класичного ідеального газу. Отже, концентрація електронів у зоні провідності власного напівпровідника:

$$n_i = 2(2\pi m_n kT)^{3/2} h^{-3} e^{-\frac{\Delta E - E_F}{kT}}, \quad (7.8)$$

де m_n – ефективна маса електрона;

h – стала Планка.

Для концентрації вільних дірок у напівпровіднику

$$p = 2(2\pi m_p kT)^{3/2} h^{-3} e^{-\frac{E_F}{kT}}, \quad (7.9)$$

де m_p – ефективна маса дірки.

Вище говорилося про те, що у власному напівпровіднику $n = p$, тому, прирівнявши праві частини рівностей (7.8) і (7.9), можна отримати:

$$E_F = \frac{\Delta E}{2} + \frac{3}{4} kT \cdot \ln \frac{m_p}{m_n}. \quad (7.10)$$

Отже, для $T = 0$ К рівень Фермі у власному напівпровіднику проходить точно посередині забороненої зони. Але ефективні маси електронів і дірок у напівпровіднику не однакові, як правило $m_p > m_n$, і тому рівень Фермі у власному напівпровіднику розташований ближче до зони провідності і з підвищенням температури зміщується догори. Підставивши отримане для E_F значення (7.8) у формули (7.10) і (7.9), отримаємо для концентрації вільних носіїв заряду у власному напівпровіднику вирази:

$$n = p = 2(2\pi kT)^{3/2} h^{-3} (m_n m_p)^{3/4} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (7.11)$$

Попередні висновки були зроблені в припущенні, що електронний газ у напівпровіднику не вироджений ($f_n(E) \ll 1$). Ця умова виконується тоді, коли рівень Фермі буде розташований нижче дна зони провідності на величину, більшу, ніж $(2 \div 3) kT$.

Якщо концентрація вільних електронів у зоні провідності домішкового напівпровідника невелика, то вона може бути обчислена так само, як у власному напівпровіднику (7.8). Аналогічно концентрація дірок у домішковому напівпровіднику визначається згідно положення рівня Фермі у домішкових напівпровідниках вже не визначається згідно (7.10), а в значній мірі залежить від концентрації домішки.

Рівноважні концентрації вільних носіїв заряду в домішкових напівпровідниках залежать від положення рівня

Фермі в них. Визначення цього положення в загальному випадку — задача дуже складна. Розглянемо тільки два випадки. Якщо температура напівпровідника порівняно низька і домішкові атоми тільки частково іонізовані, концентрації електронів n і дірок p у напівпровідниках з донорною і акцепторної домішками відповідно визначається:

$$n = (2N_d)^{1/2} (2\pi m_n kT)^{3/2} h^{-3/2} e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}, \quad (7.12)$$

$$p = (2N_a)^{1/2} (2\pi m_p kT)^{3/2} h^{-3/2} e^{-\frac{\Delta E_a}{2kT}}. \quad (7.13)$$

Утворення домішкових рівнів у напівпровідниках істотно змінює положення рівня Фермі. За абсолютного нуля температури у напівпровідниках n -типу рівень Фермі розміщується посередині між нижнім рівнем зони провідності в донорними рівнями, а в напівпровідниках p -типу — посередині між верхнім рівнем валентної зони й акцепторними рівнями. При збільшенні температури рівень E_F дещо зміщується. Характер його зміщення залежить від властивостей напівпровідника. Тут N_a і N_d — відповідно концентрації атомів-донорів і атомів-акцепторів, ΔE_d — відстань донорного рівня від дна зони провідності напівпровідника, ΔE_a — відстань акцепторного рівня від верхнього рівня валентної зони напівпровідника.

У випадку досить високих температур, коли концентрація власних носіїв ще невелика, а домішкові рівні цілком іонізовані, маємо $n = N_d$ і $p = N_a$. У цьому випадку говорять, що настає домішкове насичення.

Запитання для самоперевірки

1. Поясніть процес утворення енергетичних зон в твердому тілі.

2. Що таке валентна зона, зона провідності, заборонена зона?
3. Яка різниця між металами, напівпровідниками і діелектриками з точки зору зонної теорії твердого тіла?
4. Поясніть суть електронної і діркової провідності напівпровідників.
5. Чому дірки називають квазічастинками?
6. Поясніть залежність опору напівпровідників від температури.
7. Наведіть приклад практичного використання залежності опору напівпровідників від температури.
8. Що таке рівень Фермі і які його особливості?
9. Які напівпровідники є власними і які їх особливості?
10. Де знаходиться рівень Фермі у власному напівпровіднику?
11. Що таке енергія активації напівпровідника?
12. Яким основним фактором визначається електропровідність напівпровідника?
13. Яка різниця між власними і домішковими напівпровідниками?
14. Які домішки у напівпровіднику називаються донорами? Навести конкретний приклад.
15. Які домішки у напівпровіднику називаються акцепторами? Навести конкретний приклад.
16. На основі зонної теорії твердих тіл пояснити електропровідність домішкового напівпровідника n-типу.
17. На основі зонної теорії твердих тіл пояснити електропровідність домішкового напівпровідника p-типу.

8 КОНТАКТ ДВОХ НАПІВРОВІДНИКІВ РІЗНОГО ТИПУ ПРОВІДНОСТІ

8.1 Дірково-електронний напівпровідниковий перехід

Контакт двох домішкових напівпровідників з провідністю різних типів називають **електронно-дірковим переходом** або **р-п-переходом**. На властивостях таких переходів ґрунтується принцип дії численних напівпровідникових приладів, які широко застосовуються в обчислювальній, електро- і радіотехніці та електроніці. Розглянемо в загальних рисах фізичні процеси, які відбуваються в **р-п-переході**.

Електрони з **n-напівпровідника** будуть дифундувати в дірковий напівпровідник. Це обумовить збіднення електронами **n-напівпровідника** поблизу контактної межі і утворення в ньому надлишкових позитивних зарядів. Дифузія ж дірок з **p-напівпровідника** в **n-напівпровідник** обумовить утворення надлишкових негативних зарядів у дірковому напівпровіднику на межі електронно-діркового переходу. Таким чином утвориться подвійний заряджений шар, який перешкоджає наступному переходу електронів і дірок через межу розділу двох напівпровідників з різними типами провідності. Цей подвійний заряджений шар є потенціальним бар'єром для електронів і дірок. Він має підвищений електричний опір і перешкоджає дифузії електронів з **n-** в **p-напівпровідник** та дірок з **p-** в **n-напівпровідник**. Тому такий подвійний заряджений шар, що виникає по обидва боки такого переходу, називається **запірним**. Вектор напруженості E_0 запірного шару напрямлений з **n-напівпровідника** в **p-напівпровідник** (рис. 8.1). Дія зовнішнього електричного поля істотно впливає на опір запірного шару.

Під'єднаємо до **р-п-переходу** джерело струму ϵ так, що **n-напівпровідник** контактує з від'ємним полюсом, а **p-напівпровідник** – з додатнім полюсом джерела (рис. 8.2). Електричне поле джерела ϵ напруженістю $E_{дж}$ напрямлене протилежно до вектора напруженості E_0 запірного шару. Оскільки $E_{дж} \gg E_0$, то вектор

напруженості E результуючого електричного поля напрямлений з р- в n-напівпровідник, тобто сприяє збільшенню струму через нього. Цей напрям струму називається прямим.

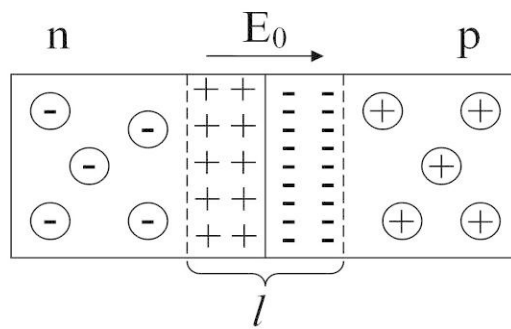


Рисунок 8.1

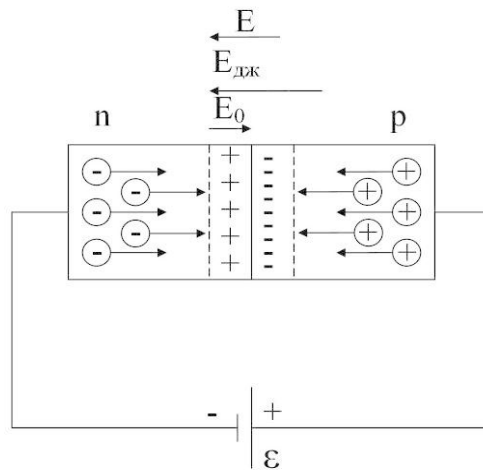


Рисунок 8.2

Якщо змінити полярність прикладеної до р-n-переходу напруги джерела ε (від'ємний полюс джерела струму приєднати до

р-напівпровідника, а додатній – до n-напівпровідника), то напрям напруженості $E_{дж}$ джерела струму буде співпадати з напрямом напруженості E_0 запірного шару, тобто результуюча напруженість E значно підвищить потенціальний бар'єр запірного шару (рис. 8.3). В цьому випадку ширина запірного шару на р-n-переході збільшиться, а концентрація вільних зарядів – електронів і дірок – значно менша, ніж в контактуючих домішкових напівпровідниках. Чим більша запірна напруженість р-n-переходу, тим товстішим є запірний шар.

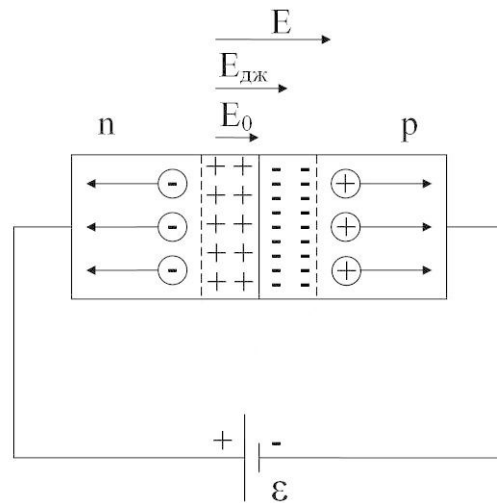


Рисунок 8.3

При значній величині оберненої напруги запірний шар є практично ізолятором, в якому відсутні вільні носії струму. У випадку контакту ідеальних домішкових напівпровідників різного типу провідності зворотного струму не повинно бути. Насправді ж зворотний струм існує. Він обумовлений неосновними носіями (електронами в дірковому напівпровіднику та дірками в електронному напівпровіднику).

Товщина р-п-переходу залежить від контактної різниці потенціалів $\Delta\varphi_k$ і концентрації основних носіїв n_{0n} , n_{0p} (електронів і дірок відповідно):

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\Delta\varphi_k(n_{0n} + n_{0p})}{e \cdot n_{0n} \cdot n_{0p}}}, \quad (8.1)$$

де e – елементарний заряд;

ε_0 – електрична стала;

ε – діелектрична проникність напівпровідника.

8.2 Способи отримання р-п-переходу

У зв'язку з широким застосуванням р-п-переходу важливе практичне значення мають методи їх виготовлення. Створити р-п-перехід безпосереднім механічним притисканням електронного і діркового напівпровідників неможливо, навіть якщо поверхні, що контактують, ретельно відшліфовані. Такі поверхні завжди містять величезну кількість різноманітних домішок і дефектів, які дуже змінюють властивості напівпровідників. В даний час р-п-перехід одержують трьома способами.

Перший спосіб. На поверхні кристала германію n-типу розміщують шматочок індію і нагрівають їх в печі в атмосфері водню до температури 770 К. Температура плавлення германію 1215 К, індію - 428 К. У печі індій розплавляється, і в ньому розчиняється германій. З підвищенням концентрації германію в сплаві "індій-германій" температура плавлення сплаву підвищується, розплав проникає на деяку глибину в кристал германію. У шарі розплаву, що прилягає до кристала, утвориться насичений розчин індію в германії. Цей шар при подальшому повільному охолодженні кристалізується в монокристал, орієнтований так само, як і основний кристал германію; а р-п-перехід утворюється на межі між розплавом і основним кристалом. Такий спосіб отримання переходу називають методом **сплавлення**.

Другий спосіб отримання р-п-переходу в кристалі заснований на дифузії домішки в напівпровіднику з газової фази. Кристал напівпровідника з визначеним типом провідності і домішка, що створює в напівпровіднику носії протилежного знаку, поміщають в герметичну ампулу, заповнену інертним газом. Ампулу поміщають в піч і нагрівають до температури на 100-200 К нижче температури плавлення напівпровідника. Домішкова речовина при цьому випаровується і її атоми дифундують з поверхні всередину кристала напівпровідника, у результаті чого на деякій відстані від поверхні утворюється р-п-перехід. Такий р-п-перехід називають **дифузійним**.

Третій спосіб отримання р-п-переходу називається **епітаксіальним**. Сутність його полягає в тому, що на поверхні напівпровідникового монокристалу з визначеним типом провідності осаджується тонкий шар того ж напівпровідника, але з домішками, що створюють у ньому провідність протилежного знаку. Якщо кристалічна будова шару наслідує будову кристала, на якому відбувається осадження, то шар називається епітаксіальним. За відповідних режимів процесу на кристалі (підкладці) утворюється епітаксіальний шар, а на межі між ними – р-п-перехід.

Широко застосовується також метод йонного легування, коли поверхневий шар напівпровідника за допомогою йонного пучка легується домішкою, яка утворює в цьому шарі ділянку з провідністю протилежного типу.

8.3 Розподіл носіїв заряду в р-п-переході

Можна створити р-п-перехід усередині напівпровідника, якщо ввести в одну його частину донорну домішку, а в іншу – акцепторну. Практично ж р-п-перехід такого типу отримують, вводячи в напівпровідник, у якому вже є рівномірно розподілена домішка одного типу, наприклад донорна, домішки іншого типу – акцептори, для того, щоб в одній частині напівпровідника їхня концентрація перевищувала концентрацію донорів. Тоді ця область буде мати діркову провідність, а інша частина, де концентрація акцепторів менша, ніж донорів, – електронну.

В будь-якому випадку розподіл концентрації носіїв і хід потенціалів у перехідній області – р-n-переході – визначаються **розподілом домішок**.

Розглянемо спершу найпростіший випадок, коли розподіл акцепторів має крутий фронт, як показано на рис. 8.4 а.

Рисунок 8.4

Концентрація донорів дорівнює N_d у всьому напівпровіднику, концентрація акцепторів дорівнює N_a у лівій частині ($x < 0$) і дорівнює нулю праворуч ($x > 0$). Будемо вважати, що всі домішки йонізовані, тобто всі донорні рівні вільні, а акцепторні зайняті електронами. Тоді в лівій частині зразка концентрація дірок n_p дорівнює різниці концентрацій акцепторів і донорів $N_a - N_d$, а концентрація електронів n_n у правій частині дорівнює концентрації донорів N_d . У правій n-області в стані теплової рівноваги хімічний потенціал проходить поблизу дна зони провідності.

У стані рівноваги рівень хімічного потенціалу в правій і лівій частинах повинен знаходитися на одній висоті. Це означає, що дно зони провідності знаходиться в р-області вище, ніж у n-області, тобто по обидва боки n-p-переходу утворюється потенціальний бар'єр, який перешкоджає переходу електронів із n-області в р і дірок з р-області в n. Концентрація електронів і дірок в області контактного поля швидко зменшується (рис. 8.4 б). За не дуже великої різниці між концентраціями електронів n_n і дірок n_p об'ємний заряд в основному створюється йонізованими домішками: позитивний заряд у n-області – йонізованими донорами, негативний у р-області – йонізованими акцепторами, концентрація яких перевищує концентрацію донорів.

За дуже великого розходження між n_n і n_p необхідно враховувати заряд, який створюється носіями, що рухаються в області з меншою концентрацією основних носіїв. Наприклад, для $n_p \gg n_n$ концентрація дірок на межі n-області може перевищити концентрацію донорів.

Якщо товщина всього зразка не дуже велика і n_n та n_p значно перевищують n_i – концентрацію йонізованих домішок, то основна частина прикладеної зовнішньої напруги U падає на р-n-переході. Це означає, що за додаткової напруги різниця рівнів хімічного потенціалу в n- і р-областях дорівнює eU . Висота бар'єра при цьому відповідно зменшується на eU („+” на р-області). Навпаки, для $U < 0$ („-” на р-області) висота бар'єра збільшується.

Звичайно, дані вирази справедливі доти, поки існує запірний шар, тобто, поки концентрація вільних носіїв заряду у р-n-переході нижча, ніж у всьому об'ємі. Ми розглянули хід потенціалу в р-n-переході, коли розподіл домішок має крутий фронт. Звичайно, отримати строго прямокутний фронт, показаний на рис. 8.4 а, практично не можна. Але якщо ширина фронту розподілу домішок менша, ніж товщина шару об'ємного заряду, то розмитість фронту не грає істотної ролі і її можна не враховувати.

Запитання для самоперевірки

- 1 Які явища відбуваються на контакті двох напівпровідників різного типу провідності?
- 2 Що таке заірний шар? Чому він так називається?
- 3 Пояснити електропровідність заірного шару для прямого ввімкнення зовнішнього джерела струму.
- 4 Пояснити електропровідність заірного шару для зворотного ввімкнення зовнішнього джерела струму.
- 5 Що є причиною виникнення зворотного струму в n-p-переході?
- 6 Які є способи отримання n-p-переходу?

9 НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ

9.1 Напівпровідникові діоди. Вольт-амперна характеристика

Одностороння провідність контакту двох напівпровідників з провідністю різних типів (або контакт металу з напівпровідником) використовується для випрямлення і перетворення змінного струму. Напівпровідниковий пристрій, який містить один р-n-перехід і два постійних контакти, називають **напівпровідниковим діодом**.

Напівпровідникові діоди за конструкцією р-n-переходу поділяють на діоди з точковими контактами і діоди з площинними контактами. У **точковому діоді** площа, а отже і ємність р-n-переходу дуже мала. Завдяки малій ємності точкові діоди застосовуються для випрямлення високочастотних електричних коливань. У **площинних діодах** використовуються запірні шари з великою площею поверхні на контакті металу з напівпровідником або двох напівпровідників з провідністю різних типів.

Розглянемо, що відбувається у напівпровідниковому діоді. У стані динамічної рівноваги теплове збудження дає можливість деяким основним носіям подолати потенціальний бар'єр. Внаслідок

цього крізь р-n-перехід проходить невеликий струм I_o , значення якого залежить від висоти потенціального бар'єру. Неосновних носіїв у кристалі дуже мало. Для них потенціальний бар'єр не створює перепони – вони легко проникають крізь р-n-перехід і створюють у діоді струм I_o , значення якого не залежить від висоти потенціального бар'єру. Рівновага відповідає висоті потенціального бар'єру, за якої ці струми компенсують один одного, тоді результуючий струм діода дорівнює нулю.

Якщо подати на діод зовнішню напругу U в прямому напрямі, то зменшується висота потенціального бар'єра на значення eU .

Внаслідок цього збільшується сила струму основних носіїв I_o , а сила струму неосновних носіїв залишається без зміни. Отже,

результуючий струм проходить у напрямі $p \rightarrow n$. Цей струм називають **прямим**.

Якщо змінити полярність зовнішньої напруги на діоді, тоді потенціальний бар'єр підвищиться на eU і зменшиться сила струму основних носіїв I_o . При цьому виникає слабкий результуючий струм, який проходить крізь діод у напрямі $n \rightarrow p$ (**зворотний струм**). Зі збільшенням зворотної напруги U цей струм швидко перестає залежати від U – досягає насичення і рівний значенню **струму насичення** I_n . Струм насичення визначається концентрацією неосновних носіїв, яка є низькою, тобто значення I_n є дуже малим.

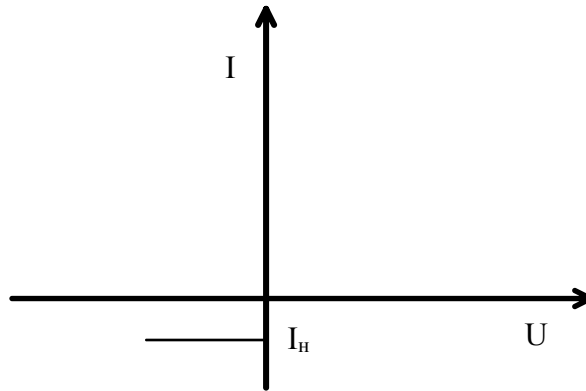


Рисунок 9.1

Залежність сили струму в напівпровідниковому діоді від прикладеної до нього зовнішньої напруги називають **вольтамперною характеристикою діода** (рис. 9.1). Вона виражається формулою

$$I = I_n \left[\exp \left(\pm \frac{eU}{kT} \right) - 1 \right], \quad (9.1)$$

де знак "+" відповідає прямій напрузі U , а знак „-” – зворотній. Із збільшенням напруги прямий струм росте експоненціально, а

зворотний вже за невеликої напруги досягає насичення. Він приблизно в 10^9 разів менший за прямий. Як видно (рис. 9.1), діод має нелінійну вольт-амперну характеристику і тому має практично односторонню провідність.

При підвищенні температури прямий струм через р-п-перехід дещо зростає, тому що він залежить від концентрації основних носіїв заряду. Концентрації основних носіїв заряду за кімнатної температури ростуть повільно, тому що вони близькі до домішкового насичення. Зворотний струм з підвищенням температури росте швидко, тому що він залежить від концентрації неосновних носіїв, а вона росте з підвищенням температури експоненціально.

