

Волинський національний університет імені Лесі Українки
Навчально-науковий фізико-технологічний інститут

**Кафедра експериментальної фізики,
інформаційних та освітніх технологій**

Галина Мирончук, Андрій Кевшин, Володимир Галян

**ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА У
НАПІВПРОВІДНИКАХ**

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

Луцьк

2023

УДК 539.2
М 33

Рекомендовано до друку науково–методичною радою Волинського національного університету імені Лесі Українки (протокол № 2 від 25.10.2023 р.).

Рецензенти: *Луньов С.В.* – канд. фіз.-мат. наук, доцент, кафедра фундаментальних наук, Луцький НТУ;

Шигорін П. П. – канд. фіз.-мат. наук, доцент, кафедра теоретичної та комп'ютерної фізики імені А. В. Свідзинського, ВНУ імені Лесі Українки.

М 33 Мирончук Г.Л., Кевшин А. Г., Галян В.В. **Фотоелектричні явища у напівпровідниках** : конспект лекцій. Луцьк, 2023. 115 с.

Конспект лекцій «Фотоелектричні явища у напівпровідниках» – складова комплексу робочих матеріалів написаних на українській мові, створених для забезпечення якісної підготовки фахівців галузей знань 10 Природничі науки. У навчальному виданні розглянуто теорію фотопровідності, принципи роботи, будову та характеристики пристроїв, в яких основні процеси протікають при поглинанні фотонів. Матеріали конспекту лекцій охоплюють курси «Релаксаційні процеси в напівпровідниках», «Нерівноважні процеси в напівпровідниках», «Поверхневі явища в напівпровідниках», «Елементи оптоелектронної техніки», «Напівпровідникові пристрої» та інших спецкурсів.

Навчальне видання відповідає чинним навчальним програм підготовки й рекомендовано студентам спеціальностей 104 Фізика та астрономія, 105 Прикладна фізика та наноматеріали.

УДК 539.2
© Мирончук Г. Л. та ін., 2023
© Луцьк, 2023

ЗМІСТ

ЧАСТИНА 1. ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА У НАПІВПРОВІДНИКАХ

ВСТУП	5
РОЗДІЛ 1. ТЕОРІЯ ФОТОПРОВІДНОСТІ	5
1.1. Фотопровідність	5
1.2. Стаціонарний час життя	6
1.3. Параметри, які визначають реакцію матеріалу на опромінення	8
1.4. Поперечний переріз захоплення нерівноважних носіїв заряду центрами рекомбінації	10
1.5. Квазірівень Фермі	13
1.6. Центри прилипання у фотопровідниках	16
1.7. Демаркаційні рівні	18
РОЗДІЛ 2. ФОТОПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ	22
2.1. Фотопровідність при наявності в напівпровіднику рекомбінаційних центрів тільки одного класу	22
2.2. Вплив центрів прилипання на фотопровідність у напівпровіднику	26
2.3. Фотопровідність при наявності в напівпровіднику рекомбінаційних центрів двох класів	31
2.4. Температурне гашення фотопровідності	35
2.5. Оптичне гашення фотопровідності	39
2.6. Спектральний розподіл фотопровідності	41
2.7. Термічно стимульована провідність у напівпровідниках	42
2.8. Фотовольтаїчні ефекти	46
ЗАДАЧІ	51
ЧАСТИНА 2. ФОТОДЕТЕКТОРИ ТА СОНЯЧНІ ЕЛЕМЕНТИ	55
РОЗДІЛ 1. ФОТОДЕТЕКТОРИ	55
ВСТУП	55
1.1. Фотопровідник	59

1.2. Фотодіоди	63
1.2.1. Загальний аналіз	61
1.2.2. <i>p-i-n</i> та <i>p-n</i> фотодіоди	66
1.2.3. Фотодіод з гетеропереходом	72
1.2.4. Метал-напівпровідник фотодіод	73
1.3. Лавинний фотодіод	76
1.3.1. Лавинне підсилення	76
1.3.2. Шум лавинного множення	78
1.3.3. Відношення сигнал-шум	81
1.3.4. Робочі характеристики	82
РОЗДІЛ 2. СОНЯЧНІ ЕЛЕМЕНТИ	89
ВСТУП	89
2.1. Сонячне випромінювання та ідеальна ефективність перетворення	90
2.1.1. Сонячне випромінювання	90
2.1.2. Ідеальна ефективність перетворення	91
2.1.3. Неідеальні ефекти	95
2.2. Фотострум і спектральний відклик	97
2.3. Конфігурація пристрою	103
2.3.1. Сонячний елемент на кристалічному Si	103
2.3.2. Тонкоплівкові сонячні елементи	105
2.3.3. Шоткі-бар'єр і МІН сонячні елементи	106
2.3.4. Багатокомпонентний сонячний елемент	108
2.3.5. Оптична концентрація	109
ЗАДАЧІ	112
СПИСОК ДЖЕРЕЛ	114

ЧАСТИНА 1

ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

ВСТУП

Фотоелектричними явищами називаються явища, пов'язані зі зміною електричних параметрів матеріалу під впливом електромагнітного випромінювання. Фотоелектричні явища лежать в основі багатьох ефективних методик дослідження електричних і оптичних процесів у твердих тілах і приладів, побудованих на їх основі.

РОЗДІЛ 1

ТЕОРІЯ ФОТОПРОВІДНОСТІ

1.1. Фотопровідність

У явищі фотопровідності, тобто зміні опору матеріалу під впливом світла, розрізняють нормальну й аномальну фотопровідність. При нормальній фотопровідності опір матеріалу зменшується при освітленні, при аномальній – зростає. В подальшому будемо розглядати тільки нормальну фотопровідність, оскільки аномальна фотопровідність є порівняно рідким явищем у фотопровідниках.

Є три шляхи збільшення концентрації вільних носіїв заряду під дією світла:

1) квант світла вириває електрон із валентної зони і переводить його в зону провідності. При цьому одночасно зростає концентрація як електронів у зоні провідності, так і дірок у валентній зоні (власна провідність);

2) квант світла вириває електрон із заповнених енергетичних рівнів у забороненій зоні і переводить його в зону провідності (домішкова електронна провідність);

3) електрон виривається з валентної зони і переводиться на вільні домішкові рівні в забороненій зоні (домішкова діркова фотопровідність);

Питома електропровідність матеріалу σ у випадку, коли вільними носіями заряду є електрони і дірки, визначається формулою:

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p, \quad (1)$$

де n , p – концентрації носіїв заряду в зонах; μ_n , μ_p – їх рухливості.

При освітленні матеріалу провідність може змінюватись як за рахунок зростання концентрації носіїв, так і зміни їх рухливості. Тому при освітленні σ визначатиметься формулою:

$$\sigma_c = en_c\mu_{nc} + ep_c\mu_{pc}. \quad (2)$$

де n_c , μ_{nc} , p_c , μ_{pc} – концентрації і рухливості електронів і дірок у зонах в освітленому матеріалі.

Під фотопровідністю матеріалу розуміють внесок збуджених світлом носіїв у провідність кристалу. Фотопровідність як фізична величина визначається різницею між провідністю кристала на світлі (σ_c) і в темряві (σ):

$$\Delta\sigma = \sigma_c - \sigma. \quad (3)$$

Враховуючи (1) і (2), одержимо:

$$\Delta\sigma = e(n_c\mu_{nc} - n\mu_n) + e(p_c\mu_{pc} - p\mu_p). \quad (4)$$

Вимірювання концентрації і рухливості носіїв заряду на світлі і в темряві показало, що в більшості випадків фотопровідність обумовлена зміною концентрації вільних носіїв заряду, а не їх рухливості. У такому випадку (4) матиме вигляд:

$$\Delta\sigma \approx e\Delta n\mu_n + e\Delta p\mu_p. \quad (5)$$

Однак слід зазначити, що рухливість також може залежати від освітлення кристала, оскільки вона визначається розсіюванням носіїв заряду на дефектах кристалічної решітки, які можуть змінювати свій зарядовий стан під дією світлового збудження.

1.2. Стаціонарний час життя

Розглянемо однорідний напівпровідник, який рівномірно освітлюється. Вважатимемо, що світло рівномірно поглинається по всьому об'єму кристала. Як і раніше, темп генерації електронно-діркових пар позначатимемо через R (кількість електронно-діркових пар, які утворюються світлом в одиниці об'єму за одиницю часу).

Через деякий проміжок часу після початку фотозбудження фотострум у кристалі досягає стаціонарного значення (незмінного з часом). Це може бути пояснено тим, що поряд з процесом утворення вільних носіїв заряду в кристалі існує процес їх рекомбінації, в стаціонарному випадку величина фотоструму визначається рівновагою між темпом генерації електронно-діркових пар і темпом їх рекомбінації. При цьому, очевидно, виконується співвідношення:

$$R = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (1)$$

$$R = \frac{\Delta p}{\tau_p}, \quad (2)$$

$$\Delta n = R\tau_n, \quad (3)$$

$$\Delta p = R\tau_p, \quad (4)$$

де τ_n і τ_p дістали назву стаціонарного часу життя вільних електронів і дірок.

З урахуванням (3) і (4), (5) параграфу 1.1 можна надати вигляду:

$$\Delta\sigma = eR(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p). \quad (5)$$

Час життя вільних носіїв заряду є важливим параметром теорії фотопровідності. Необхідно розрізнити ряд значень терміну «час життя».

1. Час життя вільного нерівноважного носія заряду. Це час, протягом якого вільний нерівноважний носій заряду вносить вклад у фотопровідність, тобто це час, протягом якого збуджений електрон знаходиться в зоні провідності, а збуджена дірка – у валентній зоні. Величини τ_n і τ_p у формулі (5) мають саме такий зміст. Якщо в кристалі відсутні пастки (центри прилипання), які захоплюють із зон носії зарядів, утримують їх деякий час, а потім назад викидають у зони, то час життя вільного носія визначається середнім проміжком часу між актами його збудження й рекомбінації.

2. Час життя збудженого носія. Це весь проміжок часу між актами збудження й рекомбінації, тобто час, протягом якого носій залишається в збудженому стані. Час життя збудженого носія включає в себе і той час, протягом якого носій знаходиться на центрі прилипання. Тому в кристалах з пастками він більший від часу життя вільних носіїв заряду.

3. Час життя електронно-діркової пари. Час життя пари – це час, протягом якого існує електронно-діркова пара, збуджена квантом світла або іншим способом.

4. Час життя неосновних носіїв заряду. Це час, протягом якого неосновний носій є вільним і вносить вклад у провідність, створену неосновними носіями: електронами в кристалах з провідністю p -типу і дірками в напівпровіднику n -типу. Як правило, час життя пари визначається часом життя неосновних носіїв заряду.

5. Час життя основних носіїв. Під часом життя основних нерівноважних носіїв заряду розуміють час перебування їх у вільному стані, тобто електронів у речовині з провідністю n -типу і дірок в p -типі. Якщо концентрація вільних носіїв у речовині значно більша за концентрацію центрів рекомбінації (що має місце в добре очищених напівпровідниках), то час життя основних носіїв практично дорівнює часу життя неосновних носіїв заряду.

Але якщо концентрація вільних носіїв заряду значно менша за концентрацію центрів рекомбінації (що часто реалізується в широкозонних напівпровідниках або ізоляторах), то час життя основних носіїв може бути значно більшим за час життя неосновних носіїв. Тому для підвищення фоточутливості, обумовленої великим часом життя основних носіїв заряду, в кристал вводять центри рекомбінації, які характеризуються великою ймовірністю захоплення неосновних носіїв заряду і значно меншою ймовірністю захоплення основних носіїв.

Так, наприклад, у нечутливих до світла зразках CdS часи життя основних і неосновних носіїв заряду майже однакові і становлять величину 10^{-6} с. У фоточутливих монокристалах CdS час життя основних носіїв зростає до величини 10^{-3} с, тоді як час життя неосновних носіїв зменшується до 10^{-8} с.

1.3. Параметри, які визначають реакцію матеріалу на опромінення

I. *Фоточутливість*. Під фоточутливістю матеріалу розуміють зміну загальної провідності, яка мала б місце при освітленні його одиницею інтенсивності збуджуючого світла. Вона визначається діленням зміни провідності матеріалу при освітленні його на величину інтенсивності світла. Під питомою фоточутливістю розуміють подібну величину, але віднесену до питомої електропровідності:

$$K = \frac{\Delta\sigma \cdot S}{I}, \quad (1)$$

де I – потужність поглинутого випромінювання; S – площа міжконтактного простору.

Одиницею вимірювання питомої фоточутливості є [см/Ом·Вт]. Якщо фотострум лінійно змінюється при зміні напруги на контактах фотопровідника й інтенсивності засвітки, то питома фоточутливість не залежить від прикладеної до матеріалу напруги і інтенсивності світла, яке падає на матеріал. У такому випадку вона характеризує властивості даної речовини. Якщо врахувати, що темп генерації електронно-діркових пар пропорційний енергії випромінювання, яка поглинається ($R \propto I$), то, як випливає з (1) і (5) попереднього параграфа, K визначається добутком часу життя вільних носіїв заряду та їх рухливості:

$$K \sim \mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p. \quad (2)$$

Часто питому фоточутливість називають фотовідкликом.

II. В інфрачервоній техніці для характеристики фоточутливості датчиків використовують величину, яка відрізняється від питомої фоточутливості. Ця нова величина дорівнює потужності випромінювання, при якій одержують сигнал, що дорівнює шуму детектора. Шум визначається контактними явищами, флуктуаціями концентрації електронів у детекторі й інтенсивності падаючого випромінювання, а також тепловим випромінюванням оточуючих предметів. Часто при такому підході фоточутливість пов'язують з відношенням сигналу фотодатчика до інтенсивності шуму.

III. Фотоелектричне підсилення або вихід фотоструму. Вихід фотоструму визначається числом носіїв заряду, які проходять між електродами детектора за одну секунду в результаті поглинання в зразку за одну секунду одного кванта світла.

$$G = \frac{\Delta I}{eF}, \quad (3)$$

де ΔI – фотострум; e – заряд електрона; F – загальне число квантів світла, які поглинаються в об'ємі зразка за одну секунду і приводять до генерації електронно-діркових пар.

Розглянемо зразок фотопровідника з площею омичних контактів S у вигляді паралелепіпеда (рис. 1). Вважатимемо, що світло рівномірно поглинається у всьому об'ємі

$$V = SL \quad (4)$$

однорідного фотопровідника. Як відомо,

$$\Delta I = \Delta J \cdot S \quad (5)$$

$$\Delta J = \Delta \sigma \cdot E \quad (6)$$

$$\Delta \sigma = e \mu_n \Delta n \quad (7)$$

У (5) і (6) ΔJ – густина фотоструму, E – напруженість електричного поля в кристалі. Підставляючи (5) (з врахуванням (6) і (7)) у (3) для фотопровідника n -типу провідності, одержимо:

$$G = \frac{e \mu_n \Delta n E S}{e R L S} = \frac{\Delta n}{R} \cdot \frac{\mu_n E}{L}, \quad (8)$$

де $R L S = F$, $\mu_n E = v$ – дрейфова швидкість електрона у фотопровіднику,

$$\frac{\Delta n}{R} = \tau_n \quad ((1) \text{ п.1.2}).$$

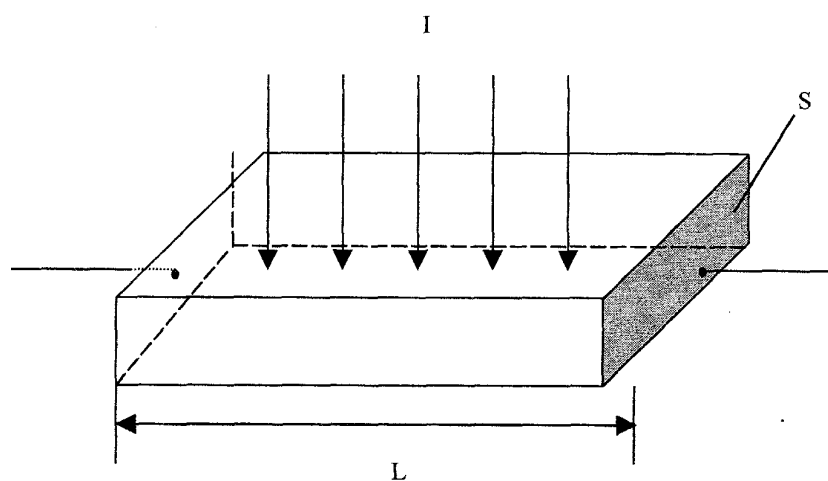


Рис. 1. До виведення формули фотоелектричного підсилення.

Враховуючи останні формули, рівнянню (8) можна надати вигляду:

$$G = \frac{\tau_n}{L} = \frac{\tau_n}{t} \cdot \frac{v}{v}, \quad (9)$$

де t – час проходження вільним електроном відстані між електродами (час польоту). Для фотопровідника, в якому вільними носіями зарядів є нерівноважні електрони і дірки, формула (9) набере вигляду:

$$G = \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p}. \quad (10)$$

Отже, фотоелектричне підсилення можна трактувати як відношення часу життя вільних носіїв заряду до часу, який необхідний для переміщення носіїв під дією електричного поля між електродами:

$$t = \frac{L}{v} = \frac{L}{\mu_n E}, \quad (11)$$

$$E = \frac{U}{L}, \quad (12)$$

де U – напруга, прикладена до клем фотопровідника.

$$t = \frac{L^2}{\mu_n U}, \quad (13)$$

Підставляючи (13) у (9), одержимо:

$$G = \frac{\tau_n \mu_n}{L^2} U. \quad (14)$$

Таким чином, фотоелектричне підсилення залежить від параметрів кристала (τ_n , μ_n), геометрії зразка (відстані L між електродами) і прикладеної до клем кристала напруги U . Чим більший час життя нерівноважних носіїв заряду і їх рухливість, тим більше фотоелектричне підсилення при одних і тих самих значеннях U , L . Наведемо приклад: при значеннях $\tau_n = 10^{-3}$ с, $\mu_n = 10^2$ см²/В-с, $U = 10^2$ В, $L = 0,1$ см, які часто мають місце в серійних фотодатчиках $G = 10^3$. Це означає, що після поглинання в кристалі кванта світла, який генерує електронно-діркову пару, за час існування вільного електрона в зоні між контактами, пройде 1000 електронів. Для найбільш фоточутливих фотопровідників величина фотоелектричного підсилення може досягати значень 10^5 . У випадку, коли носіями нерівноважних зарядів у фотопровіднику є електрони і дірки, (14) набере вигляду:

$$G = (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) \frac{U}{L^2}. \quad (15)$$

При виведенні формули фотоелектричного підсилення вважалося, що зразок при протіканні струму залишається електронейтральним, тобто число електронів, які входять в об'єм зразка з одного контакту дорівнює числу електронів, які виходять за той самий час з іншого контакту. Концентрація електронів в об'ємі кристала за рахунок перенесення їх через контакти не змінюється. Втрата нерівноважного носія в об'ємі може бути лише за рахунок його рекомбінації з носієм протилежного знака.

З аналізу (14) або (15), на перший погляд, випливає, що значення G можна збільшувати до будь-яких величин, збільшуючи напругу U на контактах фотопровідника і зменшуючи відстань L між ними. При великих напругах на контактах може виникнути інжекція, або екстракція заряду, що приведе до порушення принципу електронейтральності зразка й обмеження значення G . Крім того, при великих U може виникнути електричний пробій зразка.

1.4. Поперечний переріз захоплення нерівноважних носіїв заряду центрами рекомбінації

У більшості випадків рекомбінація нерівноважних носіїв заряду відбувається через дефектні стани в кристалі, які по чергово захоплюють носії протилежних знаків. Такі власні або домішкові дефекти називають у

фотопровідниках центрами рекомбінації. Введемо поняття поперечного перерізу захоплення електрона центром рекомбінації, який попередньо захопив дірку. Електрон рекомбінує з діркою на центрі, якщо при своєму русі він проходить через деякий ефективний об'єм, що оточує цей центр рекомбінації. Проекція цього об'єму, який має сферичну форму, на площину, перпендикулярну до напрямку руху електрона в момент його зближення з центром, і є поперечним перерізом захоплення електрона S_n (см²). S_n має геометрію круга з радіусом r , що дорівнює ефективному радіусу сферичної поверхні, яка оточує центр рекомбінації:

$$S_n = \pi r^2. \quad (1)$$

Величина r і відповідно поперечний переріз захоплення електрона залежать від розподілу електричного потенціалу навколо центру. Найбільше значення S_n має позитивно заряджений центр який створює кулонівський потенціал, що притягує електрон (рис. 2а).

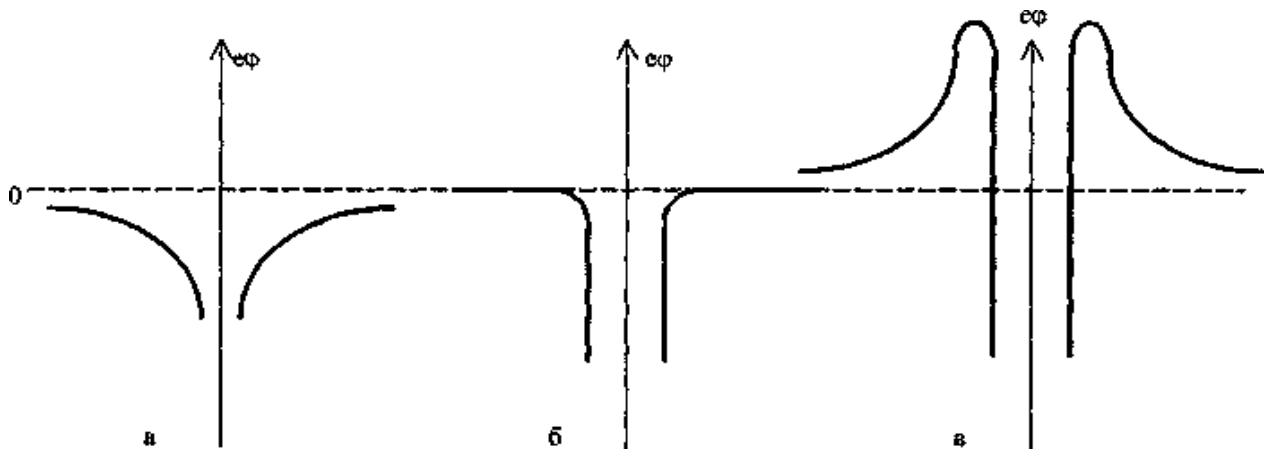


Рис. 2. Схематичне зображення розподілу потенціальної енергії електрона навколо центрів з різними зарядовими станами:

- а – притягуючий кулонівський потенціал;
- б – нейтральний центр;
- в – відштовхуючий кулонівський потенціал

При цьому вільний електрон буде захоплений центром тільки тоді, коли він пройдёт від центра на відстані r , при якій енергії зв'язку електрона з

центром $W_3 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}$, буде більша або дорівнювати його середній кінетичній

енергії теплового руху $W_T \cong kT$. Звідси можна визначити максимальне значення відстані r від центра, при якій електрон ще захоплюється центром:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \cong kT, \quad (2)$$

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 kT}, \quad (3)$$

де e – заряд електрона, ε – діелектрична проникність, k – стала Больцмана, T – абсолютна температура. Вважається, що центр однозарядний і має позитивний ефективний заряд, що дорівнює за модулем заряду електрона. Підставляючи (3) у (1), одержимо:

$$S_n = \frac{e^4}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 k^2 T^2}. \quad (4)$$

Більшість фотопровідних кристалів мають ε близьке до 10. Для таких матеріалів S_n становить 10^{-12} см. Аналогічно можна ввести поняття про поперечний переріз захоплення дірки (S_p) центрами рекомбінації, які заповнені електронами. Кожен центр рекомбінації має два перерізи захоплення – один для вільних електронів, інший – для вільних дірок. Величини поперечних перерізів залежать від зарядового стану центра і можуть змінюватись у межах від 10^{-12} см² (для притягуючих центрів) до 10^{-22} см² (для відштовхуючих центрів). Поперечний переріз захоплення носія нейтральним центром, як правило, відповідає геометричним розмірам атома або дефекту, який виконує роль центра рекомбінації. Для таких центрів величина поперечного перерізу становить приблизно 10^{-15} – 10^{-16} см². Як випливає з (4), поперечний переріз для притягуючих центрів зменшується із підвищенням температури зростає. Для нейтральних центрів він практично не залежить від температури, оскільки від температури не залежать геометричні розміри атома або точкового дефекту. Для відштовхуючих центрів (рис. 2в) з підвищенням температури зростає ймовірність тунелювання електрона через потенціальний бар'єр, що оточує центр рекомбінації. Тому поперечний переріз захоплення вільного носія на такі центри зростає з підвищенням температури. На рис. 2 наведено розподіл потенціалу навколо центрів рекомбінації з різними зарядовими станами.

Визначимо зв'язок між часом життя носіїв заряду і поперечним перерізом захоплення їх на центри рекомбінації. Позначимо через Δn концентрацію нерівноважних вільних електронів, які рухаються в кристалі із середньою швидкістю v . Розглянемо процес захоплення цих електронів центрами рекомбінації, які заповнені дірками. Концентрацію дірок на центрах рекомбінації позначимо через p_r . Інтенсивність рекомбінації, тобто кількість актів захоплення електронів центрами рекомбінації в одиниці об'єму кристала за одиницю часу, можна розрахувати на основі модельних уявлень, які мають місце в молекулярно-кінетичній теорії газів. З рухомих електронів пов'яжемо “мішень” у вигляді круга з площею S_n , а центри рекомбінації, які заповнені дірками, розглядатимемо у вигляді точок, рівномірно розподілених в об'ємі кристала з густиною p_r . У такому випадку за одну секунду рухомих електронів («мішень») опише об'єм у просторі у вигляді циліндра $V = vS_n$, у який потрапить $vS_n p_r$ центрів рекомбінації за одну секунду. Тому час, за який здійснюється одне захоплення, час життя електрона становитиме:

$$\tau_n = \frac{1}{\nu S_n p_r}. \quad (5)$$

Кількість актів захоплення всіх вільних електронів, що знаходяться в одиниці об'єму кристала за одну секунду (інтенсивність рекомбінації), визначатиметься формулою:

$$R_n = \Delta n \nu S_n p_r = \frac{\Delta n}{\tau_n}. \quad (6)$$

У стаціонарних умовах ($\Delta n = \text{const}$) інтенсивність (або темп) рекомбінації повинна дорівнювати темпу генерації електронів R :

$$R = R_n, \quad R = \frac{\Delta n}{\tau_n}. \quad (7)$$

Подібним способом можна визначити час життя вільної нерівноважної дірки:

$$\tau_p = \frac{1}{\nu S_p n_r}, \quad (8)$$

де S_p – поперечний переріз захоплення дірки центром; n_r - концентрація електронів на центрах рекомбінації.

$$p_r + n_r = N_r, \quad (9)$$

де N_r – концентрація центрів рекомбінації. З (5), і (8) випливає, що час життя вільного нерівноважного носія заряду залежить від поперечного перерізу захоплення його на центр рекомбінації і заповнення центрів рекомбінації носіями протилежного знаку.

При наявності в кристалі центрів рекомбінації декількох видів вільний носій заряду має певну ймовірність бути захопленим кожним із цих центрів. У такому разі, як уже відзначалося вище, формула для часу життя набирає вигляду:

$$\tau^{-1} = \sum \tau_i^{-1}, \quad (10)$$

де τ_i – парціальний час життя, який визначається центрами рекомбінацій лише одного виду.

1.5. Квазірівень Фермі

Рівноважна концентрація електронів і дірок в напівпровіднику (n_0, p_0) визначається положенням рівня Фермі E_F у його забороненій зоні (рис. 3):

$$n_0 = N_c e^{-\frac{E_{Fn}}{kT}}, \quad (1)$$

$$p_0 = N_v e^{-\frac{E_{Fp}}{kT}}, \quad (2)$$

де $N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$, $N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$ – ефективні густини електронних станів на краю дозволених зон m_n^* і m_p^* – ефективні маси електронів і дірок у зонах.

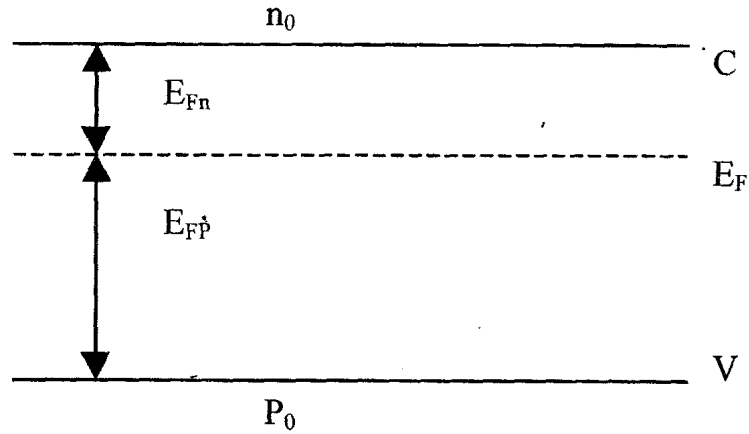


Рис. 3. Положення рівня Фермі в невідродженому напівпровіднику.

У рівноважному випадку

$$E_g + E_{Fn} = E_{Fp}. \quad (3)$$

Прологарифмувавши (1) і (2), визначимо відстань рівня Фермі від країв зон:

$$E_{Fn} = kT \ln \frac{N_c}{n_0}, \quad (4)$$

$$E_{Fp} = kT \ln \frac{N_v}{p_0}. \quad (5)$$

Підставляючи (4) і (5) у (3), одержимо:

$$E_g = kT \ln \frac{N_c N_v}{n_0 p_0}, \quad (6)$$

(1) і (2) непридатні для визначення стаціонарних (нерівноважних) концентрацій електронів і дірок у напівпровідниках (наприклад, збуджених квантами світла, які падають на його поверхню). У цьому разі діють таким чином. Рівень Фермі, який визначає концентрацію носіїв в рівноважному стані, замінюють на два квазірівні Фермі, положення яких у забороненій зоні визначається таким чином, щоб формули для стаціонарних концентрацій електронів і дірок в зонах були подібними до (1) і (2):

$$n = N_c e^{-\frac{E_{Fn}^*}{kT}}, \quad (7)$$

$$p = N_v e^{-\frac{E_{Fp}^*}{kT}}. \quad (8)$$

Як і в попередньому випадку, прологарифмувавши (7) і (8), одержимо:

$$E_{Fn}^* = kT \ln \frac{N_c}{n} \quad (9)$$

$$E_{Fp}^* = kT \ln \frac{N_v}{kT} \quad (10)$$

$$E_{Fn}^* + E_{Fp}^* = kT \ln \frac{N_c N_v}{np} < E_g \quad (11)$$

Оскільки n і p більші за рівноважні значення n_0 і p_0 (6).

Розглянемо власний напівпровідник з положенням рівня Фермі (в рівноважному стані) біля середини забороненої зони. Для такого напівпровідника рівноважна концентрація електронів n_i і p_i визначається формулою:

$$n_i = p_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (12)$$

$$n_i p_i = n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}}. \quad (13)$$

Логарифмуючи останнє рівняння, отримаємо:

$$E_g = kT \ln \frac{N_c N_v}{n_i^2} = kT \ln \frac{N_c N_v}{n_i p_i}. \quad (14)$$

Домножуючи чисельник і знаменник під логарифмічного виразу (11) на n_i^2 , запишемо його у вигляді:

$$E_{Fn}^* + E_{Fp}^* = kT \ln \left(\frac{N_c N_v}{n_i^2} \cdot \frac{n_i^2}{np} \right) = kT \ln \frac{N_c N_v}{n_i^2} - kT \ln \frac{np}{n_i^2}. \quad (15)$$

Враховуючи (14), одержимо:

$$E_{Fn}^* + E_{Fp}^* = E_g - kT \ln \frac{np}{n_i^2}. \quad (16)$$

Отже, сума енергетичних відстаней від електронного і діркового квазірівнів Фермі до країв відповідних зон менша за ширину забороненої зони на величину:

$$\Delta E^* = kT \ln \frac{np}{n_i^2}. \quad (17)$$

З аналізу (17) випливає, що з ростом інтенсивності збудження, що веде до зростання стаціонарної концентрації електронів n і дірок p , зростає величина ΔE^* тобто квазірівні Фермі наближаються до відповідних зон (рис. 4).

