

1. Електронні стани в напівпровідниках. Електронні та діркові напівпровідники.

З усієї різноманітності напівпровідникових матеріалів в радіоелектроніці для створення напівпровідникових приладів використовуються переважно германій і кремній¹. Обидва вони елементи четвертої групи періодичної системи і, отже, мають по чотири валентні електрони. В просторі атоми цих речовин розташовані у вершинах правильних тетраедрів і зв'язані між собою ковалентними зв'язками за рахунок усупільнених з сусідніми атомами валентних електронів. У ідеальній кристалічній ґратці напівпровідника при температурі абсолютного нуля всі електрони зв'язані з атомами і речовина виявляє властивості ідеального діелектрика. Але при підвищенні температури напівпровідника електрони за рахунок теплових рухів атомів ґратки можуть порівняно легко зриватися з ковалентних зв'язків і хаотично рухатися в межах ґратки кристалу. Концентрація електронів дається таким виразом:

$$n = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right)$$
, де A - коефіцієнт пропорційності, T - абсолютна температура, ΔE - енергія активації напівпровідника, тобто мінімальна енергія, необхідна для вивільнення валентного електрона². Ця енергія дорівнює 0,67 еВ для германію та 1,12 еВ для кремнію. При кімнатній температурі концентрація вільних електронів у кремнії та германії має дорівнювати $n_{Si} \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ та $n_{Ge} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. З підвищенням температури концентрація вільних електронів швидко зростає.

Якщо у напівпровіднику створити електричне поле, всі вільні електрони попрямують в бік позитивного потенціалу. Виникне струм з густиною

$$j_e = env = en\mu E = \sigma_e E$$

де v - дрейфова швидкість спрямованого руху електронів в електричному полі напруженістю E , μ - рухливість електронів у цьому полі, σ_e - електронна провідність напівпровідника.

Слід, однак, мати на увазі, що недостача в якомусь із атомів кристалічної ґратки електрона еквівалентна наявності тут рівного за величиною зайвого позитивного заряду. У фізиці напівпровідників таку електронну вакансію називають “діркою”. Вона поводить себе як позитивний заряд, рівний за величиною заряду електрона. На вакантне місце, звільнене електроном, може “перестрибнути” електрон з сусіднього атома, так що дірка переміститься на одну міжатомну відстань. За рахунок наступного стрибка дірка знов переміститься до іншого атома і т.д. Концентрація дірок p дорівнює концентрації вільних електронів n , так що в цілому напівпровідник залишається електрично нейтральним.

Звичайно дірки хаотично блукають кристалічною ґраткою. Однак при накладанні електричного поля дірки набувають спрямований дрейфовий рух

в бік від'ємного потенціалу. Рухливість дірок в германії та кремнії у кілька разів менша за рухливість електронів, отже, внесок діркової провідності в загальну провідність напівпровідника відповідно менший за внесок електронної. упродовжити атом сусіднього з ним у таблиці Менделєєва п'ятивалентного миш'яку. Щоб зручно "прилаштуватися" в кристалічній ґратці германію атом миш'яку відпускає "на волю" зайвий електрон. Енергія активації яка потрібна для такого вивільнення електрону складає лише 0,013 eV, отже навіть при кімнатній температурі атоми миш'яку втрачають п'яті валентні електрони, і концентрація створених таким шляхом вільних електронів буде дорівнювати концентрації атомів домішки. Неважко підрахувати, що при кімнатній температурі обумовлена цими домішковими електронами провідність зрівняється з власною провідністю германію вже при концентрації миш'яку порядку 10^{-7} %. При більшій кількості домішку починає переважати домішкова провідність.

Домішки, які подібно до миш'яку, віддають свої електрони, називають **електронними** або **донорними** домішками, і всі величини, що до них відносяться, позначають індексом "n" (від слова *negative*, негативний, тобто від'ємний, оскільки створені донорною домішкою вільні заряди - електрони - мають від'ємний знак). При зустрічі дірки з вільним електроном може статися їх возз'єднання - рекомбінація, в результаті якої і дірка і вільний електрон зникають, а в кристалічній ґратці відновлюється нейтральний атом. Середній час життя τ вільного електрона з моменту його виникнення до моменту рекомбінації залежить від виду напівпровідника, концентрації в ньому вільних зарядів і лежить, звичайно, в межах порядку мікросекунд.

Всі ці процеси відбуваються так лише в дуже чистих напівпровідниках, де сторонні домішки не перевищують 10^{-8} - 10^{-9} %. Концентрація дірок в них завжди дорівнює концентрації вільних електронів. Такі напівпровідники називають **власними** напівпровідниками, а існуючу в них провідність - відповідно власною провідністю і позначають індексом "i" (від англійського слова "*intrinsic*" - власний, властивий даній речовині).

Таким чином, на відміну від металів, напівпровідники можуть мати два типи провідності: електронну та діркову. Саме існування двох типів провідності і визначає більшість специфічних властивостей, притаманних напівпровідникам, і можливість їх широкого практичного застосування в електроніці.

Домішкові напівпровідники Однак, навіть мізерні домішки сторонніх речовин спроможні істотно змінити властивості напівпровідника. Розглянемо, наприклад, що станеться, якщо в кристалічну ґратку германію

Інший сусід германію - трьохвалентний галій - при введенні в кристалічну ґратку намагається, навпаки, відібрати у сусідніх атомів германію один валентний електрон, внаслідок чого утворюється дірка. Такі домішки називають **дірковими** або **акцепторним** (від англійського слова "*accept*" - сприймати). Всі величини, що стосуються до акцепторних домішок, позначають індексом "p" (від слова "positive"), оскільки вони утворюють тільки позитивні носії заряду - дірки.

Акцепторами для германію і кремнію, окрім галію, можуть бути бор, алюміній, індій, а донорами - фосфор або стібій. Енергія активації цих домішок також становить соті частки eВ, так що створені ними концентрації носіїв - електронів чи дірок - практично рівні концентрації домішкових атомів. Таким чином, відповідним підбором виду і концентрації домішок можна в широких межах змінювати характер і величину провідності основного напівпровідника. Таку операцію називають **легуванням** напівпровідника.

Неосновні носії

Не слід, однак, вважати, що єдиним видом носіїв заряду в донорному напівпровіднику є електрони, а в акцепторному - дірки. Окрім цих **основних** носіїв, у напівпровіднику можуть існувати і протилежні за знаком **неосновні** носії : дірки в донорному напівпровіднику, або електрони в акцепторному. Їх виникнення можливе за рахунок теплових рухів атомів (подібно до того, як це має місце у власних напівпровідниках) або ж внаслідок наявності неконтрольованих випадкових домішок. Концентрація неосновних носіїв мала, оскільки вони швидко рекомбінують з основними.

В умовах термодинамічної рівноваги концентрація дірок в електронному

$$\text{напівпровіднику дорівнює } p_n = \frac{n_i^2}{n_n} \approx \frac{n_i^2}{N_n}$$

де n_i - концентрація зарядів при тій же температурі у власному напівпровіднику,

n_n - концентрація основних носіїв в даному донорному напівпровіднику,

N_n - концентрація донорних атомів. Аналогічно для акцепторного напівпровідника

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \approx \frac{n_i^2}{N_p}$$

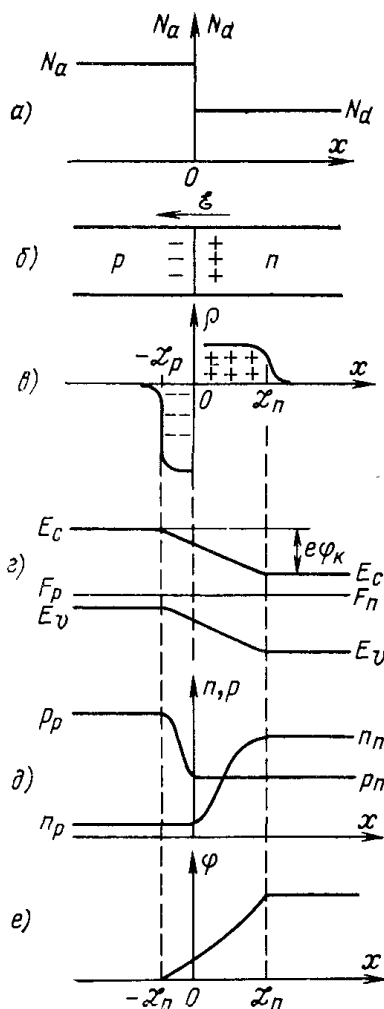
2. Електронно-дірковий перехід в рівноважному та нерівноважному стані. Вольт-амперна характеристика.

2. Електронно-дірковий перехід в рівноважному та нерівноважному стані. Вольт-амперна характеристика.

Для створення такого контакту в напівпровідник вводять донорну, і акцепторну домішки. В одній частині зразка знаходяться донори, і він має електронну провідність, а в іншій акцептори і вони має діркову. Таким чином в певній області кристалу відбувається зміна провідності. Такий перехід між матеріалами з провідністю n- і p- типів носить назву **p-n переходу**.

Нехай перехід нескінченно вузький і акцепторна область легована сильніше ніж електронна $N_A > N_D$ (рис. А). $p_p n_p = n_n p_n = n_i^2$ – для стану термодинамічної рівноваги. Де p_p, n_p – концентрації в p- області, n_n, p_n – в n області.

При контакті напівпровідників p- і n- типів починається дифузійний рух носіїв в області з протилежним знаком провідності, де концентрація зарядів даного знаку мала: електронів в дірковий напівпровідник, а дірок у



електронний. Виникнення дифузійних потоків приведе до розділення зарядів, в наслідок чого виникне позитивний об'ємний заряд в n- області примикаючій до переходу, обумовлений позитивними іонами донорної домішки, і від'ємний в p- області. (рис. Б.В.) Ці об'ємні заряди в області контакту створять сильне електричне поле, направлене від n- області в p- область, яке буде перешкоджати руху електронів і дірок. В результаті утвориться рівноважний стан, який буде характеризуватися сталим рівнем Фермі для всього напівпровідника, а в області переходу, де є електричне поле, зони енергії будуть викривлені (рис.Г) Викривлення зон енергії викличе перерозподіл концентрації електронів і дірок (рис.Д). і змінить хід електростатичного потенціалу в області переходу (рис. Е)

Для переходу через контакт основні носії заряду повинні долати потенціальний бар'єр, а перехід неосновних носіїв відбувається від дією електричного поля переходу. В стані термодинамічної рівноваги густина дифузійного струму J_{0p}, J_{0n} основних носіїв зрівноважена дрейфовим струмом неосновних J_{np}, J_{pn} і

сумарний струм через перехід рівний 0.

$$\frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = \exp\left(-\frac{q\phi_c}{kT}\right).$$

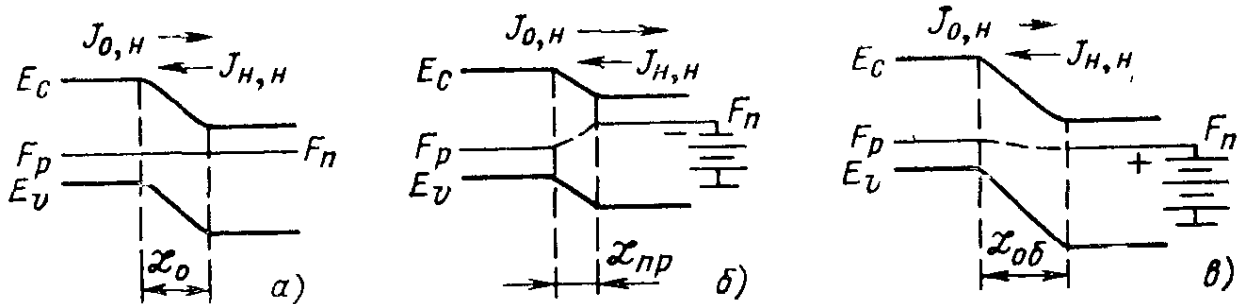
Контактна різниця потенціалів ϕ_c на p-n переході тим більша, чим сильніше леговані n- і p- області напівпровідника.