Реальні характеристики напівпровідникових діодів сильно відрізняються від ідеальних. У прямої області експонента доходить тільки до напруги U_n . Для напруг $U > U_n$ потенційний бар'єр зникає і опір р-п-переходу зменшується. Тому для $U > U_n$ вольт-амперна характеристика лінійна. Для $U > U_n$ діод характеризується

$$r_D = \frac{\Delta U}{\Delta I}$$

динамічним опором:

У зворотній області крім струму насичення є ще й інший струм, викликаний тепловою генерацією носіїв в області об'ємного заряду. Чим більша товщина шару об'ємного заряду, тим більший сумарний струм. Тобто до звичайного струму насичення додається ще струм, пропорційний товщині шару об'ємного заряду, тобто кореню квадратному від зворотної напруги.

9.2 Імпульсні і частотні характеристики. Пробій

Імпульсні і частотні характеристики діода – це його динамічні параметри: час відновлення t_v зворотної напруги; час наростання t_n прямого струму; гранична частота діода f_{max} та ін. Потужність втрат у діоді різко підвищується при його включенні і, особливо, при вимиканні. Для зниження цих втрат і забезпечення надійної роботи діода застосовуються спеціальні схеми формування динамічних

процесів — снаббери (snubbers). Найпростішою схемою снаббера є коло, що складається з послідовно ввімкненого опору і конденсатора. Ця схема підключається паралельно до діода (пунктир на рис. 9.2).

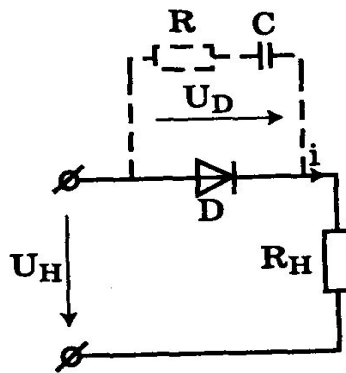


Рисунок 9.2

Погіршення властивостей р-n-переходу для високих частот пояснюється тим, що неосновні носії, введені за позитивний напівперіод, не встигають рекомбінувати і під час негативного напівперіоду ідуть назад через р-n-перехід. Тобто у випадку використання високих частот в р-n-області відбувається швидке нагромадження дірок і електронів. Також при цьому необхідно враховувати і ємнісний струм через р-n-перехід, зумовлений основними носіями.

Характерна частота, вище якої р-n-перехід втрачає свої властивості, називається гранична частота діода $f_{\max}$. Граничною частою звичайних діодів може бути значно підвищена введенням домішок, що є ефективними центрами рекомбінації.

За умови великої зворотної напруги на р-n-переході, коли в ньому виникає велике електричне поле, перехід “пробивається” і через нього протікає дуже великий струм. Це явище називають пробоем р-n-переходу. Існують три основні механізми пробоя: **теплова нестійкість, тунельний ефект і лавинне множення.**

Пробій, обумовлений тепловою нестійкістю, визначає електричну міцність більшості ізоляторів за кімнатної температури,

а також є основним чинником у напівпровідниках з відносно вузькою шириною забороненої зони. Коли через р-п-перехід протікає зворотний струм, в ньому виділяється тепло. Збільшення зворотної напруги викликає підвищення температури переходу. У свою чергу це призводить до зростання зворотного струму. Унаслідок теплового нагрівання за великих зворотних напруг на вольт-амперній характеристиці виникає ділянка з негативним диференціальним опором. На цій ділянці діод виходить з ладу. У р-п-переходах з порівняно великими струмами насичення, наприклад у германієвих переходах, тепла нестійкість виявляється вже за кімнатних температур. Однак за дуже низьких температур тепла нестійкість стає несуттєвою в порівнянні з іншими механізмами пробою.

Тунельний ефект зумовлений переходом основних носіїв струму через р-п-перехід. При цьому ці носії не мають достатньої енергії, щоб подолати потенціальний бар'єр р-п-переходу. Докладно цей ефект ми розглянемо пізніше. Пробій, зумовлений цим ефектом носить назву ефекту Зенера.

Лавинне множення, чи ударна іонізація, є найбільш важливим механізмом пробою р-п-переходів. Напруга лавинного пробою визначає верхню межу зворотної напруги більшості діодів. Лавинне множення викликається генерацією пар електронів і дірок. Електрон (або дірка) з енергією, що перевищує ширину забороненої зони, може створити нову пару "електрон-дірка". Однак для утворення нової пари необхідні певні умови. Справа в тому, що при утворенні електроном з нової пари закон збереження енергії й імпульсу виконується лише за участю фонона домішкового центра, тому що сума імпульсів повільних електрона і дірки і електрона, що їх породжує, після йонізації виявляється меншою первісного імпульсу швидкого електрона. Тому йонізація не дуже швидкими електронами може відбуватися тільки з одночасною віддачею імпульсу фонону домішкового центру.

Закон збереження енергії й імпульсу може виконуватися без участі фононів. Тому для не дуже швидких електронів чи дірок імовірність йонізації виявляється меншою, ніж імовірність зіткнення з фононом без йонізації.

9.3 Ємність р-п-переходу. Параметричний діод

Потрібно також розглянути питання про ємність р-п-переходу, оскільки прилади, в основі дії яких лежать властивості р-п-переходу, працюють також у колах змінного струму.

Р-п-перехід можна розглядати як систему двох провідників, розділених шаром з дуже малою концентрацією вільних носіїв заряду, тобто шаром діелектрика. Таким чином р-п-перехід є водночас і конденсатором. Якщо межа між областями кристала з р- і п-типом провідності має площу S і якщо товщина шару об'ємного заряду h всюди однакова, то ємність такого конденсатора дорівнює

$$C_s = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{h}, \quad (9.2)$$

де ϵ_0 – електрична стала;

ϵ – діелектрична проникність.

Ця ємність називається **зарядною ємністю р-п-переходу**. Ширина р-п-переходу в рівноважному стані залежить від концентрації домішок у напівпровіднику N_a і N_d . За умовами електричної нейтральності напівпровідника з р-п-переходом впливає, що абсолютні величини об'ємних зарядів йонізованих атомів домішок по обидві сторони границі повинні бути рівні, тому

$$N_a h_a = N_d h_d, \quad (9.3)$$

де h_a і h_d – товщини шарів об'ємного заряду в р- і п-областях кристала відповідно ($h_a + h_d = h$).

Загальна товщина р-п-переходу тим більша, чим менша концентрація домішок. Ширина р-п-переходу залежить також від величини зовнішньої напруги, прикладеного до нього: збільшення зворотної напруги (за абсолютною величиною) збільшує цю ширину, а збільшення прямої напруги зменшує її. Таким чином, ширина р-п-переходу залежить від концентрації і розподілу домішок, величини і напрямку зовнішньої напруги.

Обчислити ширину р-п-переходу в загальному випадку не вдається, але для деяких окремих випадків це можливо. Якщо між р- і п-областями кристала існує різка границя, то ширина р-п-переходу визначається формулою

$$h = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(\Delta\varphi_K - U)(n_n + n_p)}{en_p n_n}}, \quad (9.4)$$

де U – зовнішня напруга;

ε_0 – електрична стала;

ε – діелектрична проникність;

e – елементарний заряд;

$\Delta\varphi_K$ – контактна різниця потенціалів;

n_n і n_p – концентрації електронів і дірок відповідно.

Підставивши (9.4) в (9.2), можна отримати ємність р-п-переходу для даного випадку. Ємність переходу залежить від прикладеної зовнішньої напруги. Ємність р-п-переходу визначається не тільки його зарядною ємністю. Вона зв'язана ще з важливим процесом **інжекції** (введення) нерівноважних носіїв заряду в р-п-перехід. Коли через р-п-перехід проходить прямий струм, то з р-області в п-область переходять дірки, а з п-області в р-область – електрони. У результаті проходження прямого струму концентрації носіїв різко зростають і рівновага в напівпровіднику порушується. Цей процес і називається інжекцією нерівноважних носіїв заряду.

Таким чином, зміна напруги на р-п-переході призводить до зміни концентрації нерівноважних носіїв заряду по обидві сторони переходу, тобто до зміни заряду по обидві сторони р-п-переходу. Але зміна заряду, викликана зміною напруги, можна розглядати як результат дії деякої ємності

$$C_\phi = \frac{\Delta q}{\Delta U}. \quad (9.5)$$

Ця ємність називається **дифузійною ємністю** тому, що з'являється за рахунок зміни дифузійного струму через перехід. Дифузійний струм зумовлений не наявністю поля, а наявністю різниці концентрацій носіїв струму.

Величина дифузійної ємності тим більша, чим більший струм через р-п-перехід. Вона також залежить від часу життя неосновних

носіїв заряду в напівпровіднику. Час, що пройшов від моменту появи неосновного носія до моменту його рекомбінації, називається **часом життя**. Чим більший час життя введеного неосновного носія, тим довше він буде порушувати нейтральність напівпровідника, тим більший заряд, створений нерівноважними носіями заряду, а отже, тим більшою буде дифузійна ємність р-n-переходу. Повна ємність р-n-переходу визначається сумою зарядної і дифузійної ємностей:

$$C = C_z + C_d \quad (9.6)$$

Час життя неосновних носіїв, а також відстань, на яку вони можуть поширитися в напівпровіднику (дифузійна довжина), впливають на частотні характеристики напівпровідникових приладів. Якщо час життя неосновних носіїв виявиться більшим, ніж півперіод зовнішньої напруги, то неосновні носії за час позитивного півперіоду напруги не встигають рекомбінувати і під час негативного півперіоду втягуються через р-n-перехід назад, збільшуючи тим самим зворотний струм.

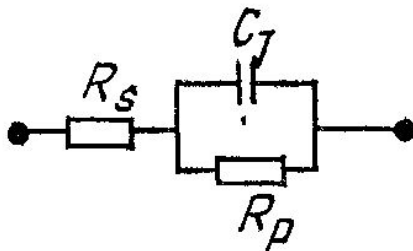


Рисунок 9.3

Залежність ємності р-n-переходу від прикладеної напруги використовується у так званих **варакторах або параметричних діодах**. Варактором називається прилад, ємністю якого можна управляти в широких межах. Еквівалентна схема варактора зображена на рис. 9.3, де C_J – ємність переходу, R_s – послідовний опір, R_p – еквівалентний паралельний опір, що зумовлений генераційно-рекомбінаційним струмом, дифузійним струмом і струмом поверхневого витоку.

Варактори використовуються в параметричних підсилювачах, генераторах гармонік і детекторах.

Запитання для самоперевірки

- | | |
|---|---|
| 1 | Пояснити особливості вольт-амперної характеристики напівпровідникового діода. |
| 2 | Що таке снаббер і для чого він використовується? |
| 3 | Які основні механізми пробою р-п-переходу? |
| 4 | Що таке ємність р-п-переходу і чим вона обумовлена? |
| 5 | Які є види ємності р-п-переходу. |
| 6 | Що таке варактор і де він використовується? |

10 ТУНЕЛЬНІ ДІОДИ. СТАБІЛІТРОНИ І СТАБІЛІЗАТОРИ

10.1 Тунельні діоди

Перший тунельний діод винайшли випадково, під час досліджень дуже вузьких сплавних переходів, виготовлених на сильнолегованому електронному германію. Перші повідомлення про цей новий своєрідний напівпровідниковий прилад було опубліковано на початку 1958 р. професором Токійського університету Лео Есакі. Своєю назвою цей прилад зобов'язаний тому, що механізм подолання носіями переходу в цьому приладі ґрунтується на тунельному ефекті.

Обстеження перших зразків тунельних діодів показало, що цей тип діода при подаванні на нього від'ємного зміщення не виявляє характеристики запирання. Навпаки, при обернених зміщеннях зворотні струми цього діода перевищували прямі струми звичайних діодів при тих самих напругах зміщення (десяті частки вольт). Пряма вітка характеристики тунельного діода мала характерний злам із спадною ділянкою.

Наявність спадної ділянки (ділянки від'ємного опору) вольт-амперної характеристики свідчило про те, що цей прилад можна використовувати для підсилення і генерування коливань і як прилад з двома стійкими станами. Загальний вигляд прямої вітки вольт-амперної характеристики германієвого тунельного діода зображено на рис. 10.1. Можна зауважити, що при використанні спадної ділянки вольт-амперної характеристики вся область робочих напруг не перевищуватиме 0,5 В. Таким чином, тунельний діод – це прилад, що працює за дуже малих значень напруги джерел живлення. Мала споживна потужність робить його, отже, дуже перспективним для застосування в схемах лічильної техніки, де питання споживання енергії від джерел живлення мають дуже велике значення.

Вивчення механізму тунельного струму показує, що в тунельному приладі заряд переноситься не неосновними носіями, як це було в усій решті розглянутих раніше приладів, а *основними* носіями. У цьому разі перенесення заряду не повинно бути пов'язаним з повільними процесами дифузії або дрейфу неосновних носіїв. Швидкість поширення процесу в цьому разі визначатиметься часом релаксації. Для сильнолегованого германію час релаксації матиме порядок 10^{-13} с і тому не обмежуватиме частотних властивостей приладу.

Оскільки в сильнолегованих напівпровідниках температура, за якої домішкова електропровідність вже не розрізняється на фоні власної електропровідності, буде найвищою, то тунельні прилади повинні мати найвищу верхню температурну межу роботи.

З другого боку, як було зазначено, тунельний ефект є на переходах, утворених виродженими напівпровідниками. У вироджених напівпровідниках рівень Фермі лежить у дозволених зонах. Це означає, що такі напівпровідники матимуть металевий тип провідності і, отже, зберігатимуть свою електропровідність аж до дуже низьких (гелієвих) температур. Отже, тунельні діоди повинні бути дієздатними і за найнижчих температур.

Таким чином, вивчаючи перші зразки тунельних діодів, дослідники оцінили ряд їх істотних переваг і визначили дві основні області їх застосування:

- а) схеми високошвидкісного перемикання;
- б) схеми підсилення і генерування коливань на надвисоких частотах.

Рисунок 10.1

Практика підтвердила правильність цієї оцінки. Розвиток тунельних діодів тепер відбувається саме в цих напрямках. Можна чекати, що в найближчому майбутньому цей прилад набуде дуже великого значення, незважаючи на деякі його вади. До числа вад тунельного діода належить порівняно високий коефіцієнт шумів. Безумовно, підсилювачі і перетворювачі НВЧ коливань на тунельних діодах завжди поступатимуться цим параметром перед параметричними підсилювачами і перетворювачами.

Другою вадою тунельного діода є те, що він є двополісником. Це до певної міри заважає конструкторові. Ряд схем, що легко здійснюються за допомогою триполісних елементів (триполісників), не можна відтворити за допомогою двополісників. Певні складності виникають і з розділенням кіл входу і виходу.

В основу роботи тунельного діода, про що вже йшлося вище, покладено так званий **тунельний ефект**. Зміст цього явища полягає в тому, що електрон, який має енергію меншу, ніж висота потенціального бар'єра, може все ж таки проникнути крізь цей потенціальний бар'єр. Електрон нібито користується своєрідним тунелем, щоб проникнути *крізь* бар'єр, не піднімаючись *над* його рівнем.

Для широких електронно-діркових переходів з низькою напруженістю електричного поля в них імовірність тунельного проходження електронів через бар'єр настільки мала, що її не слід урахувати. Наприклад, для германію для напруженості електричного поля в переході 10^6 В/см внаслідок тунельного ефекту через прохід проходить 1 електрон за секунду, а для 10^8 В/см – вже 10^{12} електронів за секунду через квадратний сантиметр площі переходу.

Для сильнолегованих напівпровідників контактна різниця потенціалів (висота бар'єра) близька до ширини забороненої зони. Тим часом через високу концентрацію донорів і акцепторів об'ємні заряди сконцентровані в дуже вузьких областях. Внаслідок цього навіть тоді, коли немає зовнішньої напруги, напруженість поля в переході може бути дуже високою.

Для діодів з тунельним пробієм на оберненій вітці вольт-амперної характеристики напруженість поля в переході не є самою достатньою для забезпечення тунельного переходу електронів крізь $p - n$ -перехід. Прикладаючи зовнішню напругу в напрямку запирання, напруженість поля досягає якогось критичного значення, при якому починається пробій, зумовлений тунельним переходом електронів крізь бар'єр.

У тунельному діоді за рахунок дуже сильного легування напруженість поля в переході забезпечує можливість вільного тунельного проходження електронів через перехід не тільки коли немає зовнішньої *зворотної* напруги, але навіть і для невеликих додатних зміщень.

Припускаючи, що товщина $p - n$ -переходу тунельного діода становить близько 10 нм (10^{-6} см), а контактна різниця потенціалів (0,6 – 0,7) В, отримуємо, що напруженість поля в переході становить $(6 \div 7) \cdot 10^7$ В/м. Вище ми бачили, що ймовірність тунельного

проходження електронів різко зростає з наближенням величини напруженості поля до 10^8 В/м.

Основними параметрами тунельного діода є:

- а) струм піку I_m , що становить $(0,1 \div 100)$ мА;
- б) відношення струму піку I_n до струму западини I_s , яке становить $5 \div 20$.

Тунельні діоди – це швидкодіючі напівпровідникові прилади, які застосовуються не тільки в генераторах високочастотних коливань, а й в швидкодіючих імпульсних перемикачах.

10.2 Стабілітрони

Електронні пристрої на основі напівпровідникових матеріалів працюють, як звичайно, при напругах джерел живлення нижчих, ніж схеми на електровакуумних приладах.

При стабілізації напруг як джерела опорної напруги в ламповій техніці використовуються газорозрядні прилади – стабіловольти. Проте стабіловольти мають порівняно високі потенціали запалювання (70 – 100В) і тому використовувати їх в апаратурі на напівпровідникових приладах з напругою джерела живлення 15 – 20 В або навіть нижче, неможливо.

Проте для створення стабілізованих джерел живлення апаратури на напівпровідникових приладах низьковольтне джерело опорної напруги було б конче потрібне. Приблизно в 1954-1955 рр. дослідження явищ пробою кремнієвих $p - n$ -переходів показали, що таким аналогом стабіловольта може бути кремнієвий діод. У деяких випадках характеристика пробою кремнієвих переходів проходить майже паралельно вісі струмів. До напруги пробою вольт-амперна характеристика такого діода нічим не відрізняється від характеристики звичайного діода, тоді як в області пробою при тому самому значенні напруги на діоді струм може змінюватись у досить широких межах. Це й буде напруга стабілізації.

Експерименти показали, що є можливість створити такі діоди на напруги стабілізації від одиниць вольт до 100 В і вище, перекидаючи тим самим діапазон роботи газорозрядних стабілізаторів напруги. Такі діоди було названо стабілітронами.

Оскільки передбачалося, що в основу дії цих діодів покладено тунельний (зенерівський) пробій, то ці діоди в літературі часто називають діодами Зенера.

За класифікацією стабілітрони поділяються залежно від точності підтримування напруги на дві категорії: регулюючі й опорні діоди. У нашій практиці такої класифікації не прийнято. Тепер у різних країнах розроблено велику кількість типів напівпровідникових стабілізаторів напруги – стабілітронів. В основному всі вони є кремнієвими діодами з напругою пробою (що є напругою стабілізації) від 3,5 до 200 В на потужностях від 250 мВт до 50 Вт.

Оскільки величина напруги пробою безпосередньо зв'язана з питомим опором матеріалу, то природно припустити, що стабілітрони на низькі напруги стабілізації виготовляються з низькоомного матеріалу, тоді як високовольтні переходи мають достатню ширину і в них лавинний перехід починається набагато раніше, ніж напруженість поля досягне величини, потрібної для пробою полем (тунельного пробою). Справді, дослідження показують, що в досить широкому діапазоні напруг (приблизно від 8 В до 200 В) пробій у стабілітронах є лавинним. В області приблизно від 8 В до 6 В пробій визначається дією як лавинного, так і тунельного механізмів. В області напруг нижче 6 В можна вважати, що лавинного механізму пробою вже практично немає і діє тільки тунельний механізм. Отже, діодами Зенера можна називати тільки низьковольтні стабілітрони.

На рис. 10.2 показано ідеалізовану вольт-амперну характеристику стабілітрона і навантажувальну пряму R_n .

Основні параметри, якими характеризується стабілітрон, такі:

- 1) напруга стабілізації $U_{ст}$;
- 2) динамічний опір $R_d = du/di$, $i = I_{cm}$;
- 3) статичний опір $R_{стат} = U_{ст}/I_{ст}$;
- 4) коефіцієнт якості $Q = R_d/R_{стат}$;
- 5) температурний коефіцієнт напруги стабілізації (ТКН).

Якщо припустити, що вольт-амперна характеристика в області пробою проходить паралельно вісі струмів, то на ідеалізованій характеристиці рис.10.2 напруга стабілізації збіглася б з напругою пробою. Оскільки вольт-амперна характеристика має певний нахил,

то напруга стабілізації, взагалі кажучи, залежатиме від положення робочої точки (точка А на рис. 10.2)

Крім того, у реальному діоді перехід від області струму насичення ($I_{к.зв}$) до області пробою не відбувається різко із зломом характеристики в точці Б. Однозначно визначити точку на вольт-амперній характеристиці, що відповідає моменту пробивної напруги, не вдається.