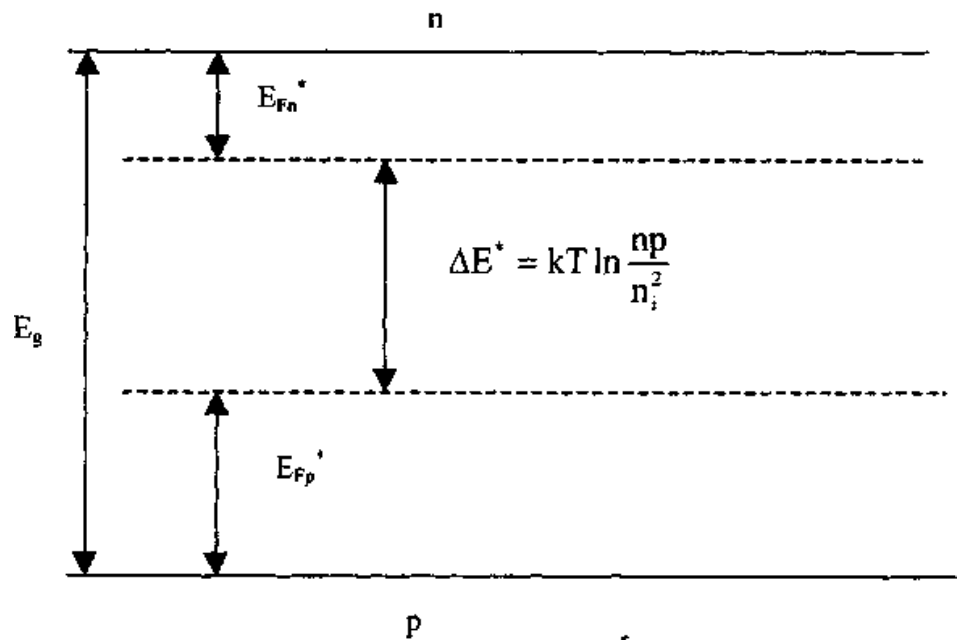


Рис. 4. Положення квазірівнів Фермі в збудженому напівпровіднику

У темряві $n = n_0$ і $p = p_0$. При цьому, як відомо і з статистики рівноважних електронних станів $n_0 p_0 = n_i^2$. Тому в рівноважному стані (в темряві) $\Delta E^* = 0$. При зменшенні інтенсивності збудження квазірівні Фермі прямують назустріч один одному і в темряві зливаються, утворюючи один рівноважний рівень Фермі. Уявлення про квазірівні Фермі виявилися дуже зручними при описі багатьох фотоелектричних процесів.

1.6. Центри прилипання у фотопровідниках

У період між актами фотозбудження і рекомбінації нерівноважний носій заряду може захоплюватись деяким дефектним центром і втримуватися у зв'язаному стані деякий час. Такі дефекти, як зазначалося раніше, називаються центрами прилипання (пастками). Їх роль можуть виконувати власні й домішкові дефекти. Захоплений пасткою електрон через деякий час знову звільняється, тобто повертається в ту зону, з якої був захоплений. Для звільнення електрона з пастки йому необхідно надати енергію E_t (рис. 5), яку він може одержати за рахунок теплових коливань решітки або оптичного збудження.

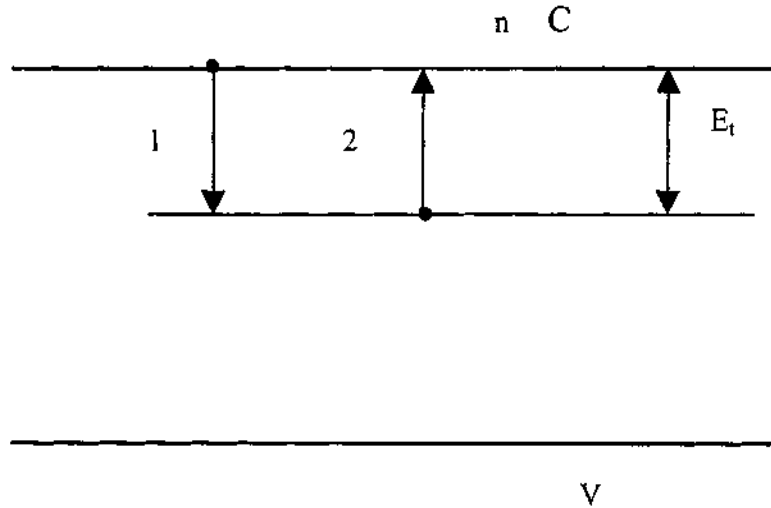


Рис. 5. Зонна схема, яка ілюструє процеси захоплення (1) і звільнення (2) електронів з пастки.

Позначимо концентрацію центрів прилипання для електронів через N_t , а концентрацію захоплених ними електронів через n_t . У такому випадку концентрація вільних пасток, тобто пасток, які можуть захоплювати електрони із зони провідності, буде $N_n = N_t - n_t$. Якщо концентрація вільних електронів в зоні n , то інтенсивність процесу захоплення електронів із зони пастками (кількість вільних електронів, які захоплюються пастками за одну секунду в одиниці об'єму кристала, (перехід 1, рис. 5) визначатиметься рівнянням:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_n = n \nu S_n (N_t - n_t), \quad (1)$$

де S_n – переріз захоплення електрона пасткою; ν – теплова швидкість електрона в зоні $\nu = \sqrt{2kT/m}$, $\nu = 10^5$ м/с при $T = 300$ К.

Визначимо інтенсивність теплового звільнення електронів із пасток (перехід 2, рис. 5). Очевидно вона буде пропорційна кількості захоплених пастками електронів.

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_t = \alpha_n n_t, \quad (2)$$

де α_n – коефіцієнт пропорційності, який визначається ймовірністю теплової йонізації пасток. У стаціонарних умовах

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_n = \left(\frac{dn}{dt}\right)_t. \quad (3)$$

Прирівнявши (1) і (2), одержимо:

$$n \nu S_n (N_t - n_t) = \alpha_n n_t. \quad (4)$$

З (4) випливає:

$$\alpha_n n_t + n \nu S_n n_t = n \nu S_n N_t \quad (5)$$

$$n_t = \frac{n\nu S_n N_t}{\alpha_n + n\nu S_n}. \quad (6)$$

В умовах термодинамічної рівноваги розподіл електронів у зонах і на енергетичних рівнях у забороненій зоні визначається положенням рівня Фермі. У нерівноважних, але стаціонарних умовах (наприклад, при освітленні кристала) такий розподіл визначається положеннями квазірівнів Фермі. Тому в нашому випадку заповнення електронами пасток можна визначити формулою:

$$n_t = \frac{N_t}{1 + e^{\frac{E_t - E_{Fn}^*}{kT}}}, \quad (7)$$

де E_{Fn}^* – відстань квазірівня Фермі від дна зони провідності. З порівняння (6) і (7) випливає:

$$\frac{\alpha_n}{n\nu S_n} = e^{\frac{E_{Fn}^* - E_t}{kT}}, \quad (8)$$

$$\alpha_n = n\nu S_n e^{\frac{E_{Fn}^* - E_t}{kT}}. \quad (9)$$

Урахуємо, що:

$$n = N_c e^{\frac{E_{Fn}^*}{kT}}, \quad (10)$$

підставляючи (10) у (9), одержимо:

$$\alpha_n = \nu S_n N_c e^{\frac{E_t}{kT}}. \quad (11)$$

Аналогічні висновки можна зробити для діркової пастки, яка обмінюється дірками з валентною зоною. Отже, інтенсивність теплових збуджень, захоплених пастками носіїв заряду в зони, росте експоненціально з ростом температури.

1.7. Демаркаційні рівні

Носії заряду, захоплені рекомбінаційними центрами рекомбінують з носіями заряду протилежного знаку, захопленими в іншій зоні. Стаціонарна концентрація носіїв заряду на центрах рекомбінації визначається кінетикою рекомбінації. Рівні прилипання обмінюються носіями заряду, в основному, із відповідними зонами. У стаціонарних умовах концентрація носіїв на пастках визначається концентрацією вільних носіїв у зонах і температурою. Можна сказати, що центри прилипання знаходяться в термодинамічній рівновазі зі своїми зонами.

Одні і ті ж дефектні стани, залежно від умов (температури, освітлення), можуть виконувати як роль пасток, так і роль центрів рекомбінації. Якщо ймовірність збудження електрона, захопленого на центр назад в зону провідності, більша від ймовірності його рекомбінації з діркою із валентної

зони, то такий центр відіграватиме роль центра прилипання для електронів. Відповідне твердження буде правильним і для центрів прилипання для дірок.

Для електронних пасток виконується співвідношення:

$$\alpha_n n_t > n_t \nu S_p p, \quad (1)$$

де S_p – поперечний переріз захоплення центром дірки із валентної зони; p – концентрація дірок у валентній зоні; $n_t \nu S_p p$ – інтенсивність захоплення дірок на центр із валентної зони. Враховуючи (11) попереднього параграфа, (1) можна переписати у вигляді:

$$n_t \nu S_n N_c e^{-\frac{E_t}{kT}} > n_t \nu S_p p. \quad (2)$$

Якщо ймовірність збудження електрона, захопленого на центр назад у зону провідності менша ніж ймовірність його рекомбінації з діркою із валентної зони, то такий центр відіграватиме роль центра рекомбінації, і для нього буде справедливою нерівність, протилежна записаній у (2). Для того, щоб розділити у фотопровідниках рівні прилипання від рівнів рекомбінації, вводять поняття демаркаційних рівнів.

Під демаркаційним рівнем для електронів розуміють такий рівень, енергетичне положення якого визначається наступною умовою: якщо демаркаційний рівень збігається з енергетичним положенням деякого центра, то ймовірність збудження електрона, захопленого цим центром із зони провідності назад в цю зону, буде дорівнювати ймовірності рекомбінації захопленого електрона з діркою з валентної зони.

Нехай демаркаційний рівень для електронів збігається з енергетичним положенням розглянутих вище центрів:

$$E_t = E_{dn}, \quad (3)$$

де E_{dn} – відстань демаркаційного рівня від дна зони провідності. Згідно з означенням для демаркаційного рівня (2) зміниться рівністю:

$$n_t \nu S_n N_c e^{-\frac{E_{dn}}{kT}} = n_t \nu S_p p, \quad (4)$$

$$S_n N_c e^{-\frac{E_{dn}}{kT}} = S_p p. \quad (5)$$

У (4), як і в інших, вважалось, що теплова швидкість електронів і дірок у зонах дозволених енергій однакова і дорівнює ν . З (5) після логарифмування випливає:

$$E_{dn} = kT \ln \frac{S_n N_c}{S_p p}. \quad (6)$$

Перепишемо (6) по іншому:

$$E_{dn} = kT \ln \left(\frac{N_c}{n} \cdot \frac{n S_n}{S_p p} \right) = kT \ln \frac{N_c}{n} + kT \ln \frac{n S_n}{p S_p}. \quad (7)$$

Як відомо ((9), з п.1.5)

$$E_{Fn}^* = kT \ln \frac{N_c}{n}. \quad (8)$$

У результаті (7) набере вигляду:

$$E_{dn} = E_{Fn}^* + kT \ln \frac{nS_n}{pS_p}. \quad (9)$$

Аналогічно до сказаного вище вводиться поняття про дірковий демаркаційний рівень, який визначається рівнянням:

$$E_{dp} = E_{Fp}^* + kT \ln \frac{nS_n}{pS_p}. \quad (10)$$

(9) і (10) виражають зв'язок між демаркаційними рівнями і відповідними квазірівнями Фермі.

Замінімо в (9) n і p на їх значення, виражені (7) і (8) (п.1.5):

$$E_{dn} = E_{Fn}^* + kT \ln \frac{S_n}{S_p} + kT \ln \frac{N_c e^{-\frac{E_{Fn}^*}{kT}}}{N_v e^{-\frac{E_{Fn}^*}{kT}}}$$

$$E_{dn} = E_{Fn}^* + kT \ln \frac{S_n}{S_p} + kT \ln \frac{N_c}{N_v} + kT \ln e^{-\frac{E_{Fn}^* + E_{Fp}^*}{kT}}$$

$$E_{dn} = E_{Fp}^* + kT \ln \frac{S_n}{S_p} + kT \ln \frac{N_c}{N_v}. \quad (11)$$

Підставивши в останнє рівняння значення N_c і N_v з п.1.5, одержимо:

$$E_{dn} = E_{Fp}^* + kT \ln \frac{S_n}{S_p} + \frac{3}{2} kT \ln \frac{m_n^*}{m_p^*}. \quad (12)$$

(12) виражає зв'язок між положеннями демаркаційного рівня для електронів і квазірівня Фермі для дірок. Аналогічне рівняння можна отримати і для випадку демаркаційного рівня для дірок і квазірівня Фермі для електронів:

$$E_{dn} = E_{Fp}^* - kT \ln \frac{S_n}{S_p} - \frac{3}{2} kT \ln \frac{m_n^*}{m_p^*}. \quad (13)$$

Як впливає з (9) і (10), (12) і (13), положення демаркаційного рівня залежить від величин S_n і S_p , які визначаються природою центрів. Тому центрам різних типів з різними значеннями S_n і S_p відповідають (за тієї ж температури) різні демаркаційні рівні.

Демаркаційні рівні і квазірівні Фермі розділяють заборонену зону напівпровідника на 5 областей, які мають особливості, що показано на рис. 6. В області I і II знаходяться пастки для електронів, слабше (I) і сильніше (II), заповнені електронами. Заповнення рівнів в I і II визначається термодинамічною рівновагою електронів на рівнях із зоною провідності. У третій області розміщені центри рекомбінації, заповнення яких визначається кінетикою рекомбінації. В областях IV і V знаходяться центри, заповнені

дірками. Область V належить дірковим пасткам, що знаходяться в термодинамічній рівновазі з валентною зоною. Центри в області IV відіграють роль малоефективних центрів рекомбінації, оскільки слабо заповнені дірками.

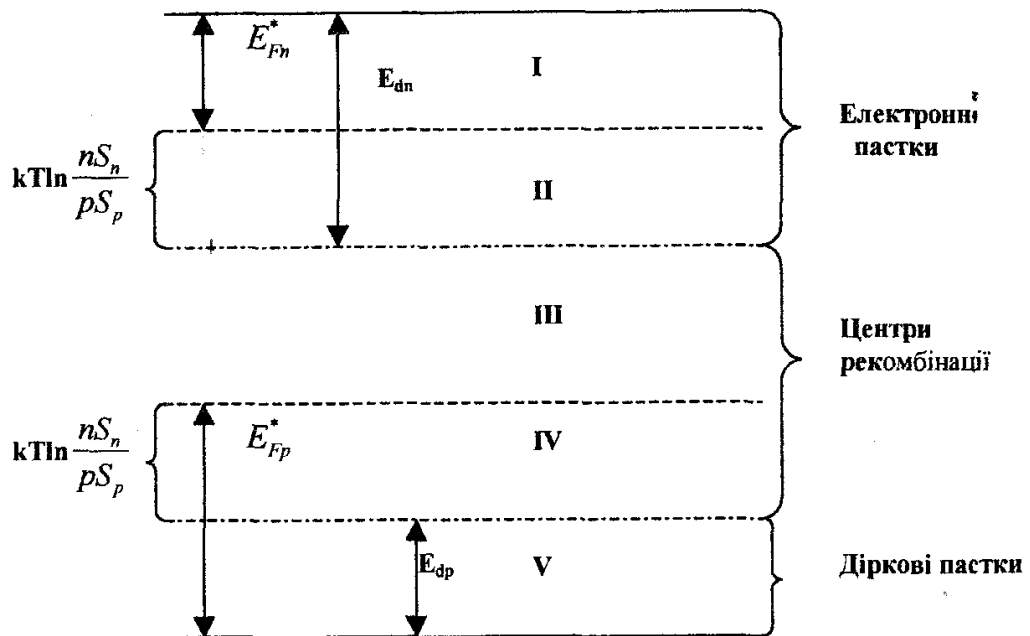


Рис. 6. Особливості розділення забороненої зони напівпровідника демаркаційними рівнями і квазірівнями Фермі.

РОЗДІЛ 2 ФОТОПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ

2.1. Фотопровідність при наявності в напівпровіднику рекомбінаційних центрів тільки одного класу

Розглянемо напівпровідник, у якому є лише один сорт дефектів, які виконують роль центрів рекомбінації. Позначимо концентрацію відповідних дефектів через N_r . Нехай темнова (рівноважна) концентрація електронів і дірок на цих центрах дорівнює n_{r0} і p_{r0} відповідно. Заповнення центрів у рівноважних умовах електронами і дірками залежить від енергетичного положення їх у забороненій зоні, при цьому вони можуть виконувати роль акцепторів або донорів.

При освітленні кристала світлом з області власного поглинання $h\nu \geq E_g$ (власна провідність) генеруються електронно-діркові пари. Вільні електрони і дірки рекомбінують між собою через центри рекомбінації. У стаціонарних умовах встановлюється деяке стаціонарне заповнення центрів рекомбінації електронами n_r і дірками p_r . При цьому стаціонарна (нерівноважна) концентрація електронів і дірок у зонах визначається рівняннями (з п.1.2):

$$\Delta n = R\tau_n, \quad (1)$$

$$\Delta p = R\tau_p, \quad (2)$$

де

$$\tau_n = \frac{1}{\nu S_n p_r}, \quad (3)$$

$$\tau_p = \frac{1}{\nu S_p n_r} \quad (4)$$

– стаціонарний час життя електронів і дірок у зонах. Використовуючи (3) і (4), (1) і (2) наберуть вигляду:

$$\Delta n = \frac{R}{\nu S_n p_r}, \quad (5)$$

$$\Delta p = \frac{R}{\nu S_p n_r}. \quad (6)$$

Розглянемо два граничних випадки:

1 .Рівень слабого збудження.

При слабкому збудженні концентрація нерівноважних носіїв заряду

$$\Delta n \text{ і } \Delta p \ll n_0 \text{ і } p_0, \quad (7)$$

де n_0 і p_0 – рівноважні (темнові) концентрації електронів і дірок у зонах. Крім того,

$$\Delta n \text{ і } \Delta p \ll N_r. \quad (8)$$

У даному випадку можна вважати, що заповнення електронами й дірками центрів рекомбінації при збудженні практично не змінюється і буде таким, як і в темряві, тоді:

$$\tau_n = \frac{1}{\nu S_n P_{r0}} = \text{const}, \quad (9)$$

$$\tau_p = \frac{1}{\nu S_p n_{r0}} = \text{const}. \quad (10)$$

При цьому нерівноважна концентрація електронів і дірок, яка визначається (1) і (2), буде лінійно залежати від R , тобто від інтенсивності освітлення кристала. Якщо рухливості електронів і дірок не змінюються зі зміною рівня освітленості (що в більшості випадків реалізується на практиці), то залежність фотопровідності від інтенсивності освітлення кристала (і, відповідно, люкс-амперна характеристика), згідно з (5) п.1.1 буде носити лінійний характер (рис. 7).

$$\sigma \sim I^\alpha, \quad \alpha = 1.$$

Часи життя електронів і дірок, які визначаються (3) і (4), в загальному випадку не однакові.

Як правило, в більшості широкозонних напівпровідників основними носіями фотоструму є електрони $\Delta n \gg \Delta p$ (фотопровідники n -типу провідності). При цьому, як випливає з (1) і (2), $\tau_n \gg \tau_p$ що може мати місце, коли $S_p \gg S_n$. Це означає, що центри рекомбінації до захоплення дірок мають негативний заряд, тобто виконують у темряві роль акцепторних рівнів. Захоплення електрона при рекомбінації з діркою, яка перейшла із валентної зони на такий центр, відбувається в полі нейтрального центра. Рівняння, яке виражає зміну концентрації нерівноважних електронів у зоні, має вигляд

$$\frac{d\Delta n}{dt} = R - \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (11)$$

При виключенні збудження ($R=0$) спад нерівноважних електронів у зоні описується рівнянням:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (12)$$

$$\frac{d\Delta n}{\Delta n} = -\frac{1}{\tau} dt. \quad (13)$$

Розв'яжемо останнє рівняння, враховуючи, слабе збудження $\tau_n = \text{const}$

$$\int_{\Delta n_0}^{\Delta n} \frac{d\Delta n}{\Delta n} = -\frac{1}{\tau_n} \int_0^t dt,$$

$$\ln \frac{\Delta n}{\Delta n_0} = -\frac{1}{\tau}, \quad \Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{1}{\tau_n} t}. \quad (14)$$

За умови, що рухливість електронів $\mu_n \cong \text{const}$ для фотопровідника n -типу провідності, отримуємо рівняння:

$$\Delta\sigma = e\mu_n \quad \text{або} \quad = \Delta\sigma_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}}, \quad (15)$$

де $\Delta\sigma_0 = e\mu_n\Delta n_0$ – стаціонарне значення фотопровідності (при сталому освітленні).

Проаналізувавши (15), бачимо, що у випадку слабого збудження спад фотопровідності після виключення засвітки відбувається за експоненціальним законом. Можна показати, що наростання фотопровідності при включенні збудження також описується експоненціальною кривою. Часом релаксації фотопровідності називається час, за який фотопровідність змінить своє значення в e (основа натурального логарифма) раз. Як впливає з (15), $\frac{\Delta\sigma_0}{\Delta\sigma} = e$ буде мати місце, коли $t = \tau_n$. Отже, у випадку слабого збудження час релаксації фотопровідності дорівнює стаціонарному часові життя нерівноважних носіїв, а люкс-амперна характеристика має лінійний характер.

2. Рівень високого збудження

Під високим рівнем збудженням розуміють випадок, коли Δn і $\Delta p \gg N_r$, Δn і $\Delta p \gg n_0$ і p_0 . При високому рівні збудження нерівноважна концентрація електронів і дірок у багато разів більша за рівноважну концентрацію електронів і дірок, які заповнюють центри рекомбінації. У такому випадку рівняння електронейтральності з хорошим наближенням матиме вигляд:

$$\Delta n \cong \Delta p. \quad (16)$$

Використовуючи (1) і (2), із (16) впливає:

$$\tau_n \cong \tau_p \quad (17)$$

або

$$\frac{1}{\nu S_n p_r} = \frac{1}{\nu S_p n_r}, \quad (18)$$

звідки

$$S_n p_r = S_p n_r \quad (19)$$

Концентрація центрів рекомбінації дорівнює концентрації електронів і дірок, які знаходяться на цих центрах.

$$N_r = p_r + n_r, \quad (20)$$

$$p_r = N_r - n_r. \quad (21)$$

Підставляючи (21) в (19) одержимо:

$$S_n (N_r - n_r) = S_p n_r, \quad (22)$$

$$n_r = N_r \frac{S_n}{S_n + S_p}.$$

З (18) з урахуванням (22) одержимо:

$$\tau_n \cong \tau_p = \frac{S_n + S_p}{\nu N_r S_n S_p}. \quad (23)$$

Таким чином, при високому рівні збудження стаціонарний час життя не залежить від рівня збудження, він визначається лише параметрами центрів рекомбінації і є сталою величиною. При цьому, як і у випадку слабого збудження, $\Delta\sigma \sim I^\alpha$, $\alpha=1$ (рис. 7), а час релаксації фотопровідності дорівнює стаціонарному часові життя носіїв заряду в зоні.

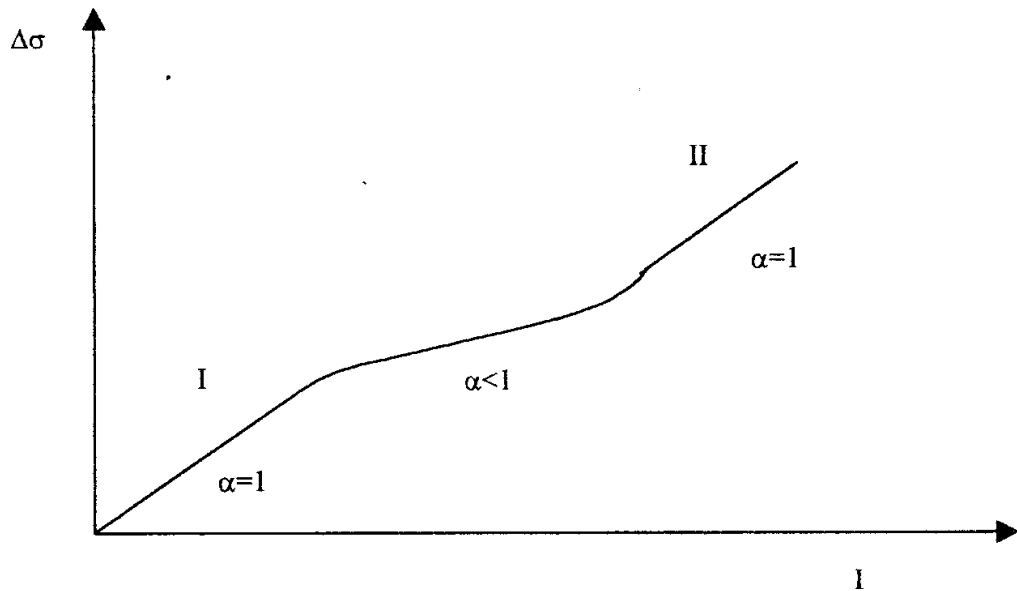


Рис. 7. Графік залежності фотопровідності кристала $\Delta\sigma$ від інтенсивності освітлення I при наявності в напівпровіднику центрів рекомбінації тільки одного класу; I і II – області слабого і високого рівнів збудження відповідно.

Перепишемо рівняння (23) у дещо іншому вигляді:

$$\tau_n \cong \tau_p = \frac{\frac{1}{S_p} + \frac{1}{S_n}}{\nu N_r}. \quad (24)$$

У випадку фотопровідника n -типу провідності ($S_p \gg S_n$) одержимо

$$\frac{1}{S_p} \ll \frac{1}{S_n}. \quad (25)$$

З урахуванням останньої нерівності (24) набере наближеного вигляду:

$$\tau_n \cong \tau_p = \frac{1}{\nu S_n N_r}. \quad (26)$$

(26) можна одержати із формули (3), коли вважати, що $p_r = N_r$.

Отже, у випадку $S_p \gg S_n$ зі збільшенням рівня збудження наростатиме заповнення дірками центрів рекомбінації. При високому рівні збудження практично всі центри заповнюються дірками (насихуються) і подальше збільшення інтенсивності засвітки кристала не впливатиме на час життя

носіїв заряду. Визначаючи експериментально час релаксації фотопровідності при високому рівні збудження і знаючи значення N_r , можна, як випливає з (26), визначити поперечний переріз захоплення носіїв заряду із зони на центр, або навпаки, знаючи переріз, можна визначити N_r . На основі сказаного ґрунтуються деякі методики визначення поперечних перерізів захоплення носіїв заряду або концентрацій центрів рекомбінації в напівпровідниках.

Визначимо величину τ_n у випадку високого рівня збудження для центрів зі значенням $S_n \approx 10^{-21}$ см. Вважатимемо, що концентрація центрів рекомбінації $N_r = 10^{16}$ см⁻³. При $T \approx 300$ К, $v = 10^7$ см/с. Підставляючи наведені вище параметри центрів рекомбінації у (26) одержимо:

$$\tau_n = \frac{1}{10^7 \cdot 10^{-21} \cdot 10^{16}} \text{ с} = 10^{-2} \text{ с}.$$

Оцінимо значення темпу генерації електронно-діркових пар R , при якому починається виконання умови високого рівня збудження. При високому рівні збудження $\Delta n > N_r$. Як бачимо із (1), дана умова (для $N_r = 10^{16}$ см⁻³, і $\tau_n = 10^{-2}$ с) виконується, коли значення R більше 10^{18} см⁻³с⁻¹.

Розглянемо проміжний випадок між умовами слабого і сильного збудження. Для фотопровідника n -типу провідності, як випливає з (5):

$$\Delta n = R\tau_n = R \cdot \frac{1}{vS_n p_r}$$

$$\Delta\sigma = e\mu_n \Delta n, \quad \Delta\sigma = \frac{e\mu_n}{vS_n p_r} \cdot R. \quad (27)$$

При збільшенні інтенсивності засвітки кристала ($R \propto I$) відбувається зростання $\Delta\sigma$. З іншого боку, при збільшенні рівня збудження збільшуватиметься заповнення дірками p_r центрів рекомбінації, що

зменшуватиме коефіцієнт $k = \frac{e\mu_n}{vS_n p_r}$ перед значенням R у (27). Тому

залежність $\Delta\sigma$ від інтенсивності засвітки I фотопровідника буде описуватися законом (рис. 7): $\Delta\sigma \sim I^\alpha$, де $\alpha < 1$.

2.2. Вплив центрів прилипання на фотопровідність у напівпровіднику

Нехай поряд із центрами рекомбінації (концентрація яких N_r) у напівпровіднику існують центри прилипання. Позначимо через N_t і P_t електронних і діркових пасток відповідно (рис. 8). Вважатимемо, що ці центри знаходяться в термодинамічній рівновазі з відповідними зонами. Визначимо концентрації електронів n_t і дірок p_t на електронних і діркових пастках.

$$n_t = N_t e^{-\frac{E_{Fn}^* - E_{tn}}{kT}} \quad (1)$$

$$\text{і} \quad p_t = P_t e^{-\frac{E_{Fp}^* - E_{tp}}{kT}}, \quad (2)$$

де E_{tn} і E_{tp} – енергія йонізації електронів і дірок із пасток (рис. 8).
Стационарна концентрація електронів і дірок у зонах визначається рівняннями:

$$n = N_c e^{-\frac{E_{Fn}^*}{kT}} \quad (3)$$

$$\text{і} \quad p = N_v e^{-\frac{E_{Fp}^*}{kT}}. \quad (4)$$

Поділивши (1) на (3) і (2) на (4), одержимо:

$$n_t = n \frac{N_t}{N_c} e^{\frac{E_{tn}}{kT}}, \quad (5)$$

$$p_t = p \frac{P_t}{N_v} e^{\frac{E_{tp}}{kT}}. \quad (6)$$

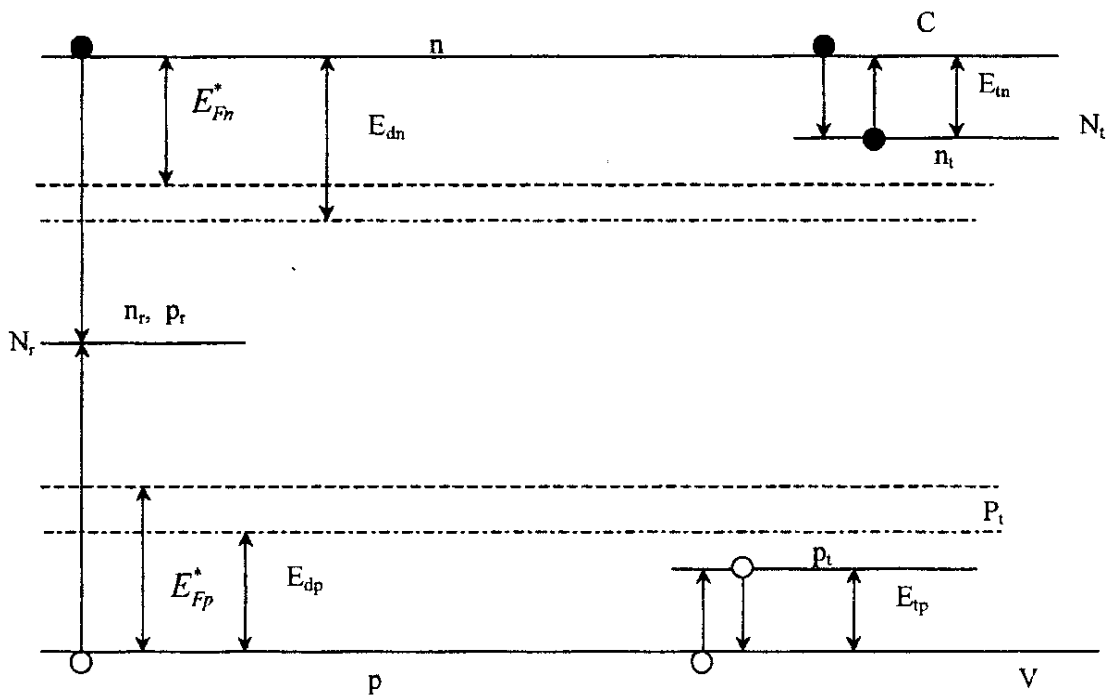


Рис. 8. Зонна схема напівпровідника з центрами рекомбінації одного класу а також електронними і дірковими пастками.