Розподіл домішок (а), розподіл зарядів і виникнення електричного поля (б), розподіл об'ємного заряду (в), зонна структура (г), розподіл концентрації електронів і дірок (д). і зміна потенціалу (е) в контакті електронного і діркового напівпровідника.

Умова збереження електронейтральності(В обох областях напівпровідника, що прилягають до р-n переходу, об'ємні заряди рівні): $n_n L_n = p_p L_p$. Де $L_0 = L_p + L_n$. - товщина області просторового заряду.

$$L_0 = \sqrt{\frac{q}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} \varphi_c \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}$$

Чим вища ступінь легування напів-провідника, тим менша товщина області просторового заряду L_0 . Якщо одна з областей легована значно сильніше другої, то більша частина падіння електростатичного потенціалу приходить



Енергетична діаграма р-n переходу при термодинамічній рівновазі (а), при подачі на перехід прямого (б) і оберненого (в) зміщення.

на високоомну область.

В області переходу має місце значне зменшення концентрації носіїв заряду. Електронно-дірковий перехід являє собою шар низької питомої провідності, який розміщений між областями високої питомої провідності, тому має властивості конденсатора. Ємність на одиницю площі називається бар'єрною ємністю. При прикладенні до переходу різниці потенціалів, такої що р область заряджається позитивно (пряме зміщення)(рис.Б). При цьому висота потенціального бар'єру зменшується на eU в порівнянні з рівноважним станом(рис.А), відповідно змінюється і товщина запірного шару. Зниження потенціального бар'єру приведе до збільшення потоку основних носіїв в порівнянні з рівноважним станом, а потік

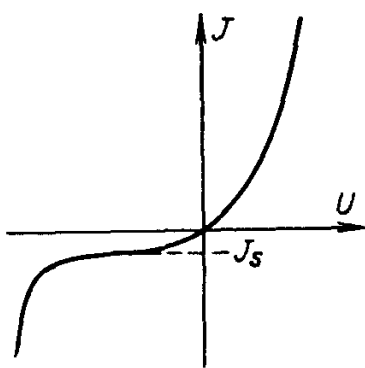


Рис. 9.15. Вольт-амперная характеристика р-n перехода

Неосновних носіїв залишиться майже незмінним. В результаті буде протікати струм рівний різниці струмів основних і неосновних носіїв заряду і направлений від р- області до n- області ($J = J_{ma} - J_{mi}$). В початковий момент в n- області з'явилися надлишкові неосновні носії заряду(дірки), через деякий час він буде скомпенсований зарядом

основних носіїв(електронів), які під дією електричного поля створеного надлишковими дірками будуть притягнуті з глибини області, а в неї електрони поступлять з зовнішнього кола. Таким чином в усьому напівпровіднику зберігається електронейтральність, але в приконтатній області переходу буде надлишок електронів і дірок в порівнянні з рівноважним станом. Введення в напівпровідник носіїв заряду за допомогою р-п переходу при подачі на нього прямого зміщення в область, де ці носії заряду є неосновними, називається *інжекцією*. При збільшенні прямого зміщення на р-п переході концентрація неосновних носіїв, що інжектуються, різко зростає, що приводить до сильного росту струму через контакт при прямому зміщенні. Якщо прикладене обернене зміщення: Зростає потенціальний бар'єр і зростає товщина запірного шару об'ємного заряду. Чим сильніше зміщено перехід в зворотному напрямі, тим менша кількість основних носіїв заряду спроможні подолати збільшив шийся потенціальний бар'єр. Зменшення концентрації носіїв заряду в порівнянні з рівноважною під дією оберненої напруги в приконтатній області р-п переходу називається екстракцією носіїв заряду. При оберненому зміщенні р-п переходу струм основних носіїв заряду буде меншим, ніж в рівноважному стані, а струм неосновних носіїв заряду практично не зміниться. Тому сумарний струм через р-п перехід буде направлений від п-області до р-області і зі збільшенням оберненої напруги спочатку буде незначно зростати, а потім прагнути до деякої величини, яка називається струмом насичення. Отже, р-п перехід має нелінійну вольт-амперну характеристику.

3. Бар'єр Шотткі.

Розглянемо контакт метал - напівпровідник. У разі контакту можливі різні комбінації (р- і n-типи напівпровідника) і співвідношення термодинамічних робіт виходу з металу і напівпровідника. Залежно від цих співвідношень у області контакту можуть реалізуватися три стани. Перший стан відповідає умові плоских зон в напівпровіднику, в цьому випадку реалізується нейтральний контакт. Другий стан відповідає умові збагачення приповерхневій області напівпровідника (дірками в р-типі і електронами в n-типі), в цьому випадку реалізується омичний контакт. І, нарешті, в третьому стані приповерхнева область напівпровідника збіднена основними носіями, в цьому випадку у області контакту з боку напівпровідника формується область просторового заряду іонізованих донорів або акцепторів і реалізується блокуючий контакт, або бар'єр Шотткі.

У напівпровідникових приладах найбільше застосування одержали блокуючі контакти метал - напівпровідник або бар'єри Шотткі. Розглянемо умову виникнення бар'єру Шотткі. Струм термоелектронної емісії з поверхні будь-якого твердого тіла визначається рівнянням Річардсона:

$$j_T = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \quad (2.29)$$

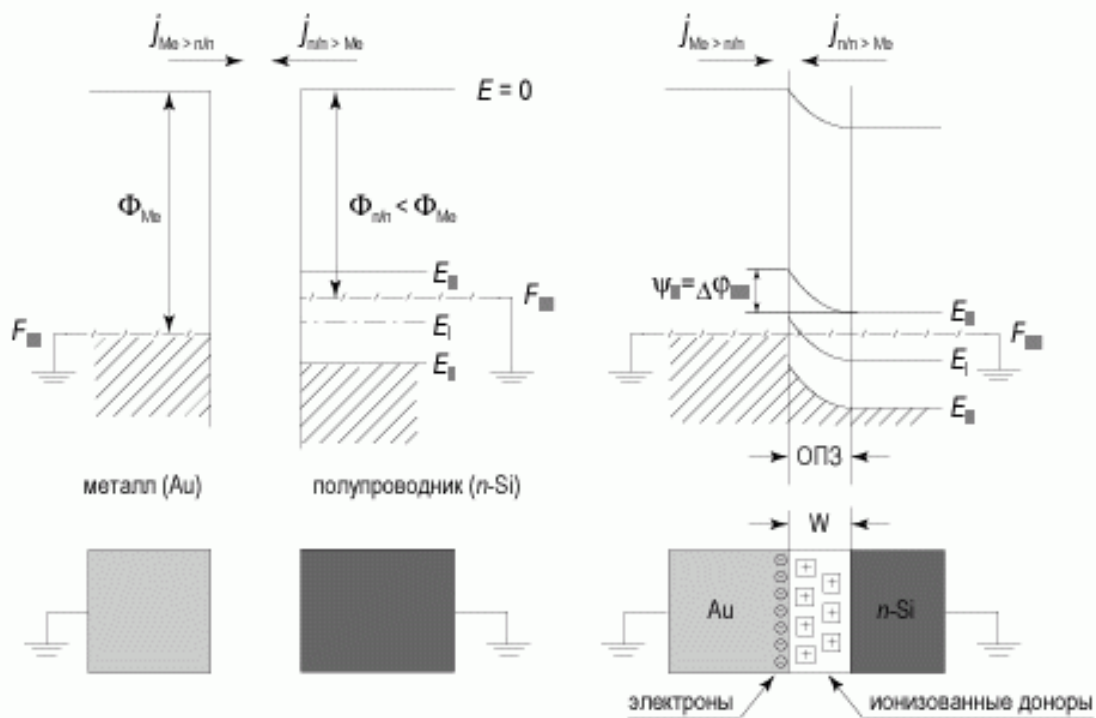
Для контакту метал - напівпровідник n-типу виберемо умову, щоб термодинамічна робота виходу з напівпровідника $\Phi_{п/п}$ була менше ніж термодинамічна робота виходу з металу Φ_{Me} . В цьому випадку згідно рівнянню (2.29) струм термоелектронної емісії з поверхні напівпровідника $j_{п/п}$ буде більший, ніж струм термоелектронної емісії з поверхні металу:

$$\Phi_{Me} > \Phi_{п/п}; \quad j_{Me} < j_{п/п}.$$

При контакті таких матеріалів в початковий момент часу струм з напівпровідника в метал перевищуватиме зворотний струм з металу в напівпровідник і в приповерхневих областях напівпровідника і металу накопичуватимуться об'ємні заряди - негативні в металі і позитивні в напівпровіднику. У області контакту виникне електричне поле, внаслідок чого відбудеться вигин енергетичних зон.

Унаслідок ефекту поля термодинамічна робота виходу на поверхні напівпровідника зростає. Цей процес проходитиме до тих пір, поки у області контакту не вирівняються струми термоелектронної емісії і відповідно значення термодинамічних робіт виходу на поверхні.

На малюнку 2.4 показані зонні діаграми різних етапів формування контакту метал - напівпровідник. В умовах рівноваги у області контакту струми термоелектронної емісії вирівнялись, унаслідок ефекту поля виник потенційний бар'єр, висота якого рівна різниці термодинамічних робіт виходу: $\phi_k = \Phi_{Me} - \Phi_{п/п}$.



Для контакту метал - напівпровідник р-типу виберемо умову, щоб термодинамічна робота виходу з напівпровідника $\Phi_{п/п}$ була більша, ніж термодинамічна робота виходу з металу Φ_{Me} . В цьому випадку струм термоелектронної емісії з поверхні напівпровідника $j_{п/п}$ буде менший, ніж струм термоелектронної емісії з поверхні металу згідно рівнянню (2.29).

При контакті таких матеріалів в початковий момент часу струм з металу в напівпровідник р-типу перевищуватиме зворотний струм з напівпровідника в металу, і в приповерхневих областях напівпровідника і металу накопичуватимуться об'ємні заряди - позитивні в металі і негативні в напівпровіднику.

Мал. 2.4. Зонна діаграма, що ілюструє утворення бар'єру Шоттки

4. Ефект Холла.