Рисунок 10.2

Таким чином, напруга пробою і напруга стабілізації охоплюватимуть, взагалі кажучи, певну область напруг. Тому для однозначного визначення на вольт-амперній характеристиці діода якоїсь точки, напругу якої ми беремо за напругу стабілізації, треба задатися якоюсь певною величиною струму. Будь-яке відхилення струму від цієї величини спричинюватиме зміну напруги на діоді. Чим менші зміни напруги відповідатимуть наперед заданим змінам струму, тим кращу стабілізацію забезпечуватиме діод. Динамічний опір R_d , що характеризує нахил вольт-амперної характеристики в області пробою, характеризуватиме, отже, міру стабілізації. В ідеальному випадку $R_d = 0$, і зміни струмів не приведуть до зміни напруги на діоді. Термін “динамічний опір” не зовсім вдалий. Правильніше було б назвати цей опір диференціальним. Але цей термін тепер дуже поширений і ми користуватимемось ним надалі.

Мінімальні значення R_d спостерігаються для діодів з пробивною напругою близько 7 В; із зростанням пробивної напруги

з 7 В до 18 В динамічний опір стабілітрона зростає приблизно на порядок.

Статичний опір $R_{\text{стат}}$ характеризує втрати в діоді в певній робочій точці. Величина $R_{\text{стат}}$ визначається напругою стабілізації і робочими струмами. Коефіцієнт якості $Q = R_{\text{д}}/R_{\text{стат}}$ визначає, на відміну від динамічного опору, не просто нахил вольт-амперної характеристики, а його відношення до величини напруги стабілізації:

$Q = \frac{R_{\text{д}}}{U_{\text{см}}} I_{\text{см}} = \frac{\partial u}{U_{\text{см}}} \frac{I_{\text{см}}}{\partial i} = \frac{\partial u}{U_{\text{см}}} / \frac{\partial i}{I_{\text{см}}}$	(10.1)
--	--------

Перетворивши вираз для Q , можна побачити, що коефіцієнт якості є відношення відносної зміни напруги на стабілітроні до відносної зміни струму, що її спричинила. Оскільки максимальним змінам струму повинні відповідати мінімальні зміни напруги, то очевидно, що величина Q для добрих стабілітронів повинна бути якомога меншою. Сучасні кремнієві стабілітрони характеризуються коефіцієнтом якості в межах 0,01 – 0,05 і нижче.

Винятково важливим параметром стабілітронів є температурний коефіцієнт напруги стабілізації (ТКН). Із зміною температури величина напруги пробою змінюється. Однією з серйозних причин зміни пробивної напруги з температурою є зміна довжини вільного пробігу. У порівняно чистих слабколегованих напівпровідниках довжина вільного пробігу визначається зіткненнями носіїв з кристалічною решіткою. При розсіюванні носіїв на решітці довжина вільного пробігу з підвищенням температури зменшується. Тому, щоб для меншої довжини вільного пробігу носіїв набув енергії, достатньої для йонізації валентних зв'язків, поля в переході повинні мати чималу величину. Напруга пробою зростатиме з підвищенням температури. У сильнолегованому напівпровіднику визначаючого значення для довжини вільного пробігу набуває розсіювання зарядів на йонізованих атомах домішок. Температурна залежність напруги пробою визначатиметься не температурною залежністю рухливості, а температурною залежністю ширини забороненої зони. З підвищенням температури ширина забороненої зони зменшується, імовірність тунелювання зростає і напруга пробою спадає. Отже,

високовольтні і низьковольтні стабілітрони повинні мати протилежний знак зміни напруги стабілізації із зміною температури. Зміна знака відбувається при концентраціях близько $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. У цій області ($U_{пр} = (5 \div 6) \text{ В}$) зміни напруги стабілізації з температурою будуть мінімальними.

Температурний коефіцієнт напруги стабілізації подають звичайно в $\%/^{\circ}\text{C}$ і визначають з такої залежності:

$TKH = \frac{du_{np}}{dT} \frac{1}{u_{np}} \cdot 100\% / ^{\circ}\text{C}$	(10.2)
--	----------

Розрахунок ТКН для кремнієвих переходів, виготовлених різними методами, проведено з припущенням, що пробій визначається в основному лавинним механізмом, дає такі значення для високовольтних переходів:

- а) сплавні переходи $0,37 \text{ } \%/^{\circ}\text{C}$;
- б) дифузійні переходи $0,3 \text{ } \%/^{\circ}\text{C}$;
- в) переходи з високоомною областю (типу $p-i-n$) - $0,22 \text{ } \%/^{\circ}\text{C}$.

10.3 Постійний параметричний стабілізатор

Величина напруги на виході випрямляча може коливатися в значних межах, що погіршує роботу апаратури. Основними причинами цих коливань є зміни напруги на вході випрямляча і зміна навантаження. Існують зміни напруги двох видів: повільні, що відбуваються протягом від декількох хвилин до декількох годин, і швидкі, тривалістю частки секунди. Ці зміни негативно позначаються на роботі апаратури. Для забезпечення заданої точності вимірювальних приладів необхідна стабілізація напруги.

Стабілізатором напруги називається пристрій, що підтримує в певних межах напругу на навантаженні з необхідною точністю при зміні опорного навантаження і напруги мережі. **Стабілізатором струму** називається пристрій, що підтримує струм у навантаженні з необхідною точністю при зміні опорного навантаження і напруги мережі.

Стабілізатор одночасно зі своїми основними функціями здійснює і придушення пульсацій. Якість роботи стабілізатора

оцінюється коефіцієнтом стабілізації, рівним відношенню відносної зміни напруги на вході до відносної зміни напруги на виході стабілізатора:

$$K_{ct} = \frac{\Delta U_{\text{вх}}}{U_{\text{вх}}} \bigg/ \frac{\Delta U_{\text{вих}}}{U_{\text{вих}}} \quad (10.3)$$

Якість стабілізації оцінюється також відносною нестабільністю вихідної напруги

$$K_u = \frac{\Delta U_{\text{вих}}}{U_{\text{вих}}} \quad (10.4)$$

Внутрішній опір

$$r_{\text{вн}} = \frac{\Delta U_{\text{вих}}}{\Delta I_{\text{н}}} \quad (10.5)$$

Коефіцієнт згладжування пульсацій

$$q = \frac{U_{\text{вх}} \sim}{U_{\text{вх}}} \bigg/ \frac{U_{\text{вих}} \sim}{U_{\text{вих}}} \quad (10.6)$$

де $U_{\text{вх}} \sim$, $U_{\text{вих}} \sim$ – амплітуди пульсації вхідної і вихідної напруг відповідно.

Коефіцієнт корисної дії визначається для всіх типів стабілізаторів за відношенням вхідної $P_{\text{вх}}$ і вихідної $P_{\text{вих}}$ активних потужностей

$$\eta = \frac{P_{\text{вих}}}{P_{\text{вх}}} \quad (10.7)$$

Існують два основних методи стабілізації: параметричний і компенсаційний.

Параметричний метод заснований на використанні нелінійних елементів, за рахунок яких відбувається перерозподіл струмів і напруг між окремими елементами схеми, що веде до стабілізації.

При зміні напруги на вході стабілізатора в широких межах ($\Delta U_{\text{вх}}$) напруга на виході змінюється в значно менших межах ($\Delta U_{\text{вих}}$).

Структурна схема параметричного стабілізатора складається з двох елементів – лінійного і нелінійного. Параметричні

стабілізатори напруги виготовляють на основі кремнієвих стабілітронів. Параметричний стабілізатор постійної напруги складається зі стабілітрона і резистора R (див. рис. 10.3). Даний резистор обмежує струм, що проходить по схемі.

Рисунок 10.3

Коефіцієнт стабілізації

$$K_{cm} = \frac{\Delta U_{Rz} + \Delta U_{внх}}{U_{внх}} : \frac{\Delta U_{внх}}{U_{вх}} = \left(1 + \frac{\Delta U_{Rz}}{U_{внх}} \right) \frac{U_{внх}}{U_{вх}} =$$

$$= \left[1 + Rz \left(\frac{1}{r_{cm}} + \frac{1}{R} \right) \right] \frac{U_{внх_ном}}{U_{вх_ном}}. \quad (10.8)$$

Оскільки $r_{cm} \ll R$ і $Rz/r_{cm} \gg 1$, то

$$K_{cm} \approx \frac{Rz}{r_{cm}} \frac{U_{внх}}{U_{вх}}. \quad (10.9)$$

Звичайно K_{cm} не перевищує декількох десятків. Існує гранично досяжний для даного стабілітрона коефіцієнт стабілізації

$$K_{cm \max} = \frac{U_{внх}(1 - \alpha_{\min})}{(I_n + I_{cc})r_{cm}}, \quad (10.10)$$

де

$$\alpha_{\min} = \frac{U_{вх} - U_{вх \min}}{U_{вх}}. \quad (10.11)$$

При збільшенні R_z зростають втрати потужності, знижується ККД:

$$\eta = \frac{P_{вих}}{P_{вх}} = \frac{I_{вих} U_{вих}}{(I_{вих} + I_{ст}) U_{вх}} \quad (10.12)$$

Максимальний ККД $\eta_{max} = 20-30\%$, що визначається значними втратами потужності в резисторі і самому стабілітроні. Тому просту схему зі стабілітроном застосовують для стабілізації напруги на навантаженнях, що споживають дуже малу потужність.

Істотним недоліком кремнієвих стабілітронів є зміна напруги пробою із зміною температури. Це зміна можна виразити лінійною залежністю:

$$\Delta U_{ст} = \gamma \Delta t, \quad (10.13)$$

де γ – абсолютний температурний коефіцієнт.

Стабілітрони з $U_{ст} < 5В$ мають негативний γ , тобто $U_{ст}$ зменшається з ростом температури, а стабілітрони з $U_{ст} > 5В$ – позитивний γ .

Для зменшення температурної нестабільності використовують схеми з температурною компенсацією. Компенсаційний стабілізатор відрізняється наявністю негативного зворотного зв'язку, за допомогою якого сигнал неузгодженості підсилюється і впливає на регульований елемент, змінюючи його опір, що веде до стабілізації. Компенсаційні стабілізатори, у яких регульований транзистор постійно знаходиться у відкритому стані, називаються лінійними чи з постійним регулюванням. В імпульсному стабілізаторі регульований транзистор працює в ключовому режимі.

Запитання для самоперевірки

- 1 Що таке тунельний ефект?
- 2 Пояснити особливості вольт-амперної характеристики тунельного діода.
- 3 Для розв'язку яких задач використовуються тунельні діоди?
- 4 Які недоліки тунельних діодів ви знаєте?
- 5 Для чого використовуються стабілітрони?
- 6 Пояснити ідеалізовану вольт-амперну характеристику стабілітрона.
- 7 Які основні параметри стабілітронів ви знаєте?
- 8 Для чого використовуються стабілізатори?

- 9 Які експлуатаційні характеристики стабілізаторів ви знаєте?
- 10 Які є основні методи стабілізації?
- 11 Що таке коефіцієнт стабілізації?
- 12 Який основний недолік кремнієвого стабілітрона і які засоби використовують для його усунення?

11 БІПОЛЯРНІ ТРАНЗИСТОРИ

11.1 Напівпровідниковий тріод (транзистор)

Напівпровідникові р-п-переходи використовуються не тільки для випрямлення змінного струму, але й можуть бути використані також для підсилення електричних сигналів. Якщо в електричну схему із двох ввімкнених послідовно між собою р-п-переходів ввести зворотній зв'язок, то її можна використовувати і для генерації електричних коливань. Напівпровідникові прилади, призначені для розв'язку цих завдань, отримали назву **напівпровідникових тріодів** або **транзисторів**. Перші напівпровідникові тріоди отримали в 1949 р. американські вчені Д. Бардін, В. Браттайн та І. Шоклі, за що були удостоєні Нобелівської премії в 1956 р. Транзистор (TRANSFER RESISTOR – перетворюючий опір) – це напівпровідниковий прилад, який застосовують для підсилення або генерації електричних сигналів.

Для виготовлення транзисторів використовуються в основному германій і кремній, оскільки вони характеризуються значною механічною міцністю, хімічною стійкістю і великою рухливістю носіїв струму. Напівпровідникові тріоди є двох типів – **точкові** і **площинні**. Перші використовуються для підсилення напруг, однак недоцільні для підсилення потужності, оскільки при цьому можуть перегріватись (верхня межа робочої температури точкового германієвого тріода становить 50-80°C). Площинні тріоди є більш потужними.

Розглянемо принцип роботи площинного п-р-п-транзистора (рис. 11.1). Робочі “електроди” транзистора, якими є **база B** (середня частина транзистора) **емітер E** і **колектор K** (напівпровідники, які прилягають до бази з обидвох боків з іншим типом провідності, ніж база), вмикаються за допомогою металічних провідників в електричну схему.

Між емітером E і базою B вмикається постійне джерело ε_E зміщуючої напруги в прямому напрямі, а між базою B і колектором K – постійне джерело ε_K зміщуючої напруги в зворотному напрямі. Внаслідок такої полярності ввімкнення ε_E і ε_K п-р-перехід між емітером E і базою B буде мати малий опір (буде відкритим), а

p-n-перехід між базою B і колектором K буде мати великий опір (буде закритим). Оскільки база B одночасно ввімкнена в емітерне і колекторне електричні кола, то така схема ввімкнення транзистора називається схемою із спільною базою. Підсилювана змінна напруга $U_{вх}$ подається на вхідний опір $R_{вх}$ в емітерному колі, а підсилена напруга $U_{вих}$ знімається із вихідного опору $R_{вих}$ в колекторному колі.

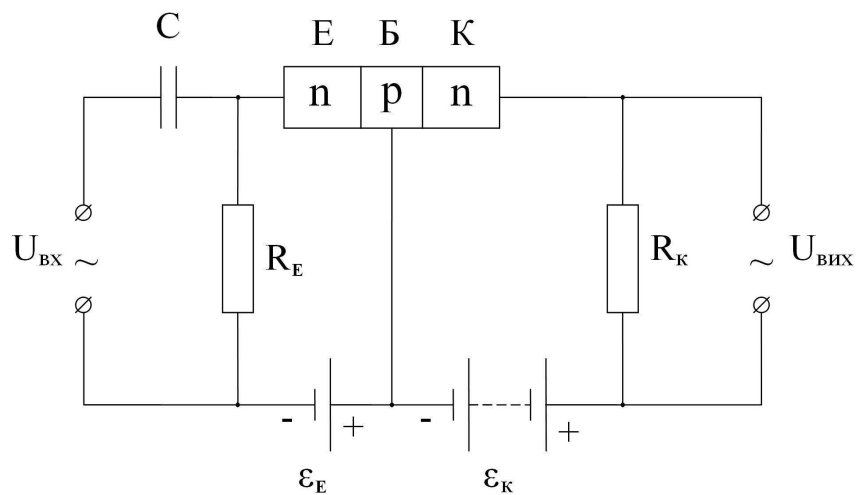


Рисунок 11.1

Протікання струму в емітерному колі обумовлене рухом електронів і супроводжується їх “вприскуванням” - **інжекцією** – в область B . Частина цих електронів рекомбінує із дірками, які є в р-напівпровіднику бази. Оскільки товщина бази B досить мала (вимірюється в мікронах), то значна частина електронів, які не встигли рекомбінувати під дією прискорюючого електричного поля між базою B і колектором K , дифундують в нього з великими швидкостями і змінюють величину струму в колекторному колі. Таким чином, зміна струму в колі емітера обумовлює відповідну зміну струму в колі колектора. Прикладаючи між емітером E і

базою B змінну напругу $U_{вх}$, отримують в колекторному колі змінний струм, а на вихідному опорі $R_{вих}$ змінну напругу $U_{вих}$.

Використовується й інша найбільш поширена схема ввімкнення транзистора – із спільним емітером (рис.11.2). В цій схемі р-п-перехід між базою і емітером відкритий і має малий опір. Струм в колекторному колі безпосередньо залежить від струму в базовому колі. Таким чином, величина струму в колекторному колі управляється малим струмом в базовому колі. Якщо в базове коло ввімкнути джерело електричного сигналу, то такий же значно підсилений сигнал виділиться на резисторі навантаження в колекторному колі.

Напівпровідникові тріоди, на відміну від діодів, мають два електронно-діркових переходи, ввімкнених послідовно між собою назустріч один одному (n-p-n або p-n-p-переходи). Умовне позначення транзисторів на схемах подають, як зображено на рис. 11.3.

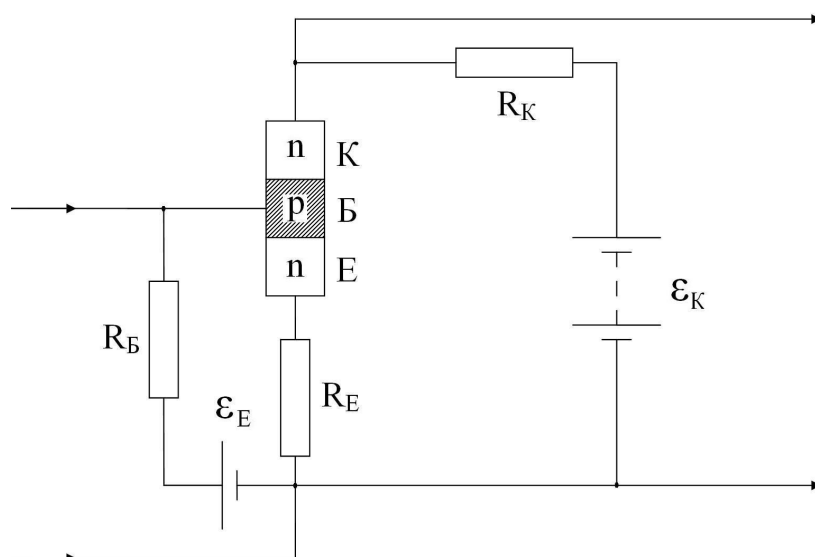


Рисунок 11.2

Напівпровідниковий тріод – транзистор - виконує ті ж завдання, що і ламповий тріод, який має три електроди – катод, анод і сітку. В транзисторі функцію катода виконує емітер, функцію анода – колектор, функцію сітки – база. Транзистор, подібно до вакуумної електронної лампи, дає підсилення напруги і потужності. Якщо в лампі анодний струм регулюється потенціалом сітки, то в транзисторі струм колектора, який відповідає анодному струму лампи, регулюється напругою на базі.

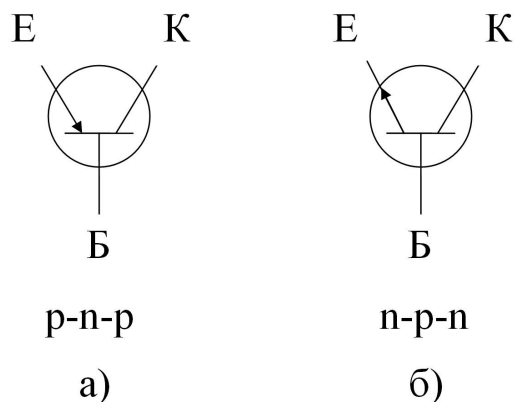


Рисунок 11.3

Транзистори мають суттєві переваги перед вакуумними лампами. Це такі, як малі габаритні розміри, високі к.к.д. і термін експлуатації. Якщо для роботи підсилювальної лампи необхідна висока напруга, то для живлення транзистора вистачає низьковольтного гальванічного елемента. Транзистори електрично більш економічні від лампового тріода, оскільки в них відсутній нагрівний електрод (катод). Однак транзистори в порівнянні з вакуумними лампами мають деякі недоліки: вони бояться перегріву, виходять з ладу при короткому замиканні навантаження та мають гіршу вольт-амперну характеристику. Тому підсилювачі на лампових схемах набагато якісніші, ніж на транзисторах.

11.2 Статичні параметри біполярних транзисторів

Найбільш широко розповсюдженими методами виготовлення транзисторів є вплавлення, дифузія, витягування з розплаву зі зміною концентрації домішок у розплаві в процесі витягування і епітаксіальне нарощування.

Метод дифузії дозволяє отримати транзистори з найбільш вузькою базою. Істотною особливістю приладів, виготовлених таким способом, а також витягуванням із розплаву, є те, що в них колекторна область слабо легована, тобто в ній концентрація дірок менша, ніж концентрація електронів у базі, тоді як у сплавних транзисторах колектор значно сильніше легований, ніж база. Що стосується емітерної області, то вона завжди сильно легована. Це є істотною умовою ефективності транзистора як підсилювача. Базова область завжди робиться досить тонкою.

Концентрація вільних дірок транзисторі р-п-р у емітері значно більша, ніж концентрація вільних електронів у базі. Завдяки цьому струм емітера визначається потоком дірок з емітера в базу. Потік електронів з бази в емітер створює дуже невеликий струм бази I_b . Ширина бази в транзисторі звичайно невелика (кілька десятків мікронів), і більшість дірок (95–98%), що потрапили у базу, доходять до колекторного переходу, тому струм колектора майже дорівнює струму емітера ($I_k = (0,95–0,98) I_e$).

Якщо ввімкнути в коло емітера джерело сигналу, то і потік дірок через емітерний перехід буде змінним. Зміна струму емітера викликає зміну струму колектора, причому

$$\alpha = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_e} = 0,95 - 0,98 \quad (11.1)$$

Величина α називається коефіцієнтом підсилення струму. Таким чином, при вмиканні тріода за схемою із загальною базою підсилення струму отримати не можна ($\alpha < 1$). Але в цьому

випадку можна отримати підсилення напруги і підсилення потужності.

$$K_u = \frac{\Delta U_{\kappa}}{\Delta U_e} = \frac{R_{\kappa}}{R_e} \gg 1 \quad (11.2)$$

Через те, що на емітерний перехід подано напругу в прямому напрямку, а на колекторний перехід – у зворотному, то $R_{\kappa} \gg R_e$.