Як і в попередньому параграфі, розглянемо два граничні випадки.

1. Рівень слабого збудження.

Під слабким збудженням розуміють таке збудження, при якому мають місце нерівності:

$$n + n_t \ll n_r \quad \text{і} \quad p + p_t \ll p_r. \quad (7)$$

Стаціонарний час життя, як відомо, визначається параметрами центрів рекомбінації і заповненням їх електронами n_r і дірками p_r .

$$\tau_n = \frac{1}{\nu S_n p_r}, \quad (8)$$

$$\tau_p = \frac{1}{\nu S_p n_r}. \quad (9)$$

При слабкій засвітці кристала, коли виконуються (7), заповнення центрів рекомбінації електронами і дірками практично не зміниться і дорівнюватиме темновому заповненню їх відповідними носіями:

$$p_r \cong p_{r0} \quad \text{і} \quad n_r \cong n_{r0}.$$

При цьому $\tau_n = \text{const}$ і $\tau_p = \text{const}$ тобто, як і у випадку існування тільки одних центрів рекомбінації, буде мати місце лінійний характер залежності фотопровідності від інтенсивності підсвітки ($\Delta\sigma \sim I^\alpha$, де $\alpha < 1$).

Визначимо час релаксації фотопровідності. Якби не було пасток, то концентрація електронів у зоні (розглянемо спочатку електронну складову фотопровідності) зменшувалася б (після припинення збудження) тільки за рахунок рекомбінації їх із дірками на центрах рекомбінації. При цьому, як було показано в попередньому параграфі, час релаксації дорівнював би часу життя носія в зоні.

Коли існують пастки, то, поряд зі зменшенням концентрації електронів у зоні внаслідок рекомбінації, існує теплове збудження електронів із пасток у зону з наступною їх рекомбінацією через центри рекомбінації. Тому час релаксації електронів зростає порівняно з попереднім випадком на деяку величину $\Delta\tau$, яка обумовлена додатковим збудженням електронів із пасток у зону.

Якщо знехтувати захопленням збуджених електронів назад на пастки (тобто вважати, що всі збуджені електрони рекомбінують через центри рекомбінації), то, очевидно, $\Delta\tau$ буде пропорційним концентрації електронів на пастках n_t . Для визначення $\Delta\tau$ складемо пропорцію:

$$\begin{aligned} \tau_n - n & \text{ – за відсутності пасток,} \\ \Delta\tau - n_t & \text{ – за наявності пасток} \end{aligned}$$

$$\Delta\tau = \frac{n_t}{n} \tau_n. \quad (10)$$

Отже, при наявності пасток час релаксації електронів визначатиметься рівнянням:

$$\tau_n' = \tau_n + \Delta\tau. \quad (11)$$

Підставляючи в (11) значення $\Delta\tau$ із (10), одержимо:

$$\tau_n' = \tau_n \left(1 + \frac{n_t}{n} \right). \quad (12)$$

Враховавши (5), (12) набере вигляду

$$\tau_n' = \tau_n \left(1 + \frac{N_t}{N_c} e^{\frac{E_m}{kT}} \right). \quad (13)$$

Аналогічний вираз можна одержати і для діркової складової фотопровідності:

$$\tau_p' = \tau_p \left(1 + \frac{P_t}{N_v} e^{\frac{E_{vp}}{kT}} \right). \quad (14)$$

Як випливає з (13) і (14), час релаксації фотопровідності при наявності пасток $\tau_{n,p}'$ буде більшим за стаціонарний час життя носія в зоні $\tau_{n,p}$. При підвищенні температури $\tau_{n,p}'$ зменшується, наближаючись до $\tau_{n,p}$. Чим більша концентрація пасток у напівпровіднику, тим більше час релаксації відрізняється від стаціонарного часу життя носія.

Отже, стаціонарний час життя носіїв заряду в зонах визначається, в основному, параметрами центрів рекомбінації в напівпровіднику. Електронні й діркові пастки обумовлюють появу великих часів релаксації фотоструму, які можуть бути значно більшими за час життя вільних нерівноважних носіїв заряду.

У реальних напівпровідниках часто концентрація пасток настільки велика, що концентрація електронів, захоплених цими пастками, може бути значно більшою за концентрацію вільних носіїв заряду ($n_t \gg n$). У такому випадку (12) набере вигляду:

$$\tau_n' = \tau_n \frac{n_t}{n}. \quad (15)$$

Враховуючи (5), одержимо:

$$\tau_n' \cong \tau_n \frac{N_t}{N_c} e^{\frac{E_m}{kT}}. \quad (16)$$

Прологарифмуємо (16):

$$\ln \frac{\tau_n'}{\tau_n} = \ln \frac{N_t}{N_c} + \frac{E_m}{k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (17)$$

Залежність $\ln \frac{\tau_n'}{\tau_n}$ має лінійний характер (рис. 9).

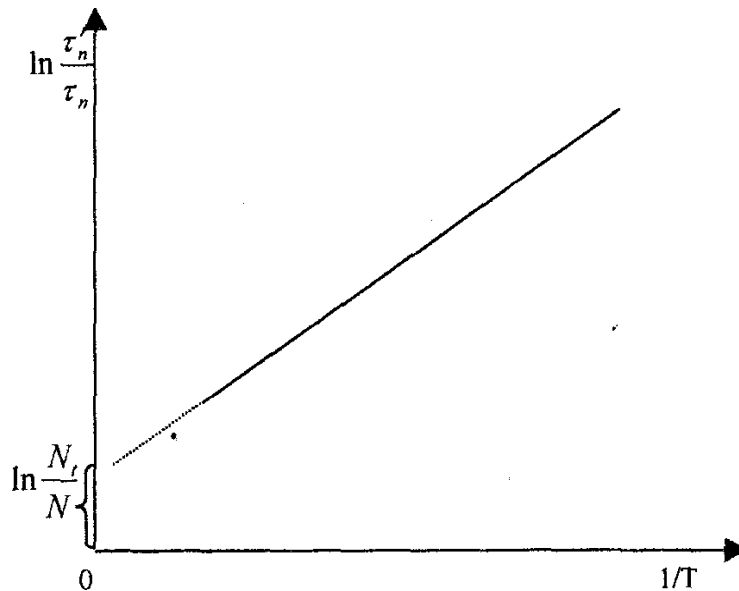


Рис. 9. Залежність відношення часу релаксації до стаціонарного часу життя від температури в напівпровіднику з великою концентрацією пасток.

Будуючи температурну залежність експериментально обчисленого значення $\ln \frac{\tau_n}{\tau_n}$, за нахилом прямої на графіку можна визначити енергію йонізації пастки E_{in} . Екстраполюючи пряму до перетину з віссю $\ln \frac{\tau_n}{\tau_n}$, можна визначити концентрацію пасток (рис. 9).

2. Високий рівень збудження.

При збільшенні рівня збудження зростає концентрація носіїв заряду в зоні. Розглянемо фотопровідник n -типу провідності ($S_n \ll S_p$). При зростанні n , як впливає з (5), збільшується заповнення пастки електронами n_t . При концентрації електронів у зоні, яка дорівнює $n = N_C e^{-\frac{E_m}{kT}}$, пастка повністю заповнюється електронами $n_t = N_t$ (що видно з (5)). Критерієм високого збудження є виконання нерівності:

$$n \gg n_t. \quad (18)$$

При виконанні (18), як впливає з (12):

$$\tau_n \cong \tau_n.$$

Отже, при збільшенні рівня збудження в напівпровідниках з $S_n \ll S_p$ відбувається насичення центрів рекомбінації дірками, пасток – носіями заряду, а час релаксації фотопровідності прямує до стаціонарного часу життя носіїв заряду в зонах.

2.3. Фотопровідність при наявності в напівпровіднику рекомбінаційних центрів двох класів

Розглянемо напівпровідник, у якому присутні центри рекомбінації, що в темряві виконують роль донорної домішки. Нехай концентрація таких центрів рекомбінації становить N_{r1} , а поперечні перерізи захоплення електронів і дірок – S_{n1} і S_{p1} відповідно. У більшості широкозонних напівпровідників $S_{n1} \cong S_{p1} \cong 10^{-16} \text{ см}^2$. Нехай в цьому ж кристалі присутні акцепторні центри з концентрацією N_{r2} і асиметричними перерізами захоплення електронів S_{n2} і дірок S_{p2} . Причому $S_{p2} \gg S_{n2}$. Для багатьох сполук групи $A^{II}B^{IV}$ таких, як, наприклад, CdS $S_{n2} \cong 10^{-21} \text{ см}^2$, $S_{p2} \cong 10^{-16} \text{ см}^2$. Кристал у темряві є частково компенсованим напівпровідником із n -типом провідності (що часто реалізується для широкозонних напівпровідників). У такому матеріалі $N_{n1} > N_{n2}$. У випадку не дуже високих температур, при яких темнова провідність далека від власної, електрони із донорів перейдуть на акцептори і практично повністю їх заповнять. На акцепторах буде N_{r2} електронів. На центрах донорного типу залишиться $N_{n1} - N_{n2}$.

У широкозонних фотопровідниках, у яких власна провідність настає при температурах значно вищих за кімнатну, концентрації N_{r2} і N_{r1} центрів і носіїв заряду на них будуть у багато разів більші за темнову (рівноважну) концентрацію вільних носіїв заряду в зонах при температурах близьких до кімнатної. Вважається також, що N_{r2} і N_{r1} є глибокими центрами.

Позначимо через n і p концентрації електронів і дірок у зонах при фотозбудженні кристала. Рівняння електронейтральності в такому випадку можна записати у вигляді:

$$n + n_{r2} = N_{r1} - n_{r1} + p, \quad (1)$$

де n_{r1} – концентрація електронів на N_{r1} -центрах, n_{r2} – концентрація електронів на N_{r2} -центрах.

$$p_{r1} = N_{r1} - n_{r1}, \quad (2)$$

$$p_{r2} = N_{r2} - n_{r2}. \quad (3)$$

p_{r1} і p_{r2} – концентрація дірок на N_{r1} і N_{r2} -центрах відповідно. Як відомо, при рекомбінації носіїв заряду через декілька центрів (два у даному випадку) час життя носія в зоні визначається формулою, яка для електронів має вигляд:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_{n1}} + \frac{1}{\tau_{n2}}, \quad (4)$$

де τ_{n1} і τ_{n2} – парціальні часи життя електронів, обумовлені рекомбінаціями через N_{r1} і N_{r2} -центри відповідно.

$$\tau_{n1} = \frac{1}{\nu S_{n1} p_{r1}} = \frac{1}{\nu S_{n1} (N_{r1} - n_{r1})}, \quad (5)$$

$$\tau_{n2} = \frac{1}{\nu S_{n2} p_{r2}} = \frac{1}{\nu S_{n2} (N_{r2} - n_{r2})}. \quad (6)$$

Підставляючи (5) і (6) у (4), одержимо:

$$\frac{1}{\tau_n} = \nu (S_{n1} (N_{r1} - n_{r1}) - S_{n2} (N_{r2} - n_{r2})). \quad (7)$$

При великих концентраціях центрів N_{r1} і N_{r2} часто буває, що концентрації вільних електронів і дірок, які генеруються світлом у зонах, незначні в порівнянні з концентраціями носіїв, захоплених центрами рекомбінації. У такому випадку рівняння електронейтральності (1) набере вигляду:

$$n_{r2} = N_{r1} - n_{r1}. \quad (8)$$

1. Рівень слабого збудження.

У даному випадку концентрація електронів і дірок на центрах рекомбінації мало відрізняється від темної. Практичні всі акцепторні рівні будуть заповнені електронами ($p_{r2} = 0$), які переходять на них з центрів N_{r1} . Згідно з (3)

$$n_{r2} = N_{r2}. \quad (9)$$

Концентрація електронів на центрах N_{r1} визначатиметься (як впливає з (8)) формулою:

$$n_{r1} = N_{r1} - N_{r2}. \quad (10)$$

Враховуючи (9) і (10), (7) набере вигляду:

$$\tau_n = \frac{1}{\nu S_{n1} N_{r2}}. \quad (11)$$

Отже, у випадку слабого збудження весь рекомбінаційний потік електронно-діркових пар проходить через N_{r1} -центри, які часто називають центрами швидкої рекомбінації. При цьому фоточутливість кристала невелика.

Квазірівень Фермі для дірок і дірковий демаркаційний рівень лежать вище за центри N_{r2} (рис. 10а). Центри N_{r2} практично не зайняті дірками, вони відіграють роль пасток для дірок і обмінюються незначною концентрацією дірок із валентною зоною, тобто знаходяться з нею в термодинамічній рівновазі. Центри N_{r2} не беруть участі в рекомбінації, але відповідальні за заповнення дірками центрів N_{r1} ($p_{r1} = N_{r2}$). Чим більша концентрація N_{r2} , тим більша концентрація дірок на центрах першого виду і менший час життя електронів у зоні провідності τ_n ((11)), менша фоточутливість.

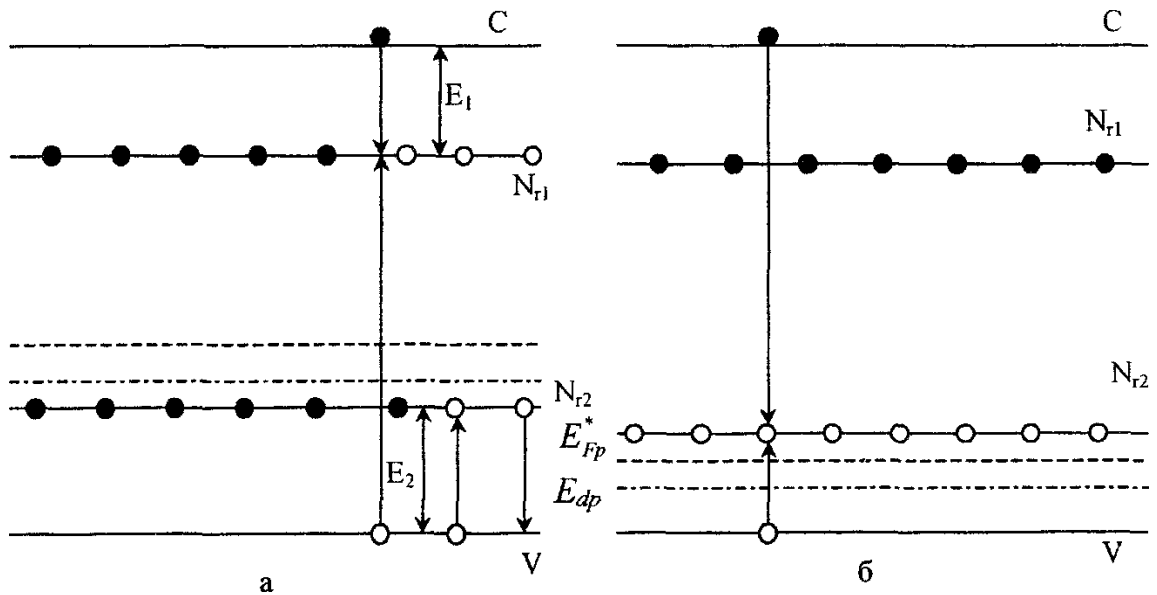


Рис. 10. Схема енергетичних рівнів, яка пояснює процеси рекомбінації в фото провіднику з центрами рекомбінації двох типів.

При збільшенні інтенсивності фотозбудження і переході до високого рівня збудження центри N_{r2} заповнюються дірками, оскільки вони не встигають прорекомбінувати з електронами зони провідності, переріз захоплення яких на N_{r2} дуже малий. При цьому E_{Fp}^* і E_{dp} наближаються до валентної зони.

2. Рівень високого збудження.

При високому збудженні центри N_{r2} практично заповнені дірками, E_{Fp}^* і E_{dp} лежать нижче N_{r2} (рис. 10б). Центри N_{r2} із центрів прилипання для дірок переходять у центри рекомбінації.

$$n_{r2} \cong 0 \quad \text{і} \quad p_{r2} = N_{r2}. \quad (12)$$

З (8), враховуючи (12), випливає, що

$$n_{r1} = N_{r1}, \quad (13)$$

тобто центри N_{r1} і повністю заповнюються електронами і не можуть при цьому захоплювати електрони із зони провідності. Можна стверджувати, що при підвищенні інтенсивності фотозбудження дірки із N_{r1} -центрів перелокалізуються на N_{r2} -центри. Із (7) з урахуванням (12) і (13) випливає:

$$\tau_n = \frac{1}{\nu S_{n2} N_{r2}}. \quad (14)$$

У даному випадку рекомбінаційний потік буде контролюватися центрами N_{r2} , які називаються центрами повільної рекомбінації. Оскільки $S_{n2} \ll S_{n1}$, то при високій інтенсивності освітлення зростатиме фоточутливість кристала (тобто збільшуватиметься τ_n). При низькому і високому рівнях збудження $\tau_n = \text{const}$ ((11) і (14)). При цьому залежність фотопровідності від інтенсивності фотозбудження матиме лінійний характер (рис. 11).

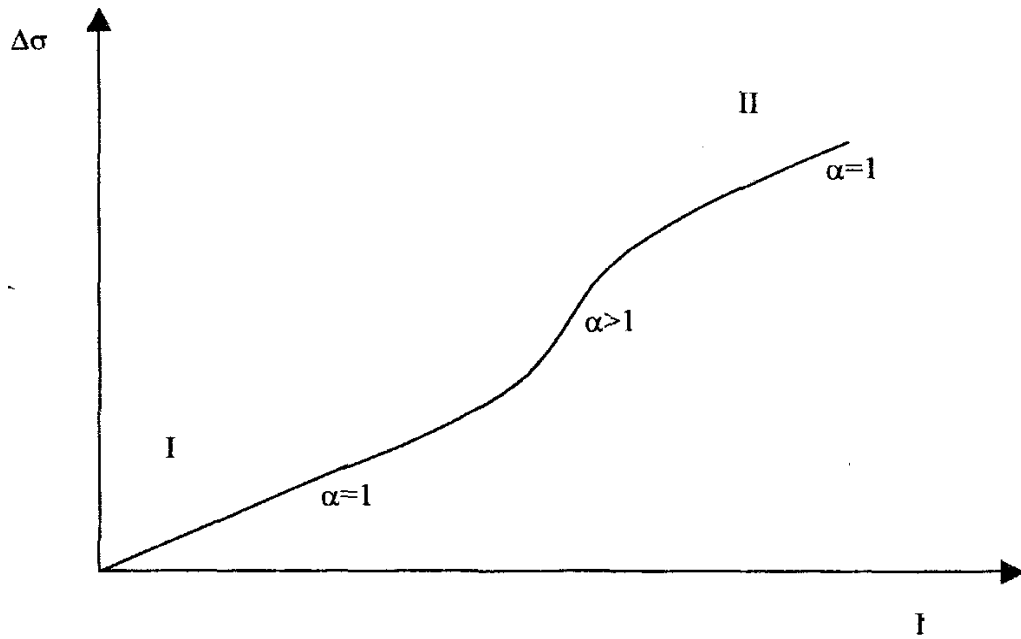


Рис. 11. Залежність фотопровідності від інтенсивності фотозбудження в напівпровіднику з центрами рекомбінації двох типів; I і II – слабкий і високий рівень збудження відповідно.

Розглянемо проміжний випадок, коли на центрах N_{r2} ще є електрони, але їх концентрація незначна в порівнянні з концентрацією центрів N_{r2} :

$$n_{r2} \ll N_{r2}. \quad (15)$$

Враховуючи (15) і (8), з (7) випливає:

$$\tau_n = \frac{1}{\nu S_{n1} n_{r2} + \nu S_{n2} N_{r2}}. \quad (16)$$

Залежність концентрації нерівноважних електронів у зоні провідності від темпу генерації визначатиметься формулою:

$$\Delta n = \tau_n R = \frac{1}{\nu S_{n1} n_{r2} + \nu S_{n2} N_{r2}} R. \quad (17)$$

Зі збільшенням R за рахунок збільшення інтенсивності фотозбудження I буде збільшуватись τ_n (внаслідок зменшення концентрації електронів n_{r2} на центрах N_{r2}). При цьому зростання нерівноважної концентрації електронів зі збільшенням інтенсивності фотозбудження буде відбуватися за законом:

$$\Delta n \sim R^\alpha, \quad \alpha > 1. \quad (18)$$

Фотопровідність $\Delta\sigma = e\Delta n\mu_n$ носитиме суперлінійний характер від інтенсивності освітлення (рис. 11).

$$\Delta\sigma \sim I^\alpha, \quad \alpha > 1. \quad (19)$$

Неважко показати, що концентрація нерівноважних дірок у валентній зоні визначається формулою, подібною до (17):

$$\Delta p = \tau_p R = \frac{1}{\nu S_{p1} n_{r1} + \nu S_{p2} n_{r2}} R. \quad (18)$$

Для більшості широкозонних напівпровідників $S_{p1} \cong S_{p2}$. Як випливає з рівняння електронейтральності (8), $n_{r1} + n_{r2} = N_{r1}$. Враховуючи останні формули, (18) можна подати у вигляді:

$$\Delta p \cong \frac{1}{\nu S_{p1} N_{r1}} = \text{const.} \quad (19)$$

Отже, незалежно від інтенсивності фотозбудження, концентрація нерівноважних дірок (і їх час життя) у валентній зоні залишаються сталими. Змінюється лише співвідношення між n_{r1} і n_{r2} , але їх сума буде однаковою і дорівнюватиме N_{r1} .

2.4. Температурне гашення фотопровідності

Як відзначалося в попередньому параграфі, при високому рівні збудження і при невисокій температурі N_{r2} -центри заповнені дірками, N_{r1} -центри вільні від дірок. При цьому вся рекомбінація електронно-діркових пар відбувається через повільні N_{r2} -центри, які мають малий поперечний переріз захоплення електронів, що обумовлює високу фоточутливість кристалів. З підвищенням температури, коли помітною стає ймовірність термічного збудження дірок з N_{r2} -центрів у валентну зону, додаткові дірки, які виникають при цьому в валентній зоні, майже миттєво захоплюються N_{r1} -центрами швидкої рекомбінації і рекомбінують з електронами через ці центри. Темп термічного звільнення дірок із N_{r2} -центрів визначається формулою (див. п.1.6):

$$\left(\frac{dp_{r2}}{dt} \right)_{38} = (N_{r2} - n_{r2}) \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}}, \quad (1)$$

де $N_{r2} - n_{r2} = p_{r2}$ – концентрація дірок на N_{r2} -центрах; E_2 – енергетична відстань центрів N_{r2} до верхнього краю валентної зони; N_V – ефективна густина станів у валентній зоні. Згідно зі сказаним вище, (1) визначається також темп захоплення електронів із зони провідності центрами N_V при їх рекомбінації з термічно збудженими дірками. Отже, при підвищенні температури зростає доля рекомбінаційного потоку через N_{r1} -центри і зменшується через N_{r2} -центри (внаслідок зменшення концентрації дірок на них).

Темп повного захоплення електронів із зони провідності при їх рекомбінації з дірками через N_{r2} і N_{r1} -центри описується формулою:

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{39} = n \nu S_{n2} (N_{r2} - n_{r2}) + (N_{r2} - n_{r2}) \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}}. \quad (2)$$

При темпі генерації електронно-діркових пар R у стаціонарних умовах виконується рівність:

$$R = \left(\frac{dn}{dt} \right)_{3H} \quad \text{або} \quad R = n\nu S_{n2} (N_{r2} - n_{r2}) + (N_{r2} - n_{r2})\nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}}. \quad (3)$$

Як і раніше, розглянемо випадок, Δn коли, $\Delta p \gg n_0, p_0$. При цьому концентрація електронів у зоні провідності при фотозбудженні $n = n_0 + \Delta n \cong \Delta n$. Виключимо n_{r2} із (3) і (17) попереднього параграфа:

$$n_{r2} = \frac{n\nu S_{n2} N_{r2} + N_{r2} \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}} - R}{n\nu S_{n2} + \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}}}, \quad (4)$$

$$n_{r2} = \frac{R - n\nu S_{n2} N_{r2}}{n\nu S_{n1}}. \quad (5)$$

Прирівнюючи (4) і (5), одержимо:

$$\begin{aligned} \frac{R - n\nu S_{n2} N_{r2}}{n\nu S_{n1}} &= \frac{\left(n\nu S_{n2} + \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}} \right) N_{r2} - R}{n\nu S_{n2} + \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}}}, \\ \frac{R - n\nu S_{n2} N_{r2}}{n\nu S_{n1}} &= N_{r2} - \frac{R}{n\nu S_{n2} + \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}}}, \\ \frac{R}{n\nu S_{n2} + \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}}} &= \frac{n\nu S_{n1} N_{r2} - R + n\nu S_{n2} N_{r2}}{n\nu S_{n1}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Оскільки, як уже відзначалося, для більшості широкозонних фотопровідників виконується нерівність:

$$S_{n2} \ll S_{n1}, \quad (7)$$

то $n\nu S_{n2} N_{r2} \ll n\nu S_{n1} N_{r2}$ і (6) набере вигляду:

$$\begin{aligned} \frac{R}{n\nu S_{n2} + \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}}} &= \frac{n\nu S_{n1} N_{r2} - R}{n\nu S_{n1}}, \\ \frac{R n\nu S_{n1}}{n\nu S_{n1} N_{r2} - R} &= n\nu S_{n2} + \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}}, \\ \frac{R n\nu S_{n1}}{n\nu S_{n2} (n\nu S_{n1} N_{r2} - R)} &= 1 + \frac{S_{p2} N_V}{S_{n2} n} e^{-\frac{E_2}{kT}}, \\ \frac{S_{p2} N_V}{S_{n2} n} e^{-\frac{E_2}{kT}} &= \frac{R S_{n1} - n\nu S_{n1} S_{n2} N_{r2} - R S_{n2}}{n\nu S_{n1} S_{n2} N_{r2} - S_{n2} R}. \end{aligned} \quad (8)$$

При виконанні (7) останнє рівняння набере вигляду:

$$\frac{S_{p2} N_V}{S_{n2} n} e^{-\frac{E_2}{kT}} \cong \frac{R S_{n1} - n\nu S_{n1} S_{n2} N_{r2}}{n\nu S_{n1} S_{n2} N_{r2} - S_{n2} R}. \quad (9)$$

При низьких температурах ($kT \ll E_2$) ліва частина (9) прямує до нуля, в цьому випадку можна, з достатнім наближенням, записати таку рівність:

$$\frac{RS_{n1} - n\nu S_{n1}S_{n2}N_{r2}}{n\nu S_{n1}S_{n2}N_{r2} - S_{n2}R} \cong 0,$$

звідки одержимо:

$$n \cong \Delta n \cong \frac{R}{\nu S_{n2}N_{r2}}, \quad (10)$$

$$\tau_{n2} = \frac{1}{\nu S_{n2}N_{r2}}. \quad (11)$$

З останніх рівнянь випливає, що при низьких температурах час життя і відповідно концентрація нерівноважних електронів будуть повністю визначатися рекомбінацією через повільні центри рекомбінації, які заповнені дірками ($p_{r2} \cong N_{r2}$). Фотопровідник за цих умов знаходиться у високофоточутливому стані (рис. 12).

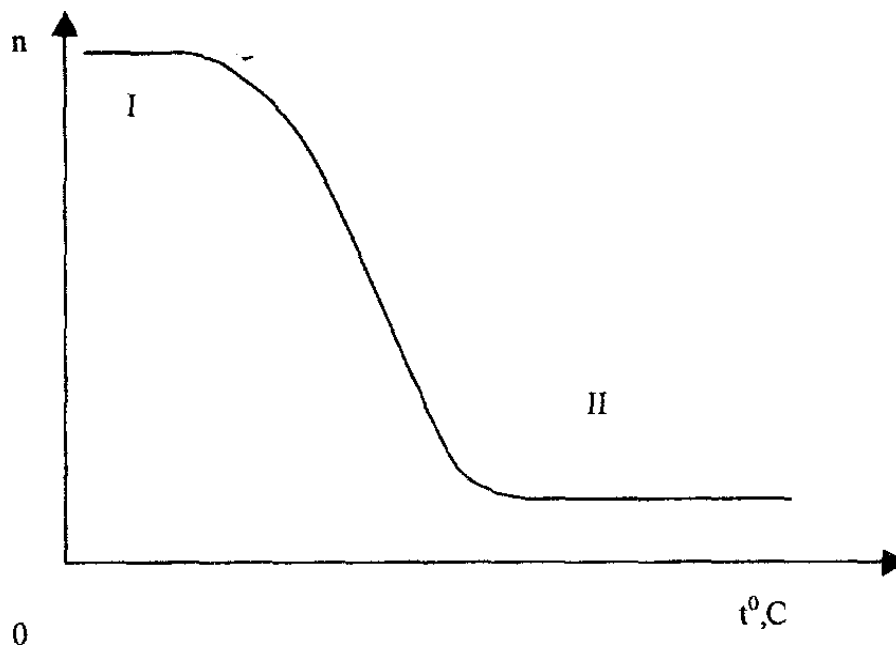


Рис. 12. Температурна залежність концентрації фотозбуджених електронів у кристалі з двома типами центрів рекомбінації:

I і II – області низької і високої температур відповідно

Перепишемо рівняння (9) у такому вигляді:

$$\frac{S_{p2}}{S_{n2}} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}} = \frac{\frac{R}{\nu S_{n2}N_{r2}} - n}{1 - \frac{R}{n\nu S_{n1}N_{r2}}}. \quad (12)$$

З підвищенням температури зростає ліва частина (12), що означає зменшення значення n , тобто настає температурне гашення фотопровідності. При високих температурах ліва частина (12) прямує до граничного значення, що

дорівнює $\frac{S_{p2}}{S_{n2}} N_V$, яке внаслідок $S_{p2} \gg S_{n2}$ і великого значення N_V , є дуже великою величиною. При цьому знаменник (12) повинен мало відрізнятись від нуля. Тому в даних умовах можна наближено записати:

$$1 - \frac{R}{n \mathcal{G} S_{n1} N_{r2}} \approx 0, \quad (13)$$

звідки випливає:

$$n \cong \Delta n = \frac{R}{\nu S_{n1} N_{r2}}, \quad (14)$$

$$\tau_{n1} = \frac{1}{\nu S_{n1} N_{r1}}. \quad (15)$$

Тобто при високих температурах дірки повністю звільняють N_{r2} -центри повільної рекомбінації і перелокалізуються на центри швидкої рекомбінації N_{r1} (на цих центрах буде N_{r2} дірок, які при низьких температурах були на центрах повільної рекомбінації). Рекомбінаційний процес контролюватиметься центрами швидкої рекомбінації. Оскільки $S_{n1} \gg S_{n2}$, то при високих температурах фотопровідник буде знаходитись у слабкофоточутливому стані (рис. 12).

Розглянемо більш детально умови початку температурного гашення фотоструму. Зменшення, з ростом температури, фотоструму стає помітним, коли темп захоплення центрами електронів провідності стає рівним термічному темпу звільнення дірок з цих центрів, тобто, коли демаркаційний рівень для повільних центрів рекомбінації збігається з цими центрами (п.1.7):

$$n \nu S_{n2} (N_{r2} - n_{r2}) = (N_{r2} - n_{r2}) \nu S_{p2} N_V e^{-\frac{E_2}{kT}} \quad (16)$$

або

$$n = N_V \frac{S_{p2}}{S_{n2}} e^{-\frac{E_2}{kT}}. \quad (17)$$

(17) визначає температуру, при якій починається температурне гашення фотопровідності. Як бачимо з (17), при збільшенні інтенсивності засвітки кристала (тобто при збільшенні концентрації нерівноважних електронів n в зоні провідності) зростає і температура, при якій починається гашення фотопровідності. Прологарифмувавши (17), одержимо:

$$\ln n = \ln N_V \frac{S_{p2}}{S_{n2}} - \frac{E_2}{k} \cdot \frac{1}{T}, \quad (18)$$

де $\ln N_V \frac{S_{p2}}{S_{n2}} \cong \text{const.}$

Побудуємо графік температурної залежності n , що відповідає початку гашення (в координатах $\ln n - \frac{1}{T}$) для різних значень інтенсивності засвітки

кристала I (або те ж саме R) (рис. 13).