Виникнення у металі (або напівпровіднику) зі струмом густиною \mathbf{j} , поміщеному в магнітне поле з індукцією \mathbf{B} , електричного поля, спрямованого перпендикулярно до напрямку струму \mathbf{j} і магнітного поля \mathbf{B} , називається *ефектом Холла*.

Це явище, вперше виявлене у 1879 р. американським фізиком Е.Х. Холлом на пластинці золота, і було назване ефектом Холла, або поперечним гальваноманітним явищем, оскільки тоді ще не було з'ясовано природи провідності металів.

Визначимо залежність напруженості поперечного електричного поля від сили струму, який протікає по провіднику, індукції зовнішнього магнітного поля та розмірів пластини. Запишемо густину струму у вигляді:

$$\mathbf{j} = ne\mathbf{v}$$

де n – концентрація носіїв заряду. Звідки:

$$\mathbf{v} = \mathbf{j} / ne \quad (6) \text{ - дрейфова швидкість електронів}$$

Враховуючи, що $\mathbf{E}_H = \mathbf{vB}$ одержимо:

$$\mathbf{E}_H = \mathbf{Bj}/ne = \mathbf{Bj}R_H \quad (7)$$

$R_H = \frac{1}{ne}$ (8) - *постійна Холла*, одержана без урахування розподілу електронів за швидкостями.

Точніший розрахунок, з урахуванням закону розподілу електронів за швидкостями і з використанням класичної статистики, приводить до виразу для сталої Холла:

$$R_H = \frac{3\pi}{8ne} \quad (9)$$

У разі використання статистики Фермі–Дірака одержуємо вираз (8).

До напівпровідників, в яких концентрація електронів менша ніж у металах, застосовують класичну статистику, а для обчислення постійної Холла використовують формулу (9).

Постійна Холла обернено пропорційна до концентрації носіїв ефек-

ричного заряду. Одиниці її вимірювання у системі СІ: $[R_H] = \frac{\text{м}^3}{\text{Кл}}$

На практиці зручніше вимірювати не напруженість електричного поля \mathbf{E}_H , а різницю потенціалів Холла U_H , що виникає між гранями металевієї пластинки, тасилу струму I замість густини струму \mathbf{j} . Для цього рівняння (7) помножимо на

площу поперечного перерізу пластини $S = ab$ Тоді

$$ab\mathbf{E}_H = \mathbf{Bj}S R_H = \mathbf{R}_H \mathbf{B} I$$

Вважаючи холлівське електричне поле в пластині однорідним, можна записати $b\mathbf{E}_H = \mathbf{U}_H$. Отже,

$U_H = R_H B I/a$ де a – лінійний розмір пластини у напрямку магнітного поля.

Під час експериментального дослідження ефекту Холла необхідно врахувати, що із зміною напрямку магнітного поля або напрямку струму поперечна різниця потенціалів також змінює знак. За цією обставиною можна легко відрізнити ефект Холла від інших ефектів.

5. Термоелектричні явища у напівпровідниках, елементи на його основі.

Фізично виділений напрям з'являється не лише при зовнішньому магнітному полі, але і при наявності градієнта температури, навіть якщо магнітного поля нема. Це призводить до ряду термоелектричних ефектів.

Ефект Томсона. Відкрито в 1867 р. Полягає в тому, що за наявності перепаду температур уздовж провідника, по якому тече струм, на додаток до тепла Джоуля виділяється або поглинається теплота, кількість якої пропорційно заряду, що пройшов і різниці температур:

$$Q_t = t \times (T_2 - T_1) \times q$$

де t - коефіцієнт Томсона, залежний від матеріалу і від інтервалу температур. Ефект пояснюється зміною енергії рухомих електронів при переміщенні в область з іншим температурним рівнем.

Ефект Пельтьє. Даний ефект названий на честь французького годинникаря Пельтьє, що зробив своє відкриття більше півтора сторіч тому - в 1834 р. У експериментах Пельтьє було встановлено, що при проходженні електричного струму через контакт двох провідників, зроблених з різних матеріалів, крім традиційного джоульового тепла, виділяється або поглинається (залежно від напрямку струму) додаткове тепло. Кількість теплоти, що виділяється або поглинається, пропорційно силі струму. Це явище було названо явищем Пельтьє, а додаткове тепло одержало назву тепла Пельтьє. Ступінь прояву даного ефекту значною мірою залежить від матеріалів вибраних провідників і використовуваних електричних режимів. Описаний ефект за своєю суттю зворотний раніше відкритому явищу Зеєбека, спостережуваному в замкнутому електричному ланцюзі, що складається з різнорідних металів або напівпровідників.

Якщо температури в місцях контактів металів або напівпровідників розрізняються, то в ланцюзі з'являється електричний струм. Це явище термоелектричного струму і було відкрито в 1821 р. німецьким фізиком Зеєбеком. На відміну від добре відомого тепла Джоуля-Ленца, яке пропорційно квадрату сили струму:

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

тепло Пельтьє пропорційно першого ступеня сили струму і міняє знак при зміні напрямку останнього. Тепло Пельтьє, як показали експериментальні дослідження, можна виразити формулою:

$$Q_p = \Pi \times q,$$

де q - кількість електрики, що пройшла через контакт ($q = I \times t$), Π - так званий коефіцієнт Пельтьє, величина якого залежить від природи контактуючих матеріалів і від їх температури. Тепло Пельтьє Q_p вважається позитивним, якщо воно виділяється, і негативним, якщо воно поглинається.

Ефект Зеєбека.

Пов'язано з термо-е.р.с. (е.р.с. - електрорушійна сила). Відкрито в 1821 р. Суть явища тому, що в електричному ланцюзі, що складається з двох спайв послідовно сполучених різних матеріалів, виникає електрорушійна сила, якщо в місцях контактів підтримується різна температура. Величина термо-е.р.с. приблизно визначається наступним виразом:

$$e = a \times (T_2 - T_1)$$

де a - коефіцієнт термо-е.р.с, залежний від матеріалів і від інтервалу температур

6. Напівпровідникові діоди, їх основні характеристики, типізація.

Напівпровідниковим діодом називається електронний прилад з двома виводами, який містить один $p-n$ перехід.

З усіх розглянутих вище властивостей $p-n$ переходу найбільш істотним, безумовно, є його одностороння провідність, яка обумовлює можливість проходження струму через діод тільки у одному напрямі. Саме ця властивість знаходить широке застосування для випрямлення електричного струму, тобто перетворення змінного струму в постійний.

Випрямляючі діоди. Для випрямлення струму використовуються германієві або кремнієві площинні діоди, у яких розміри площі $p-n$ контакту набагато більші від товщини збідненого шару і глибини, на яку здатні проникнути за рахунок дифузії інжектвані у базу неосновні носії. Значна площа контакту забезпечує можливість проходження через такі діоди досить великих струмів.

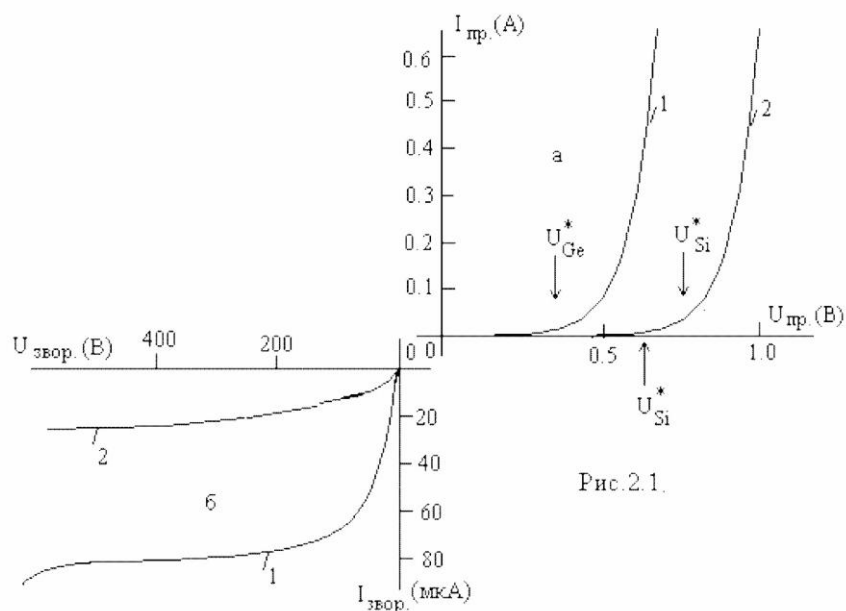


Рис. 2.1.

Типові вольтамперні характеристики для германієвого (1) та кремнієвого (2) випрямляючих діодів зображені на рис.2.1. Області прямого та зворотного струмів і напруг зображені тут у різних масштабах.

Для германієвих діодів істотний прямий струм починається практично з напруги $U_{Ge}^* \cong 0.1 - 0.2$ В, а у кремнієвих з $U_{Si}^* \cong 0.6 - 0.7$ В. При $U > U^*$ струм швидко зростає, досягаючи номінальної величини при напрузі порядку 0.5-1.0 вольта. При напрузі $0 < U < U^*$ прямий струм, хоча і існує, але він набагато менший від номінального і його існуванням можна нехтувати. Зворотний струм у германієвих діодах на 2 - 3 порядки, а у кремнієвих на 3 - 4 порядки менший за прямий номінальний струм.

Загин вольтамперної характеристики зворотного струму для германієвого діода вказує на наближення до режиму пробою. Максимальна зворотна напруга, яку спроможні витримати випрямляючі діоди, складає звичайно кілька сотень вольт і не перевищує 1кВ.

Германійові діоди доцільно використовувати для випрямлення сильних струмів малої напруги, тоді як кремнійові, діоди, для яких характерні порівняно великий спад напруги у прямому режимі, але більша стійкість до зворотної напруги, більш придатні для випрямлення невеликих струмів високої напруги.

Основні практичні параметри випрямляючих діодів такі:

$I_{\text{пр max}}$ - гранично допустимий середній прямий струм³;

$U_{\text{звор max}}$ - гранично допустима зворотна напруга;

$U_{\text{пр}}$ - постійна пряма напруга на діоді при номінальній величині струму;

$I_{\text{звор max}}$ - зворотний струм при гранично допустимій зворотній напрузі;

T_{max} - гранично допустима температура навколишнього середовища.

На основі цих параметрів робиться вибір типу діода для роботи в приладах для випрямлення струму.

Діоди Шотткі На основі $p-n$ переходів будується більшість випрямляючих діодів. Разом з тим все більше зростає інтерес до діодів, у яких використовується контакт металу з напівпровідником. Такий контакт був вперше вивчений німецьким фізиком Шотткі і тому дістав назву переходу Шотткі. А діоди засновані на використанні такого переходу - назву діодів Шотткі. Ось основні відмінності переходів Шотткі порівняно зі знайомими нам $p-n$ переходами:

1) При роботі переходу Шотткі у режимі відкритої полярності у напівпровідник *не інжектуються* неосновні носії. Тому в ньому не утворюється об'ємний заряд неосновних носіїв, відсутня дифузійна ємність і отже усі пов'язані з цим інерційні ефекти. Тому інерційність діодів Шотткі визначається лише бар'єрною ємністю і набагато менша від інерційності діодів з $p-n$ переходами.