Величина K_u називається коефіцієнтом підсилення напруги.

$$K_p = \alpha K_u \frac{I_{\kappa}}{I_e} \approx \alpha K_u \quad (11.3)$$

оскільки $\frac{I_{\kappa}}{I_e} \approx 1$. Отже, коефіцієнт підсилення потужності K_p приблизно дорівнює добутку коефіцієнтів підсилення струму і напруги.

Включаючи транзистор за схемою із загальним емітером, можна отримати підсилення струму. В цьому випадку

$$\alpha' = \frac{\Delta I_{\kappa}}{\Delta I_{\delta}} \approx \frac{I_{\kappa}}{I_{\delta}} > 1 \quad (11.4)$$

Коефіцієнт підсилення напруги визначається аналогічно, вмикаючи транзистор за схемою із загальною базою, а коефіцієнт підсилення потужності зростає в α' разів.

11.3 Залежність параметрів транзистора від частоти. Високочастотні транзистори. Надвисокочастотні транзистори

Застосування транзисторів обмежено частотою. Верхня межа частот, на яких працюють тріоди, визначається декількома факторами.

1. Для дифузії дірок від емітера до колектора потрібний певний час, причому дірки, що одночасно залишили емітер, попадають на колектор у різні моменти часу. Якщо відносно запізнювання дірок порівнянне з періодом підсилюваного сигналу, то багато дірок попадають на колектор у невідповідній фазі.

2. За високої частоти значна частина дірок, інжекттованих емітером, при позитивному значенні змінної напруги не встигає дійти до колектора і повертається назад при зміні полярності.

3. Р-n-перехід має деяку ємність, яку можна розглядати як ємність, що ввімкнена паралельно опору переходу.

Основна залежність параметрів транзистора від частоти полягає в тому, що із збільшенням частоти зменшуються коефіцієнти підсилення. Для характеристики цього вводять граничну частоту. Граничною частотою транзистора $f_{\max}$ за означенням називають таку частоту, за якої α зменшується в $\sqrt{2}$ разів у порівнянні з α_0 , де α_0 – коефіцієнт підсилення на низькій частоті.

Площинні напівпровідникові тріоди можуть працювати на частотах у кілька сотень мегагерц. Граничну частоту ω_α можна підвищити, підвищуючи коефіцієнт дифузії або зменшуючи товщину бази.

Іншим способом підвищення граничної частоти є використання n-p-n-транзистора. Оскільки коефіцієнт дифузії електронів у германію приблизно в 2 рази більший, ніж дірок, то транзистор, у якому базова область володіє дірковою провідністю, а емітерна і колекторна – електронною, має для тих же параметрів у 2 рази більшу граничну частоту.

Високочастотні транзистори. В даний час розроблений ряд типів таких транзисторів, здатних працювати на більш високих частотах.

Транзистори типів p-n-i-p та n-p-i-n. Одним зі способів підвищення граничної частоти є створення між базою і колектором і-шару з власною провідністю. Такі прилади одержали назву **p-n-i-p-** та **n-p-i-n-**транзисторів, в залежності від того, чи володіє базовий

шар n- чи p-провідністю. Товщина i-шару в цих транзисторах підбирається така, щоб за відповідної напруги на колекторі область об'ємного заряду захоплювала весь i-шар. Оскільки концентрація носіїв у i-шарі мала, то вдається одержати досить товстий p-n-перехід, здатний витримувати великі зворотні напруги і який має порівняно невелику ємність. Концентрація носіїв у базовій області в таких приладах складає близько 10^{16} см^{-3} , а її товщина 2-3 мкм, що дозволяє підвищити граничну частоту до 100 МГц.

Дрейфові транзистори. Іншим способом підвищення граничної частоти є створення у базі нерівномірного розподілу домішок: більш високого в емітері і більш низького в колекторі.

Гранична частота таких приладів підвищується не тільки за рахунок значного зменшення товщини бази, але і внаслідок утворення в базі електричного поля, що прискорює дрейф неосновних носіїв.

Головною перевагою дрейфових транзисторів є те, що в таких приладах вдається знизити товщину бази до 4 мкм при відносно невисокому опорі бази і невеликої ємності колектора. Усе це дає можливість підвищити граничну частоту до 200 МГц.

НВЧ-транзистори. Нижче розглянуті біполярні транзистори, призначені для роботи на високих частотах (вище 1 ГГц).

Рисунок 11.4

На рис. 11.4 показаний типовий кремнієвий НВЧ-транзистор. Оскільки рухливість електронів в кремнії вища, ніж рухливість дірок, то всі кремнієві НВЧ-транзистори – прилади n-p-n-типу. Для зменшення послідовного колекторного опору як підкладку використовують епітаксіальну n^+ -структуру. На її поверхні формують ізолюючий шар (наприклад, шар SiO_2). Базовий і емітерний шари створюються дифузією або йонною імплантацією. За допомогою зміни профілю легування домагаються необхідних частотних властивостей і допустимих пробивних напруг.

Низькочастотні транзистори відрізняються від НВЧ-транзисторів розмірами активних областей, значеннями паразитних параметрів напівпровідникової структури. Для поліпшення високочастотних властивостей транзисторів повинні бути істотно зменшені розміри активних областей і значення паразитних параметрів. Зменшення вертикальних розмірів в основному зобов'язано розвитку дифузійних процесів і йонної імплантації, у той час як зменшення горизонтальних розмірів зв'язано з успіхами літографії. В даний час ширина емітерної смужки уже менше 1 мкм, а товщина бази може складати усього кілька сотень ангстрем.

11.4 Потужні транзистори. Перемикаючі транзистори

Потужні транзистори. Потужні транзистори проектуються для використання в підсилювачах потужності і регулювання високих напруг і великих струмів. При розробці потужних транзисторів основна увага звертається на абсолютні величини потужності, що розсіюється, і обмеження працездатності через вторинний пробій. Між потужними транзисторами і НВЧ-транзисторами немає чітко обкресленої межі, тому що добуток потужності на частоту в основному обмежений параметрами матеріалу.

У потужних транзисторах із збільшенням потужності, що розсіюється, підвищується температура T р-п-р-переходу. Максимум T обмежений температурою, за якої у базі досягається власна провідність напівпровідника. За температури, що перевищує максимальну T , прилад перестає працювати як транзистор через коротке замикання між колектором і емітером. Для поліпшення характеристик транзистора останній необхідно помістити в корпус з гарним тепловідводом, що забезпечує ефективне розсіювання тепла.

Щоб отримувати великі потужності, необхідно правильно вибрати ширину смужки емітера і товщину бази транзистора. Оскільки за високих напруг і малих струмів струм концентрується в центрі смужки, де спостерігається також дуже сильне підвищення температури. За низьких напруг і великих струмів струм концентрується поблизу краю емітера (ефект витиснення емітера), а підвищення температури в центрі смужки набагато слабше. Отже, робота за високих напруг і малих струмів зв'язана з більш складними тепловими умовами.

Перемикаючі транзистори. Перемикаючі транзистори використовуються як ключі, що можуть за дуже короткий час перейти зі стану з високою напругою і малим струмом у стан з низькою напругою і великим струмом. Умови роботи перемикаючих транзисторів відрізняються від умов роботи НВЧ-

транзисторів. Справа в тому, що процес перемикання - це перехідний процес для великих сигналів, у той час як НВЧ-транзистори, звичайно підсилюють малі сигнали. Проте геометрія перемикаючого транзистора аналогічна геометрії НВЧ-транзистора (рис. 11.4).

Найбільш важливими параметрами перемикаючого транзистора є коефіцієнт підсилення струму і час перемикання. Щоб підвищити коефіцієнт підсилення струму, досить знизити ступінь легування базової області. Для зменшення часу перемикання транзистор може бути легований золотом, що утворить центри рекомбінації поблизу середини забороненої зони.

11.5 Складені транзистори

Для значного підвищення коефіцієнта підсилення за струмом застосовують комбінації з двох і більше транзисторів, з'єднаних так, що у цілому конструкція, як і одиночний транзистор, має три зовнішніх виводи і називається **складеним транзистором**.

Схема складеного транзистора, виконаного на транзисторах одного типу провідності, наведена на рис. 11.5,а. Її ще називають **схемою Дарлінгтона**.

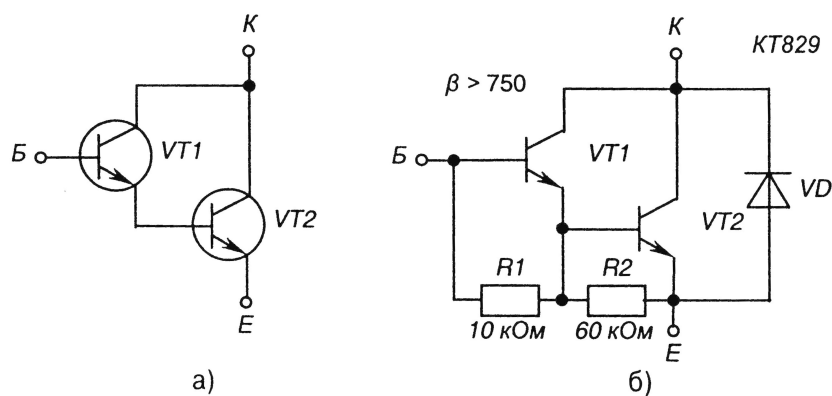


Рисунок 11.5

Тут вхідний струм є струмом бази першого транзистора. Після підсилення останнім у β_1 разів він подається у базу другого транзистора, яким підсилюється ще в β_2 разів. У результаті загальний коефіцієнт підсилення за струмом становить

$$\beta = \beta_1 \beta_2 \quad (11.5)$$

Таку схему широко застосовують як у дискретному виконанні, так і в інтегральному. На рис. 11.5,б, наприклад, наведено еквівалентну схему потужного транзистора КТ829, що має $\beta \geq 750$. Тут резистори R_1 і R_2 забезпечують відведення від бази зворотного струму колекторних переходів, а діод VD захищає структуру від дії зворотної напруги.

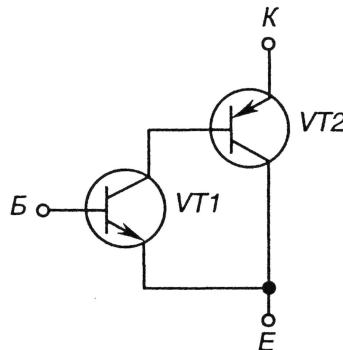


Рисунок 11.6

Схема складеного транзистора, виконаного на транзисторах різного типу провідності - **схема Шиклаї**, наведена на рис. 11.6 Її особливістю є те, що тип провідності конструкції в цілому визначається типом провідності першого транзистора. Так, у даному разі ми маємо еквівалент транзистора п-р-п типу (незважаючи на те, що на виході встановлено транзистор VT2 р-п-р

типу - його емітер є колектором, а колектор - емітером складеного транзистора).

Запитання для самоперевірки

- 1 Для чого використовується напівпровідниковий тріод (транзистор)?
- 2 Принципова схема будови транзистора.
- 3 Охарактеризувати функціональні властивості електродів транзистора в порівнянні з функціями електродів лампового тріода.
- 4 Пояснити призначення джерел постійного струму і їх ввімкнення в електричну схему транзистора.
- 5 Пояснити принцип роботи транзистора у схемі ввімкнення із спільною базою.
- 6 Пояснити принцип роботи транзистора у схемі ввімкнення із спільним емітером.
- 7 Які є методи виготовлення транзисторів?
- 8 Які статичні параметри біполярних транзисторів ви знаєте?
- 9 Як впливає частота сигналу на робочі характеристики транзистора?
- 10 Які особливості будови надвисокочастотних транзисторів?

12 РІЗНОВИДНОСТІ БІПОЛЯРНИХ ТРАНЗИСТОРІВ

12.1 Масштабування транзисторів

В інтегральних схемах (ІС), і особливо у надвеликих інтегральних схемах (НВІС), для підвищення швидкодії і щільності розміщення елементів необхідно зменшувати розміри біполярних транзисторів. Прогрес у зменшенні розмірів біполярних транзисторів за одне десятиліття проілюстрований на рис. 12.1

Рисунок 12.1

Відзначимо, що основна відмінність транзисторів інтегральних схем (інтегральних транзисторів) від дискретних транзисторів полягає в планарному розташуванні усіх виводів на верхній поверхні підкладки, а також у необхідності електричної

ізоляції транзисторів для запобігання паразитної взаємодії між ними. До 1970 р. використовувалася ізоляція р-п-переходом (рис.12.1, а) і колекторні області п-типу відокремлювалися один від одного ізолюючими р-областями, зміщеними в зворотному напрямку. З 1971 р. почали застосовувати ізоляцію приладів термічно вирощеним окислом, що привело до істотного зменшення розмірів (рис. 12.1, б). У 1975 р. навчилися обмежувати окисною стінкою емітер, і площа додатково зменшилася на 50 % (рис.12. 1,в). В даний час зменшення всіх розмірів здійснюється на основі принципу масштабування: якщо коефіцієнт масштабування дорівнює 2, то в результаті площа зменшується в 4 рази, а ширина бази – у 2 рази (рис. 12.1, г).

Ізолюючі області можна виконувати безпосередньо всередині транзистора, що не тільки зменшує загальну площу, але і значно поліпшує характеристики приладу через зменшення паразитних ємностей. З розвитком іонної імплантації, літографії і методів сухого травлення можна у недалекому майбутньому очікувати появи біполярних транзисторів із субмікронними розмірами, що володіють добутком потужності на час затримки менш $1 \text{ пс} \cdot \text{Дж}$.

12.2 Інтегральна інжекційна логіка

Інтегральна інжекційна логіка (I^2L) з 1972 р. отримала широке поширення в логічних і запам'ятовуючих пристроях. Її привабливими особливостями є сумісність з технологією біполярних транзисторів, простота топології і висока щільність упакування. Еквівалентна електрична схема і розріз структури інтегральної інжекційної логіки представлені на рис. 12.2.

Базовий елемент I^2L містить подовжній р-п-р-транзистор Q_1 і інверсний вертикальний багатоклекторний п-р-п-транзистор Q_2 . Оскільки для I^2L не вимагаються ізолюючі області і резистори, щільність упакування схем може бути дуже високою.

Рисунок 12.2

12.3 Транзистори на гарячих електронах

Гарячими вважаються ті електрони, енергія яких перевищує енергію Фермі на кілька kT , де k – постійна Больцмана, а T – температура ґратки. Було запропоновано багато трьохелектродних структур, подібних до біполярних транзисторів, з переносом гарячих електронів від емітера до колектора.

Рисунок 12.3

Перший такий прилад зі структурою метал-діелектрик-метал-діелектрик-метал (МДМДМ), у якому проходження струму у шарі діелектрика відбувалося за рахунок тунелювання (рис. 12.3, а), відомий з 1960 р. Кращі характеристики має прилад з колектором у виді діода Шотткі (рис. 12.3, б). Подальше поліпшення приладу зв'язане з використанням емітера у виді бар'єра Шотткі (рис.12.3.1,в). Пропонувалося також використовувати емітер у режимі обмеження струму просторовим зарядом (рис. 12.3, г).

Основна відмінність цих транзисторів від інших приладів полягає в способі інжекції електронів у базу. Тільки транзистор з металевою базою має потенційно кращі НВЧ-характеристики, ніж біполярний транзистор. Використання перспективних технологічних методів (молекулярно-променевої епітаксії, вирощування монокристалічних плівок металу на напівпровідниках і перехід на роботу за низьких температур) дозволяє сподіватися на отримання гарних високочастотних характеристик і високих коефіцієнтів підсилення струму.

12.4 Транзистори з проникною базою

Даний прилад має чотирьохшарову структуру: підкладку з $GaAs$ n^+ -типу, шар емітера з $GaAs$ n -типу, фігурну металеву сітку (з вольфраму товщиною 200 Å), що утворює бар'єр Шотткі висотою 0,8 В, і шар колектора n -типу. При виготовленні транзистора з проникною базою були використані рентгенолітографія і епітаксіальне нарощування напівпровідникового шару над металевим шаром.

Назва “транзистор із проникною базою” походить за аналогією з біполярним транзистором (протікання струму, керованого бар'єром) і за аналогією (за структурою) із транзистором з металевою базою.

Електрони, рухаючись від емітера до колектора, повинні пройти через область з негативним потенціалом, тобто над потенціальним бар'єром – потенціал бар'єру Шотткі.

На базовій сітці з досить малими міжелектродними проміжками і за відповідних концентрацій носіїв за рахунок бар'єрного обмеження струму можна отримати високі щільності керованих струмів і, як наслідок, високу граничну частоту приладу $f_{\max}$.

На перших зразках приладів були отримані $f_{\max}=17$ ГГц. Чисельне моделювання вказує на можливість значного збільшення за відповідного масштабування геометричних розмірів.

Запитання для самоперевірки

- 1 Які способи і прийоми використовуються для зменшення розмірів інтегральних схем?
- 2 Що таке інтегральна інжекційна логіка, де вона використовується і які її позитивні особливості?
- 3 Які електрони вважаються гарячими?
- 4 Які основні особливості роботи транзисторів на гарячих електронах?

5 Які особливості структури і роботи
транзисторів з проникною базою?

13 УНІПОЛЯРНІ (ПОЛЬОВІ) ТРАНЗИСТОРИ

13.1 Загальні відомості

До класу **уніполярних** належать транзистори, принцип дії яких ґрунтується на використанні носіїв заряду лише одного знаку (електронів або дірок). Керування струмом в силовому колі уніполярних транзисторів здійснюється зміною під впливом електричного поля провідності каналу, через який протікає струм. Тому уніполярні транзистори ще називаються **польовими**.

Розрізняють польовий транзистор з керуючим *p-n* переходом (із затвором у вигляді *p-n* переходу) та з ізольованим затвором. Останні, в свою чергу, поділяються на польові транзистори із вбудованим каналом та з індукованим каналом. Польовий транзистор з ізольованим затвором належать до різновиду МДН-транзисторів: конструкція “метал – діелектрик – напівпровідник”. Якщо як діелектрик використовують оксид кремнію “метал – оксид – напівпровідник”, польовий транзистор називають відповідно МОН-транзистором.

Характерною рисою польових транзисторів є великий вхідний опір ($10^8 \div 10^{14}$ Ом).

Широкого розповсюдження польові транзистори набули завдяки високій технологічності у виробництві, стабільності характеристик і невеликій вартості за масовим виробництвом.

13.2 Польові транзистори з керуючим *p-n*- переходом

Конструкція та принцип дії польового транзистора з **керуючим *p-n* переходом** пояснюється на моделі, наведеній на рис.13.1. У такого польового транзистора канал протікання струму є шаром напівпровідника, наприклад, *n*-типу, вміщеного між двома *p-n* переходами. Канал має контакти із зовнішніми електродами. Електрод, від якого починають рух носії (у даному разі - електрони), називається **витоком** *V*, а електрод, до якого вони рухаються – **стоком** *S*.

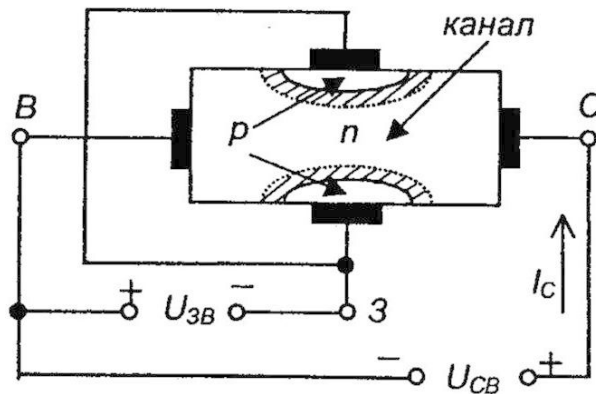


Рисунок 13.1

Напівпровідникові шари p -типу, що створюють із n -шаром два p - n переходи, виконані з більш високою концентрацією основних носіїв, ніж n -шар. Обидва p -шари електрично з'єднані і мають зовнішній електрод, що називається **затвором З**.

Вихідна напруга підмикається між стоком і витком ($U_{св}$), а вхідна напруга (керуюча) – між витком і затвором ($U_{зв}$), причому на затвор подається зворотна щодо витку напруга.

Принцип дії такого польового транзистора полягає у тому, що зі змінами вхідної напруги $U_{зв}$ змінюється ширина p - n переходів, що є ділянками напівпровідника, які з'єднані носіями зарядів (запірний шар). Оскільки p -шар має більшу концентрацію домішки, зміна ширини p - n переходів відбувається, головним чином, за рахунок більш високоомного n -шару. При цьому змінюється переріз струмопровідного каналу, а отже і його провідність і відповідно вихідний струм I_c приладу.

Особливість цього транзистора полягає у тому, що на провідність каналу впливає як керуюча напруга $U_{зв}$ так і напруга $U_{св}$. Вплив напруг на провідність каналу ілюструє рис. 13.2, де заради спрощення не показані ділянки n -шару, розміщені поза p - n -переходами.

На рис. 13.2, а зовнішню напругу прикладено лише у вхідному колі транзистора. Збільшення зворотної напруги на p - n -переході призводить до зменшення провідності каналу за рахунок зменшення його перерізу (вздовж усього каналу). Та оскільки $U_{св} = 0$, вихідний струм $I_c = 0$.