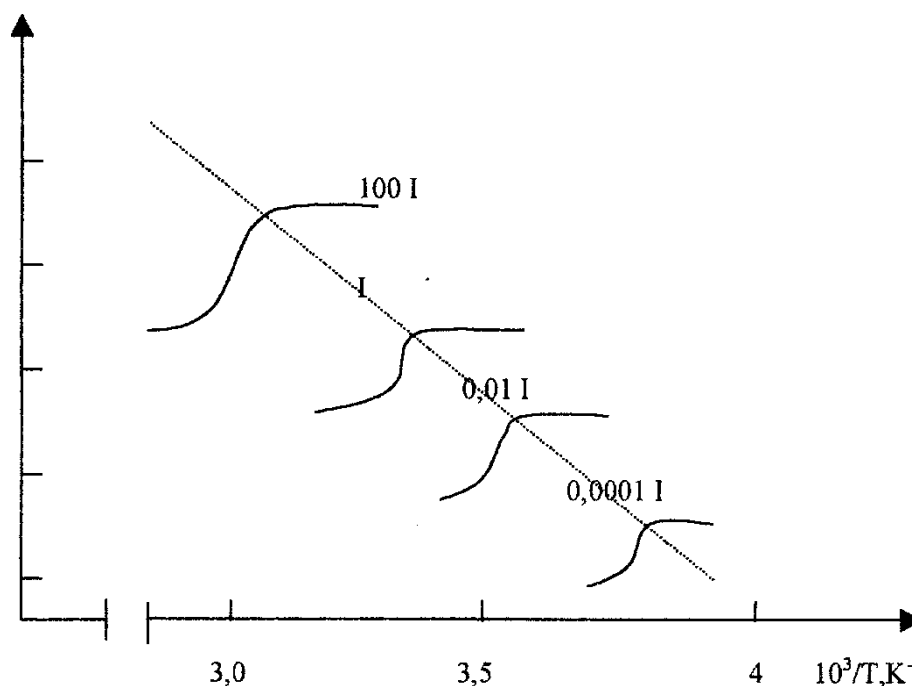


Рис. 13. Залежність положення точки початку температурного гашення фотопровідності від інтенсивності збуджуючого світла

Слід відзначити, що при побудові графічних залежностей різних параметрів напівпровідника від температури зручніше замість $1/T$ використовувати величину $10^3/T$. Як випливає із графіка і (18), точки на різних кривих, які відповідають початку температурного гашення фотопровідності, лягають на одну пряму, нахил якої визначається енергією активації дірок E_2 з повільних центрів рекомбінації N_{r2} . Перетин одержаної на графіку прямої початку гашення з вертикальною віссю, проведеною через точку $10^3/T=0$ дає можливість визначити величину $N_V \frac{S_{p2}}{S_{n2}}$. Для більшості широкозонних напівпровідників $A^{IV}B^{VI}$, таких, як наприклад, CdS $N_V \cong 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Використовуючи значення N_V , можна визначити відношення S_{p2}/S_{n2} , яке для фотопровідників згаданої вище групи становитиме 10^5 - 10^6 .

2.5. Оптичне гашення фотопровідності

У високофоточутливому стані (тобто при низькій температурі і не дуже низькому рівні збудження) повільні центри рекомбінації N_{r2} у фотопровіднику повністю заповнені дірками і контролюють рекомбінаційний потік електронно-діркових пар. Підвищення температури веде до збільшення

ймовірності термічного збудження дірок із N_{r2} -центрів у валентну зону і миттєвої їх рекомбінації через N_{r1} -центри із електронами провідності, що обумовлює температурне гашення фотопровідності. Звільнення дірок із повільних центрів рекомбінації може відбуватися також за рахунок поглинання цими центрами квантів світла з енергією, яка дорівнює енергії йонізації дірок із N_{r2} -центрів E_2 у валентну зону. Таке гашення фотопровідності дістало назву оптичного гашення (рис. 14). На рис. 15 представлена типова крива спектрального розподілу гашення фотопровідності для кристалів CdS.

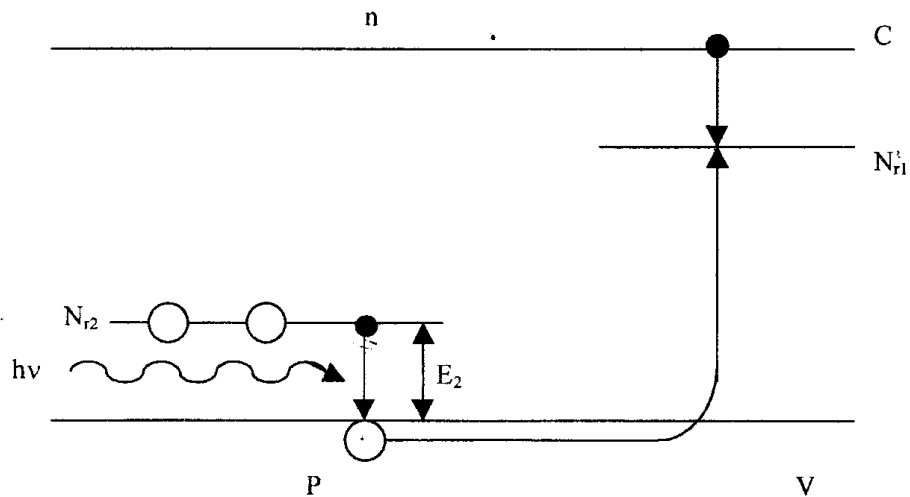


Рис. 14. Схема електронних переходів, яка пояснює оптичне гашення фотопровідності.

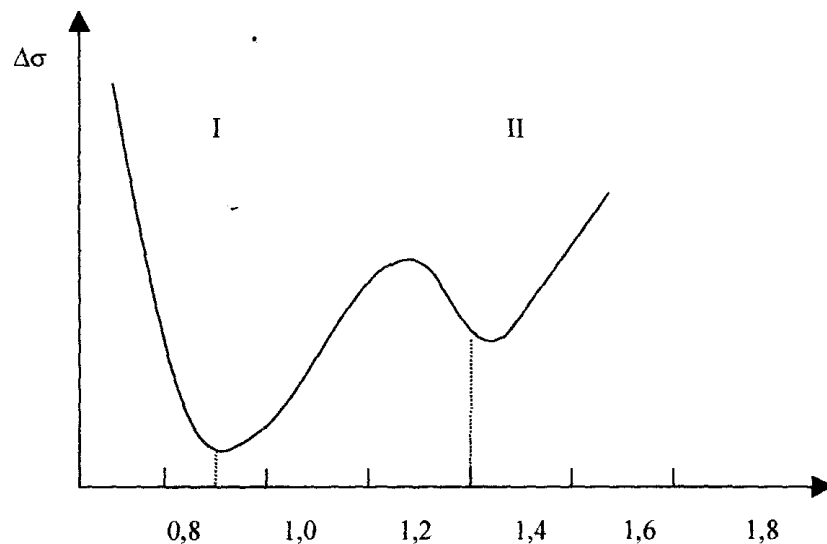


Рис. 15. Крива спектрального розподілу оптичного гашення фотопровідності при $T = 300 \text{ K}$ у CdS монокристалі.

Для одержання такого розподілу кристал засвічують світлом сталої інтенсивності й довжини хвилі з області зонно-зонного збудження і одночасно підсвічують світлом від монохроматора, за допомогою якого можна змінювати довжину світлової хвилі. При довжині хвилі підсвітки, яка дорівнює $\lambda_1 \cong 0,95 \text{ мкм}$ ($h\nu_1 \cong 1,3 \text{ eV}$) і $\lambda_2 \cong 1,4 \text{ мкм}$ ($h\nu_2 \cong 0,89 \text{ eV}$),

спостерігається різке зменшення фотоструму, тобто відбувається оптичне гашення фотопровідності (рис. 15). Різкий спад фотопровідності при довжині хвилі $\lambda_1 \cong 0,95$ мкм (пік I) пояснюється переведенням дірок із центрів повільної рекомбінації у валентну зону. Пік гашення, який спостерігаються при, $\lambda_2 \cong 1,4$ мкм обумовлений переведенням дірок на центрах N_{r2} у збуджений проміжний стан (який розміщений нижче від основного стану на $\sim 0,89$ eV) з наступним термічним дозбудженням їх у валентну зону. При низьких температурах ($T < 80$ K) пік II не спостерігається, оскільки при такій температурі ймовірність термічного переведення дірок зі збудженого стану у валентну зону дуже мала. Як правило, в реальних напівпровідниках спостерігається присутність центрів (дефектного походження) декількох типів, які виконують роль повільних центрів рекомбінації. Їх ефективність залежить як від параметрів самих центрів, так і від зовнішніх умов (інтенсивності освітлення кристала і його температури).

2.6. Спектральний розподіл фотопровідності

Спектральний розподіл фотопровідності тісно пов'язаний зі спектральним розподілом поглинання світла в напівпровіднику (рис. 16).

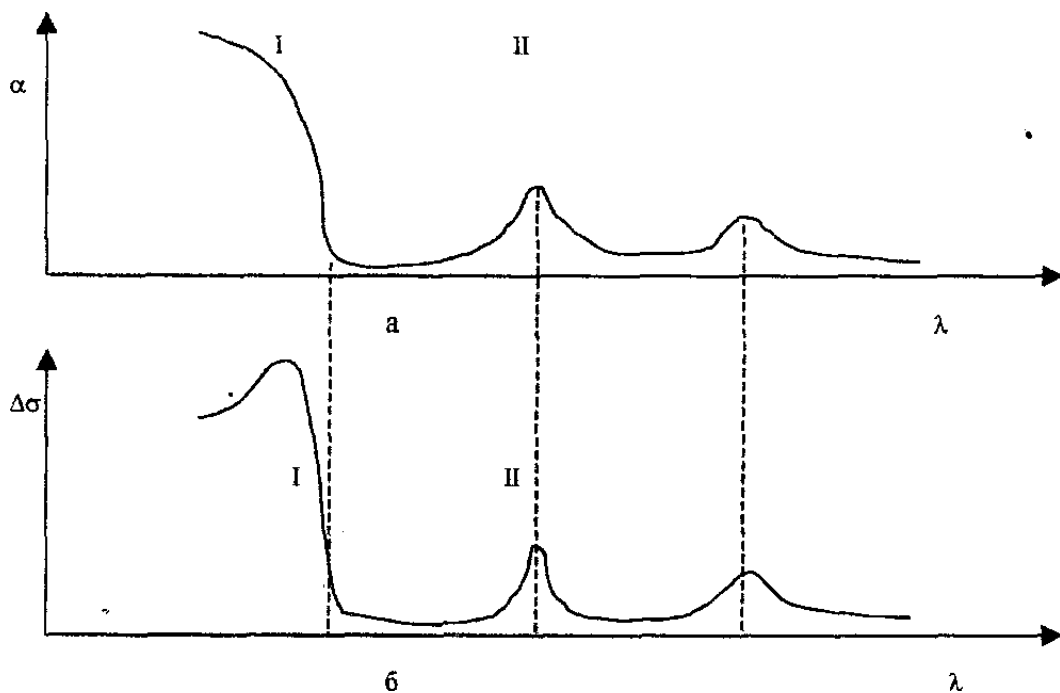


Рис. 16. Спектральний розподіл поглинання світла (а) і фотопровідності (б) в напівпровіднику:

I – смуга власного поглинання (міжзонні переходи);

II – домішкове поглинання, обумовлене йонізацією домішкових центрів.

Всю спектральну криву поглинання можна поділити на дві частини:

- область власного поглинання (зонно-зонне збудження);
- область домішкового поглинання.

Області власного поглинання $h\nu \geq E_g$ відповідає область власної фотопровідності. Слід відзначити різницю між кривими поглинання і фотопровідності в області I. Зі збільшенням енергії квантів коефіцієнт поглинання світла зростає і може досягти в прямозонних напівпровідниках дуже великих значень $\alpha \cong 10^4 \div 10^6 \text{ см}^{-1}$. На відміну від коефіцієнта поглинання власна фотопровідність набуває деякої максимальної величини і при подальшому зростанні енергії квантів світла (тобто зменшенні довжини хвилі λ) зменшується. Таку особливість поведінки власної фотопровідності можна пояснити, коли врахувати, що поглинання світла в зразку описується законом Бугера:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}$$

З цього закону виходить, що світло, в основному, поглинається і збуджує нерівноважні носії заряду в шарі кристала товщиною $\Delta x \cong \frac{1}{\alpha}$. При зростанні енергії квантів (і відповідно збільшенні значення α) товщина приповерхневого шару, відповідального за фотопровідність, зменшується. При цьому все більшу роль у рекомбінаційних процесах починають відігравати рекомбінаційні приповерхневі центри, якими багата поверхня зразка. Внаслідок цього зменшується час життя нерівноважних носіїв заряду і, відповідно, фотопровідність кристала.

Області домішкового поглинання світла II відповідає домішкова фотопровідність. Домішкова фотопровідність обумовлена йонізацією домішкових центрів. Як правило, домішкова фотопровідність значно менша за власну фотопровідність. Зі спектрального розподілу фотопровідності можна оцінити ширину забороненої зони напівпровідника й енергетичне положення домішкових центрів у забороненій зоні.

2.7. Термічно стимульована провідність у напівпровідниках

Дослідження кривих термостимульованої провідності (ТСП) дає змогу визначити такі параметри пасток, як E_t , S_n , N_t . Для означеності будемо розглядати фотопровідники n -типу провідності, в літературі їх іноді називають монополярними електронними фотопровідниками (типовими представниками таких напівпровідників є CdS, CdSe та інші складні напівпровідникові сполуки).

Суть методу ТСП полягає в наступному. При достатньо низькій температурі (як правило, при 77 К або, навіть при 4,2 К), коли ймовірність термічного збудження електронів з рівнів прилипання (пасток) незначна, зразок засвічують світлом з області зонно-зонних переходів. При цьому відбувається заповнення рівнів прилипання електронами, а дірки захоплюються рівнями рекомбінації. Потім зразок нагрівають в темряві з постійною швидкістю в [град/с]:

$$T = T_0 + bt, \quad (1)$$

де T – температура зразка в момент часу t , T_0 – температура, з якої починається нагрівання зразка. У міру зростання температури зразка ймовірність переходу електронів з пасток в зону провідності збільшується, і за певної температури (коли квазірівень Фермі E_{Fn}^* близький до енергетичного положення пастки в забороненій зоні) спостерігається максимум провідності. При подальшому нагріванні провідність кристала зменшується. Таке зменшення пояснюється звільненням відповідної пастки від електронів і рекомбінацією електронів, які потрапили в зону провідності з дірками, захопленими центрами рекомбінації. Якщо в кристалі є декілька рівнів прилипання з різними енергетичними положеннями в зоні, то на кривій ТСП буде спостерігатися декілька піків (рис. 17). За формою піків і їх положенням на шкалі температур можна визначити параметри рівнів прилипання.

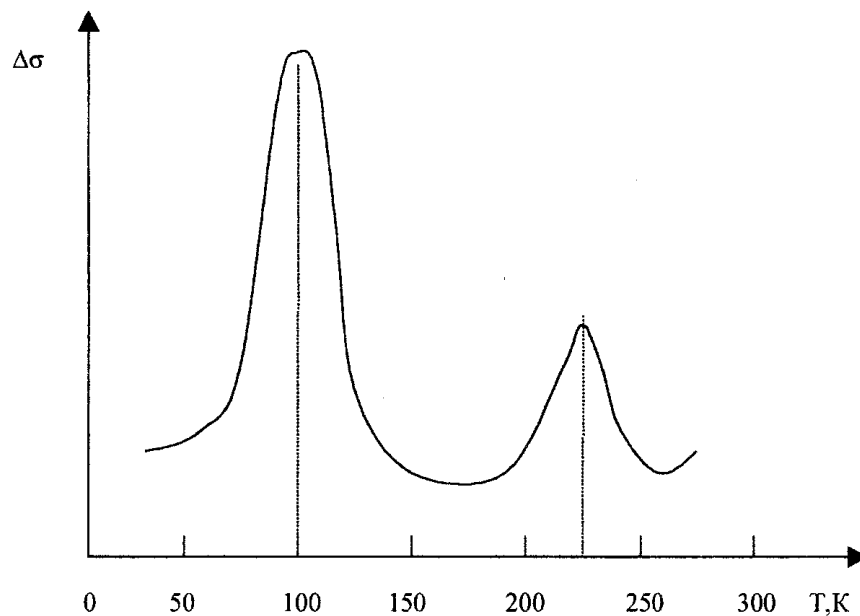


Рис. 17. Схематичне зображення спектра ТСП.

Дуже часто електрони, які попали в зону провідності при звільненні пасток, рекомбінують із дірками, захопленими центрами рекомбінації, випромінюючи кванти світла. Записуючи залежність інтенсивності випромінювання кристалом світла від температури при постійній швидкості нагрівання зразка, одержують криві термостимульованої люмінесценції. Методи термостимульованої провідності й термостимульованої люмінесценції дуже подібні й описуються подібними рівняннями. Більшість теоретичних розрахунків кривих ТСП і термолюмінесценції виконано для дискретного розподілу рівнів прилипання в забороненій зоні напівпровідника. При цьому розв'язують систему диференціальних

кінетичних рівнянь для переходів між локальними рівнями і зоною провідності:

$$\begin{cases} \frac{dn_t}{dt} = -\nu S_n n_t N_C e^{-\frac{E_t}{kT}} + n \nu S_n (N_t - n_t) \\ \frac{dn}{dn} = -\frac{n}{\tau} + \nu S_n n_t N_C e^{-\frac{E_t}{kT}} - n \nu S_n (N_t - n_t) \end{cases} \quad (2)$$

Позначення параметрів центрів прилипання в системі (2) є такі, як і в п.1.6. У загальному випадку розв'язок нелінійної системи (2) дуже складний. Тому її розв'язують у певних наближеннях. У літературі виділяють три граничних випадки:

I. $n \nu S_n (N_t - n_t) \ll \frac{n}{\tau}$ – імовірність захоплення електронів із зони

провідності пастками менша, ніж імовірність їх рекомбінації з дірками, захопленими центрами рекомбінації. Даний випадок дістав назву повільних центрів прилипання і мономолекулярного механізму рекомбінації. Такі пастки інколи в літературі позначають буквою β . Розв'язок (2) для β -пасток має такий вигляд:

$$n = n_{t0} \tau N_C \exp\left(-\frac{E_t}{kT} - \int_{T_0}^T \frac{N_C}{b} S_n \nu \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) dT\right), \quad (3)$$

де n_0 – початкове заповнення центрів прилипання електронами.

II. $n \nu S_n (N_t - n_t) \approx \frac{n}{\tau}$ – рекомбінація і прилипання електрона

рівноймовірні (бімолекулярний механізм рекомбінації). Розв'язок (2) у такому наближенні має вигляд:

$$n = \frac{n_{t0}^2 S_n \nu \tau N_C \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right)}{N_t \left(1 + \frac{n_{t0}}{N_t} \int_{T_0}^T \frac{N_C S_n \nu}{b} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) dt\right)^2}. \quad (4)$$

Важливою особливістю поведінки піку ТСП у випадку бімолекулярної рекомбінації є те, що температура T_m , за якої спостерігається максимум ТСП,

залежить від початкового ступеня заповнення пасток електронами $\left(\frac{n_{t0}}{N_t}\right)$, тоді

як при мономолекулярному механізмові рекомбінації T_m не залежить від величини цього відношення. Ступінь заповнення пасток електронами залежить від інтенсивності і часу засвітки кристала за низьких температур. Вищесказане дає можливість розрізняти випадки I і II.

III. $n \nu S_n (N_t - n_t) \gg \frac{n}{\tau}$ – ймовірність повторного захоплення

електрона із зони провідності на пастку більша, ніж рекомбінації (випадок

швидких α -центрів прилипання). У такому випадку розв'язок системи (2) має такий вигляд:

$$n = \frac{n_{t0} N_c}{N_t} \exp\left(-\frac{E_t}{kT} - \frac{1}{N_t \tau b} \int_{T_0}^T N_c \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) dt\right). \quad (5)$$

Інтеграл в (3)-(5) розраховується розкладанням підінтегральних функцій у ряд виду:

$$\int e^{-\frac{1}{x}} dx \cong x e^{-1} (1!x - 2!x^2 + 3!x^3 - \dots) \quad (6)$$

При цьому $\frac{kT}{E_t} = x \ll 1$, що, як правило, характерно для більшості пасток у напівпровідниках. (3)-(5) дуже складні для практичного визначення параметрів центрів прилипання, тим більше, що часто буває дуже важко встановити тип пасток. Тому для визначення глибини залягання пасток E_t пропонуються спрощені методи, які не залежать від типу центрів прилипання. В одному із таких методів покладено наступне. Інтеграл у (3)-(5) у початковий момент звільнення рівнів прилипання дуже малі і початкова ділянка максимуму кривої ТСП описується виразом:

$$n \cong \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right). \quad (7)$$

Із нахилу кривої $\ln n = f\left(\frac{1}{T}\right)$ на початковій ділянці максимуму ТСП визначають величину E_t . Недоліком цього методу є те, що початкова ділянка максимуму ТСП часто спотворюється іншими (що близько лежать) рівнями прилипання.

У багатьох випадках для наближеного визначення E_t вважають, що при повільному нагріванні кристала в будь-який момент часу можлива квазірівновага між рівнями прилипання і зоною провідності. Тоді за температури максимуму ТСП T_m квазірівень Фермі для електронів збігатиметься із рівнем прилипання, який відповідальний за пік ТСП. У даному випадку:

$$E_t = kT \ln \frac{N_c}{n_m}, \quad (8)$$

де T_m – концентрація електронів у зоні провідності при температурі T_m . Із аналізу кривих ТСП крім глибини залягання рівнів прилипання E_t можна визначити поперечний переріз захоплення електронів пастками S_n або поперечний переріз захоплення електронів центрами рекомбінації S_{nr} , а також концентрацію пасток. Але формули для визначення вищезгаданих параметрів залежать від типу пасток.

Якщо пастки повільні β , то S_n можна визначати, використовуючи формулу:

$$S_n = \frac{bk}{N_c N_t \mathcal{G}} \left(\frac{E_t}{kT_m} \right) \exp\left(\frac{E_t}{kT_m} \right). \quad (9)$$

У цьому випадку можна визначити концентрацію пасток N_t , яка при високому ступені заповнення пасток дорівнює початковій концентрації електронів на пастках n_{t0} . Значення n_{t0} визначається за площею під піком ТСП. У випадку швидких центрів прилипання α для визначення їх концентрації використовують формулу:

$$N_t = \frac{N_c E_t}{bk\tau} \left(\frac{kT_m}{E_t} \right)^2 \exp\left(\frac{E_t}{kT_m} \right). \quad (10)$$

У даному випадку не можна визначити поперечного перерізу захоплення електронів пастками, але можна визначити ефективний поперечний переріз захоплення електронів центрами рекомбінації:

$$S_{nr} = \frac{bE_t}{\nu kT_m^2 n_m}. \quad (11)$$

Як показали експериментальні дослідження, концентрація пасток у найбільш досконалих і спеціально нелегованих кристалах CdS наближається до значення $N_t \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Як правило, в напівпровідниках існують різні центри прилипання, пов'язані із дефектами структури, неконтрольованими домішками. У легованих кристалах часто присутні пастки, зв'язані з легуючими домішками.

2.8. Фотовольтаїчні ефекти

При розгляді явища фотопровідності однорідний напівпровідник рівномірно засвічувався світлом, яке однаково поглиналося по всьому об'ємові зразка. При цьому зразок лише змінює свій опір (за рахунок утворення нерівноважних електронно-діркових пар). На основі даного явища функціонують прилади, які дістали назву фоторезисторів. Дуже часто спостерігаються інші явища. При освітленні напівпровідника на його клеммах виникає різниця потенціалів або в колі, в яке він включений, створюється електрорушійна сила, що дістала назву фото-ЕРС. Явища такого роду прийнято називати фотовольтаїчними ефектами.

Для спостереження фотовольтаїчних ефектів необхідним є виконання однієї із таких умов:

1. Напівпровідник, який освітлюється, повинен бути неоднорідним. При цьому спостерігатиметься неоднаковий розподіл по об'ємові кристала фотоносіїв струму, що може бути причиною виникнення фото-ЕРС.

2. Освітлення зразка повинно бути неоднорідним. При цьому матиме місце різний темп генерації електронно-діркових пар у різних частинах об'єму кристала. Наявність градієнта концентрації фотоносіїв, за умови різного значення коефіцієнтів дифузії електронів і дірок, вестиме до

виникнення фото-ЕРС. До даного випадку належить випадок рівномірного освітлення поверхні зразка світлом, яке сильно поглинається кристалом.

Вентильний фотоэффект. Вентильним фотоэффектом називають явище виникнення фото-ЕРС при освітленні вентильного (тобто випрямляючого) контакту. Вентильні властивості мають запірні шари, які утворюються при контакті напівпровідника з металом або при контакті двох напівпровідників з різними типами провідності (p - n -переходи). Напівпровідникові прилади, які працюють на основі вентильного фотоэффекту і призначені для перетворення світлових сигналів в електричні, дістали назву фотоелементів із запірним шаром, або фотодіодів. Часто прилади, призначені для перетворення енергії сонячного випромінювання в електричну, називають сонячними батареями. Зупинимося коротко лише на виникненні фото-ЕРС в елементі, який складається з напівпровідників n і p -типів провідності. Для пояснення механізму появи фото-ЕРС скористаємось енергетичною схемою p - n -переходу (рис. 18).

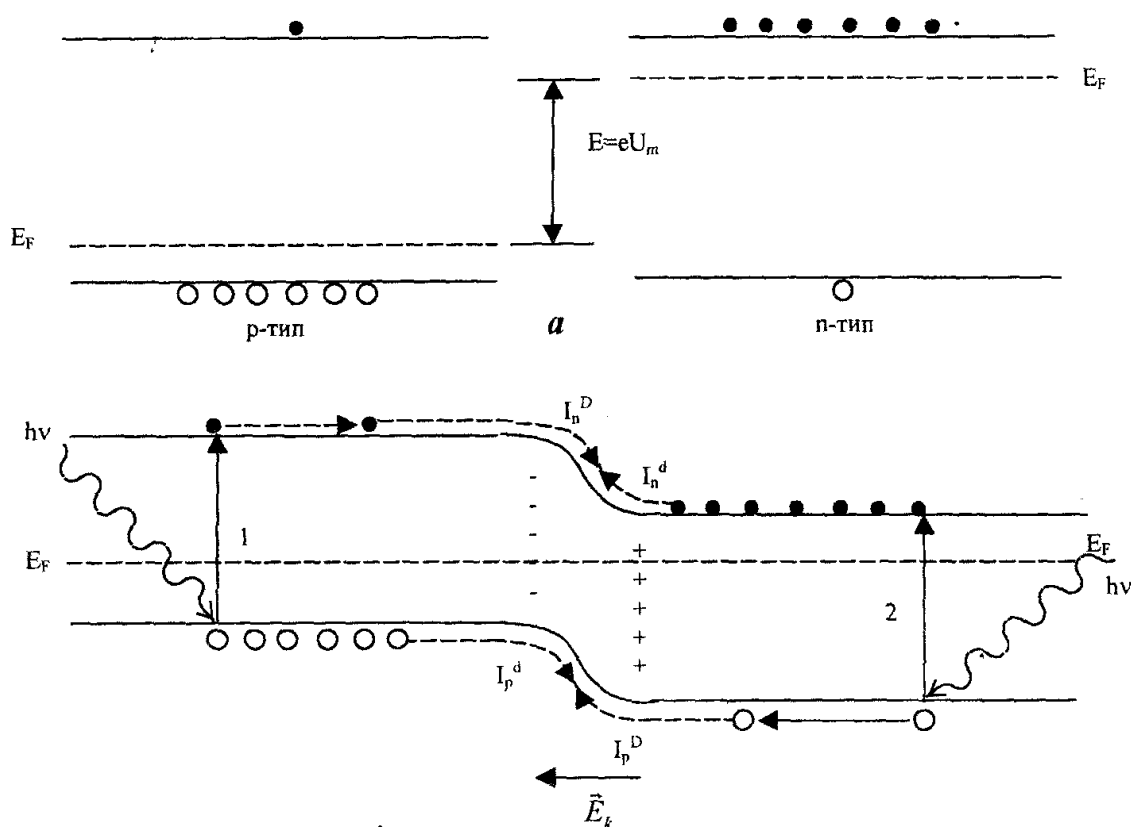


Рис. 18. Енергетична схема для опису виникнення фото-ЕРС:

а – до встановлення контакту;
б – після встановлення

У темноті контактне поле p - n -переходу, напруженість якого дорівнює \vec{E}_k , сприяє переміщенню неосновних носіїв заряду – електронів з p -області в n -область I_n^D і дірок навпаки I_p^D . Потоки неосновних зарядів I_n^D , I_p^D створюють струм через p - n -перехід, напрямлений з n - у p -частину

напівпровідника. Для переміщення основних носіїв заряду контактне поле переходу створює деякий потенціальний бар'єр. Цей потенціальний бар'єр обмежує дифузійні потоки основних носіїв – електронів з n - у p -частину кристала I_n^d і дірок навпаки I_p^d . Струм, обумовлений дифузією основних носіїв I_n^d , I_p^d , який напрямлений з p - у n -область у рівноважних умовах (в темноті) дорівнює струмові неосновних носіїв. Повний струм через p - n -перехід буде дорівнювати нулю, при цьому встановлюється деяка рівноважна контактна різниця потенціалів U_0 .

Якщо p - n -перехід засвітити, наприклад, світлом з енергією квантів, яка дорівнює ширині забороненої зони $h\nu = E_g$, то утворюватимуться електронно-діркові пари (рис. 18, переходи 1 і 2). Контактне поле p - n -переходу має властивість розділяти фотоелектрони дірки. Нерівноважні електрони переміщуватимуться з p - у n -область, а дірки навпаки. Це призводить до виникнення додаткового струму через перехід, який створюється фотоносіями (нерівноважними електронами і дірками) Якщо перехід накоротко замкнути (опір електричного кола вважається рівним нулю), то виникне струм короткого замикання I_s , який дорівнює сумі струмів, створених фотоелектронами при переході із p - у n -область і фотодірками при переході в зворотному напрямі. Якщо перехід розімкнути, то накопичення фотоелектронів у n -області і фотодірок у p -області зменшуватиме контактну різницю потенціалів, що можна розглядати як виникнення додаткової контактної різниці потенціалів U , створеної нерівноважними носіями, яка напрямлена протилежно U_0 . У стаціонарних умовах U набуватиме такого значення, при якому повний струм через перехід, створений рівноважними і нерівноважними носіями зарядів, відсутній. Саме різниця потенціалів U визначає фото-ЕРС, яка виникає в колі при освітленні p - n -переходу. U зростає при збільшенні інтенсивності світла, яким засвічують перехід. Очевидно, максимальне значення U_m , яке можна досягнути при розімкнутому електричному колі (напруга холостого ходу) дорівнює різниці між положеннями рівнів Фермі (вираженої в еВ) в двох частинах зразка до їх зіткнення (рис. 18а). Якщо зразок легується так, що рівні Фермі лежать близько до країв зон, то максимальна фото-ЕРС визначається шириною забороненої зони напівпровідника.

Згідно з теоретичним аналізом, фото-ЕРС (холостого ходу) p - n -переходу можна виразити формулою:

$$U = \frac{kT}{e} \left(\ln \left(\frac{n_p}{n_n} \right) - \ln \left(\frac{n_{p0}}{n_{n0}} \right) \right), \quad (1)$$

де n_{p0} і n_p – концентрації неосновних носіїв (електронів) у матеріалі p -типу в темноті і на світлі відповідно, n_{n0} і n_n – концентрації основних носіїв в матеріалі n -типу провідності при аналогічних умовах. Якщо концентрація

основних носіїв заряду в n -області переходу при освітленні змінюється мало $n_{n0} \approx n_n$, що часто має місце на практиці, то (1) набере вигляду:

$$U = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{\Delta n_p}{n_{p0}} \right), \quad (2)$$

де $\Delta n_p = n_p - n_{p0}$. (2) успішно використовувався для визначення фото-ЕРС у напівпровідниках Ge і PbS. Якщо позначити через $\lambda = \frac{e}{kT}$ і прийняти до

уваги, що $\frac{\Delta n_{p0}}{n_{p0}} = \frac{I_s}{I_0}$, де I_0 – струм насичення при підключенні в темноті p - n -

переходу в зазірному напрямку, то (2) набере вигляду, який часто подається в літературі:

$$U = \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{I_s}{I_0} + 1 \right). \quad (3)$$

(3) виявляється справедливим для p - n -переходів у багатьох напівпровідниках, причому, λ приймає значення дещо менше $\frac{e}{kT}$ і, як правило, визначається з експериментальних даних.