2) Вольтамперна характеристика переходу Шотткі для прямого струму починається практично з нуля ($U^* \cong 0$) і іде стрімко вверх. Тому спад напруги для прямого струму на переході Шотткі невеликий і складає лише декілька десятих вольта. Отже і омичне нагрівання таких переходів виявляється меншим, аніж у $p-n$ переходів. До того ж оскільки один з електродів переходу Шотткі є металом, тут можна створити краще відведення тепла і працювати з великими густинами струму.

Отже по цілому ряду властивостей переходу Шотткі і побудовані на їх основі випрямляючі діоди мають певні переваги порівняно з діодами на $p-n$ переходах. Але технологія виготовлення діодів Шотткі складніша, вони дорожчі і тому застосовуються лише там, де їх високі якості дійсно потрібні.

Високочастотні діоди Однією з таких областей, де діоди Шотткі знайшли широкого застосування, є високочастотні діоди для випрямлення (детектування) сигналів з частотами вищим від 1 ГГц. Сучасні високочастотні діоди Шотткі виготовляються шляхом напилювання металеві плівки на поверхню кристалу з арсеніду галію. Площа таких

³ Іноді як параметр дається і гранично допустимий імпульсний струм, який може протікати через діод протягом коротких проміжків часу.

контактів для ВЧ - діодів складає лише кілька квадратних мікрометрів і бар'єрна ємність таких контактів є дуже малою. Але і величина струму, який може бути випрямлений таким контактом, також мала і не перевищує кількох міліамперів. Подібні діоди успішно працюють до частот порядку сотень ГГц, тобто аж до субміліметрового діапазону і являють єдиний спосіб обробки таких сигналів.

Стабілітрони і стабістори Для стабілізації напруг від кількох одиниць до кількох десятків вольтів використовуються спеціальні кремнієві площинні діоди, які мають назву стабілітронів або опорних діодів. Для їх роботи використовують зворотну ділянку вольтамперної характеристики (ВАХ) при нарузі, що відповідає нарузі пробою.

На цій ділянці, починаючи з деякої напруги $U_{ст}$, спостерігається стрімке зростання зворотного струму. Особливість цієї ділянки ВАХ полягає в тому, що на ній диференціальний опір $r_d = \frac{dU}{dI}$, визначений як нахил

характеристики до вісі ординат, набагато менший від омичного опору $R_0 = \frac{U}{I}$

. У стабілітронах ця відмінність є величиною одного-двох порядків.

Варікап Як вже йшлося, при заірній полярності на границі *p-n* переходу утворюється шар, збіднений носіями заряду, який має властивості діелектрика. Ємність утворена цим шаром, називається бар'єрною ємністю. Оскільки товщина збідненого шару залежить від прикладеної заірної напруги, з'являється можливість керувати величиною бар'єрної ємності шляхом зміни величини цієї напруги. Зазначений ефект використовують у спеціальних напівпровідникових приладах, так званих *варікапах* для створення електрично керованих ємностей.⁴

Загальна ємність варікапа може змінюватись у півтора-два рази при середньому значенні порядку одиниць, десятків або сотень пікофарад. Варікапи можуть використовуватися, наприклад, для електричного налаштування коливних контурів у радіоприймальних пристроях.

Тунельний діод

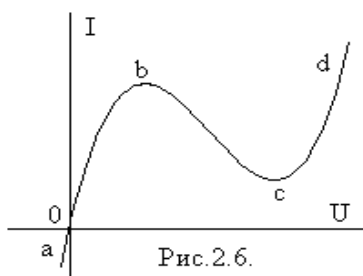


Рис. 2.6.

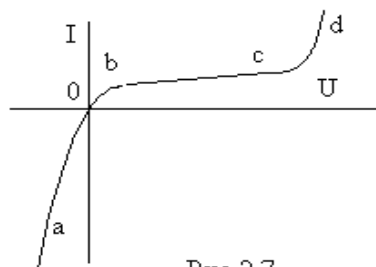


Рис. 2.7.

⁴ Назва варікап походить від англійських слів vary (мінюю) і capacity (ємність).

Принцип дії тунельного діода ми тут не розглядатимемо, оскільки для того, щоб його зрозуміти, потрібні спеціальні знання з квантової механіки та фізики твердого тіла. Обмежимося лише розглядом його вольтамперної характеристики, яка має досить специфічний вигляд (рис.2.6).

При зворотній полярності тунельний діод відкритий (ділянка ao). При прямій полярності ділянка зростання струму ob переходить у ділянку bc , де збільшення напруги супроводжується зменшенням струму. На цій ділянці диференціальна провідність тунельного діода (та його диференціальний опір) будуть від'ємними, хоча омичний опір залишається позитивним. Далі, починаючи з точки c спостерігається нове зростання струму і на ділянці cd диференціальна провідність знову стає позитивною.

Існування режиму з від'ємним диференціальним опором є дуже цікавою властивістю тунельного діода, яка обумовлює можливість його використання для генерації високочастотних коливань.

Варіантом тунельного діода є так званий обернений діод, у якому немонотонність ходу вольтамперної характеристики при прямій полярності зведена до нуля (рис.2.7). Його ВАХ нагадує вольтамперну характеристику звичайного діода, але повернуту навколо початку координат на 180° . Відкритою полярністю для нього є зворотна, а закритою - пряма. Обернений діод може бути використаний для детектування сигналів. Як тунельний, так і обернений діоди знаходять застосування у техніці надвисоких частот.

7. Біполярні транзистори, принцип дії, основні характеристики.

Принцип дії. При запертій полярності струм $p-n$ переходу I_0 визначається неосновними носіями наявними в напівпровіднику праворуч і ліворуч від переходу.

Якби ми мали змогу змінювати концентрацію цих неосновних носіїв, ми одержали б засіб керування величиною струму через запертий перехід. Так, наприклад, вводячи ззовні дірки в електронну область n можна було б збільшувати струм через закритий перехід. При цьому, в міру зростання кількості інжекттованих дірок, струм насичення ставав би все більшим і більшим). Таку інжекцію можна реалізувати в системі, зображеній на рис.3.3. Система ця має назву *біполярного транзистора*.

Такий транзистор складається з двох $p-n$ переходів, причому по кінцях знаходяться p -області, а в середині - n -область. Полярність джерел живлення є такою, щоб лівий (1) перехід був відкритий, а правий (2) - закритий. Будемо вважати, що діркові області леговані досить сильно, значно сильніше за електронну, так що остання є базою по відношенню до області p_1 , яку надалі називатимемо емітером. Область p_2 має назву колектора.

Дірки, що інжектуються з емітера у базу будуть там неосновними носіями і концентрація їх залежить від величини емітерного струму I_E . Тим самим реалізується бажаний для нас спосіб керування концентрацією неосновних носіїв в базі. Дірки, що потрапили у базу, дифундують у напрямі до правого, базово-колекторного переходу і досягнувши його, екстрагуються у колектор, утворюючи колекторний струм I_K . Колекторний струм тепер складається з двох компонент:

- некерованого струму I_{KB0} , який завжди притаманний закритому $p-n$ переходу і існує також у відсутності емітерного струму.

- керованої компоненти колекторного струму, яка пропорційна струму емітера, отже

$$I_K = I_{KB0} + \alpha I_E \quad (3.1).$$

Оскільки потік дірок, що екстрагуються з бази, не може перевищувати потік дірок інжекттованих до неї, то коефіцієнт α буде завжди меншим від одиниці, хоча й може наближатися до неї. Ясна річ, що для ефективного керування колекторним струмом бажано, щоб коефіцієнт α був за величиною можливо більшим. Для цього потрібне виконання двох умов:

1) При своєму русі через базу дірка може зустрітися з вільним електроном і прорекомбінувати з ним. Для зменшення втрати дірок на шляху до колектора потрібно, щоб середній час їх дифузії через базу був значно менший середнього часу їх рекомбінації. Досягти цього можна зменшенням товщини бази та зниженням в ній концентрації основних носіїв (електронів).

Цілком очевидно, що струм бази є $I_B = I_E - I_K$

$$(3.2)$$

2)

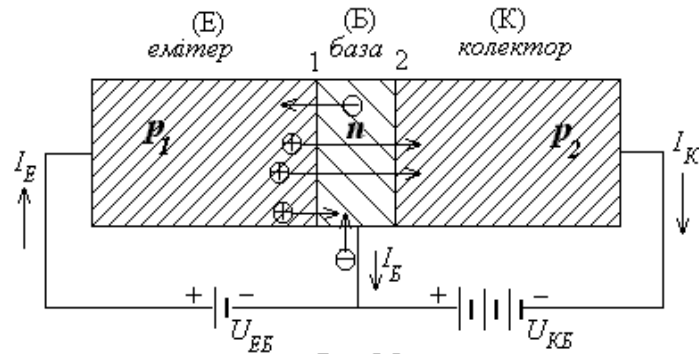


Рис.3.3.

Струм через емітерний перехід повинен складатися переважно з дірок, які йдуть з емітера, а не з електронів, які йдуть з бази. Дійсно, електронна компонента емітерного струму не приймає участі в створенні колекторного струму, а лише зменшує величину α . Зменшити відносний внесок електронної компоненти у емітерний струм можна збільшенням легування емітера та зниженням ступеню легування бази.

Виконавши обидві ці вимоги, тобто зробивши базу тонкою та слабколегованою, а емітер сильнолегованим, можна досягти значень α близьких до одиниці. У більшості сучасних транзисторів значення α лежать в межах від 0.9 до 0.995.

Описаний транзистор має назву *біполярного*, оскільки в проходженні струму приймають участь області з двома типами провідності.

Характеристики транзистора, увімкненого за схемою із спільною базою (СБ). Основні, найбільш важливі для практики співвідношення струмів та напруг в транзисторі описуються сім'єю характеристик - вхідних та вихідних. Нижче ми розглянемо характеристики транзистора, увімкненого за схемою, зображеною на рис.3.3, коли напруги на колекторі та емітері відраховуються від бази, потенціал якої вважається рівним нулю. Таке увімкнення називається увімкненням із спільною базою і скорочено позначається аббревіатурою СБ.

Сім'я вихідних характеристик зображає залежність колекторного струму I_K від колекторної напруги U_{KB} для ряду значень емітерного струму I_E (рис.3.5). За виглядом та за змістом ця сім'я подібна до зображеної на рис.3.2. Різниця лише в тому, що відповідно з загальноприйнятими правилами ці криві побудовані не в третьому, а в першому квадранті, а під величинами I_K та U_{KB} розуміють їх абсолютні значення.