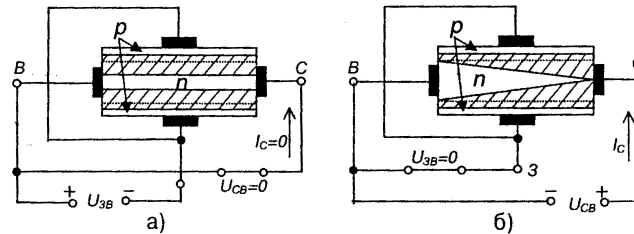


Рисунок 13.2

Рис. 13.2, б ілюструє зміну перерізу каналу під впливом лише напруги $U_{св}$ ($U_{зв} = 0$). Коли $U_{св} > 0$, через канал протікає струм. Внаслідок цього виникає розподілений по каналу спад напруги, що зростає у напрямку стоку. Сумарний спад напруги ділянки стік-витік дорівнює $U_{св}$. Потенціал точок p -шару відносно витоку визначається потенціалом затвора відносно витоку і у даному випадку дорівнює нулю. У зв'язку із зазначеним, зворотна напруга, прикладена до p - n переходів, зростає у напрямку витік-стік і p - n переходи розширюються у напрямку стоку. Це явище призводить до клиновидного зменшення перерізу каналу. Підвищення напруги $U_{св}$ викликає збільшення спаду напруги у каналі і подальше зменшення його перерізу, а отже, і провідності каналу. За певного значення $U_{св}$ межі обох p - n переходів зникають (див. рис. 13.2, б) і опір каналу стає великим.

Очевидно, що за сумарної дії $U_{св}$ та $U_{зв}$ змикання p - n переходів відбувається швидше. При цьому у приладі діє автоматична система керування, що забезпечує протікання фіксованого значення I_c за подальшого після змикання росту $U_{св}$ – струм через канал не залежить від $U_{св}$. Аналогічно працюють транзистори з каналом p -типу, лише полярність напруг повинна бути зворотною.

На рис. 13.3 наведені умовні позначення польових транзисторів з керуючим p - n -переходом.



Рисунок 13.3

Роботу таких транзисторів пояснюють сім'ї вольт-амперних характеристик двох видів: стокові і стік-затворні.

Стокові (вихідні) характеристики, наведені на рис. 13.4, показують залежність струму стоку від напруги стік-витік за фіксованої напруги затвор-витік:

$$I_c = f(U_{ce})|_{U_{zb} = \text{const.}}$$

На ділянці 1 (0a) маємо значну залежність I_c від вихідної напруги U_{ce} . Це дія приладу як підсилюючого елемента. Тут його використовують як керований резистор.

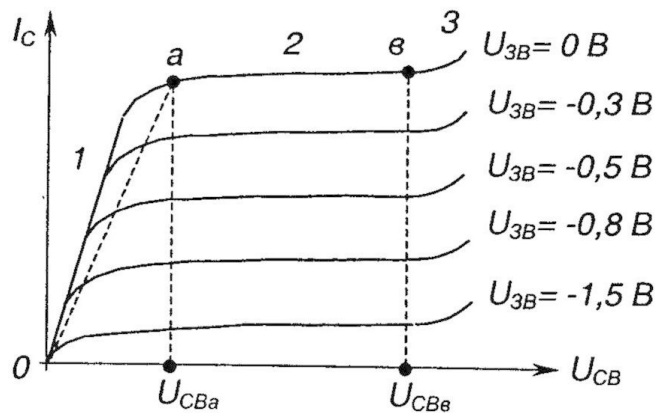


Рисунок 13.4

На ділянці 2 (ab) залежність вихідного струму від вихідної напруги мала. Це робоча ділянка у режимі підсилення.

Ділянка 3 відповідає пробою приладу.

Точці a відповідає змикання $p-n$ переходів (напруга U_{cea}). Причому, чим вища напруга U_{zb} (абсолютна величина), тим швидше змикаються $p-n$ переходи.

13.3 СІТ - транзистори

У середині 70-х рр. минулого століття багаторічні дослідження (Японія, США) завершилися створенням польового транзистора із статичною індукцією – СІТ-транзистора. Цей

транзистор, будучи за суттю польовим транзистором з керуючим p - n -переходом, є твердотільним аналогом електронновакуумної лампи – триоди, у якої вихідна характеристика при нульовому значенні сигналу керування за формою нагадує характеристику p - n -переходу. З ростом від’ємного значення напруги керування характеристики зсуваються вправо.

На відміну від площинної горизонтальної конструкції польового транзистора з керуючим p - n -переходом, СІТ-транзистор має вертикальну конструкцію. Наприклад, p -шари затвору вводяться в n -шар вертикально. Таке виконання забезпечує приладу роботу при напругах до 2000 В й частотах до 500 кГц. А розміщення на одному кристалі великого числа елементарних транзисторів із наступним їх паралельним з’єднанням забезпечує робочі струми до 500 А – це вже є силовий електронний прилад!

Крім роботи в режимі польового транзистора, цей транзистор може працювати і у режимі біполярного транзистора, коли на затвор подається додатне зміщення. При цьому падіння напруги на приладі у відкритому стані зменшується.

Умове позначення СІТ-транзистора наведене на рис. 13.5

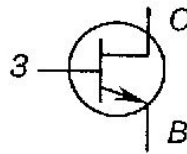


Рисунок 13.5

13.4 Польові транзистори з ізолюваним затвором (МДН-транзистори)

На відміну від польових транзисторів з керуючим p - n -переходом, у яких затвор має безпосередній електричний контакт із суміжною зоною струмопровідного каналу, у МДН-транзисторів затвор, а ним є металева алюмінієва плівка (Al), ізолюваний від зазначеної зони шаром діелектрика. Тому **МДН-транзистори** належать до класу польових транзисторів з **ізолюваним затвором**. Наявність діелектрика забезпечує високий вхідний опір цих транзисторів ($10^{12} \div 10^{14}$ Ом).

Частіше як діелектрик використовують оксид кремнію (SiO_2), і тоді польовий транзистор називають МОН-транзистором (метал – оксид – напівпровідник). Такі транзистори бувають із вбудованим та індукованим каналами. Останні більш розповсюджені.

Конструкція МОН-транзистора з індукованим каналом n -типу зображена на рис. 13.6

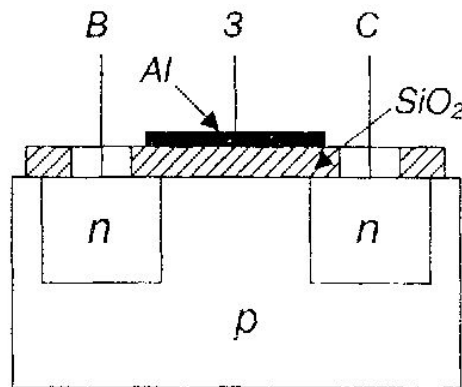


Рисунок 13.6

Коли $U_{зв} = 0$ або від'ємне, то $I_c = 0$ (два p - n переходи увімкнені зустрічно). Коли ж напруга на затворі відносно витоку позитивна, то поверхневий шар на межі напівпровідника із діелектриком збагачується електронами, що притягуються з глибини p -шару (де вони є завдяки тепловій генерації вільних носіїв заряду) до затвору: виникає явище інверсії напівпровідника у примежовій зоні, коли p -шар стає n -шаром. Таким чином, між зонами n -шарів наводиться (індукується) канал, по якому може протікати струм від стоку до витоку.

За наявності струму стоку, як і у транзистора з керуючим p - n -переходом, за рахунок розподілення по довжині каналу падіння напруги від нуля до $U_{св}$, канал (p - n перехід між з'єднаними каналом зонами n та зоною p) звужується у напрямку стоку. За деякого значення напруги $U_{св}$ канал перекривається так, що подальше збільшення струму стоку не відбувається. Тому вихідна вольт-амперна характеристика польового транзистора з ізолюваним затвором подібна до вольт-амперної характеристики польового транзистора з керуючим p - n -переходом, тільки характеристики проходять вище зі збільшенням $U_{св}$.

Умовні позначення МДН-транзисторів наведені на рис. 13.7. У польового транзистора з вбудованим каналом зони n -типу з'єднано перетинкою – тонким шаром n -типу. В результаті канал під дією напруги $U_{зб}$ може як розширюватись, так і звужуватись (до повного замикання) залежно від знаку $U_{зб}$.

Польові транзистори широко використовують як дискретні компоненти електронних пристроїв, а також у складі інтегральних мікросхем.

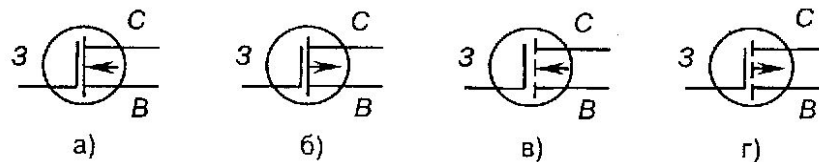


Рисунок 13.7

Для застосування польових транзисторів у малопотужних високочастотних схемах становить інтерес нормально закриті n -канальні транзистори (збагаченого типу), у яких канал настільки вузький, що при $U_G=0$ він уже перекритий потенціалом p - n -переходу. У такому транзисторі струм починає протікати, коли позитивна напруга на затворі перевищує певне визначене граничне значення.

Вихідні вольт-амперні характеристики нормально відкритих і нормально закритих приладів аналогічні (рис.13.7). Перехідні характеристики цих приладів відрізняються одна від одної положенням граничної напруги на вісі напруг.

Нижче розглянемо роботу нормально відкритих приладів. Однак усі висновки будуть справедливі і для нормально закритих приладів.

Рисунок 13.7

13.5 Високочастотні характеристики польових транзисторів

Високочастотні характеристики каналних транзисторів залежать від двох основних факторів: часу прольоту і характерного часу зарядки затвора. Часом прольоту називають кінцевий часовий інтервал t , який потрібно носіям для подолання відстані від джерела до витоку. Так, наприклад, у польовому транзисторі з *GaAs* з довжиною затвора 1 мкм час прольоту складає ~ 10 пс (10^{-11} с). Звичайно час прольоту невеликий у порівнянні з часом зарядки

затвора, обумовленою вхідною ємністю затвора. Коефіцієнт односпрямованого посилення потужності

$$\alpha_p = (f_{\max} / f)^2. \quad (13.1)$$

З ростом частоти він зменшується. При $f = f_{\max}$ коефіцієнт підсилення потужності стає рівним 1.

Обмеження потужності і частоти. Гранична частота польових канальних транзисторів визначається геометрією приладу і параметрами матеріалу. У *Si* і *GaAs* електрони мають більш високу рухливість, ніж дірки. Тому у НВЧ-схемах використовуються тільки n-канальні польові транзистори. Крім того, оскільки в *GaAs* електронна рухливість в малих полях приблизно в п'ять разів вища, ніж у кремнії, гранична частота у *GaAs*-транзисторах повинна бути більша, ніж в аналогічних кремнієвих приладах.

Найважливішим геометричним параметром польового транзистора є довжина затвора L . При зменшенні L зменшується ємність затвора, а отже, збільшується і гранична частота.

Для того щоб затвор транзистора міг ефективно контролювати транспорт електронів у каналі, його довжина повинна перевищувати глибину каналу ($L/a > 1$). Тому, скорочуючи L , потрібно одночасно зменшувати і глибину каналу a , забезпечуючи виконання умови $L/a > 1$. Для цього в польових транзисторах з *Si* і *GaAs* звичайно використовують більш високий рівень легування каналу, не перевищуючи $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (щоб уникнути пробою). При такому рівні легування мінімальна довжина каналу L обмежена величиною близько 0,1 мкм, що відповідає граничній частоті

100 ГГц. Гранична потужність змінюється пропорційно f^{-2} , що характерно для обмежень електронних приладів даного типу.

Очевидно, що мініатюризація, освоєння субмікронних розмірів, зменшення паразитних опорів і ємностей приведуть до подальшого поліпшення частотних і потужних характеристик канальних польових транзисторів.

Шумові характеристики. Польові транзистори в принципі є порівняно малошумовими приладами, оскільки їхнє функціонування обумовлюють тільки основні носії струму. Тому звичайно головними джерелами шуму в реальних приладах

виявляються зовнішні паразитні опори, які, на жаль, не вдається виключити цілком. Для поліпшення шумових характеристик варто зменшувати довжину каналу і знижувати паразитні опори.

13.6 Пільові прилади: стабілізатори струму, багатоканальні пільові транзистори

Стабілізатори струму. Нижче розглянуті два типи струморегулюючих діодів, що являють собою двохранюсні пільові прилади: пільовий діод і діод з насиченням швидкості.

Пільовий діод - це є звичайний пільовий транзистор із затвором, закороченим на джерело. Його вольт-амперна характеристика (рис. 13.8) схожа на характеристику пільового транзистора для $U_G = 0$.

Рисунок 13.8

Пільовий діод як стабілізатор струму характеризується чотирма основними робочими параметрами: стабілізуючим струмом, напругою насичення, нахилом характеристики на ділянці

стабілізації і напругою пробою. Відзначимо тут тільки, що для зменшення $U_{зат}$ варто використовувати прилади з малою глибиною каналу a і малим рівнем легування каналу. При цьому зменшується і стабілізуючий струм. Крім того, для збільшення напруги пробою потрібно знижувати рівень легування каналу.

У діодах з насиченням дрейфової швидкості ділянка стабілізації струму на вольт-амперній характеристиці виникає в результаті ефекту насичення дрейфової швидкості носіїв струму в сильних електричних полях. Структура такого приладу показана на рис. 13.9,а.

Рисунок 13.9

Областю з високим електричним полем тут служить маленький ($\sim 0,5$ мкм) дифузійний n-шар довжиною 3 мкм. Як

матеріал структури обрано германій, тому що в ньому насичення дрейфової швидкості починається в порівняно малих (~ 4 кВ/см) електричних полях. У кремнії, наприклад, дрейфова швидкість починає насичуватися тільки при 30 кВ/см.

Нахил вольт-амперної характеристики діода на ділянці стабілізації струму обумовлений двома ефектами. По-перше, дрейфова швидкість носіїв струму на ділянці насичення залежить (хоча і слабо) від величини електричного поля. Другою причиною є інжекція носіїв з контакту в канал. Вона приводить до появи струму. Пробій діода обумовлений ударною іонізацією в каналі.

Експериментальна вольт-амперна характеристика стабілізуючого діода з насиченням швидкості приведена на рис.13.9,б.

Слід зазначити, що діоди цього типу мають більшу швидкодію, ніж аналогічні польові діоди. Справа в тім, що за однакового струму стабілізації ширина збідненого шару в діоді з насиченням швидкості може бути істотно більша, ніж у відповідному польовому діоді.

Польові транзистори з V-канавками. Польовий транзистор з V-канавками не є планарною структурою, причому саме ця “непланарність” використовується для оптимізації характеристик приладів.

Поперечний переріз одного з таких приладів наведений на рис.13.10,а.

Тут використано 3 типи V-канавок: порівняно малі (для витоку і джерела), середня (для затвора) і глибокі (для ізоляції окремих приладів).

Відзначимо, що в приладах з V-канавками відсічення каналу в режимі насичення відбувається поблизу центра каналу (рис.13.10,б), а не у витоці, як у звичайному польовому транзисторі. Ефективна довжина каналу в режимі насичення L_a також менше ширини канавки L .

Багатоканальні польові транзистори. Для підвищення рівня потужностей запропоновані і вивчені так звані багатоканальні польові транзистори. Це, фактично, кілька окремих польових транзисторів, з'єднаних паралельно, тому їхні вольт-амперні характеристики подібні до характеристик звичайного

одноканального польового транзистора. Характерний рівень струмів у цьому випадку значно вищий, ніж для окремого приладу.

Рисунок 13.10

Однак у тих випадках, коли рівень легування активної області досить низький і канал вже за нульової напруги на затворі перекритий потенціалом, вольт-амперні характеристики відрізняються від звичайних. Як приклад сімейство таких характеристик приведено на рис. 13.11.

З графіків, побудованих на рис. 13.11 в лінійному масштабі, випливає, що для великих рівнів струму вольт-амперні характеристики приладу тріодного типу, тобто струм витоку збільшується лінійно з напругою витоку.

Рисунок 13.11

Для малих рівнів струм витоку збільшується з ростом напруги експоненціально. Причина такої експонентної залежності полягає в тому, що в даному випадку напруга на витоці знижує енергетичний бар'єр у каналі, що утворився внаслідок змикання збіднених областей від обох затворів.

Запитання для самоперевірки

- 1 Яка причина того, що польові транзистори називають уніполярними?
- 2 Яка конструкція та принцип роботи польового транзистора з керуючим р-n-перезодом?
- 3 Пояснити явище клиновидного зменшення перерізу провідного каналу в польовому транзисторі?

4 Пояснити особливості стокової (вихідної) вольт-амперної характеристики польового транзистора.

5 Пояснити особливості конструкції та принцип роботи польового транзистора із статичною індукцією.

6 Які конструктивні особливості польових транзисторів з ізолюваним затвором?

7 Пояснити особливості роботи польового транзистора з ізолюваним затвором.

8 Які високочастотні характеристики польових транзисторів ви знаєте?

9 Пояснити будову, принцип роботи польового діода та назвати основні робочі характеристики стабілізатора струму.

10 Що таке багатоканальні польові транзистори?

14 СТРУКТУРА „МЕТАЛ-ДІЕЛЕКТРИК-НАПІВПРОВІДНИК” (МДН) ТА „МЕТАЛ-ОКСИД-НАПІВПРОВІДНИК” (МОН)

14.1 Ідеальна МДН-структура. Її основні характеристики

Структури "метал-діелектрик-напівпровідник" (МДН-структури) мають велике значення при вивченні властивостей поверхні напівпровідників. Оскільки різні поверхневі ефекти безпосередньо впливають на надійність і стабільність роботи практично всіх типів напівпровідникових приладів, вивчення фізики поверхні за допомогою МДН-структур відіграє велику роль у всій напівпровідниковій технології.

Структури „метал-діелектрик-напівпровідник” є основним елементом конструкції більшості сучасних планарних приладів. МДН-структури були вперше запропоновані в якості керованої за допомогою напруги ємності в 1959 р. Моллом, Пфанном і Гарретом.

Ідеальна МДН-структура. Схематично МДН-структура приведена на рис. 14.1, де d – товщина шару діелектрика, а U – напруга, прикладена до металевого електрода.

Рисунок 14.1.

Поняття “ідеальна МДН-структура” визначимо в такий спосіб:

1. Роботи виходу електронів з металу і напівпровідника однакові.

Умова (1) означає, що під час відсутності зовнішньої напруги ($U = 0$) енергетичні зони напівпровідника не вигнуті (стан плоских зон).

2. За будь-яких змін у структурі можуть існувати тільки заряд у напівпровідниковій частині і такий же заряд протилежного знаку на металевому електроді, відділеному від напівпровідника шаром діелектрика.

3. За постійної напруги відсутній перехід носіїв струму крізь діелектрик, тобто опір діелектрика передбачається нескінченним.

Коли до ідеальній МДН-структури прикладена напруга того чи іншого знаку, на напівпровідниковій поверхні можуть виникнути три основні ситуації. Розглянемо спочатку МДН-структуру з напівпровідником р-типу. Якщо до металевого електрода структури прикладена негативна напруга ($U < 0$) і оскільки в ідеальній МДН-структурі наскрізний струм дорівнює нулю, то це приводить до збільшення кількості основних носіїв (дірок) біля поверхні напівпровідника. Цей режим називається режимом збагачення (**аккумуляції**). Якщо до МДН-структури прикладена не дуже велика позитивна напруга ($U > 0$), то приповерхнева область напівпровідника збіднюється основними носіями. Цей режим називають режимом **збіднення** чи виснаження поверхні. При більших позитивних напругах концентрація неосновних носіїв (електронів) біля поверхні перевершує концентрацію основних носіїв (дірок). Ця ситуація називається режимом **інверсії**. Аналогічний розгляд можна провести і для МДН-структури з напівпровідником n-типу. Тільки тоді зазначені режими здійснюються за напруги протилежної полярності.

Повна ємність структури – це послідовно з’єднані ємності напівпровідника і ємності шару діелектрика. Остання визначається товщиною діелектрика і є максимально можливою ємністю усієї структури. Ємність напівпровідника змінюється із зміною напруги на структурі. Повна ємність

$$C = \frac{C_i C_n}{C_i + C_n}, \quad (14.1)$$

де C_i – ємність діелектрика,
 C_n – ємність напівпровідника.

На рис. 14.2 зображено залежність повної ємності ідеальної МДН-структури від прикладеної напруги (вольт-фарадна характеристика).

Рисунок 14.2

Залежність ємності ідеальної МДН-структури від напруги за негативних значень останньої відповідає акумуляції дірок. У цьому режимі диференціальна ємність напівпровідника більша від ємності діелектрика, тому повна ємність структури близька до величини C_i . Коли напруга стає більшою від 0, у приповерхньому шарі напівпровідника утвориться збіднена область, що діє як додатковий шар діелектрика. Це приводить до зменшення повної ємності МДН-структури. Потім, проходячи через мінімум, повна диференціальна ємність структури різко зростає, знову наближаючись до величини

C_i . Це обумовлено тим, що в даній області напруг на межі з діелектриком утворюється електронний інверсний шар, диференціальна ємність якого також значно перевищує ємність діелектрика. Але наростання ємності в цій області залежить від того, чи встигає концентрація інверсійних електронів встигати за змінами прикладеної до структури змінної напруги, за допомогою якої здійснюється вирівнювання ємності. Даний режим здійснюється лише для порівняно малих частот (<100 Гц). Для більш високих частот збільшення диференціальної ємності структури за позитивних напруг не спостерігається (крива *б* на рис. 14.2). Крива (*в*) на цьому рисунку відповідає вольт-фарадній характеристиці ідеальної МДН-структури в умовах глибокого збідніння (імпульсна напруга). В області порівняно високих напруг крива (*в*) стає положистою в результаті лавинного пробою приповерхневої області напівпровідника МДН-структури.