Ефект Дембера (Фотомангітоелектричний ефект). Якщо на поверхню напівпровідника падає світло з великим коефіцієнтом поглинання, то його інтенсивність при проникненні вглиб кристала буде швидко зменшуватись. Таке світло генеруватиме електронно-діркові пари в тонкому приповерхневому (з боку освітленої поверхні) шарі зразка. При цьому фотоелектрони і дірки будуть дифундувати вглиб кристала (в область з маленькою освітленістю), де їх концентрація менша. За рахунок різного значення коефіцієнтів дифузії (або те ж саме, рухливостей) фотоелектронів і дірок відбудеться розділення зарядів в дифузійних потоках фотоносіїв, що приведе до виникнення різниці потенціалів U_D і відповідно Е.Р.С. В стаціонарних умовах різниця потенціалів U_D компенсує різницю коефіцієнтів дифузії, при цьому вирівнюються потоки фотоелектронів і дірок з поверхні зразка вглиб, де вони рекомбінують. Було показано, що Е.Р.С. Дембера визначається рівнянням:

$$U_D = \frac{kT\mu_p - \mu_n}{e\mu_p + \mu_n} \ln \frac{\sigma_c}{\sigma_T}, \quad (4)$$

де σ_c – питома електропровідність напівпровідника в приповерхневій освітленій області, σ_T – темнова електропровідність (у глибині зразка). З (4) випливає, що ЕРС Дембера тим більша, чим більша різниця рухливостей електронів і дірок μ_n і μ_p та чим більш фоточутливий зразок, тобто чим більша різниця між σ_c і σ_T . (4) може бути використана не лише для власної, але і для домішкової фотопровідності, тобто коли електрони вириваються з донорів або закидаються на акцептори. При цьому, у (4) необхідно покласти

одне із значень рухливостей рівним нулю (залежно від того, які фотоносії зарядів є вільними)

Фотомагнітний ефект Кікоїна-Носова. Як уже відзначалося вище, ЕРС Дембера виникає лише за рахунок різниці рухливостей електронів і дірок. У випадку, коли $\mu_n = \mu_p$, (4) $U_D = 0$. Якщо до освітленого зразка прикласти магнітне поле, напрямлене перпендикулярно до потоку променевої енергії і до однієї із граней, то на фотоелектрони і дірки, які дифундують від освітленої поверхні вглиб (перпендикулярно до ліній індукції магнітного поля) буде діяти сила Лоренца:

$$F_L = e[\vec{v}\vec{B}]. \quad (5)$$

Під дією сили Лоренца фотоелектрони і дірки, які рухаються в одному напрямку, але мають різні заряди, будуть відхилятися в різні сторони (перпендикулярно до напрямку магнітного поля і дрейфового потоку). При цьому між двома гранями зразка, на яких накопичуються фотоелектрони і дірки, буде виникати різниця потенціалів, яка дістала назву ЕРС Кікоїна-Носова. У стаціонарних умовах струм, створений даною різницею потенціалів, компенсує струм, створений рухом фотоносіїв під дією сили Лоренца. Слід відзначити, що ЕРС Кікоїна-Носова виникає навіть в тому випадку, коли $\mu_n = \mu_p$.

Якщо з'єднати грані зразка, на яких накопичуються носії зарядів протилежного знаку, то виникне струм, який визначається формулою

$$I_\phi = \frac{\eta N_e H}{l} (\mu_n L_n + \mu_p L_p), \quad (6)$$

де η – квантовий вихід; N_e – число квантів світла, які падають на одиницю площі поверхні за 1 секунду; H – напруженість магнітного поля; L_n і L_p – середній дифузійний шлях фотоелектронів і дірок; l – ширина зразка в напрямку протікання струму.

ЗАДАЧІ

1. У момент часу $t_1 = 10^{-4}$ с після виключення рівномірної по об'єму генерації електронно-діркових пар нерівноважна концентрація носіїв виявилася у 10 разів більша, ніж в момент $t_2 = 10^{-3}$ с. Визначити час життя τ , якщо рівень збудження невеликий і рекомбінація йде через прості дефекти.

2. Обчислити відносну зміну провідності $\Delta\sigma/\sigma_0$ при стаціонарному освітленні з інтенсивністю $J = 5 \times 10^{15}$ квантів на 1 см^2 за 1 с. Коефіцієнт поглинання $\gamma = 100 \text{ см}^{-1}$; товщина зразка мала у порівнянні із γ^{-1} ; рекомбінація відбувається на простих дефектах; $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 2 \times 10^{-4}$ с.

3. Визначити закон зміни з часом концентрації носіїв у матеріалі n-типу, якщо після вимкнення джерела генерації в момент $t=0$ темп рекомбінації $R = a(np - n_i^2)$, де $a = \text{const}$.

4. В n-Ge є центри рекомбінації з $N_t = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ і $E_t = (E_C + E_V)/2$. При $T = 300 \text{ К}$ переріз захоплення електронів і дірок однакові, при малих відхиленнях від рівноваги $\tau = 10^{-4}$ с, $\rho = 5 \text{ Ом} \times \text{см}$. Знайти переріз захоплення S .

5. У зразку n-Ge з $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ рекомбінація відбувається на простих центрах, їх енергетичний рівень E_t розташований у верхній половині забороненої зони та $N_t = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При $T = 300 \text{ К}$ час життя $\tau = 17$ мкс, при $T = 200 \text{ К}$ час життя $\tau = 2$ мкс. При більш низьких температурах $\tau \propto T^{-1/2}$. Вважаючи постійними n_0 і переріз захоплення дірок S_p , визначити E_t і S_p .

6. У зразках Ge з різними n_0 і p_0 є прості рекомбінаційні центри з $N_t = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При $T = 300 \text{ К}$ в монополярному n-Ge час життя $\tau = \tau_1 = 8$ мкс, при $p_0 = p_{02} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ час життя $\tau = \tau_2 = 26$ мкс, а максимальне τ було $\tau = \tau_{\text{max}} = 91$ мкс. Визначити коефіцієнти і переріз захоплення носіїв і рівень центру E_t , вважаючи його знаходження в нижній половині забороненої зони.

7. В германії n-типу (з $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) стаціонарним освітленням рівномірно по об'єму генеруються пари носіїв. При слабкому освітленні $\tau_0 = 2$ мкс, а при $\Delta n/n_0 = 0,1$ рекомбінація йде з $\tau = 4,7$ мкс. Вважаючи, що рекомбінація відбувається на простих центрах, з $E_t = E_C - 0,20 \text{ еВ}$, визначити відношення перерізів захоплення дірок і електронів при $T = 300 \text{ К}$.

8. Для зразка n-Ge з $\rho_0 = 1,65 \text{ Ом} \times \text{см}$ при $T = 300 \text{ К}$ і слабкому освітленні значення часу життя $\tau = \tau_0 = 2,0$ мкс. При більш інтенсивному збудженні $\rho_1 = 1,275 \text{ Ом} \times \text{см}$ і $\tau = \tau_1 = 3,3$ мкс. Вважаючи, що рекомбінація йде через прості центри з рівнем $E_t = E_V + 0,32 \text{ еВ}$, знайти часи життя для моно полярних p- і n-Ge з тим же механізмом рекомбінації.

9. В напівпровідник введені акцептори з концентрацією $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Їх рівень розташований поблизу середини забороненої зони. Відношення

перерізів захоплення $S_p/S_n = 100$. Крім того, в напівпровідник введені ще мілкі донори з $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При низькій температурі зразок освітлюється світлом, що генерує $g = 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ пар носіїв рівномірно по об'єму. Час життя електронів τ_n дорівнює 10 мкс. Визначити τ_p і нерівноважні концентрації Δn і Δp , а також коефіцієнти захоплення α_n і α_p .

10*. При вимірюванні часу життя нерівноважних носіїв у р-Ge виявилось, що в інтервалі від кімнатної температури до $T = 120 \text{ К}$ залежність часу життя від температури має наступний вигляд: $\tau = [8,1 + 6,2 \text{th}(4,41 - 955/T)] 10^{-5} \text{ с}$. Відомо, що рекомбінація йде за участю центрів, що створюють два рівні: E_1 – в нижній половині забороненої зони і E_2 – у верхній. Вважаючи, що в розглянутому інтервалі температур коефіцієнти захоплення електронів α_{n1} і α_{n2} , а також p_0 залишаються сталими, визначити ці величини і E_1 . Вважати $N_t = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ і $N_V = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (знехтувати температурної залежністю N_V). Визначити перерізи захоплення електронів при 200 К.

11. Визначити, як залежать від часу концентрації надлишкових носіїв в напівпровіднику n-типу після припинення стаціонарної генерації, що створювала слабке відхилення від рівноваги. Вважати відомими рекомбінаційні час τ_r , час захоплення на рівні прилипання τ_1 і час зворотного викиду τ_2 .

12. В умовах, описаних в попередній задачі, визначити відносну зміну провідності в n-Ge з $n_0 = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при стаціонарній генерації $g = 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ та дослідити кількісно характер її релаксації, якщо $\tau_r = 2 \text{ мкс}$, $\tau_1 = 5 \text{ мкс}$ і $\tau_2 = 50 \text{ мкс}$.

13. У зразку германія n-типу, що містить $N_{t1} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ центрів рекомбінації з енергією рівня $E_t = E_V + 0,16 \text{ еВ}$, які характеризуються коефіцієнтом захоплення дірок $\alpha_p = 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, концентрація вільних електронів при 150 К дорівнює $n_0 = 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Відношення $\Delta p_t / \Delta p$, визначене за фотопровідністю і фотоелектромагнітним ефектом при слабкому збудженні, виявилось рівним 24. Визначити часи життя електронів і дірок при тій же температурі і при слабкому збудженні у зразку, що містить $N_{t1} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ центрів тієї ж природи.

14*. Обчислити стаціонарну концентрацію електронів у зразку n-Ge з золотом в умовах помітного домішкового підсвічування. Концентрацію дірок вважати нескінченно малою. Температура зразка $T = 20 \text{ К}$, концентрації мілких донорів N_d і атомів золота N_{Au} задовольняють нерівностям $2N_{\text{Au}} < N_d < 3N_{\text{Au}}$. Взяти до уваги, що в зазначених вище умовах золото в германії грає роль акцептора, здатного захоплювати два або три електрони. Відповідна схема рівнів представлена на рис. 3. Коефіцієнт захоплення електронів на двічі негативно заряджені іони золота α_n і переріз захоплення

фотона тричі негативно зарядженими іонами золота S_n^{ph} прийняти відповідно рівними $10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ і 10^{-16} см^2 . Потік фотонів становить $10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$; концентрації донорів і золота відповідно рівні $N_d = 2,5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ і $N_{\text{Au}} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

15. Знайти фото-ЕРС у напівпровіднику з монополярною провідністю при довільному ступені виродження.

16. Обчислити фото-ЕРС у зразку n-Ge при $T = 300 \text{ К}$, якщо його середня частина (рис. 1) освітлена так, що в ній $\Delta\sigma = 0,2 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, а поза нею $\Delta\sigma = 0$. У відсутність освітлення питомий опір у перерізі А є $\rho_{0,A} = 15 \text{ Ом} \times \text{см}$, а в перерізі В $\rho_{0,B} = 5 \text{ Ом} \times \text{см}$.

17. В умовах, аналогічних попередньому завданні, знайти фото-ЕРС при $\rho_{0,A} = 10 \text{ Ом} \times \text{см}$, $\rho_{0,B} = 8 \text{ Ом} \times \text{см}$ і при двох значеннях $\Delta\sigma$: $\Delta\sigma_1 = 0,01 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ і $\Delta\sigma_2 = 2 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$.

18*. Зразок n-Ge освітлюється у вузькій смужці (рис. 2) шириною $\Delta l = 0,1 \text{ мм}$ світлом, що генерує $2,5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ пар носіїв заряду. У точці $x = 0$ питомий опір $\rho(0) = 1 \text{ Ом} \times \text{см}$. При пересуванні світлового зонда уздовж зразка фото-ЕРС змінюється як

$$V(x) = -\frac{A}{1 + Bx},$$

де $A = 3 \times 10^{-4} \text{ В}$, $B = 2 \text{ см}^{-1}$. Знайти ρ в точці $x = 2 \text{ см}$; температура кімнатна.

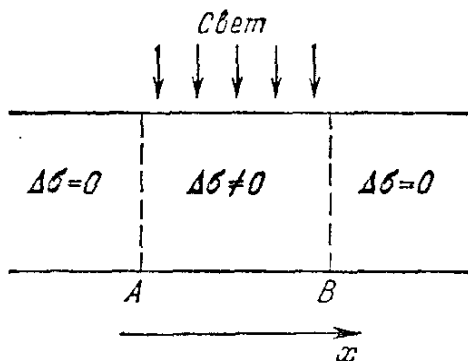


Рис. 1. До розрахунку фото-ЕРС при неоднорідному збудженні

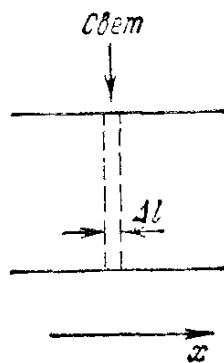


Рис. 2. До визначення вентильної фото-ЕРС в неоднорідному зразку

19. Обчислити для випадку однорідного збудження вентильну фото-ЕРС, що виникає в p-n-переході в Ge при 75 К. Освітлюється (рис. 3) ділянка n-області, що прилягає до p-n-переходу; у ній $\Delta n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, поза нею $\Delta n = 0$.

У глибині n -області $n_0 = n_n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в p -області $p_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $\mu_n = 3 \times 10^4 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $b = 0,5$.

20. Знайти різницю потенціалів $\Delta\varphi$ між гранями зразка n -типу товщиною $d = 1 \text{ см}$, якщо освітленням грані $x = 0$ створені нерівноважні концентрації

$$\Delta n(x) = \Delta p(x) = N \exp\left(-\frac{x}{L}\right), \quad 0 \leq x \leq d,$$

де $N = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $L = 0,01 \text{ см}$. Рівноважна концентрація електронів змінюється лінійно від $n'_0 = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $x = 0$ до $n''_0 = 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $x = d$; температура 200 К , $b = 2,1$.

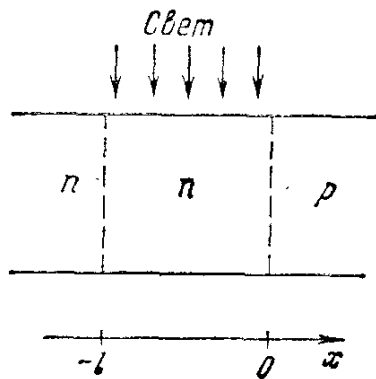


Рис. 3. Геометрія дослідів по спостереженню вентильної фото-ЕРС, створюваної при освітленні p - n -переходу

21. Обчислити фото-ЕРС в умовах задачі 15, але при наявності прилипання, вважаючи $\tau_p / \tau_n = 10$.

ЧАСТИНА 2 ФОТОДЕТЕКТОРИ ТА СОНЯЧНІ ЕЛЕМЕНТИ

РОЗДІЛ 1 ФОТОДЕТЕКТОРИ

ВСТУП

Фотодетектори (фотоприймачі) – напівпровідникові прилади, які можуть детектувати оптичні сигнали внаслідок електронних процесів. Із розширенням спектрального діапазону когерентних і некогерентних джерел світла в далеку інфрачервону і ультрафіолетову області, зростає потреба у високошвидкісних чутливих фотодетекторах. У загальному робота фотодетектора включає три основні процеси: (1) генерація носіїв падаючим світлом, (2) перенесення (транспорт) носіїв і/або їх множення за рахунок механізму підсилення струму (якщо він присутній), і (3) виривання носіїв як струму схем для забезпечення вихідного сигналу.

Фотодетектори відіграють важливу роль в оптико-волоконних системах зв'язку в ближньому інфрачервоному (ІЧ) діапазоні (0,8-1,6 мкм). Вони детектують оптичні сигнали, тобто перетворюють зміни оптичного випромінювання в електричні коливання, які посилюються і піддаються обробці. Фотодетектори, призначені для такого використання, повинні задовольняти жорсткі вимоги, такі як, висока чутливість для робочих довжин хвиль, висока швидкість фотовідповіді (швидкодія) і мінімальний шум. Крім того, фотодетектор повинен мати компактний розмір, використовувати низькі напруги зміщення і струму, а також бути надійним в умовах експлуатації.

Існує багато типів фотодетекторів. Вони поділяться на два класи: теплові та фотонні. Теплові виявляють світло шляхом вимірювання підвищення температури, коли світлова енергія поглинається на їх темній поверхні. Це більше підходить для далекого ІЧ-діапазону довжин хвиль. Технічно вони більше схожі на теплові сенсори і будуть розглянуті в частині «Сенсори». Фотонні детектори створені на основі квантового фотоефекту: фотон збуджує носій, який робить свій внесок у фотострум. У цій частині розглядаються лише напівпровідникові фотонні детектори, які є більшістю фотодетекторів на комерційному ринку.

Велике розмаїття фотодетекторів, як зазначено в розділах «Фотодетектори та сонячні елементи», є необхідним, так як вони спрямовані на різні аспекти роботи. Щоб зрозуміти переваги кожного фотодетектора, обговоримо робочі характеристики фотодетектора. Так як фотоелектричний ефект заснований на енергії фотона $h\nu$, то, очевидно, в роботі пристрою довжина хвилі пов'язана з енергією переходу ΔE важливим співвідношенням

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} = \frac{1.24}{\Delta E(\text{eV})} \mu\text{m}, \quad (1)$$

де λ – довжина хвилі, c – швидкість світла, і ΔE – це перехід між енергетичними рівнями. Оскільки енергія фотона $h\nu > \Delta E$ теж може викликати збудження, то (1), це мінімальна довжина хвилі для детектування. Перехід енергії ΔE , у більшості випадків, це енергетична щілина напівпровідника. Але в залежності від типу фотодетектора, це може бути висота бар'єру, як в метал-напівпровідник фотодіода, або перехід енергії між домішковим рівнем і краями зони, як у домішковому фотопровіднику. Типи фотодетекторів і напівпровідникових матеріалів обрані та оптимізовані для різних довжин хвиль.

Поглинання світла в напівпровіднику визначається коефіцієнтом поглинання. Він не тільки показує чи світло може збуджувати, але також вказує на те, де світло поглинається. Високе значення коефіцієнта поглинання вказує на те, що падаюче світло поглинається поверхнею. Низьке значення означає, що поглинання низьке і світло може проникати глибше в напівпровідник. У крайньому випадку, світло може бути прозорим для довгих хвиль без фотозбудження. Таким чином, визначається квантова ефективність фотодетектора. На рис. 1 показані виміри коефіцієнтів власного поглинання для різних фоточутливих матеріалів. Суцільні криві для 300 К і пунктирні для 77 К. Для Ge, Si і сполук III-V із ростом температури криві зміщуються у бік більш довгих хвиль. Для деяких IV-VI сполук (наприклад, PbSe), відбувається зворотне, так як збільшення ширини забороненої зони зростає зі збільшенням температури. (Також показані довжини хвиль випромінювання деяких важливих лазерів).

Швидкість фотодетекторів важлива, особливо для оптико-волоконних систем зв'язку. Реакція фотодетектора повинна бути досить швидкою, у порівнянні з цифровою швидкістю передачі даних, де світло вмикається і зникає з дуже високою швидкістю (>40 Гб/с). Тому менший час життя носіїв дає швидшу передачу. Крім того, ширина збудженого шару повинна бути зведена до мінімуму. Як видно, необхідний компроміс для загальної оптимізації.

Сигнал фотоструму повинен бути максимальним для чутливості. Основною характеристикою є квантова ефективність – кількість носіїв утворених фотоном, або

$$\eta = \frac{I_{ph}}{q\Phi} = \frac{I_{ph}}{q} \left(\frac{h\nu}{P_{opt}} \right), \quad (2)$$

де I_{ph} – фотострум, Φ – потік фотонів ($= P_{opt}/h\nu$), і P_{opt} – оптична потужність. Ідеальна квантова ефективність дорівнює одиниці. Зменшення пов'язане з втратами струму рекомбінації, неповного поглинання, відбивання і т.д. Іншою характеристикою є чутливість R (відношення фотоструму до оптичної потужності), використовуючи оптичну потужність як довідкову,

$$R = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \frac{\eta q}{h\nu} = \frac{\eta \lambda (\mu m)}{1.24} A/W. \quad (3)$$

Для подальшого поліпшення сигналу, деякі фотодетектори мають внутрішній механізм підсилення. Порівняння підсилення загальних фотодетекторів наведені в таблиці 1. На жаль, високий коефіцієнт підсилення призводить до збільшення шуму.

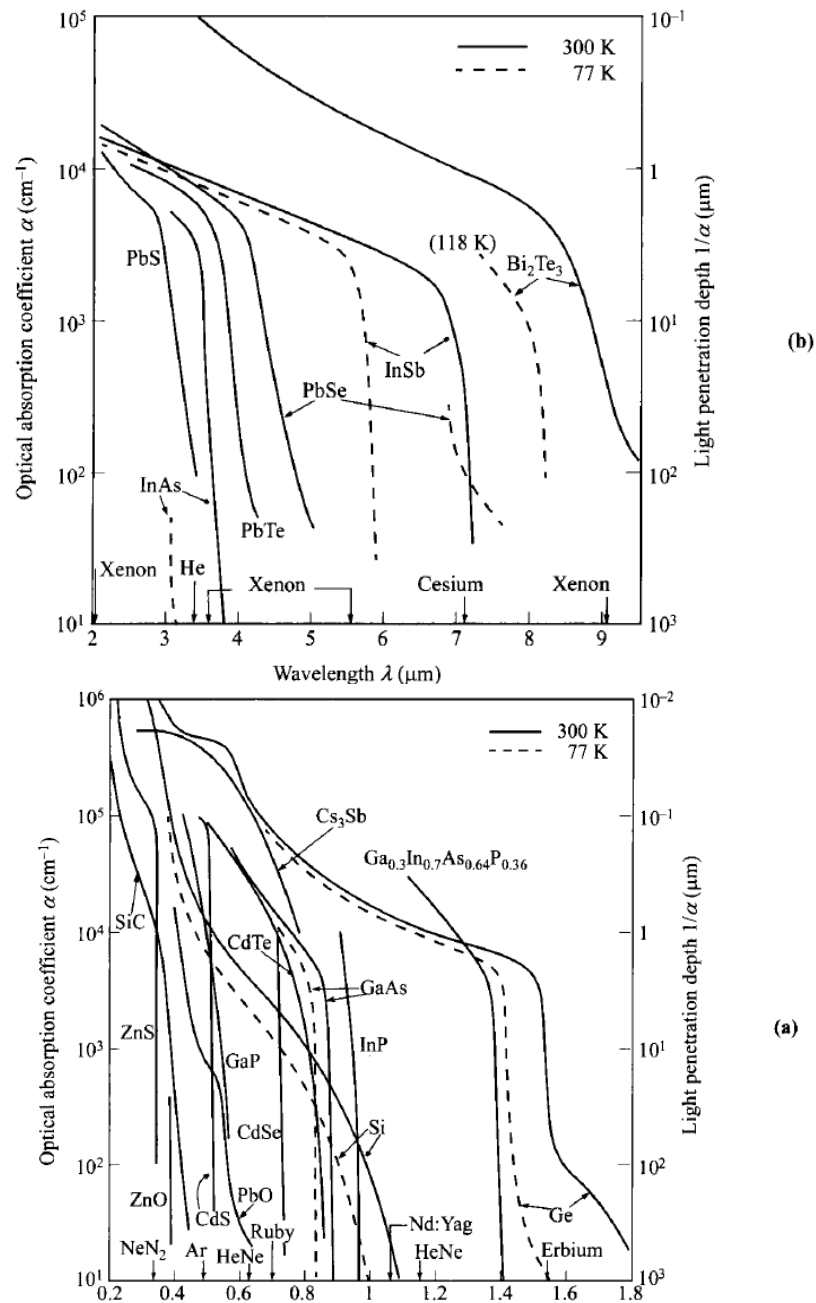


Рис. 1. Коефіцієнти оптичного поглинання для різних матеріалів фотодетекторів: (а) поблизу оптичної, (б) ІЧ області спектра. Вказані довжини хвиль випромінювання деяких лазерів.

Таблиця 1.

Типові значення коефіцієнта підсилення і часу фотовідповіді для загальних фотодетекторів

Photodetector	Gain	Response time (s)
Photoconductor	1–10 ⁶	10 ⁻⁸ –10 ⁻³
Photodiodes	<i>p-n</i> junction	1
	<i>p-i-n</i> junction	1
	Metal-semiconductor diode	1
CCD	1	10 ⁻¹¹ –10 ⁻⁴ *
Avalanche photodiode	10 ² –10 ⁴	10 ⁻¹⁰
Phototransistor	≈ 10 ²	10 ⁻⁶

*Обмежуються переносом заряду. Великий час інтеграції є перевагою для ПЗС з високою чутливістю.

Крім великого сигналу, низький рівень шуму також має важливе значення, оскільки це буде в кінцевому рахунку визначати мінімальний рівень сигналу. Ось чому часто говорять про відношення сигнал-шум. Є багато факторів, які сприяють шуму. Темновий струм є витік відхилення струму в фотодетектори, але не піддаючись джерелу світла. Одним з обмежень на роботу пристрою є температура, тому теплова енергія повинна бути менше енергії фотона ($kT < h\nu$). Ще одне джерело шуму від фонового випромінювання, є випромінювання чорного тіла з корпусу детектора при кімнатній температурі, якщо він не охолоджується. Внутрішній шум приладу включає в себе тепловий шум (Шум Джонсона), який пов'язаний з тепловим рухом носіїв у будь-якому резистивному пристрої. Дробовий шум через дискретні окремі події фотоефекту, а також статистичні коливання, пов'язаних з ними. Це особливо важливо для низької інтенсивності світла. Третій – через флікера шуму (мерехтіння), інакше відомий як $1/f$. Це із-за випадкових ефектів, пов'язаних з поверхневими пастками, і як правило, має характеристики $1/f$, які більш виражені на низьких частотах. Генерація-рекомбінація шуму може бути викликана як оптичними так і термічними процесами.

Оскільки всі шуми є незалежними подіями, вони можуть бути додані разом, як повний шум. Пов'язані із значеннями добротності, потужності, еквівалентної шуму (NEP), що відповідає середньоквадратичному значенню оптичної потужності, необхідної для одержання відношення сигнал-шум у смузі 1 Гц. Роздільна здатність D^* визначається як:

$$D^* = \frac{\sqrt{AB}}{\text{NEP}} \text{ cm-Hz}^{1/2}/\text{W}, \quad (4)$$

де A – площа, B – ширина смуги пропускання. Це теж сигнал-шуму при 1 Вт світлової потужності, що падає на детектор площею 1 см², і рівень шуму вимірюється при ширині смуги 1 Гц. Параметр нормалізується до площі, так як шум пристрою, як правило, пропорційний кореню квадратному з площі. Порогова чутливість залежить від чутливості детектора, спектральної

характеристики та шуму. Це функція довжини хвилі, частоти модуляції і смуги пропускання, і виражається як $D^*(\lambda, f, B)$.

У наступному розділі Частини «Фотодетектори та сонячні елементи» розглядаються сонячні елементи, які певною мірою поділяють деяку схожість з фотодетекторами, оскільки перетворюють світло в електрику. Однак, мета сонячних елементів полягає у виробництві електроенергії від сонячного світла, на відміну від виявлення слабкого світла. Перша відмінність між ними – це інтенсивність світла. Друга полягає в тому, що сонячні елементи є генераторами енергії, і тому таких зовнішніх зміщень не потрібно, тоді як фотодетектори зазвичай вимагають певного зміщення, а зміна струму виявляється як сигнал.

1.1. Фотопровідник

Фотопровідник являє собою пластину напівпровідника, монолітну або тонкоплівкову форму, на протилежних кінцях якого створені омичні контакти (рис. 2).

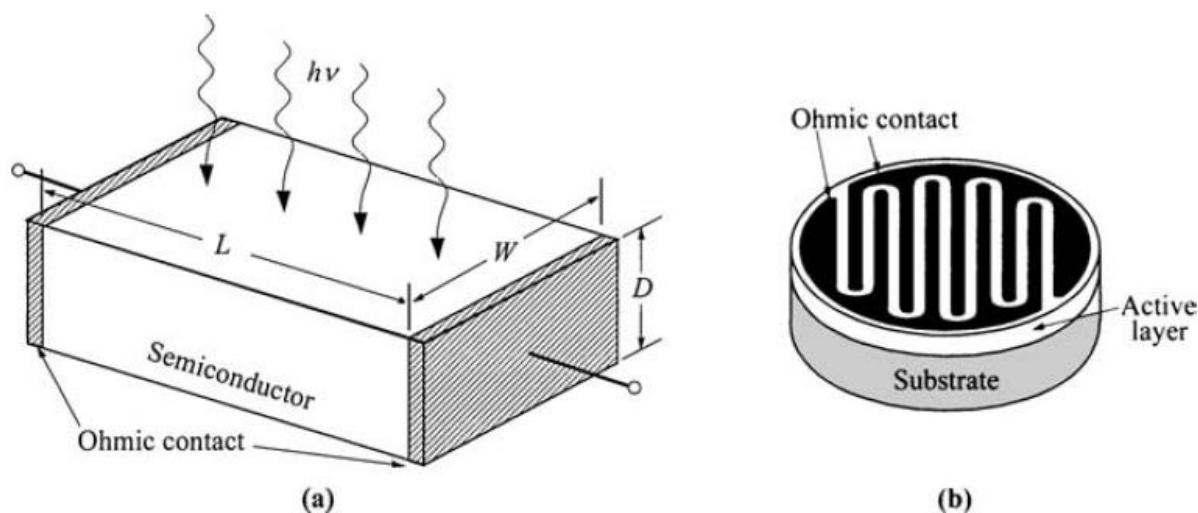


Рис. 2. (а) Схема фотопровідника для аналізу, який складається з пластини напівпровідника з двома омичними контактами. (б) Типова схема складається з штрихованих контактів з невеликим зонами.

Коли світло падає на поверхню фотопровідника, генеруються носії внаслідок збудження або зона-зонних переходів (власне збудження), або переходів між енергетичними рівнями в забороненій зоні (домішкове збудження), що призводить до збільшення провідності. Процеси власного та домішкового фотозбудження носіїв показано на (рис. 3).

Провідність власного фотопровідника визначається $\sigma = q(\mu_n n + \mu_p p)$, і збільшується провідність при освітленні в основному за рахунок збільшення кількості носіїв. Довгохвильова границя визначається (1), де ΔE – ширина забороненої зони E_g . Падаюче випромінювання коротших довжин хвиль, поглинається напівпровідником і генеруються електронно-діркові пари. Для

домішкового фотопровідника фотозбудження відбувається між краєм зони і домішковим енергетичним рівнем.

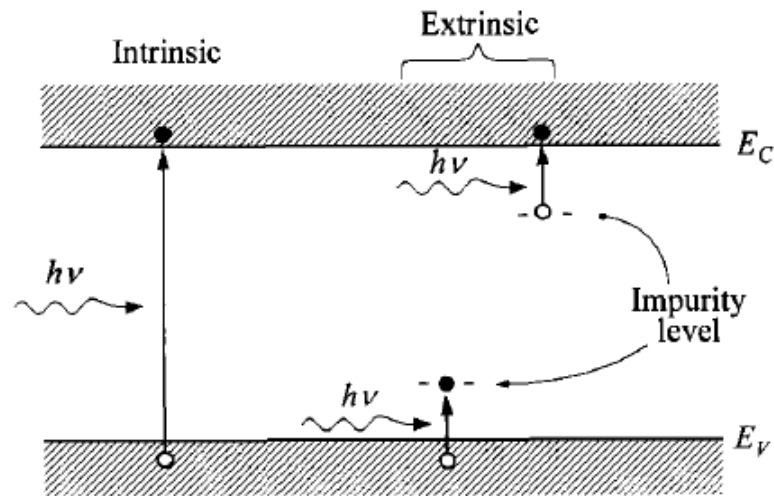


Рис. 3. Процеси власного зона-зонного фотозбудження і домішкового фотозбудження між домішковими рівнями і зонами.