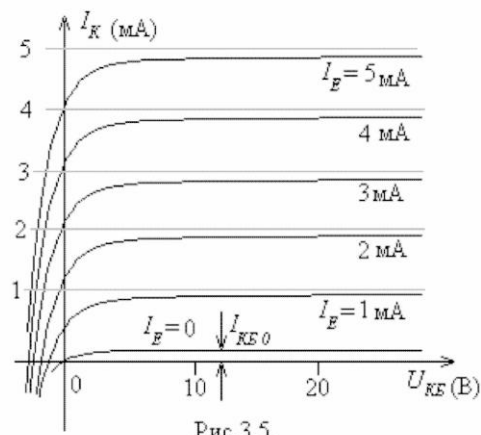


Рис.3.5.

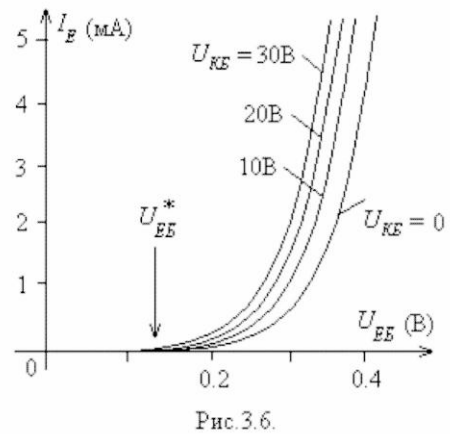


Рис.3.6.

У відсутності емітерного струму через колекторний перехід тече малий струм I_{KB0} який не залежить від напруги U_{KB} і відповідає струму I_0 на рис.3.2 або рис.1.5. При наявності емітерного струму струм колектора майже дорівнює йому, залишаючись, однак завжди трохи меншим від I_E . З першого погляду здається ніби характеристики йдуть горизонтально, насправді ж, із збільшенням колекторної напруги, вони мають слабкий приріст. Справа в тому, що із збільшенням колекторної напруги товстішає збіднений шар на колекторному переході. Це потовщення відбувається в основному в бік, слабше легованої бази, так що ефективна товщина бази - від емітерного переходу до краю збідненого шару - дещо зменшується. Це явище зветься модуляцією товщини бази або ефектом Ерлі. В результаті цього ефекту дірки, які дифузійно рухаються в бік колектора, досягають його за менший час і частка дірок, що зазнали рекомбінації, зменшується. Наслідком є деяке зменшення базового струму і відповідне збільшення струму колектора. Через виниклу залежність $I_K(U_{KB})$ диференціальний опір переходу $\frac{\partial U_{KB}}{\partial I_K}$ в робочій області колекторних струмів виходить хоч і великим (порядку 10^5 - 10^6 Ом), проте скінченним. Омичний опір $\frac{U_{KB}}{I_B}$ менший від диференціального - для характеристик, зображених на рис. 3.5 омичний опір складає кілька кілоомів.

Вхідна характеристика для $U_{KB}=0$ (рис.3.6) зображає просто вольтамперну характеристику відкритого $p-n$ переходу. Починається вона не з нульового значення U_{EB} , а з деякої початкової напруги U_{EB}^* , яка дорівнює 0.1-0.2 В для германієвих транзисторів та 0,5-0,7 В для кремнієвих. Далі емітерний струм зростає майже експоненціально.

Вхідні характеристики для $U_{KB} > 0$ розташовані лівіше від нульової. Причина тому - знову ж таки модуляція товщини бази. Дійсно, із зростанням колекторної напруги та скороченням ефективної товщини бази, збільшується градієнт концентрації неосновних носіїв у базі, що спричиняє більш інтенсивне "витягування" їх на колектор. Із зростанням U_{KB} вхідні характеристики густішають, зливаючись до купи для великих U_{KB} . Ось чому в

довідниках наводять звичайно дві криві: одну для $U_{KE} = 0$, а другу - граничну - для великих значень колекторної напруги; всі інші характеристики лежать між ними. Вхідний опір транзистора, увімкненого за схемою СБ - це диференціальний опір відкритого $p-n$ переходу. Вхідний опір визначається формулою (І.4) і за порядком величини знаходиться в межах одиниць або десятків Ом.

Увімкнення транзистора за схемою із спільним емітером (СЕ/)

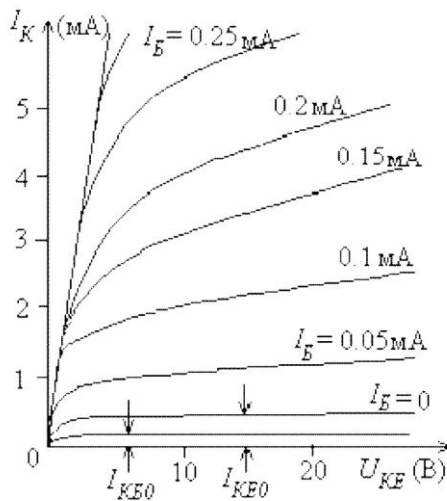


Рис. 3.11.

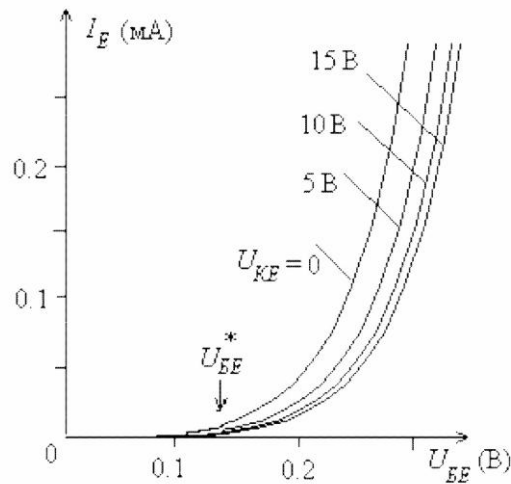


Рис. 3.12.

Хоча фізичні процеси у самому транзисторі від способу його увімкнення не змінюються, однак, вигляд вхідних та вихідних характеристик для транзистора, що працює в режимі схеми СЕ істотно відрізняються від характеристик при роботі в режимі схеми СБ. Типовий вигляд вихідних характеристик для випадку увімкнення за схемою із спільним емітером показаний на рис.3.11.

Основні відмінності цих характеристик від вихідних характеристик схеми зі спільною базою такі:

- а) Керований колекторний струм I_K значно більший від керуючого базового струму I_B .
- б) При малих значеннях U_{KE} всі характеристики зливаються до купи і струм колектора стає незалежним від струму та напруги бази (втрачається керуюча дія бази). Таке відбувається в режимах, коли напруга на колекторі стає меншою від напруги на базі. Тоді колекторний перехід відкривається і нормальна робота транзистора стає неможливою. Подібний режим роботи називають *режимом насичення*.
- в) В робочій частині колекторних струмів вихідні характеристики мають помітний нахил, який зростає із збільшенням I_B . Це означає, що диференціальний вихідний опір $R_{вих} = \frac{\partial U_{KE}}{\partial I_K}$ не дуже великий і має тенденцію до

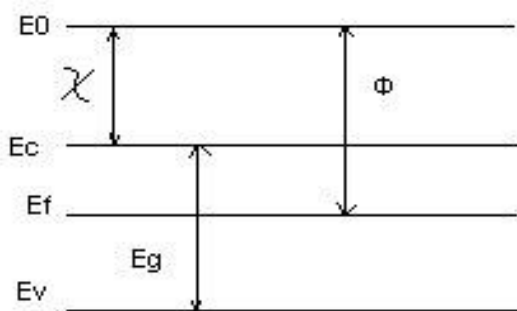
зниження із збільшенням I_B . Звичайно $R_{вих}$ для транзисторів, увімкнених за схемою зі спільним емітером становить $10^3 - 10^4$ Ом.

г) При $I_B = 0$ транзистор не закривається цілком колекторний струм залишається досить великим, хоч у відповідності із формулою (3.4) він повинен був би стати рівним нулю.

8. Гетеропереходи, їх класифікація, характеристики. Прилади на гетеропереходах.

Гетеропереходом називають перехід, утворений 2 напівпровідниками з різною шириною забороненої зони. Гетеропереходи можна створити використовуючи пари н/п Ge-GaAs, GaAs-Ga_xAl_{1-x}As, CdTe-CdSe. Гетеропереходи можна отримати, нарощуючи моно кристальний шар одного н/п на моно кристальній підкладці іншого н/п.

В залежності від домішок обидва н/п можуть мати як однаковий тип провідності – ізотопні гетеро переходи: n-n⁺, p-p⁺; так і різний – анізотипні гетеро переходи: p-n, p-n⁺.



Якщо $L \leq 1 \mu\text{m}$ – різкий гетеропереход;
 $L > 1 \mu\text{m}$ – плавний гетероперехід.

E_v – валентна зона, E_c – зона провідності,
 E_f – рівень Фермі, E_0 – зону вакууму.

Зонні діаграми 2 ізольованих н/п: $\chi_1 > \chi_2$;
 $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$; $E_{g1} < E_{g2}$; $\Phi_1 < \Phi_2$, де χ –
 спорідненість, Φ – робота виходу, E_g –
 ширина забороненої зони, ϵ –
 діелектрична стала.

Приведемо н/п в контакт: $\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 = \Delta \chi$ – розрив зони провідності, ΔE_v – розрив зони валентності, $U_k = U_{k1} + U_{k2}$ повна контактна різниця потенціалів.

Товщина шару об'ємного заряду:

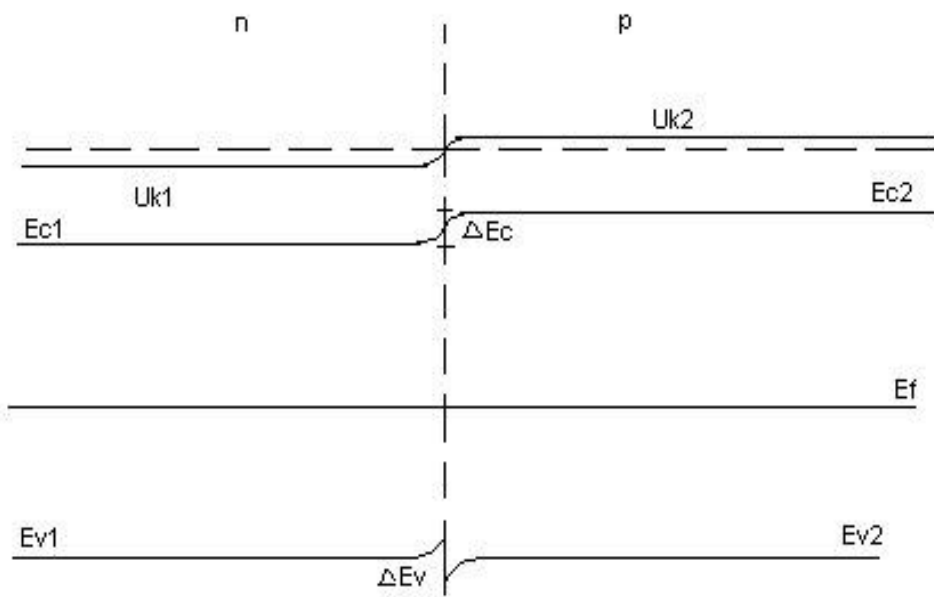
$$d_1 = \sqrt{\frac{\rho_0 \epsilon_1 \epsilon_2 U_k}{2\pi e n_0 \epsilon_1 n_0 + \epsilon_2 \rho_0}};$$

$$d_2 = \sqrt{\frac{n_0 \epsilon_1 \epsilon_2 U_k}{2\pi e \rho_0 \epsilon_1 n_0 + \epsilon_2 \rho_0}}$$