14.2 МОН-структура. Si-SiO₂-МОН-структура. Її основні характеристики

Одним з найвідоміший різновидів МДН-структур є структура "метал-оксид-напівпровідник" – МОН. З усіх МОН-структур найбільш важливими є структури "метал-SiO₂-Si". Але природа різних електрофізичних процесів, що відбуваються на межі Si-SiO₂, у даний час ще не отримала досить повного пояснення.

Багато дослідників вважають, що межу Si-SiO₂, яка виникає в процесі термічного окислювання кремнію, варто розглядати як деякий перехідний шар з перемінним хімічним складом. Передбачається, що на межі монокристалічного кремнію знаходиться моноатомний шар SiO_x ($1 < x < 2$), що представляє собою не цілком окисленим кремнієм. Потім – проміжний шар SiO₂ з великими внутрішніми механічними напруженнями товщиною 100-400 нм, що переходить у звичайний ненапружений аморфний SiO₂. Відмінність характеристик реальних МОН-структур від відповідних залежностей ідеальних МДН-конденсаторів обумовлено існуванням поверхневих зарядів в оксиді.

В даний час прийнята наступна класифікація цих зарядів:

1. Заряд, захоплений поверхневими пастками, є зарядом електронних станів, які локалізовані на межі $Si-SiO_2$ і енергія яких лежить у глибині забороненої зони напівпровідника. Ці поверхневі стани, названі також швидкими (а іноді прикордонними), можуть досить швидко перезаряджатися, обмінюючись електронами (дірками) із кремнієм. Поверхневі стани обумовлені надлишковими атомами кремнію (трьохвалентним кремнієм), надлишковим киснем або домішками атомами.

2. Фіксований заряд оксиду, розташований на межі або в безпосередній близькості від неї. Величина цього заряду залишається практично постійною у всій області частот електричних полів, характерних для робочого діапазону напруг на МОН-структурах.

3. Заряд, захоплений в оксиді. Цей заряд виникає, наприклад, при рентгенівському опроміненні або інжекції гарячих електронів у діелектрик. Відповідні пастки більш-менш рівномірно розподілені в товщині шару оксиду.

4. Заряд рухливих йонів (наприклад, йонів натрію), що може переміщуватися в шарі оксиду. Величину всіх цих зарядів звичайно відносять до одиниці площі межі.

Вплив різниці робіт виходу й інших зовнішніх факторів.

Відповідно до нашого визначення, в ідеальній МДН-структурі різниця робіт виходу електрона з металу і напівпровідника дорівнює нулю. Якщо ж ця різниця відмінна від нуля, а крім того, у діелектрику МДН-структури присутній заряд, вольт-фарадні характеристики реальної МДН-структури будуть зсунуті вздовж вісі напруг щодо ідеальної $C-U$ -кривої на певну величину U , яка називається зсувом напруги плоских зон.

Зовнішні фактори, такі, як температура, опромінення структури і йонізуюча радіація, також можуть впливати на характеристики МОН-структури.

Вплив температури. Як відомо, заряд інверсійного шару в МОН-структурах визначається генераційно-рекомбінаційними процесами, які сильно (експоненціально) залежать від температури. З пониженням температури швидкість генераційно-

рекомбінаційних процесів заряду інверсійного шару зменшується. При цьому відбувається значна деформація $C-U$ -характеристик структури в області інверсії (гістерезис).

В області підвищених температур швидкість генерації істотно збільшується, що відповідає сильній інверсії.

Після опромінення МОН-структур світлом збільшується високочастотна ємність структури на ділянці $C-U$ -кривої, що відповідає режиму сильної інверсії. Причому з ростом інтенсивності опромінення високочастотна ємність на цій ділянці усе більше наближається до свого низькочастотного значення C_i . Таке поведіння обумовлене, по-перше, зменшенням під дією опромінення характерного часу генерації неосновних носіїв. По-друге, світлова генерація електронно-діркових пар в приповерхній області напівпровідника МОН-структури викликає зменшення поверхневого потенціалу, що приводить до відповідного зменшенню товщини області просторового заряду, а отже, до збільшення високочастотної ємності.

Основний процес, що обумовлює зміну характеристик МОН-структур під дією йонізуючих випромінювань, таких, як рентгенівське і гамма-випромінювання, полягає в наступному. Проникаюче в шар оксиду йонізуюче випромінювання, розриваючи зв'язку $Si-O$, генерує електронно-діркові пари, які потім розділяються електричним полем в оксиді, якщо в процесі експозиції МОН-структура знаходиться під напругою. Більш рухливі електрони при цьому досить швидко залишають оксид і йдуть або у затвор, або у підкладку, а більш повільні дірки частково захоплюються пастками в оксиді. Даний заряд суттєво впливає на властивості МОН-структури.

Розглянемо також вплив лавинної інжекції в оксиді, що може відбуватися в МОН-структурах при їхній роботі в умовах глибокого збіднення. За швидкої зміни напруги на електроді структури майже вся напруга виявляється прикладеною до збідненого шару в напівпровіднику, де за досить великого значення цієї напруги розвивається лавинний процес ударної іонізації. У результаті лавинного процесу на межі з оксидом виникає досить велика кількість електронів і дірок з енергіями, достатніми для подолання відповідну кількість енергетичних бар'єрів.

Запитання для самоперевірки

- 1 Яку МДН-структуру називають ідеальною?
- 2 З яких частин складається ємність МДН-структури?
- 3 Пояснити особливості вольт-амперної характеристики МДН-структури.
- 4 Що називають МОН-структурою?
- 5 Яка прийнята класифікація поверхневих зарядів в МОН-структурах?
- 6 Які є зовнішні фактори і як вони впливають на робочі характеристики МОН-структури?

15 ПРИЛАДИ ІЗ ЗАРЯДОВИМ ЗВ'ЯЗКОМ

15.1 Прилади із зарядовим зв'язком

Принцип зарядового зв'язку був сформульований Бойлом і Смітом у 1970 р. Перший прилад із зарядовим зв'язком (ПЗЗ) сконструювали Амеліо, Томпсет і Сміт.

Прилади з зарядовим зв'язком (ПЗЗ) утворюють матриці із близько розташованих МОН-конденсаторів. Відповідні послідовності тактових імпульсів на затворах такої матриці зміщують її окремі МОН-конденсатори в режим глибокого збідніння, так що зарядові пакети можуть зберігатися під електродами матриці і контрольованим чином переміщатися вздовж поверхні кристалу, переходячи з-під одних електродів матриці до сусідніх електродів.

Використовуючи цей принцип, за допомогою ПЗЗ можна здійснити цілий ряд функцій: прийом зображень, збереження даних, обробку сигналів, логічні операції.

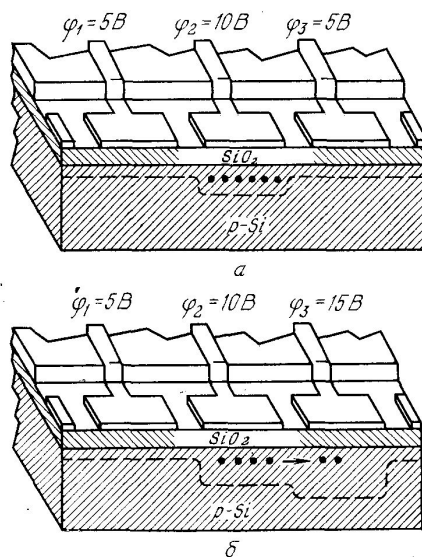


Рисунок 15.1

Основними типами приладів із зарядовим зв'язком є ПЗЗ із поверхневим каналом і ПЗЗ із схованим каналом. У ПЗЗ із поверхневим каналом заряди зберігаються і переносяться по межі розділу "напівпровідник–діелектрик". У ПЗЗ із схованим каналом завдяки спеціальному легуванню підкладки ці процеси відбуваються в товщі напівпровідника на деякій глибині від межі з діелектриком. Відзначимо також, що при конструюванні конкретних мікроелектронних пристроїв на ПЗЗ (у залежності від їхнього призначення) застосовуються різні схеми організації тактового живлення і взаємного розташування затворів. Основним елементом ПЗЗ (з поверхневим каналом) є МОН-конденсатор, що працює в режимі глибокого збідніння.

15.2 Основні ПЗЗ-структури. Принцип роботи

Поперечний переріз типового трифазного ПЗЗ показаний на рис. 15.1.

Цей пристрій складається із напівпровідникової підкладки, яка покрита однорідним шаром ізолятора (оксиду), на якому досить близько один від одного розташовані затвори – електроди переносу. На рис. 15.1,а зображено стан збереження інформації, коли сигнальний зарядовий пакет знаходиться під середнім електродом, напруга на якому вища, ніж на сусідніх. Процес переносу сигнального заряду починається в той момент, коли на правий затвор подається імпульс більш високої напруги (рис. 15.1, б).

Трифазний n-канальний ПЗЗ у більш докладному виді (разом із вхідним і вихідним пристроями) показаний на рис. 15.2.

Рисунок 15.2

Власне ПЗЗ, чи ПЗЗ-регістр, тут складають три пари електродів переносу (затворів), приєднані до шин тактового живлення φ_1 , φ_2 і φ_3 . Вхідний пристрій, що складається з вхідного діода і вхідного затвора, забезпечує введення сигнальних зарядових пакетів під перший електрод переносу регістра. Екстракція і детектування зарядових пакетів забезпечуються вихідними затвором і діодом. Часові діаграми напруги на шинах тактового живлення, а також вхідний і вихідний сигнали приведені на рис.15.3, а. Розташування потенційних ям і розподіл сигнального заряду в регістрі представлені на рис. 15.3, б.

Рисунок 15.3

У початковий момент часу $t = t_1$ на тактову шину φ_1 подана висока напруга, а на шини φ_2 і φ_3 – низька. Отже, потенційні ями під затворами φ_1 глибші потенційних ям під іншими електродами переносу. Вхідний (ID) і вихідний (OD) діоди замкнені великою

позитивною напругою, що виключає інжекцію електронів у канал під вхідним (IQ) і вихідним (OG) затворами, а отже, і під електроди переносу ПЗЗ-регістра. Іншими словами, усі потенційні ями в регістрі при $t = t_1$ порожні. У момент t_2 напруга на вхідному діоді зменшується, останній відкривається і інjektує електрони через вхідний затвор у потенціальну яму під першим затвором фази φ_1 .

При $t = t_3$ вхідний діод знову закривається високою напругою, а надлишковий заряд з-під першого електрода фази φ_1 через вхідний затвор стікає назад у діод. У результаті під першим затвором фази φ_1 залишається цілком визначена кількість електронів – сигнальний заряд, величина якого визначається різницею потенціалів фази φ_1 і вхідного затвора. У момент t_4 напруга на фазі φ_2 стає високою, а на фазі φ_1 вона починає зменшуватися. При цьому сигнальний заряд з-під затвора φ_1 перетікає під перший затвор фази φ_2 , де поверхневий потенціал перевищує потенціал фази φ_1 . Цей процес називається переносом. Наприкінці процесу переносу в момент часу t_5 весь сигнальний заряд зберігається вже під першим електродом фази φ_2 . Через відповідну кількість таких циклів переносу (у момент t_6) сигнальний заряд виявляється під останнім затвором фази φ_3 , і, після того як у момент t_7 , напруга на цій фазі починає зменшуватися, сигнальний заряд через вихідний затвор “виштовхується” у вихідний діод. При цьому вихідний пристрій виробляє струмовий чи потенційний вихідний сигнал, пропорційний величині зарядового пакету (рис.15.3, а).

Описаний вище спосіб виведення сигнального заряду використовується в аналогових і запам'ятовуючих пристроях на ПЗЗ. У системах реєстрації оптичного зображення зарядові пакети формуються в результаті генерації електронно-діркових пар світлом, що проникає в напівпровідникову підкладку. При цьому

вихідні сигнали виявляються пропорційними локальній освітленості.

Процес переносу сигнального заряду в ПЗЗ визначається трьома основними фізичними механізмами: термічною дифузією, самоіндукованим дрейфом і дрейфом у краєвих електричних полях.

Для відносно малих зарядових пакетів домінуючим механізмом переносу є термодифузія. У цьому випадку повний заряд, що залишився під електродом, з-під якого здійснюється перенос, до моменту від початку переносу експоненціально зменшується з часом.

Стікання відносно великих (порівнянних з повною глибиною потенційної ями) зарядових пакетів відбувається за рахунок самоіндукованого дрейфу, обумовленого простим електростатичним відштовхуванням інверсійних електронів. Виникає при цьому повздовжнє електричне поле пропорційне градієнту поверхневої густини сигнального заряду.

Виявляється, що і за відсутності сигнального заряду під електродом переносу на межі з оксидом існує певне повздовжнє електричне поле. Це так зване крайове поле, обумовлене впливом потенціалів на сусідніх електродах. Величина крайових полів залежить від товщини шару оксиду, довжини електродів, рівня легування й амплітуди тактових напруг.

На останніх стадіях процесу переносу, коли під електродом сигнальний заряд стає настільки малий, що самоіндуковане поле виявляється менше крайового, останнє визначає динаміку стікання сигнального заряду.

Визначимо тепер ефективність переносу η як відношення повного заряду, що встиг за час, який дорівнює тривалості тактового імпульсу T , перетекти під затвор B , до величини повного заряду, що знаходився під затвором A в момент процесу переносу.

$$\eta = 1 - \frac{Q(t = T)}{Q(t = 0)} . \quad (15.1)$$

Відповідно неефективністю переносу будемо називати величину

$$\varepsilon = 1 - \eta . \quad (15.2)$$

Для того щоб ефективність переносу перевищувала 99,99 %, тактові частоти не повинні перевищувати декількох десятків мегабіт за 1 с (10^7 Гц). У тих випадках, коли вимагаються більш високі тактові частоти, варто використовувати структури з більш короткими електродами. При цьому збільшуються краєві поля, а отже, і швидкість перетікання заряду.

15.3 ПЗЗ із закритим каналом

У ПЗЗ із поверхневим каналом неосновні носії сигнальних пакетів переміщуються під дією тактових імпульсів напруги на затворах безпосередньо по межі з оксидом. При цьому вони дуже взаємодіють з поверхневими пастками, що є одним з головних факторів, що обмежують ефективність переносу сигнального заряду. Щоб виключити захоплення інформаційного заряду на ці поверхневі пастки і тим самим підвищити ефективність переносу, була запропонована конструкція ПЗЗ зі схованим каналом. У цьому приладі рух зарядових пакетів обмежено в межах об'ємного каналу, розташованого під границею з оксидом. Поперечний переріз такого ПЗЗ показаний на рис. 15.4

Рисунок 15.4

Цей прилад складається з кремнієвої підкладки р-типу з приповерхневим шаром провідності n-типу і контактів p^+ -типу на обох кінцях n-каналу. За відсутності сигнального заряду порівняно вузький n-шар приладу повністю збіднений тактовими імпульсами

позитивної напруги на затворах структури. Коли сигнальний заряд вводиться в схований канал, він буде зберігатися в його центральній частині.

Більший градієнт потенціалу в ПЗЗ із схованим каналом під центром затвора (крайове поле) буде сприяти більш високій швидкості переносу заряду. Дійсно, як виявилось, значення неефективності переносу $\epsilon \sim 10^{-4}$ - 10^{-5} порівняно легко досягаються в ПЗЗ із схованим каналом, що на порядок менше, ніж у типових конструкціях ПЗЗ із поверхневим каналом тих же геометричних розмірів.

Запитання для самоперевірки

- 1 Пояснити будову приладів із зарядовим зв'язком (ПЗЗ).
- 2 Які є основні види ПЗЗ-структур? Пояснити принцип їх роботи.
- 3 Що називається ефективністю переносу заряду в ПЗЗ-структурі?
- 4 Які особливості будови ПЗЗ-структур із закритим каналом?
- 5 Пояснити принцип будови ПЗЗ із закритим каналом.

16 ПРЯМИЙ ТА ЗВОРОТНИЙ ФОТОЕФЕКТИ

16.1 Закони зовнішнього фотоефекту

Є кілька видів прямого фотоелектричного ефекту: зовнішній, внутрішній та вентильний. **Зовнішнім фотоелектричним ефектом (зовнішнім фотоефектом)** називається випускання речовиною електронів під дією електромагнітного випромінювання. Зовнішній фотоефект вперше відкрив Г. Герц у 1887 р. Проводячи досліди з метою отримання електромагнітних хвиль, він зауважив, що розряд між металевими електродами стає інтенсивнішим, якщо їх освітити електричною дугою.

Фотоефект, як самостійне фізичне явище, детально вивчав О. Столетов у 1888-1890 р.р. Він виявив, що освітлені ультрафіолетовими променями тіла, розряджаються тільки в тому випадку, коли вони були заряджені негативно. Схема експериментальної установки для дослідження зовнішнього фотоефекту зображена на рис. 16.1. Світло через кварцеве віконце B падає на катод K , виготовлений із досліджуваного металу. Катод K і анод A містяться всередині вакуумної трубки T . Напруга між катодом і анодом змінюється за допомогою потенціометра P і вимірюється вольтметром V . Струм у вакуумній трубці (фотострум) вимірюється мікроамперметром MA .

Дослідження залежності фотоструму від різниці потенціалів $\varphi_A - \varphi_K$ між анодом і катодом під час опромінення катода монохроматичним світлом показало, що фотострум існує не тільки тоді, коли $\varphi_A - \varphi_K \geq 0$, але й тоді, коли $\varphi_A - \varphi_K < 0$. Він припиняється для даної речовини катода тільки за певної величини від'ємного значення різниці потенціалів $\varphi_A - \varphi_K = U_G$ (рис. 16.2), яка називається **гальмівною напругою**. Її величина дає змогу визначити кінетичну енергію E_K вивільнених електронів:

$$E_K = eU_G, \quad (16.1)$$

де $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд електрона.

Гальмівна напруга не залежить від інтенсивності світла, яким опромінюється катод. Величина фотоструму I зростає із збільшенням різниці потенціалів між

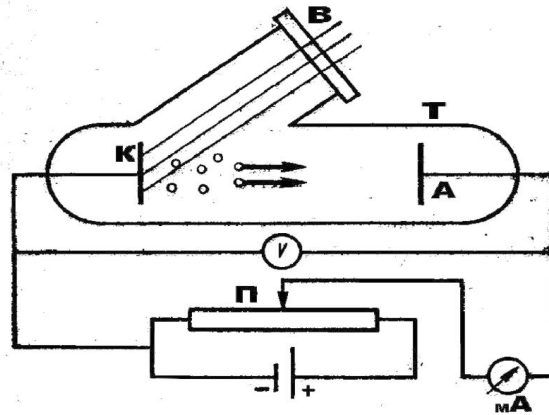


Рисунок 16.1

анодом і катодом і після деякого значення напруги досягає насичення I_n (рис. 16.1). Узагальнюючи результати експериментальних досліджень, О. Столетов виявив такі закономірності зовнішнього фотоефекту:

- 1) для сталого спектрального складу світла величина фотоструму насичення I_n прямопропорційна світловому потоку Φ , який падає на катод.;
- 2) початкова кінетична енергія вивільнених світлом електронів (фотоелектронів) лінійно залежить від частоти світла і не залежить від його інтенсивності.;
- 3) фотоефект не виникає, якщо частота світла менша від деякої характерної для даного металу величини.;
- 4) фотоефект – явище **безінерційне**, тобто із припиненням освітлення поверхні він миттєво припиняється.

На основі цих закономірностей сформульовані 3 закони зовнішнього фотоефекту:

I. Для фіксованої частоти падаючого світла кількість фотоелектронів, які вириваються із катода за одиницю часу,

пропорційна інтенсивності світла (величина фотоструму насичення пропорційна освітленості катода).

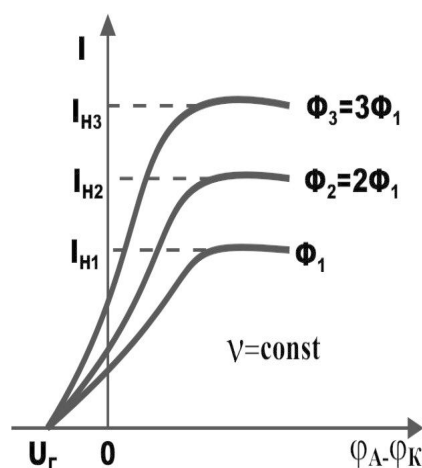


Рисунок 16.2

II. Максимальна початкова кінетична енергія фотоелектронів не залежить від інтенсивності падаючого світла і визначається його частотою, а саме, лінійно зростає із збільшенням частоти.

III. Для кожної речовини існує “червона межа” фотоефекту, тобто мінімальна частота світла, і світло меншої частоти будь-якої інтенсивності фотоефекту не викликає.

16.2 Квантова теорія фотоефекту

Якісне пояснення фотоефекту з хвильової точки зору, на перший погляд, не повинно було б мати протиріччя. Дійсно, світлові хвилі обумовлюють в металі вимушені коливання електронів, амплітуда яких (наприклад, при резонансі) може бути достатньою для того, щоб вони покинули метал. Початкова кінетична енергія фотоелектронів повинна би залежати від інтенсивності падаючого випромінювання. Однак цей висновок

протирічить II закону фотоефекту. Оскільки, згідно з хвильовою теорією, енергія, яку отримують фотоелектрони, пропорційна інтенсивності електромагнітних хвиль, то світло будь-якої частоти за достатньої його інтенсивності повинно обумовлювати фотоефект. Кажучи іншими словами, не повинно існувати “червоної межі”, що протирічить III закону фотоефекту. Крім того, хвильова теорія світла не може пояснити безінерційності фотоефекту. Таким чином, явище фотоефекту не може бути пояснене хвильовою природою світла.