Продуктивність фотодетектора загалом і фотопровідника зокрема характеризується трьома параметрами: квантова ефективність і підсилення; час відгуку та чутливість. Спочатку розглянемо принцип роботи фотопровідника при освітленні (рис. 2). Припускаючи незмінний потік фотонів, розподілених рівномірно на поверхні фотопровідника з площею $A = WL$, повна кількість фотонів падаючих на поверхню ($P_{\text{opt}}/h\nu$) в одиницю часу, де P_{opt} – потужність падаючої оптичної хвилі, $h\nu$ – енергія фотона. У стаціонарному стані швидкість генерації G_e повинна дорівнювати швидкості рекомбінації. Якщо товщина пристрою D значно більша, ніж глибина проникнення світла ($1/\alpha$), так що вся світлова потужність поглинається, то повна стаціонарна швидкість генерації і рекомбінації носіїв на одиницю об'єму дорівнює

$$G_e = \frac{n}{\tau} = \frac{\eta(P_{\text{opt}}/h\nu)}{WLD}, \quad (5)$$

де τ – час життя носіїв, η – квантова ефективність (тобто кількість носіїв генерованих фотоном), n – надлишкова концентрація носіїв. Оскільки ця концентрація набагато більша, ніж фоновий рівень фотопровідника, то концентрація стає стаціонарна

$$n = G_e \tau. \quad (6)$$

Час життя носіїв пов'язано з характеристиками, які, при вимиканні освітлення, дають зменшення концентрації з часом за формулою

$$n(t) = n(0) \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right). \quad (7)$$

Для власного фотопровідника, фотострум, що протікає між електродами це

$$I_p = \sigma E W D = (\mu_n + \mu_p) n q E W D, \quad (8)$$

де E – прикладене електричне поле всередині фотопровідника, і $n = p$. Підставляючи (5) у (8) отримаємо

$$I_p = q \left(\eta \frac{P_{\text{opt}}}{h\nu} \right) \frac{(\mu_n + \mu_p) \tau E}{L}. \quad (9)$$

Якщо ми визначаємо первинний фотострум як

$$I_{ph} = q \left(\eta \frac{P_{\text{opt}}}{h\nu} \right), \quad (10)$$

то підсилення фотоструму G_a з (9) є

$$G_a = \frac{I_p}{I_{ph}} = \frac{(\mu_n + \mu_p) \tau E}{L} = \tau \left(\frac{1}{t_{rn}} + \frac{1}{t_{rp}} \right), \quad (11)$$

де t_{rn} ($= L/\mu_n E$) та t_{rp} ($= L/\mu_p E$) – час прольоту електрона і дірки через електроди. Коефіцієнт підсилення залежить від відношення часу життя носіїв до часу прольоту і є найважливішим параметром для фотопровідників. Для зростання підсилення, час життя повинен бути довгим, однак відстань між електродами має бути невелика, а рухливість висока. Нескладно отримати типове підсилення 1000, але були досягнуті більш високі підсилення до 10^6 (таблиця 1). З іншого боку, час відповіді фотопровідника також визначається тривалістю життя. Тому є взаємозв'язок між підсиленням і швидкістю. Фотопровідник має довший час прольоту ніж фотодіод.

Високе підсилення може бути обмежене максимальним полем при пробі. Інший ефект пояснюється *знищенням* неосновних носіїв. При помірному полі основні носії (електрони) мають вищу рухливість, і їх час прольоту коротший, ніж час життя носіїв. Між тим, неосновні носії (дірки) повільніші, а їх час прольоту довший часу життя носіїв. За таких умов електрони швидко витісняються з детектора, але дірки потребують нейтральності заряду і більше електронів подаються з іншого електрода. Через це електрони проходять через детектор багато циклів за час життя носія, що відповідає за підсилення. У дуже високих полях дірки також рухаються з часом прольоту коротшим за час життя. При цих умовах генерація не справляється з процесом швидкого дрейфу і стаціонарний стан (6) більше не виконується. Ця умова призводить до ефекту просторового заряду. У такому високому полі, підсилення зменшується і знову наближається до одиниці.

Далі розглянемо оптичний сигнал з інтенсивністю, модульований за законом

$$P(\omega) = P_{\text{opt}} [1 + m \exp(j\omega t)], \quad (12)$$

де P_{opt} – середня потужність оптичного сигналу, m – індекс модуляції, ω – частота модуляції. Середній струм I_p обумовлений оптичним сигналом задається (9). Середньоквадратична потужність модульованого оптичного

сигналу становить $mP_{\text{opt}}/\sqrt{2}$, а середньоквадратичний струм сигналу може бути записано у вигляді

$$i_p \approx \left(\frac{q\eta m P_{\text{opt}} G_a}{\sqrt{2} h \nu} \right) \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (13)$$

На низьких частотах, це зводиться до (9). На високих частотах, частота передачі пропорційна $1/f$.

На рис. 4 показана RF еквівалентна схема фотопровідника. Провідність G включає провідності обумовлені темновим, середнім сигналом (фотострумом) і фоновим струмами.

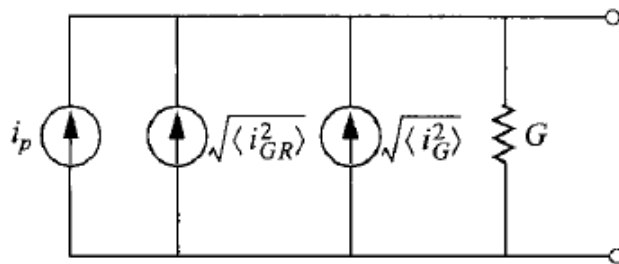


Рис. 4. RF еквівалентна схема фотопровідника.

Тепловий шум, пов'язаний з провідністю G , дорівнює

$$\langle i_G^2 \rangle = 4kTGB, \quad (14)$$

де B – ширина смуги. Генераційно-рекомбінаційний шум (дробовий шум) задається

$$\langle i_{GR}^2 \rangle = \frac{4qI_p B G_a}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (15)$$

де I_p – стаціонарний світло-індукований (фотострум) вихідний струм. Відношення сигнал-шум може бути отримано з (13)-(15):

$$\left. \frac{S}{N} \right|_{\text{power}} = \frac{i_p^2}{\langle i_{GR}^2 \rangle + \langle i_G^2 \rangle} = \frac{\eta m^2 (P_{\text{opt}}/h\nu)}{8B} \left[1 + \frac{kT}{qG_a} (1 + \omega^2 \tau^2) \frac{G}{I_p} \right]^{-1}. \quad (16)$$

Із (16) можна отримати NEP (тобто $mP_{\text{opt}}/\sqrt{2}$), підставивши у нього $S/N = 1$ і $B = 1$. Для ПЧ детекторів найбільш часто вживаним критерієм є роздільною здатністю D^* (4).

Фотопровідник привабливий простою структурою, низькою вартістю та надійними функціями. Зовнішні фотопровідники можуть розширювати довжину хвилі, не використовуючи матеріали з дуже вузькою енергетичною щільною, і вони зазвичай використовуються як ПЧ фотодетектори. Для детектування випромінювання в середньому, далекому і наддалекому ПЧ діапазонах фотопровідники охолоджують до низьких температур (наприклад, 77 К та 4,2 К). Низька температура зменшує теплові ефекти, які викликають термічну іонізацію та виснажують енергетичні рівні, а також підвищують

підсилення та ефективність детектування. Поблизу 0,5 мкм фотопровідник CdS має високу чутливість, тоді як при 10 мкм кращим є фотопровідник HgCdTe. У діапазоні довжин хвиль від 100 до 400 мкм краще вибрати домішковий фотопровідник GaAs через його високу деактивність. Даний фотопровідник володіє широким динамічним діапазоном і забезпечує хороші характеристики детектування сигналів високої інтенсивності світла. Однак для детектування низьких сигналів мікрохвильових частот фотодіод забезпечує значно більшу швидкість і високе відношення сигнал/шум. Таким чином, фотопровідники мають обмежене використання в високочастотних оптичних демодуляторах, таких як оптичні змішувачі. Проте, вони широко використовувались для ІЧ детектування, особливо на довжинах хвиль вище кількох мікрометрів.

1.2. Фотодіоди

1.2.1. Загальний аналіз.

Фотодіод (ФД) має збіднену область напівпровідника з високим електричним полем для розділення фотогенерованих електронно-діркових пар. Для роботи на високій швидкості, щоб скоротити час прольоту, збіднена область повинна бути тонкою. З іншого боку, для збільшення квантової ефективності (число фотогенерованих електронно-діркових пар до падаючих фотонів), збіднений шар повинен бути достатньо товстим, щоб забезпечити поглинання більшої частини падаючого світла. Таким чином, існує взаємозв'язок між швидкодією та квантовою ефективністю.

Для видимого і ближнього ІЧ діапазону довжин хвиль ФД зазвичай зміщуються в зворотному напрямку за допомогою зміщення напруги, тому що це зменшує час передачі і знижує ємність діода. Проте зворотня напруга не достатньо велика для виникнення лавинного множення або пробою. Ця умова зсуву відрізняє від лавинних ФД, де внутрішнє підсилення струму отримане в результаті ударної іонізації в умовах лавинного пробою. Усі ФД, за винятком лавинних ФД, мають максимальне підсилення (табл. 1). Сім'я ФД включає в себе *p-i-n* та *p-n* ФД, ФД з гетеропереходом, і метал-напівпровідник ФД (з бар'єром Шотткі).

Коротко розглянемо загальні характеристики ФД: його квантову ефективність, швидкість фотовідповіді й шуми пристрою.

Квантова ефективність. Як згадувалося вище, квантова ефективність – це кількість фотогенерованих електронно-діркових пар (2). Відмінною особливістю є чутливість, тобто відношення фотоструму до оптичної потужності (3). Таким чином, для даної квантової ефективності чутливість лінійно зростає з довжиною хвилі. Для ідеального ФД ($\eta = 1$), $R = \lambda/1,24$ (А/Вт), λ виражається в мкм.

Оскільки оптичний коефіцієнт поглинання α сильно залежить від довжини хвилі, для даного напівпровідника діапазон довжин хвиль, в якому помітний фотострум, обмежений. Оскільки більшість ФД використовують

зона-зонне фотозбудження (за винятком фотозбудження через бар'єр в метал-напівпровідник фотодіодах (МН-ФД)), довгохвильова границя λ_c визначається енергетичною щільною напівпровідника (1), наприклад близько 1,7 мкм для Ge, і 1,1 мкм для Si. Для довжин хвиль, більших λ_c , значення α занадто мале, щоб забезпечити помітне поглинання. Короткохвильова границя фотовідповідь обумовлена тим, що значення α є дуже великі ($\geq 10^5 \text{ см}^{-1}$) і випромінювання поглинається поблизу поверхні, де рекомбінація більш вірогідна. Таким чином, фотоносії рекомбінують раніше ніж вони збираються в p - n переході. У ближній інфрачервоній області (0,8 ÷ 0,9 мкм), кремнієві ФД з просвітлюючим покриттям можуть досягати квантову ефективність 100 %. У діапазоні 1,0 ÷ 1,6 мкм високу квантову ефективність показали Ge ФД, потрійні III-V ФД (наприклад, InGaAs), і почетверені III-V ФД (наприклад, InGaAsP). Для високоефективної роботи в довгохвильовій області ФД охолоджують (наприклад до 77 К).

Швидкодія. Швидкість фотовідповіді обмежена поєднанням трьох факторів: (1) часом дрейфу через збіднену область, (2) дифузією носіїв, і (3) ємністю збідненої області. Носії, згенеровані за межами збідненої області, повинні дифундувати до переходу, що призводить до часу затримки. Щоб зменшити вплив дифузії, необхідно формувати перехід дуже близько до поверхні. Більшість світла поглинатися, коли збіднена область досить широка (порядку $1/\alpha$); при достатніх зворотних зміщеннях, носії дрейфуватимуть зі швидкістю насичення. Збіднений шар не повинний бути занадто широким, оскільки час переносу обмежує частотну характеристику. Він також не повинен бути занадто вузьким оскільки надлишкова ємність C приведе до великої сталої часу $R_L C$, де R_L – опір навантаження. Оптимальне значення збідненого шару вибирають таким, коли час переносу складає близько половини періоду модуляції. Наприклад, для частоти модуляції 10 ГГц, оптимальна товщина збідненого шару для Si (зі швидкістю насичення 10^7 см/с) становить близько 5 мкм.

Шум пристрою. Для вивчення шумових властивостей у ФД розглянемо узагальнений процес детектування (рис. 5а).

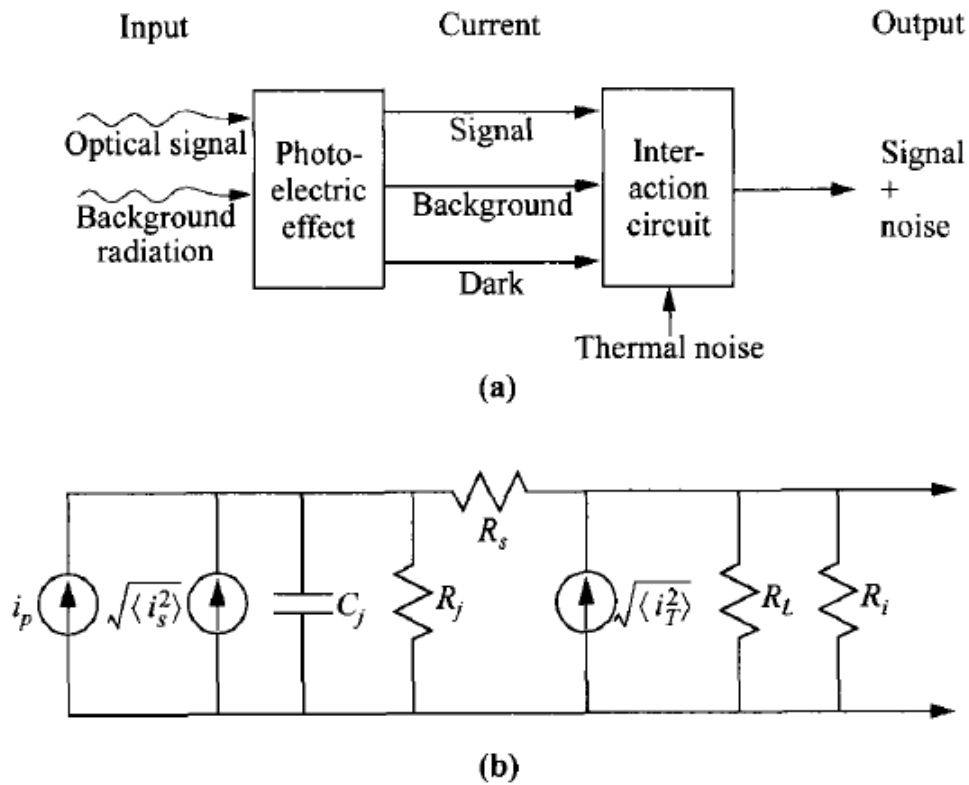


Рис. 5. Шумовий аналіз фотодіода. (а) Процес фотодетекції. (б) Еквівалентна схема.

При поглинанні оптичного сигналу і фонового випромінювання в ФД генеруються електронно-діркові пари. Електрони і дірки розділяються електричним полем і дрейфують у протилежні сторони переходу. При цьому в зовнішньому навантажувальному резисторі індукується фотострум. Так як шум залежить від частоти, для визначення генерованих фотоелектричним процесом струмів, розглянемо модульований по інтенсивності оптичний сигнал, що задається (12). Середній фотострум I_p обумовлений оптичним сигналом задається (10). Середньоквадратична потужність модульованого оптичного сигналу рівна $mP_{\text{opt}}/\sqrt{2}$, а середньоквадратичний струм сигналу отримують із (13) з коефіцієнтом підсилення рівним одиниці

$$i_p = \frac{q\eta m P_{\text{opt}}}{\sqrt{2}h\nu}. \quad (17)$$

Позначаємо струм, що виникає в результаті фонового випромінювання I_B а темновий струм теплової генерації електронно-діркових пар у збідненій області I_D . Внаслідок випадкового характеру генерації всіх цих струмів, поява дробового шуму задається, як

$$\langle i_s^2 \rangle = 2q(I_p + I_B + I_D)B, \quad (18)$$

де B – ширина смуги. Тепловий шум визначається за формулою

$$\langle i_T^2 \rangle = \frac{4kTB}{R_{eq}}, \quad (19)$$

де

$$\frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_j} + \frac{1}{R_L} + \frac{1}{R_i}. \quad (20)$$

Еквівалентна схема ФД показана на рис. 5b. Компоненти C_j – ємність переходу, R_j – опір переходу, R_s – послідовний опір. Змінний R_L являє собою зовнішній резистор навантаження, а R_i – вхідний опір підсилювача. Усі опори вносять у систему додаткові теплові шуми. Послідовний опір R_s , зазвичай значно менший інших опорів і ним можна знехтувати.

Для 100 % модульованого сигналу ($m = 1$) з середньою потужністю P_{opt} відношення сигнал-шум може бути записано як

$$\left. \frac{S}{N} \right|_{power} = \frac{i_p^2}{\langle i_s^2 \rangle + \langle i_T^2 \rangle} = \frac{(1/2)(q\eta P_{opt}/h\nu)^2}{2q(I_p + I_B + I_D)B + 4kTB/R_{eq}}. \quad (21)$$

З цього рівняння, мінімальна оптична потужність, необхідна для отримання заданого відношення сигнал-шум (параметр з $I_p = 0$), дорівнює

$$P_{opt}|_{min} = \frac{2h\nu}{\eta} \sqrt{\frac{(S/N)I_{eq}B}{q}}, \quad (22)$$

де

$$I_{eq} = I_B + I_D + \frac{2kT}{qR_{eq}}. \quad (23)$$

Потужність, еквівалентна шуму (NEP), визначається за формулою ($S/N = 1$, $B = 1$ Гц)

$$NEP = \text{rms optical power } P_{opt}|_{min} = \frac{h\nu}{\eta} \sqrt{\frac{2I_{eq}}{q}} \text{ W/cm}^2\text{-Hz}^{1/2}. \quad (24)$$

Для підвищення чутливості ФД, необхідно η і R_{eq} збільшувати, а I_B і I_D – зменшувати. NEP при наявності дробового шуму темнового струму або фонового випромінювання може бути досягнута лише при достатньо високих значеннях R_{eq} .

1.2.2. *p-i-n* та *p-n* фотодіоди.

p-i-n фотодіод є окремим випадком ФД з *p-n* переходом, і одним з найбільш розповсюджених фотодетекторів, тому що товщина збідненої області може бути створена такою, що забезпечить оптимальну квантову ефективність та частотну характеристику. На рис. 6 схематично показано зображення *p-i-n* діод та його зонна енергетична діаграма в умовах зворотного зміщення разом з характеристиками оптичного поглинання.

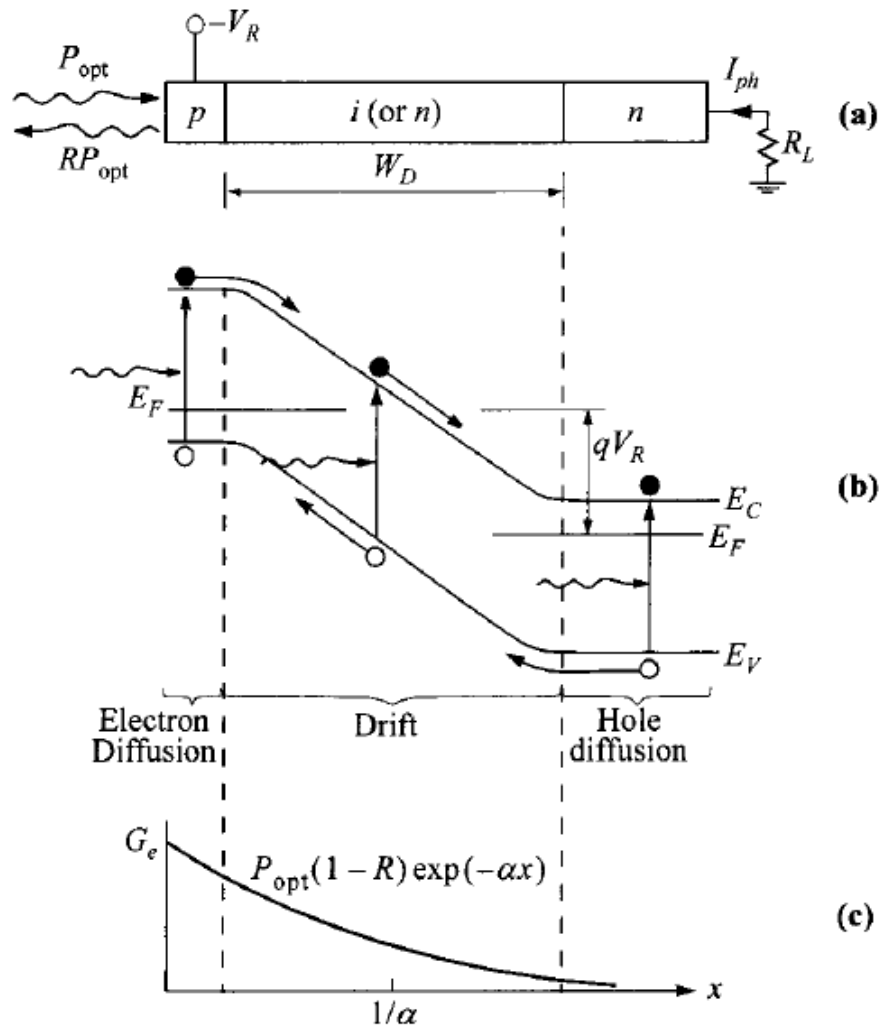


Рис. 6. Принцип роботи фотодіода. (а) Поперечний розріз $p-i-n$ діода. (б) Зонна енергетична діаграма в умовах зворотного зміщення. (с) Характеристики генерації носіїв.

З допомогою схеми рис. 6 проведемо аналіз деяких особливостей роботи $p-i-n$ ФД. Цей аналіз буде справедливим також і для $p-n$ ФД. Поглинання світла в напівпровіднику продукує електронно-діркові пари. Пари, створювані в збідненій області або на відстані дифузійної довжини, розділяються електричним полем і у зовнішньому ланцюзі під час дрейфу носіїв через збіднену область з'являється струм.

Квантова ефективність. У стаціонарних умовах густина повного фотоструму, що протікає через зворотно-зміщений збіднений шар, визначається

$$J_{\text{tot}} = J_{\text{dr}} + J_{\text{diff}}, \quad (25)$$

де J_{dr} – дрейфовий струм, обумовлений генерацією носіїв у збідненій області, J_{diff} – дифузійний струм, обумовлений генерацією носіїв в об'ємі напівпровідника за межами збідненої області та їх дифузією до зворотно-зміщеного переходу. Виведемо вираз для повного струму припустивши, що струмом теплової генерації можна знехтувати і поверхня p -шару значно тонша ніж $1/\alpha$. Посилаючись на рис. 6с, швидкість електронно-діркової генерації:

$$G_e(x) = \Phi_0 \alpha \exp(-\alpha x), \quad (26)$$

де Φ_0 – потік падаючих фотонів на одиницю площі, заданий $P_{\text{opt}}(1-R)/Ah\nu$, R – коефіцієнт відбивання, A – площа пристрою. Таким чином, дрейфовий струм J_{dr}

$$J_{\text{dr}} = -q \int_0^{W_D} G_e(x) dx = q\Phi_0 [1 - \exp(-\alpha W_D)], \quad (27)$$

де W_D – товщина збідненого шару. Слід зазначити, що в збідненій області було прийнято квантову ефективність 100 %.

При $x > W_D$ густина неосновних носіїв (дірок) в об'ємі напівпровідника визначається з одновимірного дифузійного рівняння

$$D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + G_e(x) = 0, \quad (28)$$

де D_p – коефіцієнт дифузії для дірок, τ_p – час життя надлишкових носіїв, p_{n0} – рівноважна густина дірок. Розв'язок (28) відповідно з граничними умовами $p_n = p_{n0}$ при $x = \infty$ і $p_n = 0$ при $x = W_D$ має вигляд

$$p_n = p_{n0} - [p_{n0} + C_1 \exp(-\alpha W_D)] \exp\left(\frac{W_D - x}{L_p}\right) + C_1 \exp(-\alpha x) \quad (29)$$

$$3 \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad \text{і} \quad C_1 \equiv \left(\frac{\Phi_0}{D_p}\right) \frac{\alpha L_p^2}{1 - \alpha^2 L_p^2}. \quad (30)$$

Густина дифузійного струму

$$\begin{aligned} J_{\text{diff}} &= -qD_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=W_D} \\ &= q\Phi_0 \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} \exp(-\alpha W_D) + \frac{qp_{n0}D_p}{L_p}. \end{aligned} \quad (31)$$

Густина повного струму є сумою J_{dr} всередині збідненої області та J_{diff} зовні збіднення, що задається

$$J_{\text{tot}} = q\Phi_0 \left[1 - \frac{\exp(-\alpha W_D)}{1 + \alpha L_p} \right] + \frac{qp_{n0}D_p}{L_p}. \quad (32)$$

При нормальних умовах експлуатації, доданок темного струму з p_{n0} набагато менший, так що повний фотострум пропорційний потоку фотонів. Квантова ефективність може бути отримана з (2) і (32)

$$\eta = \frac{AJ_{\text{tot}}/q}{P_{\text{opt}}/h\nu} = (1-R) \left[1 - \frac{\exp(-\alpha W_D)}{1 + \alpha L_p} \right]. \quad (33)$$

Якісно квантова ефективність менша від одиниці через відбивання R і поглинання світла за межами збідненої області. Для отримання високої

квантової ефективності є бажаним мале відбивання R і $W_D \gg 1$. Однак при $W_D \gg 1/\alpha$, час прольоту може бути значним. Розглянемо далі вплив часу прольоту.

Частотна характеристика. Оскільки для проходження носіями збідненого шару потрібен певний час, то при високочастотній модуляції інтенсивності падаючого світла з'являється різниця фаз між потоком фотонів і фотострумом. Для отримання кількісного результату цього ефекту, найпростіший випадок показано на рис. 7а, де все світло буде поглинатись поверхнею.

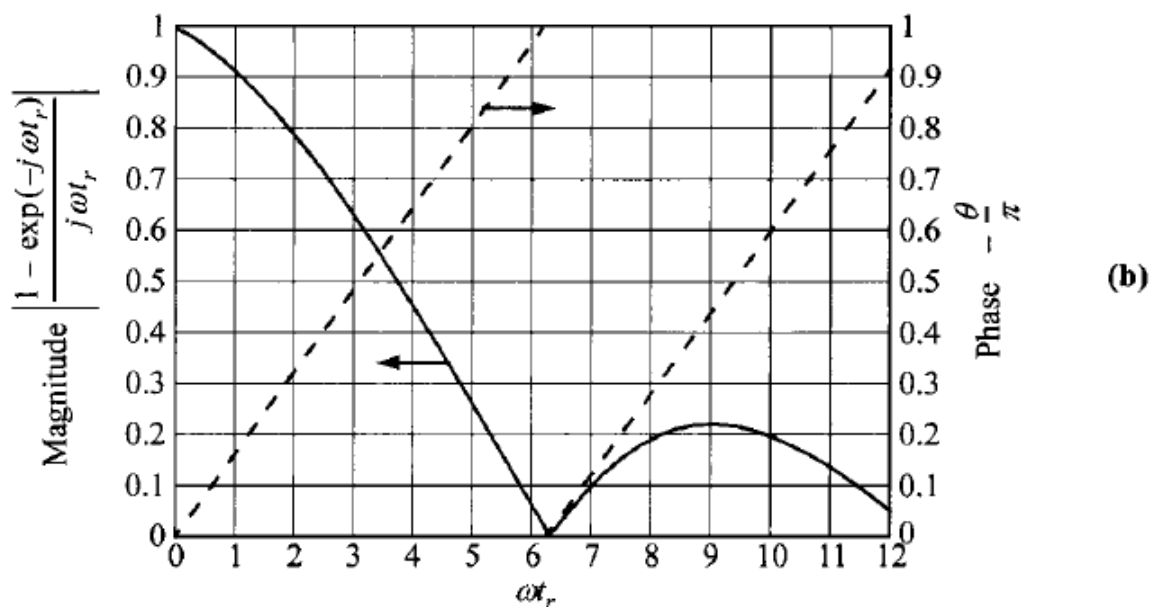
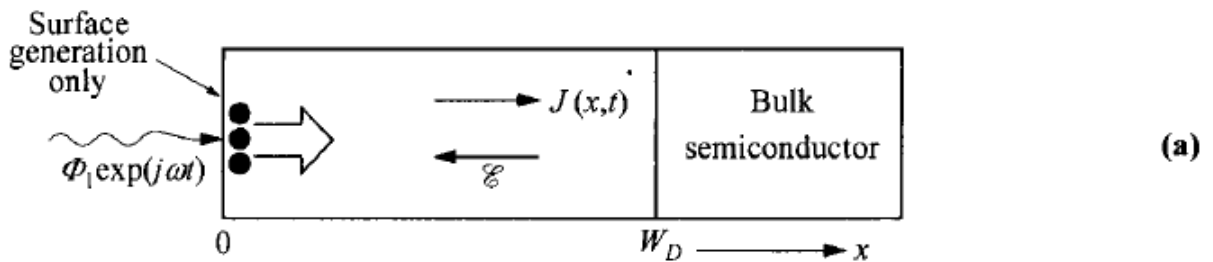


Рис.7. (а) Представлення прийняте для аналізу ефектів часу прольоту. (б) Фотовідповідь (нормалізований струм (напруга) і фаза) від нормалізованої частоти модулятора падаючого потоку фотонів, де $\theta = \omega t/2$.

Вважається, що прикладена напруга досить висока для того, щоб область власної провідності була повністю збіднена та носії досягли швидкості насичення v_s . Приймаючи $\eta = 100\%$, при густині потоку фотона заданою $\Phi_1 \exp(j\omega t)$ (фотонів/с-см²), густина струму провідності J_{cond} в точці x визначається

$$J_{\text{cond}}(x) = q\Phi_1 \exp\left[j\omega\left(t - \frac{x}{v_s}\right)\right]. \quad (34)$$

Внутрішній струм залежить від часу і відстані. Оскільки $\nabla J_{\text{tot}} = 0$, то можемо записати зовнішній повний струм як

$$J_{\text{tot}} = \frac{1}{W_D} - q \int_0^{W_D} \left(J_{\text{cond}} + \varepsilon_s \frac{\partial E}{\partial t} \right) dx, \quad (35)$$

де другий доданок в дужках є густиною струму зміщення. Підставляючи (34) у (35), отримаємо

$$J_{\text{tot}} = \left[\frac{j\omega\varepsilon_s V}{W_D} + q\Phi_1 \frac{1 - \exp(-j\omega t_r)}{j\omega t_r} \right] \exp(j\omega t), \quad (36)$$

де V – сума прикладеної і вбудованої напруги, $t_r = W_D / v_s$ – час прольоту носіїв через збіднену область. Із (36) густина струму короткого замикання ($V = 0$) дорівнює

$$J_{sc} = q\Phi_1 \frac{1 - \exp(-j\omega t_r)}{j\omega t_r} \exp(j\omega t). \quad (37)$$

На рис. 7b показано вплив часу прольоту на високих частотах – залежність амплітуди і фазового кута нормалізованого струму, як функція нормалізованої частоти модуляції. Слід зазначити, що амплітуда змінної складової фотоструму швидко зменшується з частотою, коли $\omega t_r > 1$. При $\omega t_r = 2,4$ амплітуда зменшується в $\sqrt{2}$ разів і супроводжується зсувом фази на $0,4\pi$. Швидкодія фотодетектора, таким чином, обмежується часом прольоту носіїв через збіднений шар. Розумний компроміс між високочастотною характеристикою і високою квантовою ефективністю досягається при ширині області від $1/\alpha$ до $2/\alpha$ так, що достатньо велика частина світла поглинається в збідненій області.

Для $p-i-n$ ФД, ширину i -області вибирають рівною $1/\alpha$. Час прольоту носіїв дорівнює часу їх дрейфу через i -область. Із (37) слідує, що зменшення фотоструму, яке відповідає 3 dB відбувається при частоті ($\omega t_r = 2,4$)

$$f_{3\text{dB}} = \frac{2.4}{2\pi t_r} \approx \frac{0.4v_s}{W_D} \approx 0.4\alpha v_s. \quad (38)$$

На рис. 8 показана залежність внутрішньої квантової ефективності, тобто при $\eta/(1-R)$ для Si $p-i-n$ ФД від частоти при 3 dB, і ширини збідненого шару розрахованого з (38) і рис. 1. Криві ілюструють взаємозв'язок між швидкодією (3 dB, частота якого пропорційна $1/W_D$) і квантовою ефективністю при різних довжинах хвиль, регулюванням ширини збідненої області.