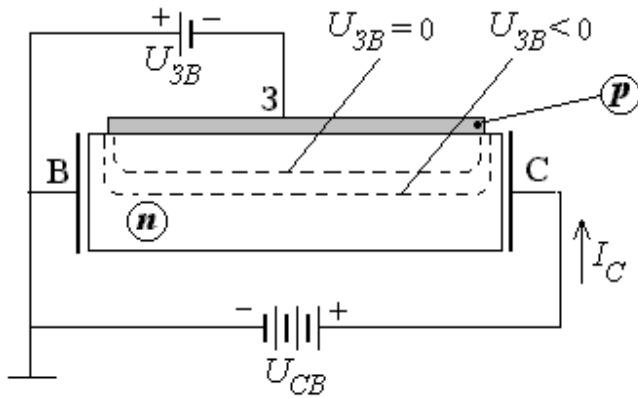
Ємність гетеро переходу:

$$C = \frac{\epsilon}{4\pi d} = \frac{e n_0 \rho_0 \epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 n_0 + \epsilon_2 \rho_0 U_k}$$

Гетеро переходи p-n знайшли широке застосування в якості ефективних інжекторів дірок в матеріалах n-типу. Це усуває необхідність в сильно легованій області p-типу. Вони застосовуються при створенні напівпровідникових лазерів. Гетеропереходи дозволяють створити фотоелементи з різко обмеженою спектральною смугою чутливості (та підвищити їх ККД), а також і інші напівпровідникові прилади.



9. Полеві та МДН (метал-діелектрик-н/п) транзистори, їх статичні та динамічні характеристики.



Принцип дії такого транзистора легко зрозуміти з його схематичної моделі, зображеної на рис.6.І. Основною її частиною є прямокутний зразок слаболегованого напівпровідника (у даному випадку *n*-типу), до торців якого прикладена напруга U_{CB} . В результаті руху електронів від електрода В, якій має назву *витоку*, до електрода С, який

називається *стоком*, виникає наскрізний струм $I_C = \frac{U_{CB}}{R}$. На верхню грань зразка накладено шар напівпровідника з дірковою провідністю. Цей шар називається *затвором* і разом з *n*-областю він створює *p-n* перехід. Та напруга, затвора, при якій струм I_C припиняється, зветься запираючою напругою і позначається як U_{30} . Таким чином, з'являється можливість керування наскрізним струмом через зразок шляхом зміни затворної напруги. Це керування здійснюється електричним полем, яке існує у збідненому шарі. Тому такі транзистори мають назву *польових*. Принцип дії польових транзисторів заснований на русі носіїв одного знаку у напівпровіднику з одним типом провідності. Тому інша назва таких транзисторів - *уніполярні*. Третя їх назва - *каналні* відображає той факт, що рух носіїв тут відбувається

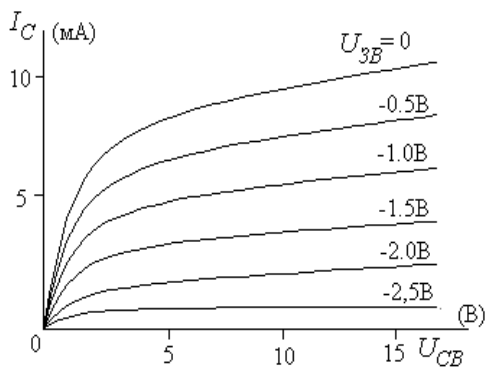


Рис.6.2.

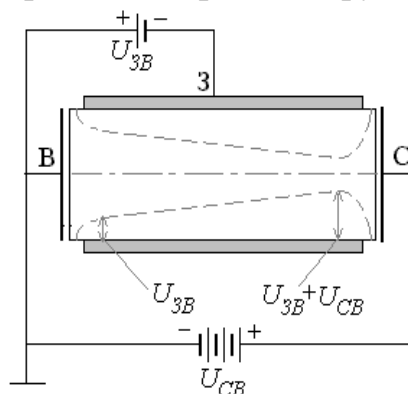


Рис.6.3.

по провідній області, яка має назву каналу, переріз і провідність котрого регулюються затворною напругою. Описаний вище принцип дії

польового транзистора відповідає дійсності лише при невеликих напругах U_{CB} , які за величиною не перевищують затворні напруги. За таких режимів вихідні характеристики, які відрізняються величиною $U_{зБ}$, утворюють "віяло"

прямих ліній, що йдуть з початку координат (рис. б. 2). Кожна така лінія відповідає своєму значенню омичного опору каналу транзистора.

Прохідні характеристики $I_C = f(U_{3B})$ при $U_{CB} = const$ можуть бути побудовані однозначно, якщо задана сім'я вихідних характеристик. Всі вони починаються від U_{30} - запірної напруги, яка не залежить від напруги на стоку. Дальший їх хід також мало залежить від напруги U_{CB} (якщо тільки U_{CB} більше напруги насичення). Вхідні характеристики будуються лише для від'ємних значень затворної напруги, оскільки при $U_{3B} > 0$ перехід відкривається, збіднений шар щезає і керуюча дія затворної напруги втрачається.

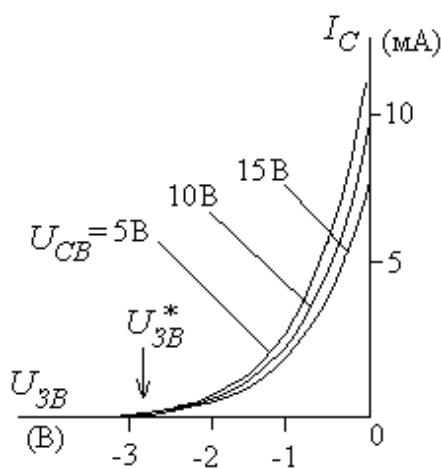


Рис. 6.4.

Польові транзистори характеризуються такими параметрами:

- вихідним опором $R_i = \frac{\partial U_{CB}}{\partial I_C}$ значення

якого для польових транзисторів малої потужності лежать в межах 10-100 кОм;

крутістю $S = \frac{\partial I_C}{\partial U_{3B}}$, яка звичайно

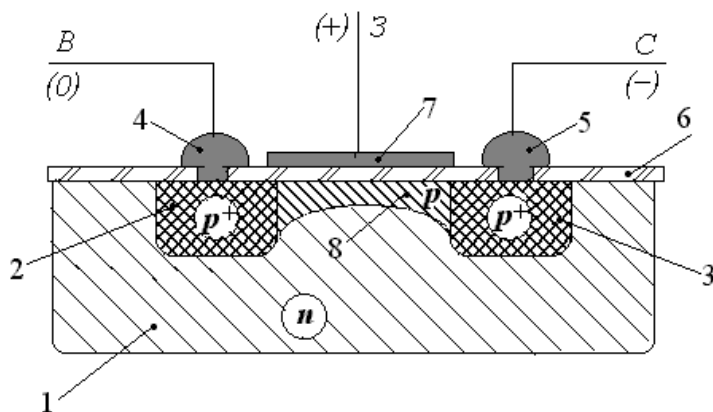
становить 1 - 10 мА/В;

- вхідним опором, який досягає $10^8 - 10^9$ Ом;

- вхідною та вихідною ємністю

порядку кількох пікофарад. Частотні властивості польових транзисторів визначаються часом перезарядки бар'єрної ємності затворного переходу. Для керування провідністю каналу зовсім не обов'язково, щоб затвор мав безпосередній контакт з матеріалом каналу. Якщо поміж ними навіть існує прошарок діелектрика, електричне поле, створюване напругою затвора, проникає у приповерхневий шар напівпровідника і може впливати на величину і розподіл концентрації наявних в ньому носіїв заряду. На цьому ефекті заснована дія польового транзистора з ізольованим затвором.

Тут на поверхні монокристалу порівняно слабо легованого електронного напівпровідника (І), який називають підкладкою,



створюються дві невеликі області (2) та (3), де напів-провідник сильно легований акцепторним домішком. Умовно таку сильну легованість прийнято позначати символом p^+ . Ці області мають металеві виводи (4) та (5), до яких припаяні зовнішні провідники В та

С. Вказані області відіграють роль витoku (В) та стоку (С) польового транзистора. Поверхня напівпровідника вкривається тонкою (порядку часток мікрону) плівкою діелектрика (б). Оскільки робоча частина подібного транзистора є чергуванням шарів металу, діелектрика та напівпровідника, його скорочено називають МДН-транзистором. Области витoku і стоку сполучені між собою тонким "містком" акцепторно-легованого напівпровідника (8), який утворює канал МДН-транзистора.

Вихідні характеристики МДН-транзисторів подібні до характеристик польових транзисторів і відрізняються лише величинами та знаками затворних напруг. МДН-транзистори характеризуються тими ж параметрами, що й польові транзистори з керуючим $p-n$ переходом: вихідним опором, крутістю, вхідною та вихідною ємністю, яка у них має той же порядок величини як і у польових транзисторів з $p-n$ переходом. Істотно відрізняються вони лише за величиною вхідного опору, який для МДН-транзисторів може досягати $10^{14} - 10^{15}$ Ом. Великий вхідний опір - перевага МДН-транзисторів. Разом з тим, це є також їх недоліком, оскільки подібні транзистори виявляються дуже чутливими до статичної електрики.

Необережний дотик до затвору інструментами чи пальцями, на яких є заряд статичної електрики, може призвести до пробую тонкого шару діелектрика і ушкодженню транзистора. Тому при роботі з МДН-транзисторами потрібно завади заземлювати як тіло працюючого, так і інструменти, якими вія користується.

10. Фізичні принципи дії світлодіодів.

Світлодіоди – це р-п переходи, які при прямому зміщенні можуть випромінювати спонтанне випромінювання в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній областях електромагнітного спектра.

Написано Зи С. Стр около 278) Існують три типи взаємодії між фотонами і електронами в твердому тілі.

1. Фотон може поглинутись в результаті переходу електрона з заповненого стану валентної зони в вільний стан зони провідності.
2. Фотон може стимулювати випромінювання подібного собі фотона, визиваючи перехід електрона з заповненого стану в зоні провідності в вільний стан валентної зони.
3. Можуть також виникати спонтанні зворотні переходи електронів з зони провідності на вільні стани валентної зони, що визиває випускання фотона. Інтенсивність спонтанного випромінювання залежить від густини заповнених станів в зоні провідності і густини вільних станів в валентній зоні:

$I(h\nu) \approx \nu \langle M \rangle^2 N_C N_V F_C(E) F_V(E)$, Де $\langle M \rangle^2$ – матричний елемент переходу; N_C – густина станів в зоні провідності; N_V – густина станів в валентній зоні; $F_C(E)$ і $F_V(E)$ – функції розподілу Фермі-Дірака для електронів і дірок відповідно. В основі стандартної оптичних між зонних переходів лежить так зване правило **k**– відбору. Хвильовий вектор \mathbf{k}_1 , що відповідає хвильовій функції валентної зони, і хвильовий вектор \mathbf{k}_2 , що відповідає хвильовій функції зони провідності, повинні відрізнятися на хвильовий вектор фотона, тобто матричний елемент дорівнює нулю. Оскільки хвильовий вектор електрона суттєво перевищує хвильовий вектор фотона, правило **k** - відбору зазвичай записується в виду рівності: $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$. Дозволеними є переходи, при яких початковий і кінцевий стан характеризуються однаковими хвильовими векторами; такі переходи називаються «прямими» або «вертикальними». Якщо мінімум зони провідності і максимум валентної зони не відповідають одному і тому ж значенню вектора \mathbf{k} , то для збереження квазіімпульса при переходах необхідна участь фонона; ці переходи називаються «непрямими».