А. Ейнштейн в 1905р. показав, що явище фотоефекту і його закономірності можуть бути пояснені на основі запропонованої ним **квантової теорії фотоефекту**. Згідно його припущення, світло частотою ν не тільки **випускається**, як це вважав М.Планк, але й **поширюється** в просторі і **поглинається** речовиною порціями (квантами). Таким чином, розповсюдження світла потрібно розглядати не як безперервний хвильовий процес, а як потік локалізованих в просторі дискретних світлових квантів, які рухаються із швидкістю c поширення світла у вакуумі. Кванти електромагнітного випромінювання називаються **фотонами**.

За припущенням А.Ейнштейна, кожний фотон поглинається тільки одним електроном. Тому кількість вивільнених фотоелектронів повинна бути пропорційна інтенсивності світла (I закон фотоефекту). Безінерційність фотоефекту пояснюється тим, що передача енергії при зіткненні фотона з електроном відбувається практично миттєво. Енергія фотона витрачається на здійснення електроном роботи виходу A із поверхні металу і на надання вирваному фотоелектрону кінетичної енергії:

$$E_k = \frac{mv^2}{2}, \quad (16.2)$$

де m – маса електрона;

v – його швидкість.

За законом збереження і перетворення енергії:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}. \quad (16.3)$$

Це співвідношення називається **рівнянням Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту**. Рівняння Ейнштейна дозволяє пояснити *II* і *III* закони зовнішнього фотоефекту. Із співвідношення (16.3) видно, що максимальна кінетична енергія фотоелектронів (16.2) лінійно зростає із збільшенням частоти ν падаючого світла і не залежить від його інтенсивності (кількості фотонів), оскільки ні робота виходу A електрона, ні частота ν від інтенсивності світла не залежать (*II* закон фотоефекту). Із зменшенням частоти падаючого світла кінетична енергія фотоелектронів зменшується (для даного металу робота виходу електронів $A = \text{const}$) і за деякої досить малої частоти $\nu = \nu_0$ кінетична енергія фотоелектронів дорівнюватиме нулю і фотоефект припиниться (*III* закон фотоефекту). При цьому, згідно співвідношення (16.3), “червона межа” фотоефекту:

$$\nu_0 = \frac{A}{h} . \quad (16.4)$$

Вона визначається тільки роботою виходу електрона, тобто залежить від хімічного складу речовини і стану її поверхні. Співвідношення (16.3), можна подати у вигляді:

$$eU_r = h(\nu - \nu_0) . \quad (16.5)$$

Якщо інтенсивність світла дуже велика (лазерне випромінювання), то можливий **багатофотонний (нелінійний) фотоефект**, за якого електрон, який виходить з металу, може одночасно отримати енергію не від одного, а від N фотонів ($N = 2 \div 7$). Рівняння Ейнштейна для багатофотонного фотоефекту:

$$N h \nu = A + \frac{m v^2}{2} . \quad (16.6)$$

Правильність квантової теорії фотоефекту А.Ейнштейна підтверджена результатами багаточисленних експериментів.

16.3 Види прямого фотоефекту. Фотоелементи та їх застосування

Крім розглянутого зовнішнього фотоефекту існують внутрішній та вентильний фотоефекти. **Внутрішній фотоефект** – це обумовлені електромагнітним випромінюванням переходи електронів всередині напівпровідника, або діелектрика із зв'язаних станів у вільні без їх виходу назовні. Внаслідок цього концентрація носіїв струму всередині речовини збільшується, що обумовлює виникнення **фотопровідності** (збільшення електропровідності напівпровідника або діелектрика при його освітленні). **Вентильний фотоефект** – виникнення е.р.с. (фото – е.р.с.) при освітленні контакту двох напівпровідників різного типу провідності, або напівпровідника і металу (без наявності зовнішнього електричного поля).

Вентильні фотоелементи використовуються для перетворення енергії випромінювання в електричну енергію. Вони є фотодіодами, які працюють без джерела зовнішньої напруги і створюють власну електрорушійну силу під дією випромінювання.

Проаналізуємо явища, які відбуваються на n-p-переході вентильного фотоелемента (фотоелемента зі запірним шаром) при попаданні на нього світла. Фотони, які попадають в область n-p-переходу, обумовлюють генерацію зарядів. Електрони і дірки, які виникають в n- і p-областях, дифундують до переходу, і, якщо вони не встигли рекомбінувати, то попадають під дію внутрішнього електричного поля запірного шару. Це поле розділяє електрони і дірки. Для неосновних носіїв, наприклад, для електронів в p-області, поле запірного шару є прискорюючим. Аналогічно дірки перекидаються прискорюючим полем із n-області в p-область. Для основних носіїв, наприклад, дірок в p-області, електричне поле запірного шару є гальмуючим. Тому основні носії залишаються в своїх областях, тобто дірки залишаються в p-області, а електрони в n-області. В результаті таких процесів в n- і p-областях накопичуються надлишкові основні носії і виникає різниця потенціалів, яку називають **фотоелектрорушійною силою**. Із збільшенням світлового потоку фото е.р.с. зростає за нелінійним законом.

В даний час найбільш широкого застосування набувають кремнієві вентильні фотоелементи. Вони перетворюють енергію сонячного випромінювання в електричну. Їх фото е.р.с. досягає

0.5 В. Із таких елементів, з'єднаних відповідним чином, створюють сонячні батареї, які мають порівняно високий к.к.д. і можуть розвивати потужність до декількох кВт. Сонячні батареї із кремнієвих фотоелементів – це основні джерела живлення на штучних супутниках Землі, космічних кораблях, автоматичних метеостанціях і ін. Практичне використання сонячних батарей набуває все більшого значення.

За будовою сонячний елемент схожий на бутерброд, що складається з двох напівпровідникових пластинок. У зовнішній п-пластинці є надлишок електронів. У внутрішній р-пластинці є їх недостаток. Фотон, потрапляючи в п-пластинку, будить електрон, що дремає в ній, приблизно так само, як промінь світла, потрапляючи на обличчя, будить сплячу людину. Електрон переходить в р-пластину. Цей рух і створює електричний струм. Майбутнє сонячної енергетики експерти пов'язують з вдосконаленням матеріалів для цих двох шарів. Найбільш перспективними сьогодні представляються аморфний і мікрокристалічний кремній, який виведе створення сонячних елементів на принципово інший рівень.

З аморфного і мікрокристалічного кремнію можна вирощувати дуже тонкі плівки, товщина яких вимірюється нанометрами. Дві такі плівки, нанесені одна поверх іншої на скло, є фотогальванічним елементом, що має високу електричну провідність і зберігає свої властивості при тривалому використанні. Проте технологія, яка дозволила б випускати такі сонячні елементи «на потоці», ще не створена. Як вважають в Дослідницькому центрі міста Юліх (Німеччина), їм залишився всього один крок, щоб вивести виробництво нових сонячних батарей з лабораторій в промисловість. Звичайні сонячні елементи з кремнію створюють окремо і вже потім об'єднують в батареї. У випадку з тонкими плівками все навпаки: спочатку вирощують плівку великої площі, накладають її на скло разом з іншими необхідними шарами, ріжуть лазером на смужки і потім зєднують електричними контактами. Ученим з Юліха удалося відпрацювати процес масового виробництва модулів площею 30х30 см з к.к.д., близьким до 10%. Зараз сонячні елементи, що промислово випускаються, коштують приблизно по 300 євро за 100 ватів електричної потужності.

Тонкоплівкова технологія дасть змогу через 5-10 років понизити вартість сонячних батарей удвічі, а через 15 років – втричі.

На явищі фотоефекту базується дія фотоелектронних приладів, які широко використовуються в різних галузях науки і техніки. Прилади, в яких фотоефект застосовується для перетворення енергії випромінювання в електричну, називаються **фотоелементами**. В залежності від видів фотоефекту створено фотоелементи із зовнішнім (вакуумні і газонаповнені) та внутрішнім (фотоопори і вентильні фотоелементи) фотоефектами.

Фотоелементи із зовнішнім фотоефектом мають таку будову: скляні балони, всередині яких розміщено фотокатод і анод (рис.16.3). Фотокатодом K є шар лужного, або лужноземельного металу, нанесеного на срібну пластинку. Анод A має форму стержня, кульки, або дрітної петлі. В газонаповнених фотоелементах є певна кількість інертного газу, внаслідок чого струм в фотоелементі створюється не тільки електронами, які вивільняються із фотокатода під дією світла, але й електронами та йонами, які утворюються при йонізації газу. Наявність газу дозволяє збільшити чутливість фотоелементів у $5\div 10$ разів порівняно із вакуумними. Для підсилення фотоструму використовують **фотопомножувачі** (рис. 16.4), дія яких ґрунтується на явищі вторинної електронної емісії. Кількісно вона характеризується коефіцієнтом вторинної емісії:

$$\alpha = \frac{n_2}{n_1}, \quad (16.7)$$

де n_1 – кількість падаючих на електрод електронів;

n_2 – кількість вибитих електронів.

Анодний струм при цьому:

$$I = I_o \alpha^m, \quad (16.8)$$

де I_o – струм фотокатода;

m – кількість каскадів помножувача.

Фотоелементи із внутрішнім фотоефектом (**фоторезистори**) складаються із ізоляційної основи 3 (рис. 16.5), на яку нанесено тонкий шар напівпровідника 2 з металевими електродами 1. Така система міститься в ебонітовій, або пластмасовій оправі з віконцем. Для запобігання впливу оточуючого середовища її світлочутливий

шар таким способом захищають від випадкових пошкоджень. На відміну від фотоелементів із зовнішнім фотоефектом, які мають односторонню провідність, фоторезистори добре проводять струм в обох напрямках.

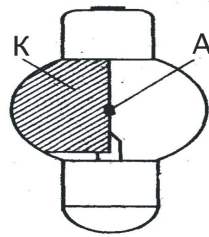


Рисунок 16.3

Розглянуті види фотоефекту і відповідні фотоелектронні прилади використовують у виробництві для контролю, управління та автоматизації різних технологічних процесів; у військовій справі для сигналізації і локації невидимим випромінюванням; в техніці звукового кіно; в різних системах зв'язку і т.д.

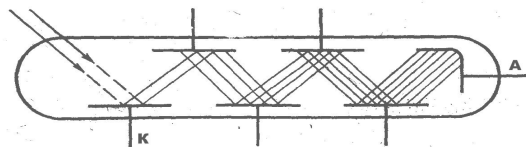


Рисунок 16.4

Рисунок 16.5

16.4 Світлодіоди

Світлодіодом називається напівпровідникова пристрій з одним р-n-переходом, в якому здійснюється **безпосереднє перетворення електричної енергії в світлове випромінювання (зворотній фотоефект)** за рахунок рекомбінації електронів і дірок. Світлодіод використовується в приладах візуального висвітлення інформації.

Випромінюване світло традиційних світлодіодів лежить у вузькій ділянці спектру, а його колір залежить від хімічного складу використаного у світлодіоді напівпровідника. Сучасні світлодіоди можуть випромінювати на довжині хвилі від інфрачервоної до близького ультрафіолету, та навіть існують методи розширення смуги випромінювання і створення білих світлодіодів. На відміну від ламп розжарювання, які випромінюють світловий потік широкого спектру рівномірно на всіх напрямках, класичні світлодіоди випромінюють світло певної довжини хвилі і в певному напрямі.

Дія світлодіодів базується на інжекції неосновних носіїв в р-n-перехід і наступної випромінюючої рекомбінації надлишкових електронів і дірок в р- і n-областях. При цьому їх робоче зміщення є прямим. Електрони, які попадають в р-напівпровідник, рекомбінують з основними носіями заряду – дірками. Аналогічно поведуться і дірки, які інjektуються в р-напівпровідник. При цьому

енергія, яка виділяється, випромінюється у виді світла або передається кристалічній ґратці.

Світло в р- і n-областях виникає на відстанях від р-n-переходу, які не більші декількох дифузійних довжин. Хоча не існує переважаючого напрямку поширення випромінювання, як правило, використовують світло, яке виходить перпендикулярно до межі переходу із більш тонкої р-області.

В напівпровідникових матеріалах з великою шириною забороненої зони (*GaAs*, *GaP*, *SiC*) ймовірність випромінюючої рекомбінації досить висока, що і визначає можливість виготовлення світлодіодів на їх основі. На відміну від вказаних матеріалів, в германію і кремнію процес рекомбінації носіїв заряду з випромінюванням світла в звичайних умовах малоімовірний.

Однією з найвизначніших характеристик світлодіода є довжина хвилі випромінюючого світла, яка визначає колір випромінювання. Довжина хвилі випромінюючого світла визначається різницею енергетичних рівнів, між якими відбувається випромінюючий перехід електронів, а у випадку рекомбінації при переході носіїв заряду із зони провідності у валентну визначається шириною забороненої зони напівпровідника. В арсеніді галію, для якого різниця енергій рівнів електронів приблизно дорівнює ширині забороненої зони (1,38 eV), довжина хвилі випромінювального світла становить 0,9 мкм. З цієї причини із арсеніду галію виготовляють ефективні світлодіоди інфрачервоного діапазону. Для отримання випромінювання в більш короткохвильовій області спектру використовують напівпровідники з більшою шириною забороненої зони.

В реальних світлодіодах випромінювальний перехід носіїв заряду зазвичай відбувається не між двома рівнями, а між двома групами близько розміщених один до одного енергетичних рівнів. Із цієї причини спектр випромінювання стає розмитим. На рис.16.6 представлено спектральний розподіл інтенсивності випромінювання світло діода із фосфіда галію. При прямому з'єднанні спектр випромінювання має два максимуми – короткохвильовий з $\lambda_1=0,570$ мкм (зелена смуга) і довгохвильовий з $\lambda_2=0,670$ мкм (червона смуга).

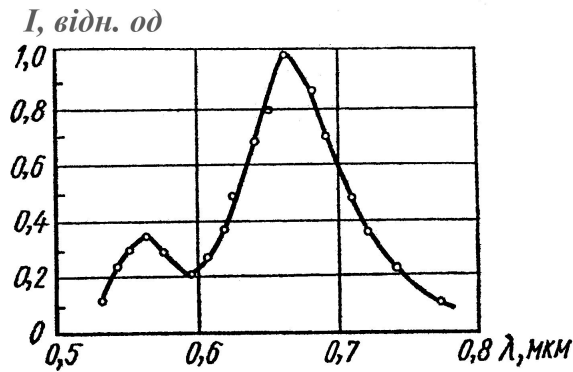


Рисунок 16.6

Важливою характеристикою світлодіода є коефіцієнт корисної дії (к.к.д.). К.к.д. напівпровідникових джерел світла визначається як відношення потужності випромінювання до електричної потужності, яка підводиться до приладу, і береться за 100%. Однак на практиці досягнуте значення к.к.д. не перевищує кілька відсотків. Це пояснюється насамперед тим, що в реальних приладах реалізуються безвипромінюючі механізми рекомбінації носіїв заряду. Проблема збільшення частки випромінюючої рекомбінації в загальному рекомбінаційному процесі є досить складною і визначається ступенем досконалості кристалічної структури напівпровідника, наявністю в ньому неконтрольованих домішок, технологічними умовами виготовлення приладу і т.д. Крім того, зменшення к.к.д. в реальних світлодіодах обумовлено втратами випромінювання на повне відбивання та поглинання в кристалі і оптичних елементах конструкції. На початку 1980-х з появою нового матеріалу, *GaAs* (галій-алюмінієвий арсенід) почалася революція у виробництві світлодіодів. *GaAs* дозволив підвищити ефективність у 10 разів, що привело до нових використань у зовнішніх знаках та написах, зчитуванні штрих-коду, передачі даних через оптичне волокно в медичному обладнанні. Але *GaAs* працював тільки у червоній ділянці спектру (660 нм) та мав короткий час життя (більш 50% падіння ефективності після 100 000 годин роботи). Наступним кроком у розвитку була розробка компанією Toshiba методу нанесення MOCVD (метал-оксидне

хімічне парове нанесення, Metal Oxide Chemical Vapor Deposition), який обумовив створення більш складних пристроїв з ефективністю до 90% (тобто 90% електроенергії може бути перероблене на світло). У той же час корпорація Nichia запропонувала перші блакитні світлодіоди, працюючі на *GaN* (нітриді галію), *InGaN* (індій-галій-нітриді) та *SiC* (карбіді кремнію).

Робота світлодіодів можлива в імпульсному режимі. При цьому через прилад можна пропускати значно більші струми і отримувати в імпульсі велику потужність випромінювання. Важливою особливістю світлодіодів є їх мала інерційність. Вона становить 10^{-9} – 10^{-8} с. Завдяки малому часу життя неосновних носіїв заряду можлива робота світлодіодів на частотах до 100 МГц. Так, наприклад, на основі карбідокремнієвого переходу створений випромінювач наносекундних імпульсів світла з власними фронтами наростання і спаду світлового імпульсу порядку 3 нс і нестабільністю амплітуди світлового спалаху за тривалістю 1%.

Світлові імпульси спостерігаються і для зворотного ввімкнення світлодіода. В цьому випадку світло випромінюється електронно-дірковою плазмою, яка виникає в результаті пробігу р-n-переходу. Але при прямому ввімкненні світлодіода інтенсивність випромінювання інтенсивність є більшою, ніж при зворотному.

Найбільш поширеним методом виготовлення світлодіодів є дифузійний метод. За вихідний матеріал для отримання червоного кольору випромінювання береться монокристал фосфіда галію, виготовлений методом вирощування із розплаву, легованого телуrom і киснем; р-n-перехід створюється дифузією цинку. Присутність компонентів „цинк-кисень” забезпечує випромінюючу рекомбінацію з довжиною хвилі 660 нм.

Іншим поширеним способом виготовлення діодів із фосфіда галію є метод рідиннофазної епітаксії. Підкладкою є монокристал фосфіду галію n-типу, вирощений із розплаву і легований телуrom. На нього методом рідиннофазної епітаксії нарощується шар фосфіду галію n-типу, легований телуrom і азотом. Р-n-перехід утвориться при наступному нарощуванні епітаксiального шару р-типу, легованого цинком. Наявність азоту забезпечує випромінювання зеленого кольору з довжиною хвилі 570 нм.

Типова конструкція світлодіода показана на рис. 16.7. Напівпровідниковий кристал 3 з р-n-переходом приварюється до ніжки з виводами 5, яка монтується в керамічному балоні 2, який має дуже малу електроємність. Верхня частина корпусу містить скляну (або з епоксидної смоли) лінзу 1, яка є вихідним вікном для випромінювання і концентрує випромінювання в вузькому конусі. Для виготовлення світловипромінюючих діодів широко використовують пластмасові корпуси.

Світлодіоди виготовляють не тільки у вигляді поодиноких джерел, але й у вигляді матриць. Так створено панель монолітної конструкції, яка містить 7000 діодів і яка дає змогу індукувати одночасно 200 знаків.

Світлодіоди широко використовуються в буквенно-цифрових індикаторах та в індикаторних панелях. Такі індикатори працюють від джерел живлення 5 В і можуть збуджуватись інтегральними схемами. Перевага таких індикаторів в порівнянні з ламповими – малі габарити і вага, висока швидкодія і довготривалий строк служби. Застосовують такі індикатори в приладах з цифровим відліком. Світлодіоди з голубим, зеленим, жовтим і червоним свіченням використовують в мікрокалькуляторах і годинниках, в установках аварійної сигналізації, в системах нічного бачення, зв'язку, контрольно-вимірювальній апаратурі. Вони все більше замінюють лампи розжарення і газорозрядні джерела світла.

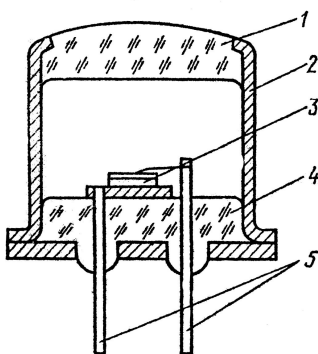


Рисунок 16.7

Одним з прогресивних кроків також стало створення Лабораторією фундаментальних досліджень компанії NTT світлодіода, випромінюючого хвилі в ультрафіолетовій частині спектру завдовжки 210 нм. Випромінювання з такою короткою довжиною хвилі знайде широке застосування в медицині і техніці. Відомо, що невидиме для людського ока ультрафіолетове випромінювання має знезаражуючий ефект. Крім того, ці світлодіоди можуть замінити червоні лазерні діоди для читання даних з оптичних дисків і забезпечити подальше збільшення щільності запису.

Сучасні напрямки розвитку включають розробку органічних світлодіодів, які повинні дозволити виробництво дешевих та екологічно безпечних пристроїв, використання квантових точок, які дозволяють отримувати біле світло та просуватись далі у коротко-хвильову область.

Ефективність світлодіодів найкраще проявляється там, де потрібно генерувати кольорові світлові потоки (сигнали). Світло від лампи розжарювання доводиться пропускати через спеціальні оптичні фільтри, що виділяють певну частину спектру (червону, синю, зелену). Усі 100% випромінювання світлодіода є забарвленим світлом, яке, проходячи крізь світлофільтр, втрачає близько 90% енергії світлового потоку. Більш того, від 80-90% споживаної потужності лампи розжарювання витрачається на нагрівання лампи для досягнення потрібної колірної температури (шкала Кельвіна), для якої вони спроектовані.