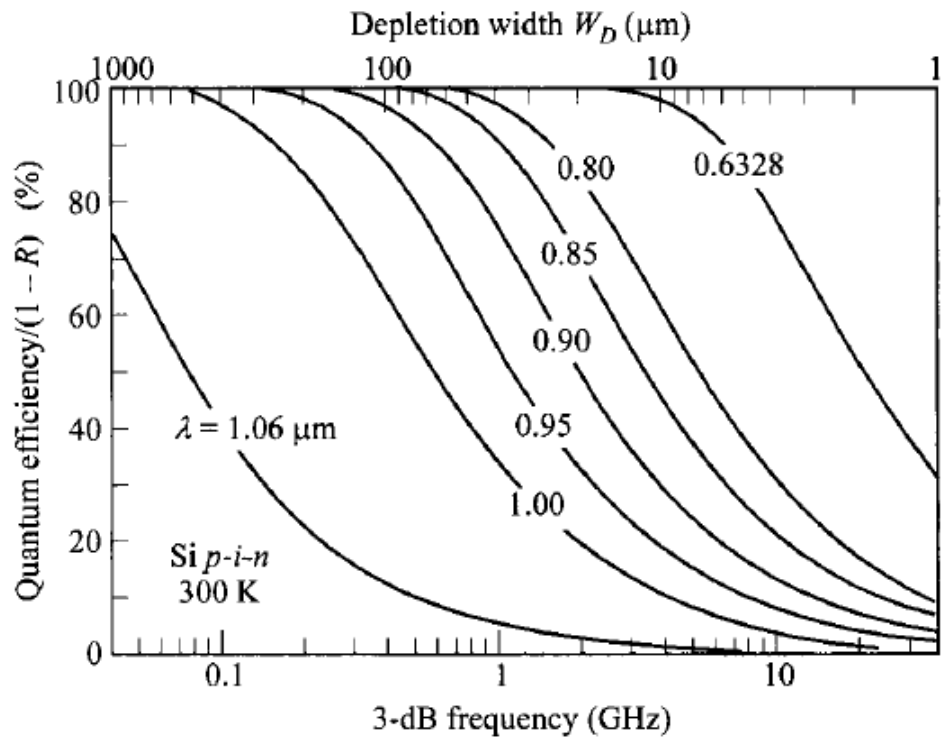


Рис. 8. Залежність квантової ефективності $p-i-n$ фотодіода Si від ширини збідненої області та граничної частоти (на 3 дБ), що визначається часом прольоту для різних довжин хвиль. Швидкість насичення 10^7 см/с.

Конструкції деяких високошвидкісних ФД, зазвичай з просвітлюючим покриттям (не показано) для підвищення квантової ефективності, показані на рис. 9. $p-i-n$ ФД показаний на рис. 9а. Товщина області власної провідності (або високоомний шар n -типу, v -область, або високоомний шар p -типу, тобто π -область) оптимізована для довжин хвиль оптичного сигналу та частоти модуляції. У $p-n$ ФД n -шар має більш високу концентрацію легуючої домішки і в результаті цього не є повністю збідненим (рис. 9б). При довжинах хвиль близьких до червоної границі чутливості, необхідна товщина поглинання стає дуже великою (при $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$, $1/\alpha = 1000 \text{ мкм}$). Одним з варіантів узгодженості між квантовою ефективністю і швидкодією може бути досягнуто, якщо світло входить у напівпровідник через грань паралельно переходу. Це має потенціал зниження товщини внутрішнього шару, коротшого часу проходження, і, отже, більшої швидкості, але за рахунок зниження квантової ефективності. Можна також вибрати такі кути попадання світла, які забезпечать його багаторазове відбивання в середині пристрою і тим самим приведуть до збільшення ефективності товщини поглинання, зберігаючи при цьому малу довжину дрейфу носія. Три інші пристрої МН-ФД, розглянуті пізніше.

Для $p-n$ ФД, так як збіднений шар тонкий, деяка частина світла може бути поглинута за межами збідненої області. Це може призвести до деяких недоліків. По-перше, квантова ефективність зменшується, світло поглинається за межами збідненої області більше, довжина дифузії не сприяє фотоструму, і в межах дифузійної довжини ефективність також знижується.

По-друге, дифузійний процес відбувається повільно. Час, необхідний для дифузії носіїв на відстань x відомий, як

$$t = \frac{4x^2}{\pi^2 D_p}. \quad (39)$$

Це набагато повільніше ніж процес дрейфу. $p-n$ ФД зазвичай мають нижчу швидкодію ніж $p-i-n$ ФД. Таким чином, нейтральна область сприяє послідовному опору, який є джерелом шуму, як було обговорено раніше.

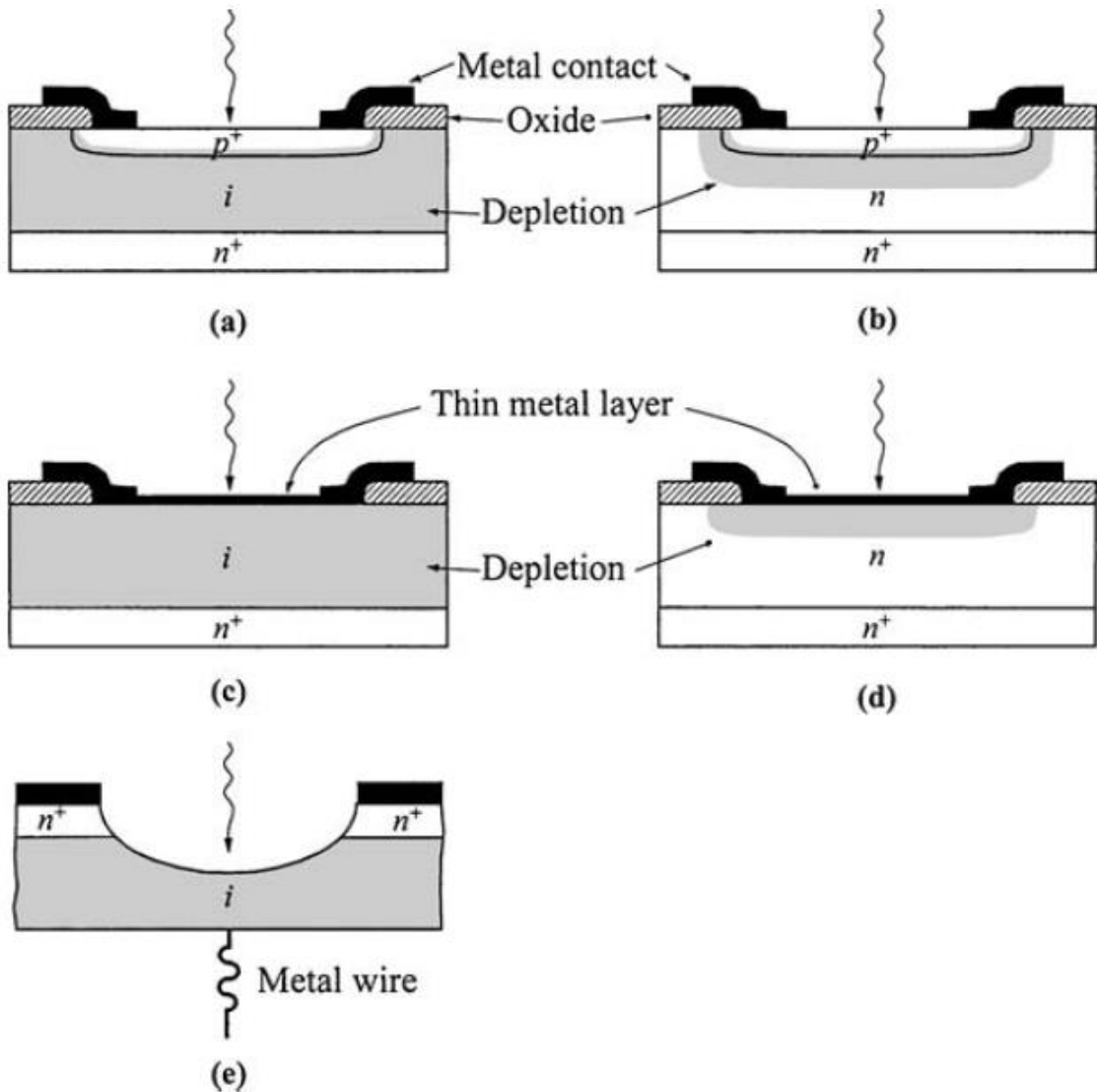


Рис. 9. Конструкції пристроїв деяких швидкодіючих фотодіодів. (а) $p-i-n$ фотодіод. (б) $p-n$ фотодіод. (с) Метал- $i-n$ фотодіод. (д) Метал-напівпровідник фотодіод. (е) Точково-контактний фотодіод.

1.2.3. Фотодіод з гетеропереходом.

Фотодіод можна створити на основі гетеропереходу, в якому перехід сформований між двома напівпровідниками з різною шириною забороненої зони (див. розділи « $p-n$ переходи»). Одна з переваг такого ФД полягає в тому, що його квантова ефективність не залежить ніяким чином від відстані, на якій розміщений перехід від поверхні, оскільки матеріал із більш широкою

забороненою зоною можна використовувати в якості «вікна», яке пропускає оптичне випромінювання. Крім того, гетероперехід дає унікальну можливість вибору такого поєднання матеріалів, яке забезпечує оптимальне для заданої довжини хвилі оптичного сигналу значення квантової ефективності і швидкодії. Іншою перевагою є зменшений темновий струм.

Для того щоб отримати гетероперехід з малими струмами витоку, необхідна хороша узгодженість сталих решіток обох напівпровідників. Деякі приклади ФД з гетеропереходами представлені на рис. 10, використовуючи InP підкладки й узгоджені решітки InGaAs (з $E_g \approx 0,73 \text{ eV}$) і InAlAs. Ці структури мають хорошу продуктивність для великих довжин хвиль (від 1 до 1,6 мкм) Маючи пряму заборонену зону і, відповідно, більший коефіцієнт поглинання біля власного поглинання порівняно з ФД Ge, можна досягти більшу швидкодію зі зменшенням ширини збудженої області. Також поширені системи з підкладкам AlGaAs та GaAs. Ці гетеропереходи є важливими для фотонних пристроїв в діапазоні довжин хвиль від 0,65 до 0,85 мкм.

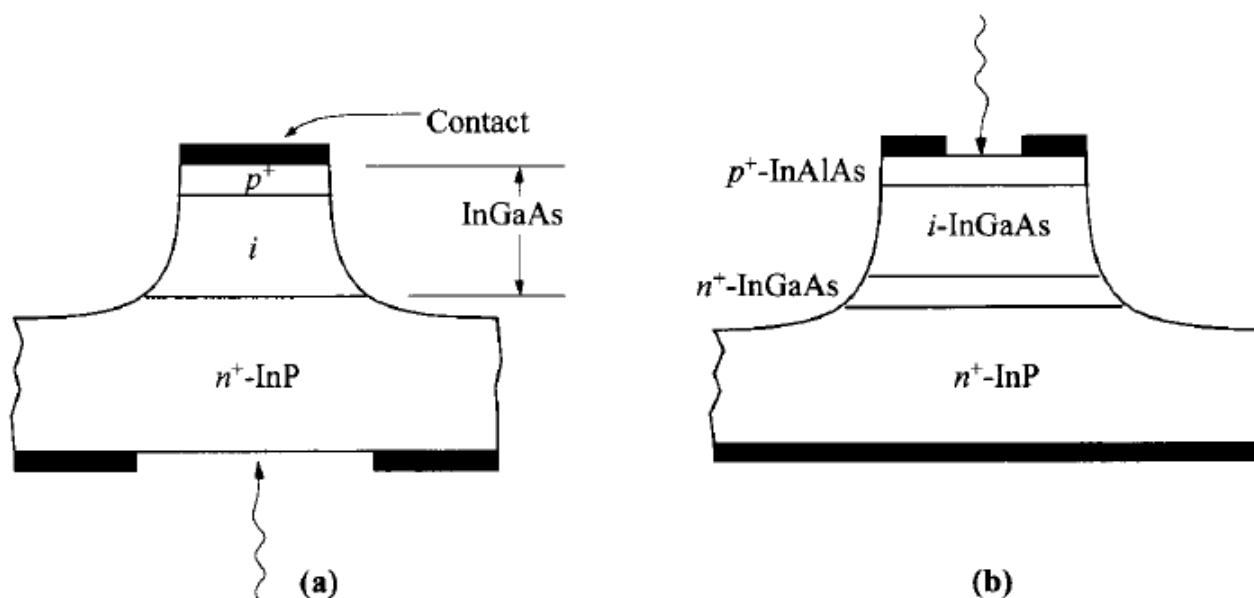


Рис. 10. Приклади фотодіодів з гетеропереходом на підкладці InP (а) з підсвічуванням підкладки та (b) з верхнім підсвічуванням.

1.2.4. Метал-напівпровідник фотодіод.

Метал-напівпровідник діод (МНД) може бути використаний в якості високоефективного фотодетектора. Зонна енергетична діаграма і протікання струму в МНД розглянуті в частині «Контакти метал-напівпровідник» курсу лекцій «Структурні елементи напівпровідникових пристроїв». ФД може працювати в двох режимах залежно від енергії фотона:

1. При $h\nu > E_g$ (рис. 11а), випромінювання створює електронно-діркові пари в напівпровіднику, і основні характеристики ФД дуже схожі на $p-i-n$ ФД. Квантова ефективність визначається (33).

2. При меншій енергії фотона (більшій довжині хвилі) $q\phi_B < h\nu < E_g$ (рис. 11b), фотовозбуджені електрони в металі можуть подолати бар'єр і бути зібрані в напівпровіднику. Цей процес називається внутрішня фотоемісія і широко використовується для визначення висоти бар'єру Шоттки та вивчення явищ перенесення «гарячих» електронів у металічних плівках.

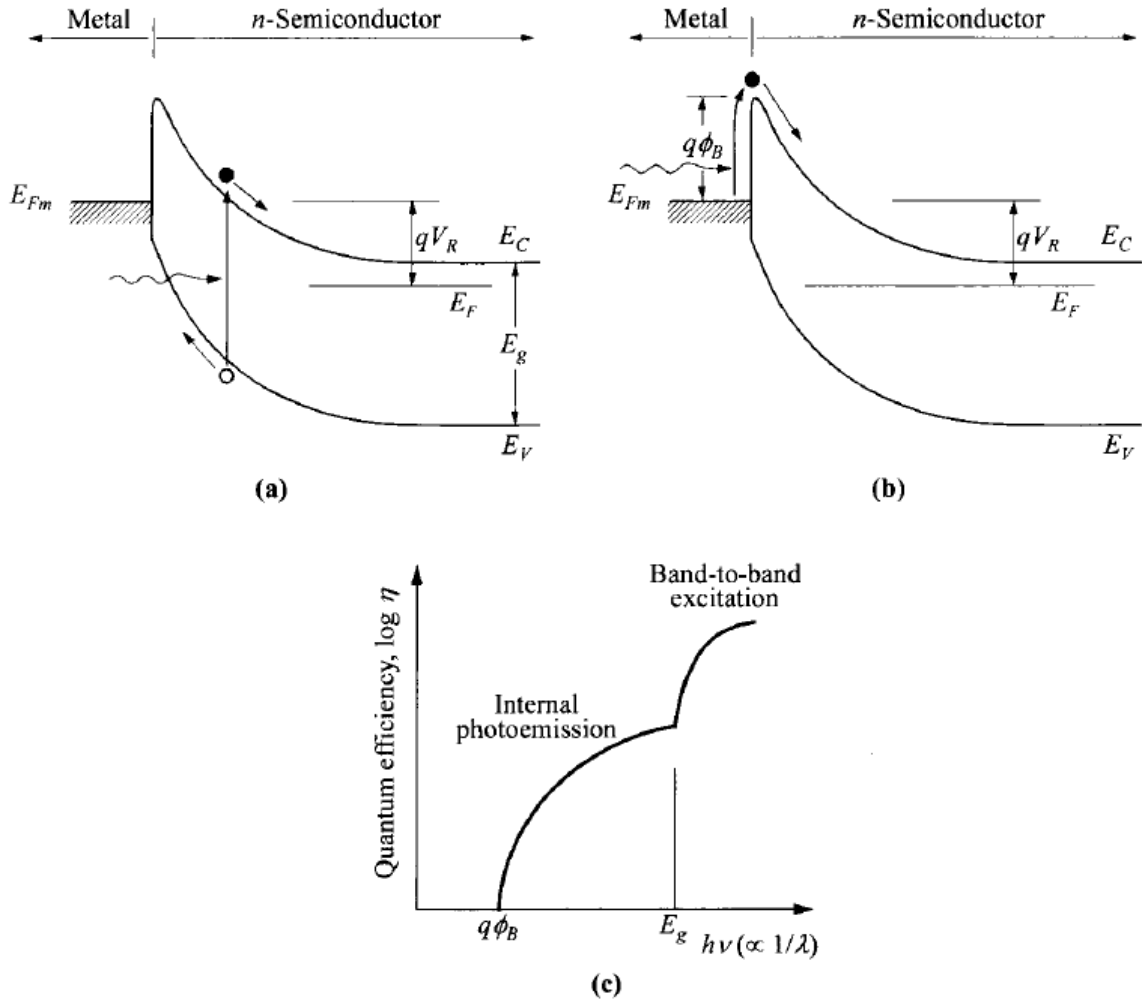


Рис. 11. (а) Зона-зонне збудження електронно-діркової пари ($h\nu > E_g$). (б) Внутрішня фотоемісія збуджених електронів з металу в напівпровідник ($q\phi_B < h\nu < E_g$). (с) Квантова ефективність як функція довжини хвилі, що показує обидва процеси.

Для першого процесу $h\nu > E_g$ і з високою зворотною напругою при пробі, діод може працювати як лавинний ФД. Це розглянемо у наступному розділі – «Лавинні фотодіоди».

Для внутрішнього фотоефекту, фотон поглинається в шарі металу і носій збуджується з більш високою енергією. Носії мають імпульс в довільних напрямках, і ті, які мають надлишок енергії більше, ніж висоти бар'єру і роблять внесок у фотострум. Процес внутрішньої фотопровідності залежить від енергії, а квантова ефективність визначається як

$$\eta = C_F \frac{(h\nu - q\phi_B)^2}{h\nu}, \quad (40)$$

де C_F – коефіцієнт емісії Фаулера. Це явище часто застосовується в вимірюванні висоти бар'єру. Коли Шотткі-бар'єр діод перевіряється з урахуванням змінної довжини хвилі, рис. 11с показує, що квантова ефективність має поріг з $q\phi_B$, і вона зростає зі збільшенням енергії фотона. Квантова ефективність зростає, коли енергія фотона досягає енергії щілини. На практиці внутрішня фотоемісія має типову квантову ефективність дещо меншу 1%.

Типові конструкції показано на рис. 9с. Для того щоб уникнути великого відбивання і втрати поглинання, коли діод загоряється через металевий контакт, металева плівка повинна бути дуже тонкою, ≈ 10 нм, і просвітлюватися. Використовуючи слаболегований i -шар, можна зробити метал- i - n ФД, аналогічний p - i - n діоду. Ця структура вигідна в основному для зона-зонного збудження. Спеціальний МНД, показаний на рис. 9е, є точково-контактний ФД. Активний об'єм діода є дуже малий, і відповідно невеликий дрейфовий час. Тому вони придатні для дуже високих частот модуляції.

Для детекторів з внутрішньої фотопровідністю більш ефективно направляти вхідне світло через підкладку. Оскільки висота бар'єру завжди менше енергетичної щілини, світло з $q\phi_B < h\nu < E_g$ не поглинається в напівпровіднику, і інтенсивність не зменшується. Шар металу, у цьому випадку, може бути товще, тоді легше контролювати товщину і звести до мінімуму послідовний опір. Для пристроїв Si, доступні використання силіцидів замість металу. Силіциди як правило, мають більш високу відтворюваність, оскільки вони утворюються при взаємодії металу з Si. Загальні силіциди, використовують для таких металів, як: PtSi, Pd₂Si та IrSi. Another advantage of a Schottky-barrier diode is that high-temperature processing for diffusion or implantation anneal is not required.

МН-ФД особливо практичні у видимому й УФ діапазонах. У цих діапазонах коефіцієнти поглинання в найбільш поширених напівпровідниках дуже високі, близько 10^5 см⁻¹ або вище, що відповідає ефективній глибині поглинання $1/\alpha = 0,1$ мкм або менше. Можна підібрати необхідний метал і просвітлювальне покриття так, що більша частина падаючого випромінювання поглинатиметься поблизу поверхні напівпровідника.

Темновий струм у діоді Шотткі, як відомо, обумовлений термоядерним випромінюванням більшості носіїв, і він не страждає від зберігання заряду дифузійного струму меншості, що обмежує можливості швидкості в p - n ФД. Повідомляються надшвидкісні ФД з бар'єром Шотткі, що працюють вище 100 ГГц. Основними перевагами ФД з бар'єром Шотткі є високошвидкісна та довгохвильова здатність виявлення без використання напівпровідника з невеликим проміжком енергії.

1.3. Лавинний фотодіод

Лавинні фотодіоди (ЛФД) працюють при високих напругах зворотного зміщення, що викликає лавинне множення. Множення призводить до підсилення внутрішнього струму. Добуток коефіцієнта підсилення на ширину смуги ЛФД може бути вище 300 ГГц, тому пристрій реагує на світло в мікрохвильовому діапазоні частот модуляції. Квантова ефективність і швидкодія для ЛФД визначається аналогічно, як для звичайних фотодіодів. Проте, високе підсилення з величиною шуму, потребує особливого розгляду шумових властивостей і лавинного підсилення.

1.3.1. Лавинне підсилення.

Лавинне підсилення, яке також називають коефіцієнтом множення, було розглянуте у частині «*p-n* переходи» курсу лекцій «Структурні елементи напівпровідникових пристроїв». Лавинний коефіцієнт для електронів при низьких частотах має вигляд

$$M = \left\{ 1 - \int_0^{W_D} \alpha_n \exp \left[- \int_x^{W_D} (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx \right\}^{-1}, \quad (41)$$

де W_D – ширина збідненого шару, а α_n та α_p – швидкості іонізації електронів та дірок відповідно. При незалежних від координати коефіцієнтів іонізації, як і в *p-i-n* діоді, множення електронів інжектованих в область високого поля в точці $x=0$, дорівнює

$$M = \frac{(1 - \alpha_p / \alpha_n) \exp[\alpha_n W_D (1 - \alpha_p / \alpha_n)]}{1 - (\alpha_p / \alpha_n) \exp[\alpha_n W_D (1 - \alpha_p / \alpha_n)]}. \quad (42)$$

Для рівних коефіцієнтів іонізації ($\alpha = \alpha_n = \alpha_p$) вираз для множення набуває простої форми

$$M = \frac{1}{1 - \alpha W_D}. \quad (43)$$

Напруга пробою відповідає умові, коли $\alpha W_D = 1$.

У реальному пристрої максимально досягне множення по постійному струмі (dc) при високій інтенсивності світла обмежене послідовним опором і впливом просторового заряду. Ці фактори можна звести до одного ефективного послідовного опору R_s . Множення для фотогенерованих носіїв може бути описано емпіричним співвідношенням:

$$M_{ph} = \frac{I - I_{MD}}{I_p - I_D} = \left[1 - \left(\frac{V_R - IR_s}{V_B} \right)^n \right]^{-1}, \quad (44)$$

де I – повний струм множення, I_p – первинний (до множення) фотострум, а I_D та I_{MD} – первинний та підсилений темновий струм відповідно. V_R – напруга зворотного зміщення, V_B – напруга пробою, а показник n – стала, що залежить від напівпровідникового матеріалу, профілю легування та

довжини хвилі випромінювання. При високій інтенсивності світла ($I_p \gg I_D$) і $IR_s \ll V_B$ максимальна величина множення фотоструму визначається:

$$M_{ph}|_{\max} \approx \frac{I}{I_p} = \left[1 - \left(\frac{V_R - IR_s}{V_B} \right)^n \right]^{-1} \Big|_{V_R \rightarrow V_B} \approx \frac{V_B}{nIR_s} \quad (45)$$

або

$$M_{ph}|_{\max} = \sqrt{\frac{V_B}{nI_p R_s}}. \quad (46)$$

Коли фотострум менший темнового струму, то максимальне множення обмежене темновим струмом і задається (46), за винятком I_p замінюється на I_D . Таким чином, важливо, щоб темновий струм був якомога нижчим і не обмежував ні $(M_{ph})_{\max}$, ні мінімально виявляючу потужність.

Відновлювальний (регенераційний) лавинний процес створює велику кількість носіїв в області високого поля впродовж тривалого часу після проходження через цю область первинних електронів. Чим вище лавинне підсилення (або множення), тим довше продовжується лавинний процес, а після припинення освітлення, чим довше лавинний процес триває. Цей взаємозв'язок встановлюється добутком підсилення на ширину смуги ($M \cdot B$). На рис. 12 показані ширини смуги, розраховані для ідеалізованого $p-i-n$ ЛФД з постійною величиною електричного поля області лавинного множення.

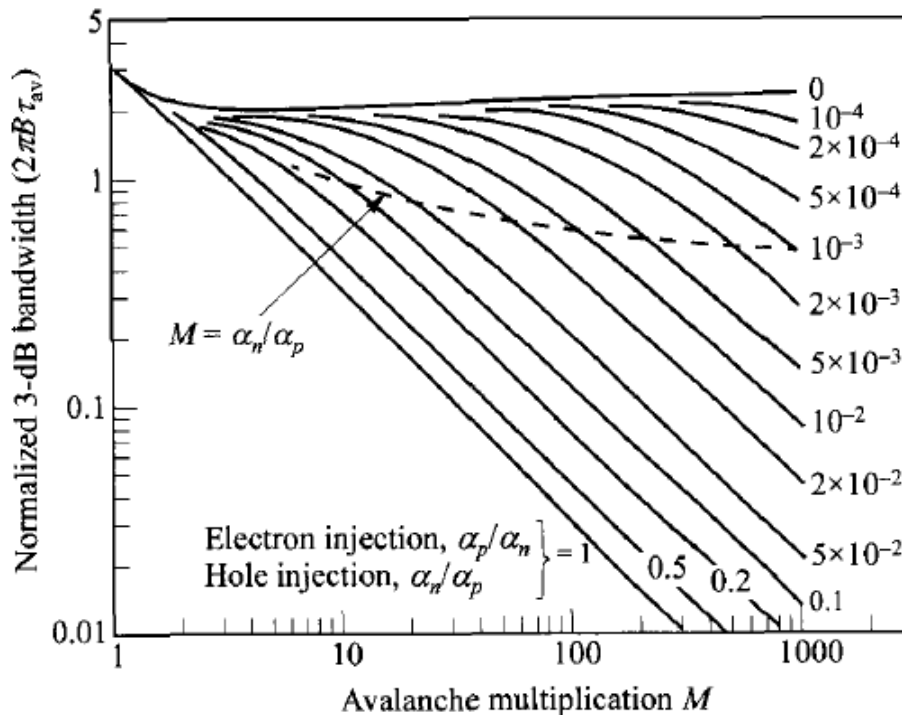


Рис. 12. Теоретична ширина смуги B (3 dB) помножена на $2\pi\tau_{av}$ ЛФД від низькочастотного множення M , при різних значеннях α_p/α_n інжекції електронів (або α_n/α_p інжекції дірок).

Побудову зроблено для ширини смуги B (3 дБ) і нормалізованої на $2\pi\tau_{av}$ в залежності від низькочастотного підсилення M , як параметр взято відношення коефіцієнтів іонізації. Штрихова крива для $M = \alpha_n/\alpha_p$. Нижче цієї кривої, де $M > \alpha_n/\alpha_p$, криві є майже прямими, що вказує на сталий добуток підсилення на ширину смуги. У цьому режимі частотна залежність підсилення визначається за

$$M_f(\omega) = \frac{M}{\sqrt{1 + [\omega MN(\alpha_p/\alpha_n)\tau_{av}]^2}}. \quad (47)$$

Тут N – функція відношення α_p/α_n . Вона має значення $1/3$, коли $\alpha_p/\alpha_n = 1$ і значення 2 при $\alpha_p/\alpha_n = 10^{-3}$. Середній час прольоту $\tau_{av} \in (t_{rn} + t_{rp})/2$, де t_{rn} – час прольоту електрона, що дорівнює W_D/v_{sn} , а v_{sn} – швидкість насичення електронів. Подібний вираз знайдено для часу прольоту дірки t_{rp} . Із (47), ширина смуги B визначається шляхом встановлення другого доданку в знаменнику рівному 1 , а добуток підсилення на ширину смуги визначається

$$M \cdot B = \frac{1}{2\pi N(\alpha_p/\alpha_n)\tau_{av}}. \quad (48)$$

Для випадку рівних коефіцієнтів іонізації та великого підсилення, добуток підсилення на ширину смуги виявляється $M \cdot B = 3/2\pi\tau_{av}$. Щоб отримати велике значення добутку підсилення на ширину смуги, v_{sn} та v_{sp} повинні бути великими, а α_p/α_n та W_D – малі. Над цією пунктирною кривою, де $M < \alpha_n/\alpha_p$, ширина смуги в більшості визначається часом прольоту носіїв та істотно не залежить від підсилення.

1.3.2. Шум лавинного множення.

Лавинний процес носить статистичний характер, тому що кожна електронно-діркова пара, згенерована на даній відстані в збідненій області, є незалежною і не має однакового множення. Оскільки лавинне підсилення флукує, середньоквадратичне значення підсилення $\langle M^2 \rangle$ перевищує квадрат його середнього значення $\langle M \rangle^2$. Надлишковий шум характеризується шум-фактором

$$F(M) \equiv \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} \equiv \frac{\langle M^2 \rangle}{M^2}. \quad (49)$$

Шум-фактор $F(M)$ є показником збільшення шуму в порівнянні з ідеальним безшумним множенням і суттєво залежить від відношення коефіцієнтів іонізації α_p/α_n та низькочастотного коефіцієнта множення M . Покажемо, що шум-фактор $F(M)$ завжди дорівнює або перевищує одиницю і монотонно збільшується з множенням, за винятком безшумного процесу множення.

Якщо $\alpha_n = \alpha_p$, на кожен фотоносій, збуджений падаючим випромінюванням, в області множення припадає три носії – первинний носій і його вторинні дірка та електрон. Флуктуація, яка змінює число носіїв на один, становить значну відносну зміну їх числа, а шум-фактор буде великим. З іншого боку, якщо один з коефіцієнтів іонізації наближається до нуля (наприклад, $\alpha_p \rightarrow 0$), то на кожен падаючий фотоносій в області множення припадає близько M носіїв; флуктуація одного носія викликає незначне відносно збурення. Таким чином, очікується, що при великій різниці між α_n і α_p значення шум-фактора буде малим.

При інжекції тільки електронів, шум-фактор можна записати як

$$F = M \left[1 - (1 - k) \left(\frac{M - 1}{M} \right)^2 \right] \quad (50)$$

$$\approx kM + \left(2 - \frac{1}{M} \right) (1 - k),$$

де $k = \alpha_p / \alpha_n$ вважається сталим у всій області лавинного множення. Цей вираз використовується і для інжекції дірок, якщо k замінити $k' = \alpha_n / \alpha_p$. Для двох особливих випадків; α_p / α_n (наприклад, $k=1$), (50) дає $F = M$, а якщо $\alpha_p \rightarrow 0$ (тобто $k=0$), маємо $F=2$ (при великих M). Залежність шум-фактора від множення та відношення коефіцієнтів іонізації показаний на рис. 13. Видно, що зниження рівня додаткового шуму досягається при малих значеннях k (k') для інжекції електронів (дірок).