Світлодіоди видимої частини спектра широко приміняються в інформаційних каналах, забезпечуючи зв'язок електронної апаратури з її користувачем. Інфрачервоні світлодіоди ефективно використовуються в оптронах і представляють собою перспективні джерела світла для волоконно-оптичних ліній зв'язку.

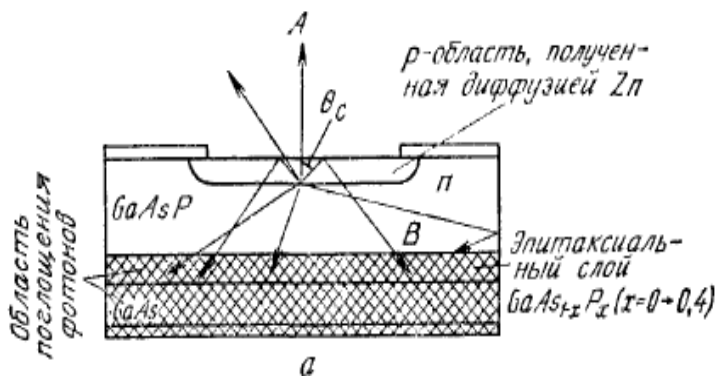
Принцип дії засновано на явищі люмінісценції – оптичне випромінювання (в ультрафіолетовій, видимій чи інфрачервоному областях спектра), що виникає в результаті електронного збудження матеріалу. В матеріалі з'являються спонтанні зворотні переходи електронів, при заданій енергії збудження, із зони провідності на вільні стани в валентній зоні, що викликає випромінювання фотонів.

При заданій енергії збудження протікають конкуруючі безвипромінювальні процеси. Квантова ефективність люмінесценції визначається як відношення числа збуджених носіїв, що дають внесок в випромінення, до повного числа носіїв, що беруть участь в рекомбінації, і може бути виражена через сталі життя:

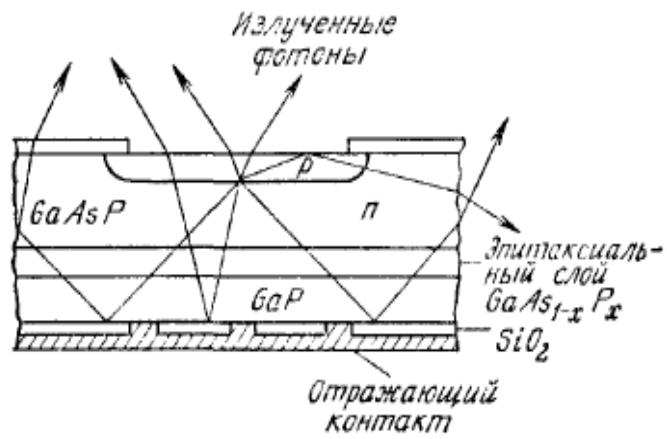
$$\eta_q = \frac{R_\tau}{R} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_{nr} + \tau_r}, \quad \text{де } \tau_r \text{ та } \tau_{nr} - \text{ сталі життя}$$

випромінювальної та безвипромінювальної рекомбінації відповідно, а R_τ , R - швидкості випромінювальної та повної рекомбінації.

Для н/п шарів р-типу: $R = \frac{n - n_0}{\tau}$, де n_0 - концентрація електронів в стані теплової рівноваги, а n - електронна концентрація при оптичному збудженні. Електролюмінесценція зазвичай має місце в звуковому діапазоні. Найбільш важливим методом збудження електролюмінесценції є інжекційний. При прямому з'єднанні на р-п переході інжекція неосновних носіїв через перехід може призвести до дуже ефективної рекомбінації, так як в цьому випадку електрична енергія безпосередньо перетворюється в фотони. В прямо зонних матеріалах процес випромінювальної рекомбінації являється домінуючим. В той же час в матеріалах, в яких заборонена зона непряма, імовірність між зонних переходів дуже мала. Тому для посилення випромінювальних процесів в непрямо зонних н/п спеціально створюють рекомбінаційні центри, наприклад шляхом впровадження спеціальних домішок. Серед світлодіодних структур основною являється структура з плоскою геометрією.



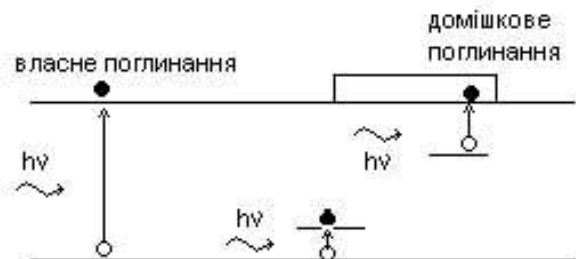
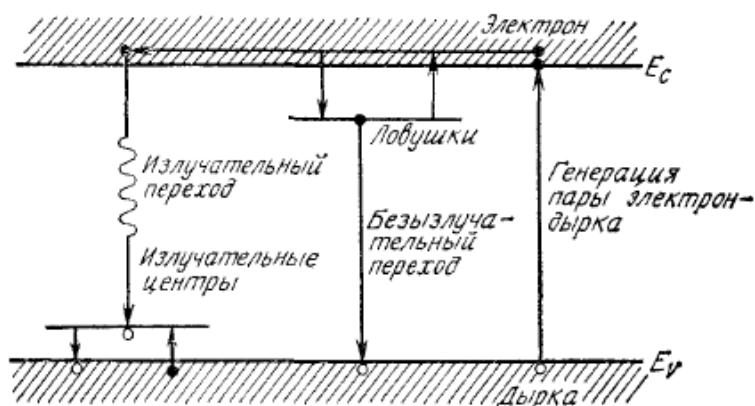
Прямо озонні світлодіоди (червоне випромінення)



Непрямозонні (оранжеве, жовте та зелене випромінення)

Зменшення кількості випромінювальних фотонів обумовлено поглинанням в матеріалі, втрати за рахунок відбивання та повного внутрішнього відбиття. Для збільшення ефективності використовують іншу геометрію: сферичну та параболічну.

11. Принципи дії та основні особливості фотодетектуючих напівпровідникових пристроїв, їх типи.



Фотодетектори – це н/п прилади, які можуть детектувати сигнали внаслідок протікаючих в них електронних процесів. В

загальному випадку в фотодетекторі протікають 3 основні процеси: 1. генерація носіїв під дією зовнішнього випромінювання; 2. перенос носіїв та їх зростання за рахунок різних механізмів підсилення струму, який є характерним для даного н/п; 3. взаємодія струму із зовнішнім полем, що забезпечує отримання вихідного сигналу.

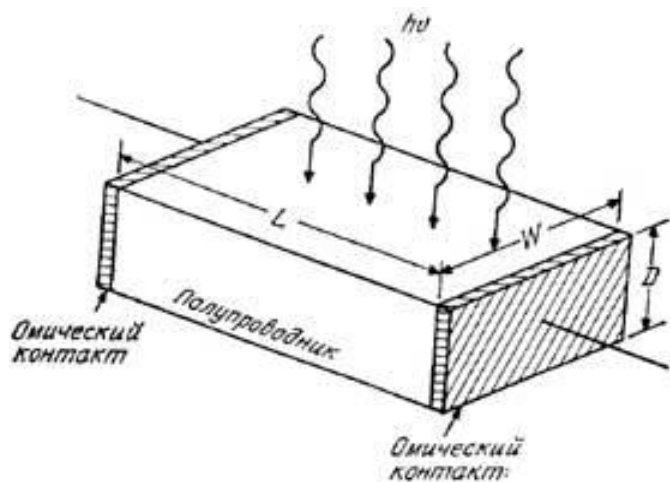
Фотодетектори відіграють значну роль у волоконнооптичних системах зв'язку ближнього ІЧ-діапазону (0,8-1,6 мкм). Вони детектують оптичні сигнали, тобто перетворюють інтенсивності випромінювання в симетричні коливання, які відповідним чином підсилюються і оброблюються.

Фотодетектори повинні мати високу чутливість у робочому діапазоні довжин хвиль, високу швидкість і низький рівень шумів.

Типи: фоторезистори, фотодіоди.

Фоторезистор – це пластина н/п (монолітна або плівкова), на протилежних кінцях якої створені омичні контакти.

При падінні випромінювання на поверхню фото резистора в ньому генеруються носії внаслідок збудження або між зонних переходів (власне збудження) або переходів за участю енергетичних рівнів у забороненій зоні (домішкове збудження), що призводить до зростання провідності.



Процес власного збудження і домішкового фото збудження показані на цьому рисунку:

Провідність власних фото резисторів описується формулою:

$$\sigma = g \mu_n n + \mu_p p$$

, а значення провідності під дією світла пов'язане із зростанням кількості носіїв.

Довгохвильова

межа

фотопровідності визначається співвідношенням: $\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{1.24}{E_g \text{ eV}}$, де λ_c

- довжина хвилі, яка відповідає ширині забороненої зони випромінення з довжинами хвиль меншими ніж λ_c , поширюється в н/п з утворенням електронно-діркових пар.

Робота фотодетекторів і фото резисторів характеризується 3 параметрами: квантовою ефективністю чи підсиленням, часом фотовідгуку, чутливістю.

У фотодіоді є збіднена зона н/п з сильним електричним полем, у якому відбувається розділення електронно-діркових пар, збуджених під дією світла.

Для роботи фотодіода на високих частотах необхідно забезпечити малі тривалості прольоту, тому збіднена область має бути тонкою. З іншої сторони для збільшення квантової ефективності (число фотозгенерованих електронно-діркових пар, віднесене до числа падаючих фотонів) збіднений шар має бути досить товстими, щоб забезпечити поглинання більшої частки падаючого випромінення. Таким чином існує взаємозв'язок між швидкодією і квантової ефективністю. В роботі фотодіода визначальну роль відіграє тип випромінення, зосереджене у вузькому інтервалі довжин хвиль в центрі оптичного діапазону.