16.5 Лазерний діод

Лазерний діод — це такий лазер, в якому активним середовищем є електронно-дірковий газ, а робочою областю напівпровідниковий р-п-перехід, аналогічний р-п-переходу звичайного світлодіода. На фотографії (рис. 16.8) видно

лазерний діод перед монетою, що дає можливість порівняти їхні розміри.

На рис. 16.9 зображена фотографія звичайного чіпа лазерного діода на фоні вушка голки для порівняння їх розмірів. Чіп міститься в прямокутній упаковці, яка розміщена вище голки. Розгляд цих фотографій дає наочне уявлення про мініатюрні розміри цих напівпровідникових пристроїв.



Рисунок 16.8



Рисунок 16.9

Коли на анод звичайного діода подається позитивний потенціал, то говорять, що діод зміщений в прямому напрямі. При цьому дірки з р-області інжектуються в n-область р-n-переходу, а електрони з n-області інжектуються в р-область напівпровідника. Якщо електрон і дірка знаходяться на відстані, коли можливе тунелювання, то вони можуть рекомбінувати з виділенням енергії у вигляді фотона певної довжини хвилі. Такий процес називається спонтанним випромінюванням, і є основним джерелом випромінювання в світлодіодах. Проте, за певних умов, електрон і дірка можуть знаходитися в одній області простору якийсь час перед рекомбінацією, вимірюваний мікросекундами. Якщо у цей момент через цю область простору пройде фотон резонансної частоти, він може викликати вимушену рекомбінацію з виділенням другого фотона, причому його напрям, вектор поляризації і фаза будуть в точності співпадати з тими ж характеристиками першого фотона.

У лазерному діоді напівпровідниковий кристал виготовляють у вигляді дуже тонкої прямокутної пластинки. Така пластинка по суті є оптичним хвилеводом, де випромінювання обмежене у відносно невеликому просторі. Верхній шар кристала легується для

створення p-області, а в нижньому шарі створюють р-область. В результаті виходить плоский р-п перехід великої площі. Дві бічні сторони (торці) кристала поліруються для утворення гладких паралельних площин, які утворюють оптичний резонатор, названий резонатором Фабрі-Перро. Фотони, що випромінюються перпендикулярно до цих площин, пройдуть через весь оптичний хвилевід і кілька разів відіб'ються від них, перш ніж вийти назовні. Кожного разу, коли фотон проходить уздовж резонатора, випромінювання посилюватиметься завдяки механізму вимушеного випромінювання. Як тільки посилення перевищить втрати, почнеться лазерна генерація.

Лазерні діоди можуть бути декількох типів. У основної їх частини шари зроблені дуже тонкими, і така структура може генерувати випромінювання тільки в напрямі, паралельному цим шарам. З іншого боку, якщо хвилевід зробити достатньо широким в порівнянні з довжиною хвилі, він зможе працювати вже в декількох поперечних режимах. Такий діод називається багатомодовим (англ. «multi-mode»). Застосування таких лазерів можливе в тих випадках, коли від пристрою потрібна висока потужність випромінювання, і не ставиться умова хорошої збіжності променя (тобто допускається його значне розсіювання). Такими областями застосувань є: друкувальні пристрої, хімічна промисловість, накачка інших лазерів. З іншого боку, якщо потрібне хороше фокусування променя, ширина хвилеводу повинна виготовлятися порівнянною з довжиною хвилі випромінювання. Тут вже ширина променя визначатиметься тільки межами, що накладаються дифракцією. Такі пристрої застосовуються в оптичних модулях пам'яті, а також в оптоволоконній техніці. Слід, проте, повідомити, що такі лазери можуть випромінювати на різних довжинах хвиль одночасно. Довжина хвилі випромінювання лазерного діода залежить від ширини забороненої зони між енергетичними рівнями р- і p-областей напівпровідника.

У зв'язку з тим, що випромінюючий елемент достатньо тонкий, промінь на виході діода, завдяки дифракції, практично відразу розходить. Для компенсації цього ефекту і отримання тонкого променя необхідно застосовувати збірні лінзи. Для багатомодових лазерів найчастіше застосовуються циліндричні

лінзи. Для одномодових лазерів, при використанні симетричних лінз, перетин променя буде еліптичним, оскільки розбіжність у вертикальній площині перевищує розбіжність в горизонтальній. Найнаочніше це видно на прикладі променя лазерної указки.

У простому лазерному діоді неможливо виділити окрему довжину хвилі, характерну для оптичного резонатора. Проте в пристроях з декількома поздовжніми режимами і матеріалом, здатним підсилювати випромінювання в достатньо широкому діапазоні частот, можлива робота на декількох довжинах хвиль. У багатьох випадках, включаючи більшість лазерів з видимим випромінюванням, вони працюють на єдиній довжині хвилі, яка має значну нестабільність і залежить від безлічі факторів — зміни сили струму, зовнішньої температури і т.д. Останніми роками описана вище конструкція простого лазерного діода піддавалася численним удосконаленням, щоб пристрої на їх основі могли відповідати сучасним вимогам.

16.6 Види лазерних діодів

Конструкція лазерного діода, описана вище, має назву «діод із n-р гомоструктурою». На жаль, такі діоди украй неефективні. Вони вимагають такої великої вхідної потужності, що можуть працювати тільки в імпульсному режимі, інакше вони розплавляються. Незважаючи на простоту конструкції і історичну значимість, на практиці вони не застосовуються.

Лазери на подвійній гетероструктурі. У цих пристроях шар матеріалу з вузькою забороненою зоною розміщується між двома шарами матеріалу з ширшою забороненою зоною. Найчастіше для реалізації лазерів на основі подвійної гетероструктури використовують арсенід галію ($GaAs$) і арсенід алюмінію-галію ($AlGaAs$). Кожне з'єднання двох таких різних напівпровідників називається гетероструктурою, а пристрій — «діодом з подвійною гетероструктурою». Описана на початку конструкція називається «діод на гомопереході» якраз для ілюстрації відмінностей від даного типу, який сьогодні використовується достатньо широко.

Перевага лазерів з подвійною гетероструктурою полягає в тому, що область співіснування електронів і дірок («активна область») поміщена в тонкому середньому шарі. Це означає, що набагато більше електронно-діркових пар даватимуть внесок в підсилення - не так багато залишиться їх на периферії, в області з низьким посиленням. Крім того, світло відбиватиметься від самих гетеропереходів, тобто випромінювання буде цілком відбуватись у області максимально ефективного підсилення.

Діод з квантовими ямами. Якщо середній шар діода з подвійною гетероструктурою зробити ще тоншим, такий шар почне працювати як квантова яма. Це означає, що у вертикальному напрямі енергія електронів почне квантуватися. Різниця між енергетичними рівнями квантових ям може використовуватися для генерації випромінювання замість потенціального бар'єру. Такий підхід дуже ефективний з огляду на можливість керування довжиною хвилі випромінювання, яка залежатиме від товщини середнього шару. Ефективність такого лазера буде вищою в порівнянні з одношаровим лазером завдяки тому, що густина електронів і дірок, що беруть участь в процесі випромінювання, має більш рівномірний розподіл.

Гетероструктурні лазери з роздільним утриманням. Основна проблема гетероструктурних лазерів з тонким шаром — неможливість ефективного утримання світла. Щоб подолати її, з двох сторін кристала додають ще два шари. Ці шари мають менший коефіцієнт заломлення в порівнянні з центральними шарами. Така структура, що нагадує світловод, ефективніше утримує світло. Ці пристрої називаються гетероструктурами з роздільним утриманням. Більшість напівпровідникових лазерів, вироблених після 1990-го року, виготовлені переважно за цією технологією.

Лазери з розподіленням зворотним зв'язком. Лазери з розподіленням зворотним зв'язком найчастіше використовуються в системах багаточастотного оптоволоконного зв'язку. Щоб стабілізувати довжину хвилі, в районі р-п переходу створюється поперечна насічка, аналогічна дифракційній ґратці. Завдяки цій насічці випромінювання тільки з однією довжиною хвилі повертається назад в резонатор і бере участь в подальшому посиленні, ці лазери мають стабільну довжину хвилі

випромінювання, яка визначається на етапі виробництва кроком насічки, але може трохи мінятися під впливом температури. Такі лазери — основа сучасних оптичних телекомунікаційних систем.

Поверхнево випромінюючий лазер з вертикальним резонатором. Це напівпровідниковий лазер, випромінюючий світло в напрямі, перпендикулярному поверхні кристала, на відміну від звичайних лазерних діодів, випромінюючих в площині, паралельній поверхні.

16.7 Застосування лазерних діодів

Лазерні діоди — важливі електронні компоненти. Вони знаходять широке застосування як керовані джерела світла в оптоволоконних лініях зв'язку. Вони використовуються також в різному вимірювальному устаткуванні, наприклад лазерних далекомірах. Інше поширене застосування — зчитування штрих-кодів. Інфрачервоні і червоні лазери застосовуються в програвачах CD- і DVD-дисків. Сині лазери використовуються в пристроях HD-DVD і Blu-Ray. Досліджуються можливості застосування напівпровідникових лазерів в ефективних і недорогих пристроях для спектроскопії. До моменту розробки надійних напівпровідникових лазерів, в програвачах CD і зчитувачів штрих-коду розробники вимушені були використовувати невеличкі гелій-неонові лазери.

Запитання для самоперевірки

- 1 В чому полягають явища прямого та зворотного фотоефектів і яка між ними різниця?
- 2 Сформулюйте закони зовнішнього фотоефекту.
- 3 Що таке гальмівна напруга для зовнішнього фотоефекту?
- 4 Які є види прямого фотоефекту? Охарактеризуйте їх.
- 5 Які є типи фотоефектів?
- 6 Висвітліть принцип роботи світло діода.
- 7 Які переваги світло діодів в імпульсному режимі?
- 8 Які методи виготовлення світлодіодів ви знаєте?

- 9 Висвітліть будову та принцип дії лазерного діода.
- 10 Які є види лазерних діодів і чим вони відрізняються один від одного?
- 11 Де застосовуються лазерні діоди?
- 12 Які перспективи використання лазерних діодів у комп'ютерній техніці?

17 РІДКІ КРИСТАЛИ

17.1 Типи рідких кристалів

Термін „рідкі кристали” об’єднує не якісь нові, невідомі раніше, речовини. Ця група за своїм хімічним складом належить до давно відомих органічних сполук, молекули яких складаються з атомів вуглецю, водню, кисню і азоту. Відомо, що всяка речовина в залежності від температури може перебувати в трьох агрегатних станах – твердому, рідкому, газоподібному. Згаданий вище клас органічних речовин при підвищенні температури переходить із твердого кристалічного стану в особливий – рідкокристалічний. В цьому метафазовому стані речовина одночасно проявляє фізичні властивості твердого тіла і рідини – анізотропію і текучість, відповідно. Рідкокристалічний стан матеріалів обумовлений особливостями їх внутрішньої молекулярної структури.

: : : : : :

: : : : : :

Рисунок 17.1

Розділяють 3 основні типи рідких кристалів: **смектики**, **нематерики**, **холестерики**. В смектичному кристалі молекули розміщені шарами, які легко можуть ковзати один по одному, обумовлюючи його текучість. При цьому шари утворюють

періодичну структуру, міжвузельний період якої залежить від довжини молекул. Всередині шарів, в бокових напрямках, строга періодичність розміщення молекул відсутня (рис. 17.1, а). Нематичні рідкі кристали не мають такої впорядкованої структури, як смектики. В них молекули зсунуті одна відносно одної в напрямі своїх довгих вісей. Спостерігається тільки орієнтаційний порядок в розміщенні молекул: всі вони орієнтовані приблизно вздовж одного переважаючого напрямку (рис. 17.1, б). Холестеричні рідкі кристали утворюють в основному сполуки холестерину. Їх структура така ж, як і в нематичних кристалах, але ще додатково закручена в напрямі, перпендикулярному до довгих вісей молекул (рис. 17.1, в). При цьому крок спіралі може досягати декілька тисяч нанометрів.

17.2 Вплив фізичних полів на властивості рідких кристалів

Зміною різних фізичних полів можна змінювати багаточисленні властивості рідких кристалів, такі як теплові, оптичні, електричні, магнітні.

Теплові властивості. Речовина перебуває в рідкокристалічному стані в певних температурних межах. При цьому температура фазового переходу рідкого кристала в ізотропну рідину, або, як її ще називають, температура просвітлення, є характеристикою термічної стабільності рідкокристалічної мезофази. Чим вища ця характеристична температура, тим більша теплова енергія необхідна для подолання сил міжмолекулярного притягання. Величина цієї теплової енергії в декілька десятків разів менша від енергії, необхідної для переходу твердого тіла в рідину. З цієї причини температура просвітлення рідкокристалічних речовин надзвичайно чутлива до зміни молекулярної будови. Деякі рідкі кристали виявляють зі зміною температури різку зміну забарвлення, так що їх колір пробігає всі тони веселки.

Оптичні властивості. Рідкі кристали проявляють анізотропію оптичних властивостей, яка обумовлює подвійне променезаломлення. Деякі види рідких кристалів мають надзвичайно високу

оптичну активність, тобто здатність повертати площину поляризації світла, яке проходить через них. Величина оберальної здатності рідких кристалів може в сотні і тисячі разів перевищувати цю величину для найбільш оптичноактивних кристалів, таких, як, наприклад, кварц. Залежність обертання площини поляризації від довжини світлової хвилі має аномальний характер. Зокрема, напрямок (знак) обертання цієї площини залежить від довжини світлової хвилі. Для коротких довжин хвиль напрямок обертання, наприклад, може бути позитивний, а для більш довгохвильового світла – негативний.

Електромагнітні властивості. Рідкі кристали є діелектриками, причому діелектрична проникність є анізотропна. Електропровідність рідких кристалів також різна в різних напрямках. Магнітні властивості рідких кристалів є анізотропними. Рідкі кристали належать до групи діамagnetиків. Магнітні поля використовуються для орієнтації молекул рідких кристалів у просторі.

17.3 Застосування рідких кристалів

Союз мікроелектроніки і рідких кристалів виявився надзвичайно ефективним не тільки в готовому виробі, але і на стадії виготовлення інтегральних схем. Як відомо, одним з етапів виробництва мікросхем є фотолітографія - нанесення на поверхню напівпровідникового матеріалу спеціальних масок, а потім втручання за допомогою фотографічної техніки так званих літографічних вікон. Ці вікна в результаті подальшого процесу виробництва перетворюються в елементи мікроелектронної схеми. Від того, наскільки малі розміри відповідних вікон, залежить число елементів схеми, що можуть бути розміщені на одиниці площі напівпровідника, а від точності і якості втручання вікон залежить якість мікросхеми. Контроль якості готових мікросхем можна здійснювати за допомогою холестеричних рідких кристалів, що візуалізують поле температур на працюючій схемі і дозволяють виділити ділянки схеми з аномальним тепловиділенням. Не менш корисним виявилось застосування рідких кристалів (тепер вже нематичних) на стадії контролю якості літографічних робіт. Для

цього на напівпровідникову пластину з протравленими літографічними вікнами наноситься орієнтований шар нематика, а потім до неї прикладається електрична напруга. У результаті в поляризованому світлі картина витравлених вікон чітко візуалізується. Більш того, цей метод дозволяє виявити дуже малі за розмірами неточності і дефекти літографічних робіт, довжина яких всього 0,01 мкм.

Рідкі кристали сьогодні і завтра. Багато оптичних ефектів у рідких кристалах вже освоєні технікою і використовуються у виробках масового виробництва. Наприклад, усім відомі годинники з індикатором на рідких кристалах, але не усі ще знають, що ті ж рідкі кристали використовуються для виробництва наручних годинників, у які вбудований калькулятор. Отут уже навіть трудно сказати, як назвати такий пристрій, чи то годинник, чи то комп'ютер. Перспективи ж майбутніх масових і ефективних застосувань рідких кристалів ще більш дивні.

Керовані оптичні транспаранти. Для створення рідкокристалічних екранів, відображення інформації, зокрема рідкокристалічних екранів телевізорів використовують сендвічеві структури, у які поруч із шаром рідкого кристалу входить шар фотонапівпровідника. Причому запис зображення в рідкому кристалі, що здійснюється за допомогою фотонапівпровідника, виробляється променем світла.

Суть фізичних явищ, принцип запису зображення дуже простий. Під час підсвічування фотонапівпровідника його провідність різко зростає, відбувається перерозподіл електричних напруг — тепер практично вся напруга падає на рідкокристалічному шарі, і його оптичні характеристики змінюються відповідно до величини поданої напруги. У такий спосіб змінюються оптичні характеристики рідкокристалічного шару в результаті дії світла. Ясно, що при цьому в принципі може бути використаний будь-який електрооптичний ефект з описаних вище. Практично вибір електрооптичного ефекту в такому сендвічевому пристрої, названому електрооптичним транспарантом, визначається поряд із необхідними оптичними характеристиками ще і чисто технологічними причинами.

Важливо, що в такому транспаранті зміна оптичних характеристик рідкокристалічного шару відбувається локально — у точці засвічування фотонапівпровідника. Тому такі транспаранти мають дуже високу роздільну здатність.

Керовані оптичні транспаранти можуть бути використані не тільки як елементи проекційного пристрою, але і виконували значне число функцій, зв'язаних з перетворенням, збереженням і обробкою оптичних сигналів. У зв'язку з тенденціями розвитку методів передачі й обробки інформації з використанням оптичних каналів зв'язку, що дозволяють збільшити швидкодію пристроїв і обсяг переданої інформації, керовані оптичні транспаранти на рідких кристалах становлять значний інтерес. У цьому випадку їх ще прийнято називати просторово-часовими модуляторами світла (ПЧМС), **чи світловими клапанами**.

Насамперед відзначимо високу чутливість модуляторів світла до керуючого світлового потоку і досягнуту високу просторову роздільну здатність сигналу — близько 300 ліній на 1 мм. Спектральний діапазон роботи модуляторів, виконаних на різних напівпровідникових матеріалах, перекриває довжини хвиль від ультрафіолетового до ближнього інфрачервоного випромінювання. Функціональні можливості оптичних модуляторів дають підставу використовувати їх в численних задачах обробки оптичної інформації, таких як розпізнавання образів, придушення перешкод, спектральний і кореляційний аналіз, інтерферометрія, у тому числі запис голограм у реальному масштабі часу і т.д.

Оптичний мікрофон. У системах оптичної обробки інформації і зв'язку виникає необхідність перетворювати не тільки світлові сигнали у світлові, але й інші найрізноманітніші впливи у світлові сигнали. Такими впливами можуть бути: тиск, звук, температура, деформація і т.д. І от для перетворення цих впливів в оптичний сигнал рідкокристалічні пристрої виявляються знов-таки дуже зручними і перспективними елементами оптичних систем. Інше достоїнство рідкокристалічних елементів у тім, що вони легко сумісні з вузлами волоконно-оптичних пристроїв.

Принципова схема пристрою для безпосереднього перетворення акустичного сигналу в оптичний (оптичного мікрофона) дуже проста. Його активний елемент — це орієнтований

шар нематика. Звукові коливання створюють періодичні в часі деформації шару, що викликають також переорієнтації молекул і модуляцію поляризації (а, значить і інтенсивності) минаючого поляризованого світлового потоку.

Ще одна перспективна сучасна галузь застосування рідких кристалів - це створення системи стереотелебачення; керовані рідкокристалічні фільтри, насамперед діафрагми, фільтри - ослаблювачі світлового потоку, нарешті, переривачі світлового потоку в кінознімальній камері, синхронізовані з переміщенням фотоплівки, що забезпечить покадрове її експонування.

Запитання для самоперевірки

- 1 Які є типи рідких кристалів?
- 2 Описати особливості внутрішньої молекулярної структури різних типів рідких кристалів.
- 3 Що таке температура просвітлення рідкого кристалу?
- 4 Які аномальні оптичні властивості рідких кристалів?
- 5 Які електричні і магнітні властивості рідких кристалів ви знаєте?
- 6 Які приклади застосування рідких кристалів можете назвати?
- 7 Де застосовуються рідкі кристали в комп'ютерній техніці?

Перелік використаних джерел

1. Луцицький Р.М., Галушак М.О. Фізика твердого тіла. – Івано-Франківськ: Факел, 2008. -250с.
2. Галушак М.О. Рувінський Б.М. Фізика для інженерів. – Івано-Франківськ: Факел, 2006. -216с.
3. Зачек І.Р., Кравчук І.М., Романишин Б.М., Габа В.М., Гончар Ф.М. Курс фізики. Фізика для інженерів. - Львів: Бескид БІТ, 2002.-376с.
4. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. Т2. Електрика і магнетизм. - Київ: Техніка, 2001. - 452с.
5. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики. ГЗ. Оптика. Квантова фізика. - Київ: Техніка, 1999. - 520с.
6. Трофимова Т.И. Курс физики. - Москва: Высшая школа, 1990.-478с.
7. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. - Москва: Высшая школа, 1989. - 608с.
8. Колонтаєвський Ю.П., Сосков А.Г. Промислова електроніка та мікросхемотехніка. – Київ: Каравела, 2004. -432с.
9. Федотов Я.А. Основы физики полупроводниковых приборов. – Київ: Вища школа, 1972. -508с.
10. С.Зи. Физика полупроводниковых приборов. – Москва: Мир, 1984. -456с.