Квантова ефективність $\eta = \frac{\left(\frac{I_p}{q} \right)}{\frac{P_{opt}}{h\nu}}$. I_p - фотострум, обумовлений

поглинанням падаючого оптичного випромінювання з потужністю P_{opt} і довж. хвиль λ (що відповідає енергії фотона $h\nu$). Чутливість

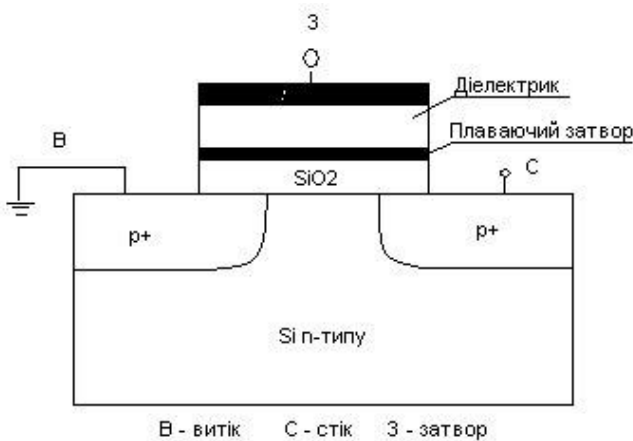
$R = \frac{I_p}{P_{opt}} = \frac{\eta q}{h\nu} = \frac{\eta \lambda}{1.24}$. Таким чином для даної квантової ефективності

чутливість лінійно росте з ростом λ .

12. Енергонезалежні елементи пам'яті.

Енергонезалежні елементи пам'яті – різновид МОН-транзистора, що здатен зберігати протягом довгого часу заряд, що був захоплений на плаваючий затвор чи в підзатворний діелектрик.

На кремнієву підкладку n-типу, покриту тонким шаром SiO₂, наноситься металевий електрод (плаваючий затвор), який відокремлюється від зовнішнього електрода такого ж типу товстим флоєм діелектрика. При подачі великої позитивної напруги на затвор, що забезпечує велику напруженість поля



поля (E_{g1}) в шарі SiO₂, від підкладки до плаваючого затвору потече помітний струм електронів. Густина струму через SiO₂ > густини струму через діелектрик → на плаваючому затворі накопичується електрони, зменшуючи напруженість поля в першому діелектіку. Після зняття напруженості накопичений на плаваючому затворі заряд може зберігатися довгий час.

За час t_{zi} (тривалість імпульсу запису інформації) на плаваючому затворі накопичується заряд електронів:

$$q t_{zi} = \int_0^{t_{zi}} [j_1 E_{g1} - j_2 E_{g2}] dt,$$

J_1 - густина струму через шар SiO₂, j_2 – густина струму через товстий шар діелектрика, E_{g1} – напруженість поля в SiO₂, E_{g2} – напруженість поля в товстому шарі діелектрика.

Зчитування інформації, тобто визначити в якому стані знаходиться МОН-транзистор (з вихідним значенням V_{j0} чи з підвищенням), можна здійснити вимірюючи провідність каналу при малій напруженості на стоці. Стирання інформації, тобто ліквідування заряду, що зберігати на плаваючому затворі, здійснюється поданням імпульсу напруги протилежної полярності (в порівнянні з імпульсом запису) на затвор.

Заряд, що накоплюється на плаваючому затворі, здвигає порогове значення

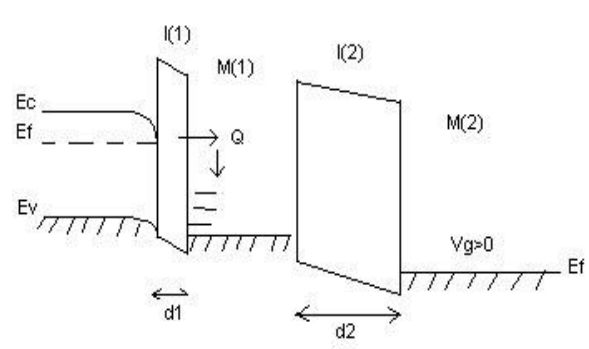
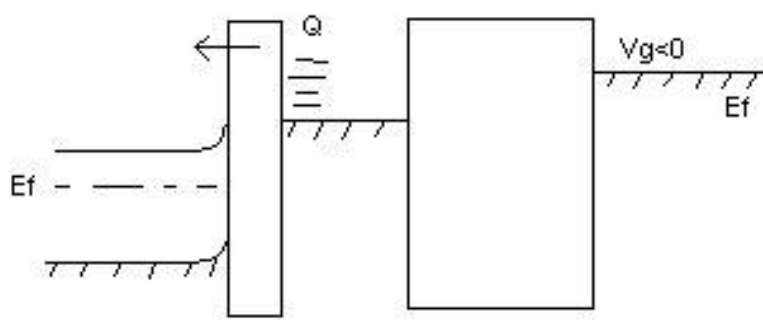
структури на величину $\Delta V_T = -\frac{d_2}{\epsilon_2} q$, ϵ_2 - діелектрична проникність

товстого шару діелектрика, d_2 - його товщина.

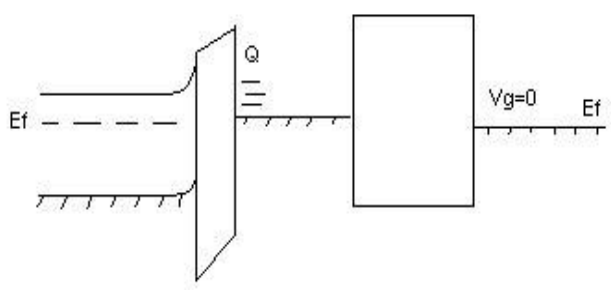
Зонні діаграми:

I – діелектрик M – металевий електрод.

Розрядження плаваючого затвора



Зарядка



Зберігання заряду

13. Сучасний стан та перспективи розвитку напівпровідникової електроніки. Нанoeлектроніка.

Розвиток сучасної радіoeлектроніки та електронної техніки характеризується ускладненням вимог і задач, котрі повинні розв'язуватись за допомогою радіоапаратури.

Це призводить до суттєвого збільшення кількості елементів апаратури.

Сучасна апаратура складається з десятків мільйонів елементів. І на сьогоднішній день залишається актуальною ідея зменшення об'єму та ваги радіoeлектронної апаратури при збереженні її надійності, підвищенні функціональних можливостей та зменшення собівартості. Підвищення надійності та ускладнення функціональних особливостей потребує збільшення кількості елементів шляхом дублювання або ще більшим ускладненням апаратури. Для зменшення собівартості необхідно велику кількість елементів розмістити в малому об'ємі, що в свою чергу потребує створення нової групової технології виготовлення, ефективного відводу тепла, бо кожний елемент схеми під час роботи виділяє певну кількість тепла.

При розгляді сучасного стану напівпровідникової електроніки краще говорити про напівпровідникову мікроелектроніку. Напівпровідниковою МЕ називається МЕ, в якій використовуються напівпровідникові ІМС, в яких усі елементи і між'єднання, виконані в об'ємі (або на поверхні) напівпровідника. Основні напрямки напівпровідникової мікроелектроніки: напівпровідникові надградки, тунельно-резонансні структури, квантові точки, одно-електроніка, штучні атоми.

Нанoeлектроніка є наступним етапом у розв'язку проблем, що виникли в процесі розвитку мікроелектроніки. В нанoeлектроніці використовуються нові діапазони частот, зокрема, оптичний, квантові особливості транспорту носіїв, зокрема, квантові розмірні ефекти, резонансне тунелювання, одноелектронні процеси, балістичні особливості руху носіїв заряду тощо. Це дає можливість розробляти технологію виготовлення наноструктур, яка дозволяє зменшити розмір елемента і збільшити ступінь інтеграції (логарифм кількості елементів на кристалі в інтегральній мікросхемі).

II варіант

Мікропроцесори, запам'ятовуючі пристрої, телебачення, відеозапис, телефони і факси, радіо, радар, комп'ютери, персональні комп'ютери, мультимедіа, інтернет – своим текстом, яхз что про это писать. Далее про общее направление развития электроники и нанoeлектронику.

Одна з основних проблем, що стоять перед Е., пов'язана з вимогою збільшення кількості оброблюваної інформації обчислювальними електронними системами управління, з одночасним зменшенням їх габаритів і споживаної енергії. Ця проблема вирішується шляхом створення напівпровідникових інтегральних схем, що забезпечують час перемикання до 10—11 сік; збільшення міри інтеграції на одному кристалі до мільйона транзисторів розміром 1—2 мкм; використання в інтегральних схемах

пристроїв оптичного зв'язку і оптоелектронних перетворювачів надпровідників; розробки пристроїв, що запам'ятовують, ємністю декілька мегабіт на одному кристалі; вживання лазерної і електроннопроменевої комутації; розширення функціональних можливостей інтегральних схем (наприклад, перехід від мікропроцесора до МІКРОЕОМ на одному кристалі); переходу від двовимірної (планарної) технології інтегральних схем до тривимірної (об'ємною) і використання поєднання різних властивостей твердого тіла в одному пристрої; розробки і реалізації принципів і засобів стереоскопічного бачення, що володіє більшою інформативністю в порівнянні із звичайним; створення електронних приладів, що працюють в діапазоні міліметрових і субміліметрових хвиль, для ширококутових (ефективніших) систем передачі інформації, а також приладів для ліній оптичного зв'язку; розробки потужних, з високим ккд(коефіцієнт корисного дії), приладів СВЧ(надвисокі частоти) і лазерів для енергетичної дії на речовину і направленої передачі енергії (наприклад, з космосу). Одна з тенденцій розвитку Е. — проникнення її методів і засобів в біологію (для вивчення кліток і структури живого організму і дії на нього) і медицину (для діагностики, терапії, хірургії). У міру розвитку Е. і вдосконалення технології виробництва електронних приладів розширюються області використання досягнення Е. у всіх сферах життя і діяльності людей, зростає роль Е. у прискоренні науково-технічного прогресу.

Наноелектроніка - область електроніки, що займається розробкою фізичних і технологічних основ створення інтегральних електронних схем з характерними топологічними розмірами елементів менше 100 нанометрів.

Термін "наноелектроніка" логічно пов'язаний з терміном "мікроелектроніка" і відбиває перехід сучасної напівпровідникової електроніки від елементів з характерним розміром в мікронній і субмікронній області до елементів з розміром в нанометровій області. Цей процес розвитку технології відбиває емпіричний закон Мура, який свідчить, що кількість транзисторів на кристалі подвоюється кожні півтора-два роки.

Проте принципово нова особливість наноелектроніки пов'язана з тим, що для елементів таких розмірів починають переважають квантові ефекти. З'являється нова номенклатура властивостей, відкриваються нові принадли перспективи їх використання. Якщо при переході від мікро- до наноелектроніки квантові ефекти багато в чому є паразитними, (наприклад, роботі класичного транзистора при зменшенні розмірів починає заважати тунелювання носіїв заряду), то електроніка, що використовує квантові ефекти, - це вже основа нової, так званої електроніки наногетероструктури.

Основні завдання наноелектроніки

- розробка фізичних основ роботи активних приладів з нанометровими розмірами, в першу чергу квантових;

- розробка фізичних основ технологічних процесів;
- розробка самих приладів і технологій їх виготовлення;
- розробка інтегральних схем з нанометровими технологічними розмірами і виробів електроніки на основі наноелектронної елементної бази.