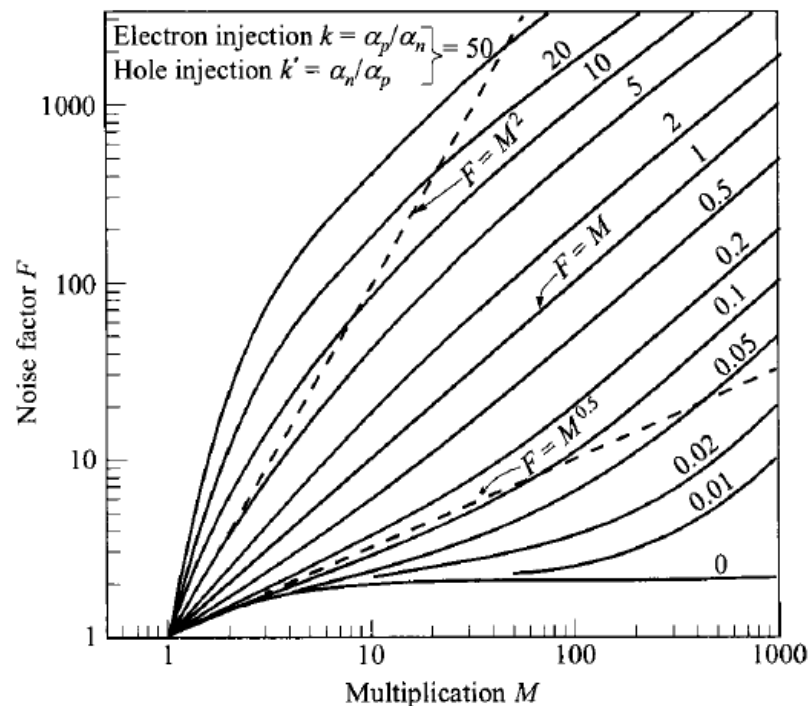


Рис. 13. Теоретична залежність шум-фактора від множення, для різних відношень коефіцієнтів іонізації електронів та дірок.

На рис. 14 показані деякі експериментальні результати, отримані для лавинного Si-фотодіоду на частоті 600 кГц при струмі первинної інжекції 0,1 мкА. Верхні значення (світлі кільця) представляють шум первинного діркового фотоструму, збуджений короткохвильовим випромінюванням (див. вставку). Нижчі значення (темні кільця) – шум первинного електронного фотоструму. Електронна інжекція характеризується значно меншим шум-фактором, ніж діркова, тому що в кремнії α_n значно більша α_p . Спостерігається хороша узгодженість між теорією та експериментами.

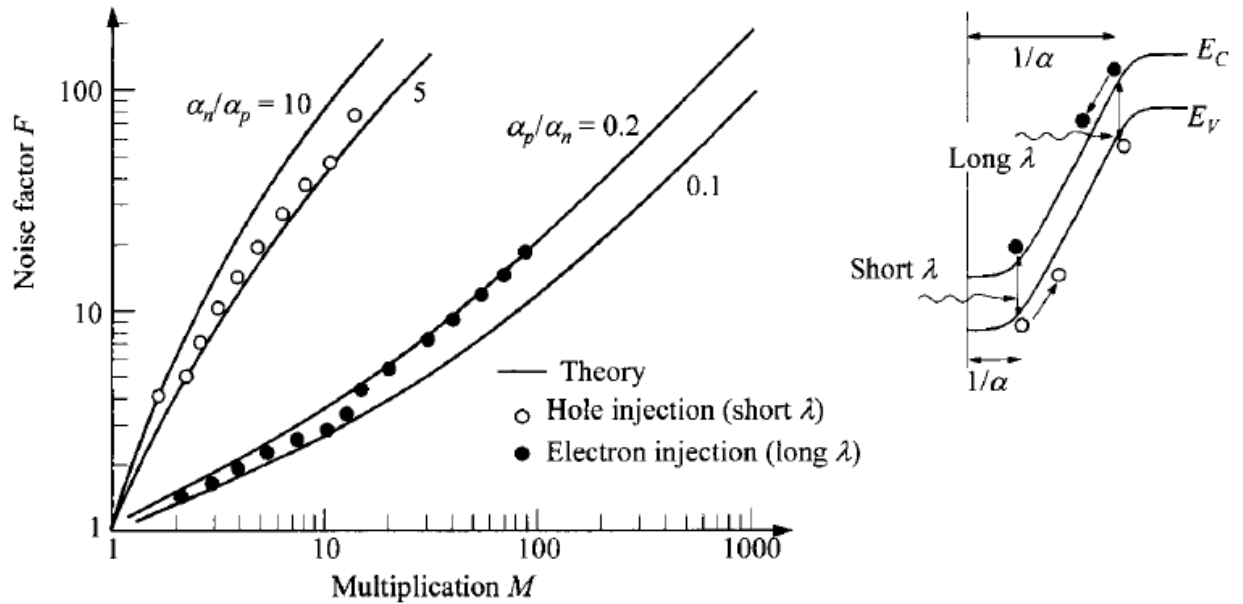


Рис. 14. Експериментальні результати шум-фактора для кремнієвого ЛФД з первинним струмом 0,1 мкА двох довжин хвиль. На вставці показана зонна енергетична діаграма з первинним струмом електрона або дірки залежного від довжини хвилі падаючого світла.

Результати, наведені на рис. 13 можуть бути використаний для $p-i-n$ ЛФД та ЛФД типу $lo-hi-lo$ (тришаровою базою) (розглянутих пізніше), які мають рівномірне електричне поле в області лавинного множення. Для звичайних ЛФД з неоднорідним електричним полем коефіцієнти іонізації в (50) мають бути ускладнені відповідно: k замінюється на k_{eff} та k' на k'_{eff} , де

$$k_{\text{eff}} = \int_0^{w_D} \alpha_p(x) M^2(x) dx / \int_0^{w_D} \alpha_n(x) M^2(x) dx. \quad (51)$$

$$k'_{\text{eff}} = k_{\text{eff}} \left[\int_0^{w_D} \alpha_p(x) M^2(x) dx / \int_0^{w_D} \alpha_n(x) M^2(x) dx \right]^{-2}. \quad (52)$$

Додатковий шум виникає, коли світло поглинається з обох сторін переходу, викликаючи інжекцію електронів і дірок в область лавинного множення. Наприклад, для $k_{\text{eff}} = 0,005$ та $M = 10$ шум-фактор зростає приблизно від 2 для чисто електронної інжекції до 20 при 10 % електронній.

Тому, щоб досягти в ЛФД низького рівня шуму і широкої смуги частот необхідно, щоб коефіцієнти іонізації носіїв суттєво відрізнялись, а лавинний процес стимулювався носіями з вищою швидкістю іонізації. Інші види з низькою швидкістю іонізації повинні бути максимально мінімальними, оскільки первинний фотогенерований струм для розгляду шумів, і тому вигідніше уникати поглинання світла в високопольовій лавинній області, як це буде показано пізніше.

1.3.3. Відношення сигнал-шум.

Процес фотодетектування та еквівалентна схема ЛФД схематично показані на рис. 15а.

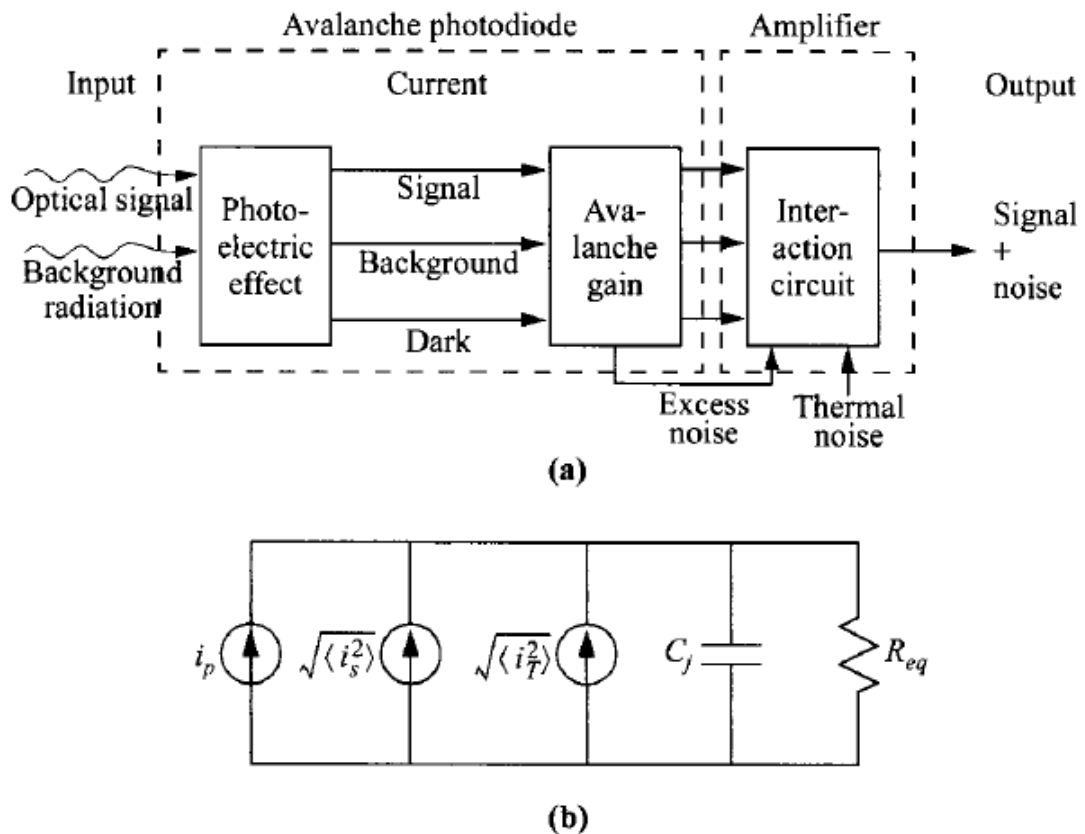


Рис. 15. (а) Процес фотодетектування в лавинному фотодіоді. (б) Еквівалентна схема.

Підсилення струму призводить до множення сигнального, фонового та темнового струму. Середньоквадратичне значення фотоструму визначається (17) з врахуванням наявності коефіцієнта множення або лавинного підсилення M ,

$$i_p = \frac{q\eta m P_{\text{opt}} M}{\sqrt{2} h \nu}. \quad (53)$$

Інші елементи еквівалентної схеми на рис. 15b такі ж, як для $p-i-n$ ФД. Середньоквадратичний струм дробового шуму після множення визначається

$$\begin{aligned} \langle i_s^2 \rangle &= 2q(I_p + I_B + I_D) \langle M^2 \rangle B \\ &= 2q(I_p + I_B + I_D) M^2 F(M) B. \end{aligned} \quad (54)$$

Тепловий шум, як для $p-i-n$ ФД, визначається за (19).

Відношення потужності сигнал-шум ЛФД при 100 % модульованому сигналі із середньою потужністю P_{opt} має вигляд

$$\frac{S}{N} = \frac{(1/2)(q\eta P_{opt}/h\nu)^2}{2q(I_P + I_B + I_D)F(M)B + 4kTB/(R_{eq}M^2)}. \quad (55)$$

Із (55) бачимо, що лавинне підсилення, зменшивши значення останнього доданку в знаменнику, може збільшити відношення сигнал-шум. Відношення S/N збільшується з M доти, поки $F(M)$ не стане значним. Таким чином, існує оптимальне значення M , яке забезпечує максимальне відношення S/N при заданій оптичній потужності. Таке оптимальне множення має місце, коли перший і другий доданки в знаменнику приблизно однакові. Оптимальне множення M_{opt} знаходять з умови $d(S/N)/dM = 0$. Підставляючи це M_{opt} у (55), отримуємо максимальне відношення сигнал-шум в умовах великого сигналу фотоструму

$$\left. \frac{S}{N} \right|_{\max} \propto \frac{\eta}{\sqrt{k}}. \quad (56)$$

Тому для одержання максимального S/N необхідно збільшити η/\sqrt{k} .

Із (55) можна знайти вираз для мінімальної оптичної потужності P_{opt} , яка необхідна для отримання відношення S/N при наявності лавинного підсилення. Ця потужність має той же вираз, що і в (22), де

$$I_{eq} = (I_B + I_D)F(M) + \frac{2kT}{qR_{eq}M^2}. \quad (57)$$

Потужність, еквівалентна шуму NEP така ж, як у (24). Цей NEP покращується за рахунок зменшення I_{eq} з підсиленням M . Оскільки лавинне підсилення дозволяє суттєво знизити NEP, ЛФД можуть мати значну перевагу над звичайними ФД.

1.3.4. Робочі характеристики.

У ЛФД необхідно забезпечити просторово однорідне лавинне множення по всій області діода. Повинно бути усунено утворення мікроплазми – невеликі площі, в яких напруга пробою менша ніж у переході. Кількість мікроплазми в активній області мінімізується при використанні матеріалів з низькою густиною дислокацій і проектуванням активної площі не більшою, ніж необхідно для збору падаючого світлового проміння, як правило з кількох мкм до 100 мкм. Надлишковий струм витoku вздовж краю переходу, обумовлений крайовим ефектом або високого-польовою концентрацією, усувається за допомогою захисного кільця або поверхнево-конічної структури.

На рис. 16 показані деякі основні конфігурації пристрою ЛФД. Їх основною відмінністю від звичайного ФД є додавання захисних кілець по периметру переходу для контролю струму витoku при високому зміщенні.

Захисне кільце повинно мати низький градієнт домішок з досить великим радіусом кривизни, щоб захисне кільце переходу не пробивалось раніше ніж центральний $p^+ - n$ (або $p - i - n$) перехід. Його також можна використовувати для усунення високої концентрації електричного поля на периферії контакту у МН ЛФД (рис. 16b).

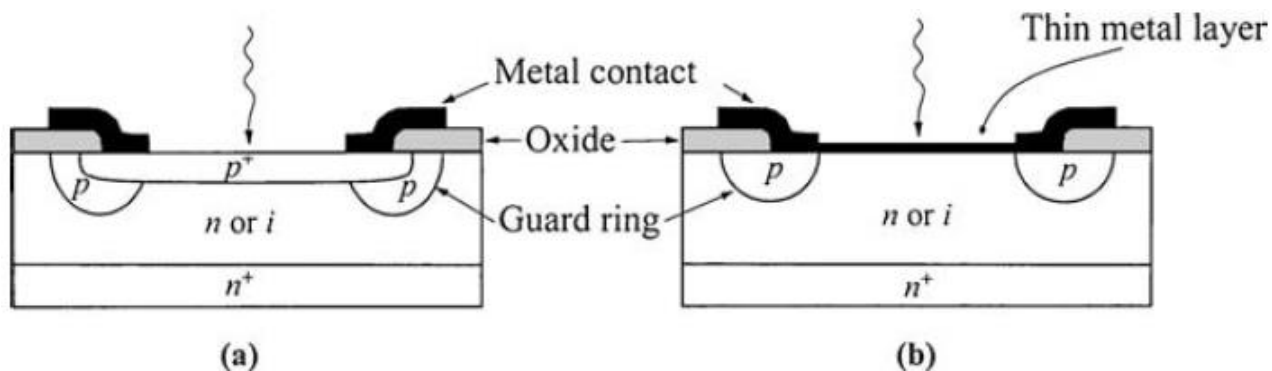


Рис. 16. Основні конфігурації пристроїв лавинних фотодіодів. (a) $p - n$ або $p - i - n$ структури. (b) Структура метал-напівпровідник. Зверніть увагу на захисні кільця по периметрах переходу.

Межа чи конічна структура характеризується низьким поверхневим полем по переходу і однорідним лавинний пробоєм (не показаний). Це більш поширене для пристроїв з напівпровідникових сполук завдяки їх недосконалій планарній технології. Для детектування довжини хвилі поблизу краю власного поглинання може бути використаний ЛФД з бічним освітленням, який поліпшує квантову ефективність і відношення сигнал-шум.

ЛФД виготовляються з різних напівпровідників, включаючи Ge, Si та сполуки III-V та їх сплави. Основними факторами при виборі конкретного напівпровідника є квантова ефективність в заданому оптичному діапазоні довжин хвиль, швидкодія та шуми. Нижче ми розглянемо деякі типові пристрої.

Германієві ЛФД забезпечують високу квантову ефективність у діапазоні довжин хвиль від 1 до 1,6 мкм. Оскільки коефіцієнти іонізації електронів і дірок у Ge порівнянні, шум-фактор близький до $F = M$ (50), а середньоквадратичний дробовий шумовий струм змінюється як M^3 (54). Для підсилень $M < 30$ потужність сигналу зростає як M^2 і потужність шуму як M^3 . Ця поведінка добре узгоджується з теоретичним передбаченням. Найвище відношення S/N (≈ 40 дБ) отримується при $M = 10$, тобто коли шумовий внесок діода приблизно дорівнює шуму приймача. При більш високих значеннях M , відношення S/N зменшується, оскільки лавинний шум зростає швидше, ніж сигнал множення.

Кремнієві ЛФД особливо ефективні в діапазоні довжин хвиль від 0,6 до 1,0 мкм, у якому для пристроїв з просвітлювальними покриттями отримана квантова ефективність майже 100 %. Відношення коефіцієнтів іонізації дірки

до електрона ($k = \alpha_p / \alpha_n$) в кремнії сильною залежить від електричного поля; воно змінюється від 0,1 при 3×10^5 В/см до 0,5 при 6×10^5 В/см. Тому, щоб мінімізувати шум, електричне поле при лавинному пробі повинно бути низьким та іонізаційне множення стимулювалось електронами.

Деякі ідеалізовані леговані профілі з двома областями різної величиною поля показані на рис. 17. Широка та низькопольова область служить для поглинання світла, вузька та високопольова – для лавинного множення. Вони називаються лавинно-пробльотними структурами, оскільки електричне поле поширюється повністю від n^+ -шару до p^+ -шару (повністю збідненого).

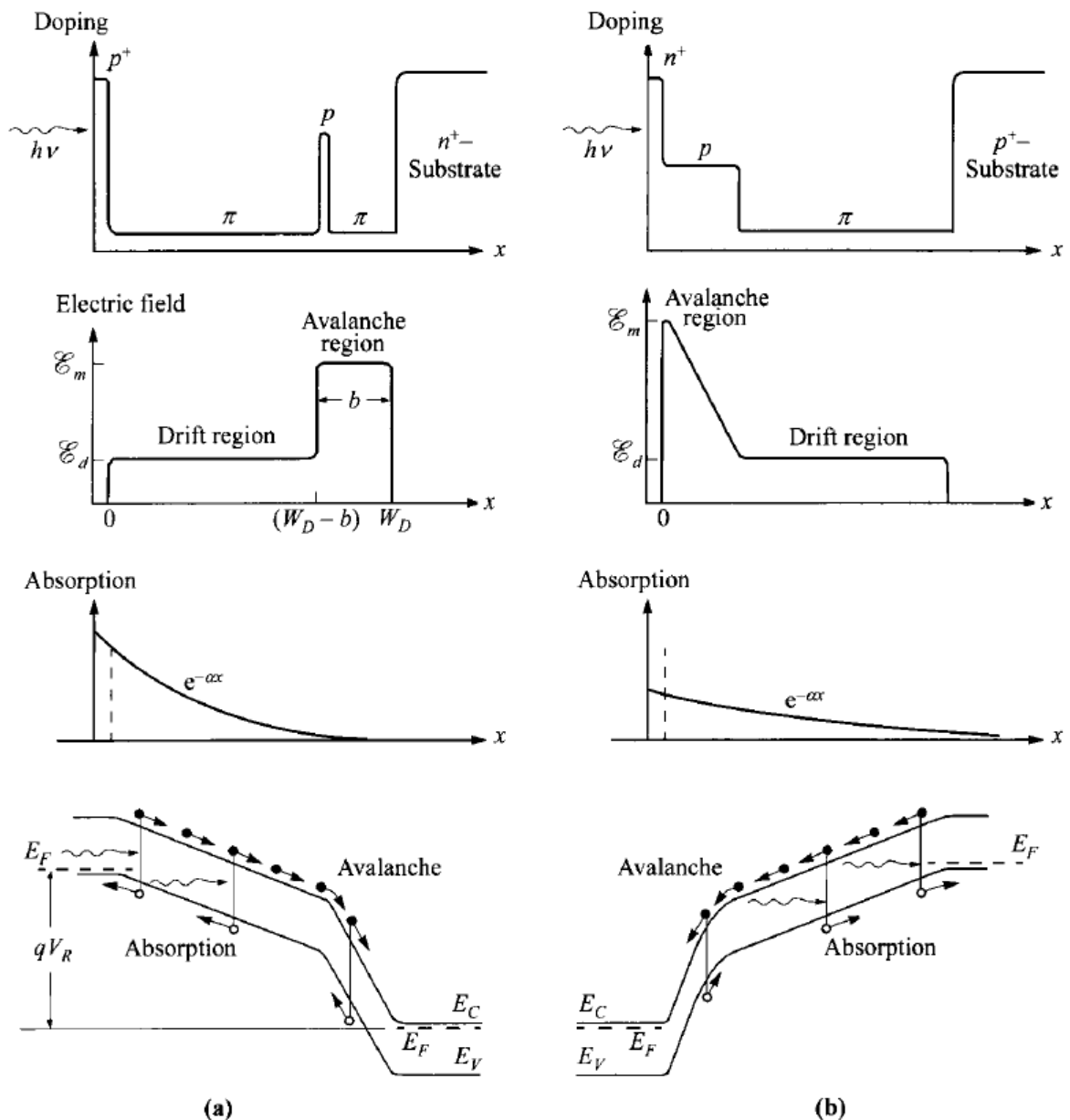


Рис. 17. Лавинні фотодіоди з «наскрізним проколом» з легованим профілем, розподіл поля, поглинання світла та зонна діаграма, що показує процес множення стимулюючий електронами. (a) Lo-hi-lo ЛФД. (b) Hi-lo ЛФД.

Легований профіль в $p^+ - \pi - p - \pi - n^+$ структурі показаний на рис. 17а. Цей профіль подібний до лавинно-прольотного (ІМРАТТ lo-hi-lo) діода. В області дрейфу з низьким полем носії можуть рухатися з швидкістю насичення (10^7 см/с при $E_d > 10^4$ В/см). Максимальне поле E_m у високопольовій лавинній області можна регулювати за рахунок зміни товщини b . Умову пробою можна записати

$$\alpha_n b = \frac{\ln(k)}{k-1} \quad k = \frac{\alpha_p}{\alpha_n}, \quad (58)$$

і напруга пробою визначається

$$V_B \approx E_m b + E_d (W_D - b). \quad (59)$$

З метою оптимізації характеристик пристрою для заданої довжини хвилі можна вибрати W_D (наприклад, $W_D = 1/\alpha$), а потім незалежно підібрати b . Більша частина світла поглинається в π -області ($W_D - b$), при цьому процес множення стимулюється електронами, які поступають в лавинну область. $p^+ - \pi - p - \pi - n^+$ може мати високі значення квантової ефективності, швидкодії та відношення сигнал-шум.

Утворити вузьку p -область може бути складно, тому на практиці використовують $n^+ - p - \pi - p^+$ пристрої (рис. 17b). Такий легований профіль ідентичний профілю двохшарової бази в структурі лавинно-прольотного (ІМРАТТ hi-lo) діода. Ця конфігурація дозволяє виготовленню приладів на кремнієвих пластинах великого діаметру, з хорошим контролем над профілем легування за допомогою іонної імплантації та дифузії. У пристрої з просвітлювальним покриттям квантова ефективність становить близько 100 % на довжині хвилі 0,8 мкм. Оскільки вклад дірок у стимулювання процесу множення незначний, то шум-фактор вищий, ніж для структури, показаної на рис. 17а.

МН (Шотткі-бар'єр) ЛФД ефективні у видимому та ультрафіолетовому діапазоні. Однак вони набагато менш поширені в порівнянні з переходами, сформованими при легуванні, через вищі властиві втрати у бар'єрах Шотткі при високому зміщенні. Основні характеристики Шотткі-бар'єрних ЛФД подібні до властивостей ЛФД з $p-n$ -переходом. ЛФД з Шотткі-бар'єром на кремнієвій підкладці 0,5 Ом-см n -типу з тонкою плівкою PtSi (=10 нм) та дифузним захисним кільцем показано на рис. 16b, і володіють ідеальним зворотним струмом насичення. У цих ЛФД, лавинне множення може підсилювати амплітуду імпульсу фотоструму у 35 разів. Вимірювання шуму лавинного множення PtSi-Si ЛФД показують, що шум множинного фотоструму зростає приблизно M^3 для світла у видимому діапазоні. При зменшенні довжини хвилі стає домінуючим первинний інжекційний фотострум електрона і шум зменшується, згідно з теорією шуму.

ЛФД з бар'єром Шотткі на кремнієвій підкладці n -типу особливо перспективні в якості високошвидкісних фотодетекторів УФ випромінювання. УФ світло, яке проходить через тонкі металеві електроди,

поглинається поверхнею кремнію до 10 нм. Тому множення носіїв в основному стимулюється електронами, що забезпечує низький рівень шуму та високий добуток підсилення-ширина смуги. Можливе також підсилення високошвидкісних імпульсів фотоструму. Пам'ятайте, що може виникнути фотозбудження над бар'єром, що розширює діапазон довжин хвиль від ширини енергетичної щілини (див. рис. 11b).

ЛФД з гетеропереходами (ГП), особливо з сполук III-V, мають багато переваг в порівнянні з пристроями з Ge і Si. Регулюючи склад сполук, можна регулювати спектральну чутливість пристрою. Через високі коефіцієнти поглинання прямозонних сполук III-V у пристроях на їх основі можна отримати високу квантову ефективність, навіть якщо для забезпечення високої швидкодії використовуються тонкі збіднені шари. Крім того, прозорий шар гетероструктури (поверхневий шар з ширшою забороненою зоною) може бути вирощений таким чином, що забезпечує високошвидкісну продуктивність і мінімальні втрати поверхневої рекомбінації фотогенерованих носіїв.

ГП ЛФД були виготовлені з різних систем сполук, таких як AlGaAs/GaAs, AlGaSb/GaSb, InGaAs/InP і InGaAsP/InP. Ці структури показали покращення швидкості та квантової ефективності, над отриманими для Ge і Si. У цьому напрямі продовжуються широкі дослідження з метою вивчення параметрів матеріалів – коефіцієнтів поглинання та надійності. Багато ЛФД ГП зроблені з використанням III-V напівпровідників, вирощених на GaAs- або InP-підкладках. Шари тернарних або почетверених сполук з близькими параметрами решітки вирощувались епітаксially на підкладці (наприклад, за допомогою рідинної або газозфазної або молекулярно-променевої епітаксії). Для оптимізації продуктивності пристрою регулюються склад сполук, концентрації легування та товщини шару.

Загальна конфігурація представляє гетероперехід AlGaAs/GaAs. Верхній шар AlGaAs відіграє роль «вікна» для падаючого світла від 0,5 до 0,9 мкм. Відношення коефіцієнтів іонізації $k (= \alpha_p / \alpha_n)$ не є кращим у $\langle 100 \rangle$ -орієнтованих GaAs ($=0,83$). Для $\langle 111 \rangle$ -орієнтованих GaAs швидкість іонізації дірок набагато більша, ніж для електронів (див. «Фізика напівпровідників»). Щоб мінімізувати лавинний шум, необхідно використовувати $\langle 111 \rangle$ -орієнтовані GaAs у яких процес множення стимулюється дірками.

Однією з основних переваг ГП ЛФД є використання широкозонного матеріалу в області множення, зберігаючи нижній матеріал забороненої зони для поглинання світла. Оскільки напруга пробою V_B пропорційна $E_g^{3/2}$, то темновий струм через тунелювання та мікроплазми сильно послаблюється. Цей ефект також запобігає крайовому пробою в структурах ЛФД. Таке пояснення називається *роздільне поглинанням і множенням*.

На рис. 18 показаний приклад ЛФД ГП, що має окремі ділянки поглинання та множення, виходячи з системи InGaAs/InP. p^+ - n перехід

сформований з InP (область множення), і завдяки своїй більшій E_g , світло не поглинається. Шар InGaAs, вирощений на n -InP, використовується як поглинаюча світло область, для якої нижнє значення E_g задається довжиною падаючої хвилі. Оскільки в InP швидкість іонізації дірок у два-три рази більша ніж у електронів ($k' = 0,4$), то процес лавинного множення повинен стимулюватися дірками. Легування та товщини шарів n -InP та n -InGaAs розроблені таким чином, що в умовах лавинності шар n -InP повністю збіднений (рис. 18b). Склад InP поблизу гетеропереходу також має бути лінійним, щоб уникнути бар'єру для дірок у валентній зоні ΔE_V , яка б накопичувала дірки. Квантова ефективність пристрою 40 % при 1,3 мкм і 50 % при 1,6 мкм. Його шум-фактор на 3 дБ нижче, ніж у Ge ЛФД, що працює на 1,15 мкм.

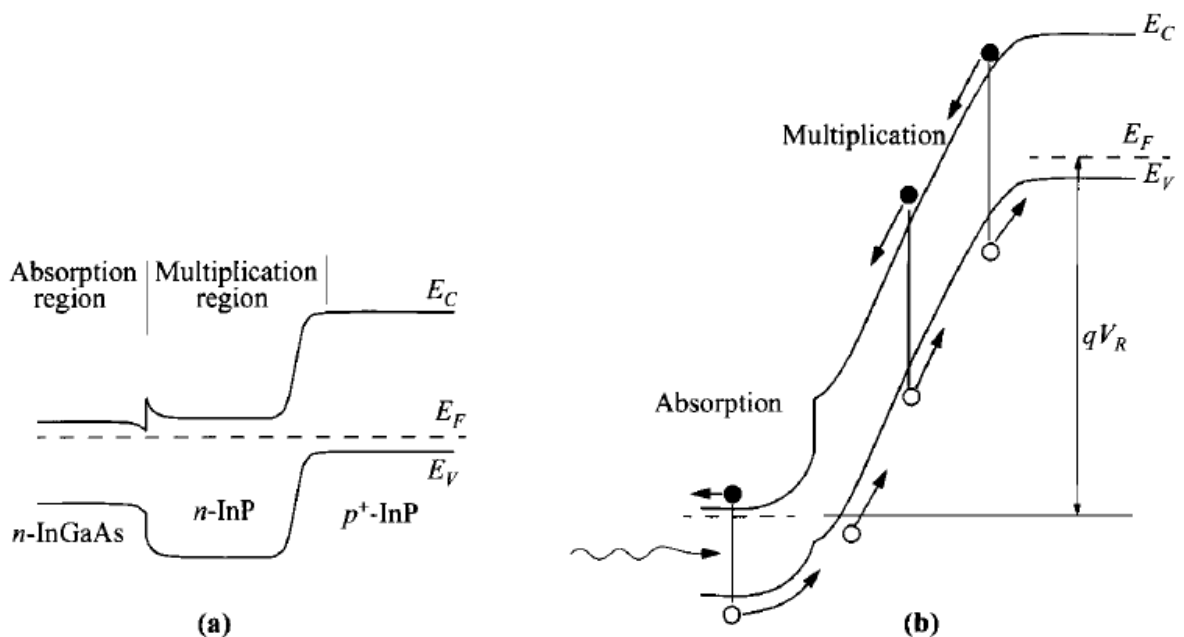


Рис. 18. Зонні енергетичні діаграми гетеропереходу InGaAs/In ЛФД (а) при тепловій рівновазі. (б) з лавинним множенням

Додатковою перевагою ГП ЛФД є те, що, якщо область множення виготовлена досить тонкою, то шум може бути додатково зменшений. Якісно, ударна іонізація потребує певної мінімальної відстані, яку часто називають *мертвим простором*, для збору носіями достатньої енергії з поля. Довша область множення дозволяє збільшити множення і збільшення підсилень, що, в свою чергу, призводить до більших статистичних коливань. Це, зрештою, призводить до більшого шуму. Таке явище показано на рис. 19, де очевидно, що розподіл при високому підсиленні ущільнюється, коли область множення зменшується від 1 мкм до 0,1 мкм, тоді як середній коефіцієнт підсилення однаковий для обох (≈ 20). Коефіцієнт шуму зменшується з 6,9 до 4, відповідно.

Оскільки шум є важливою проблемою для ЛФД, деякі властивості матеріалу були використані для поліпшення співвідношення швидкостей

іонізації. Дослідження в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ -переходах показують, що коли спін-орбітальне розщеплення валентних зон Δ наближається до значення забороненої зони (рис. 20, вставка), значення k' може бути дуже малим. Рис. 20 показує різке зменшення k' при $\Delta/E_g \approx 1$. Були отримані значення k' менші 0,04, що відповідає значенням шум-фактора менше 5 при $M = 100$. Таке явище спостерігається в інших матеріалах, таких як InGaAsSb та HgCdTe .

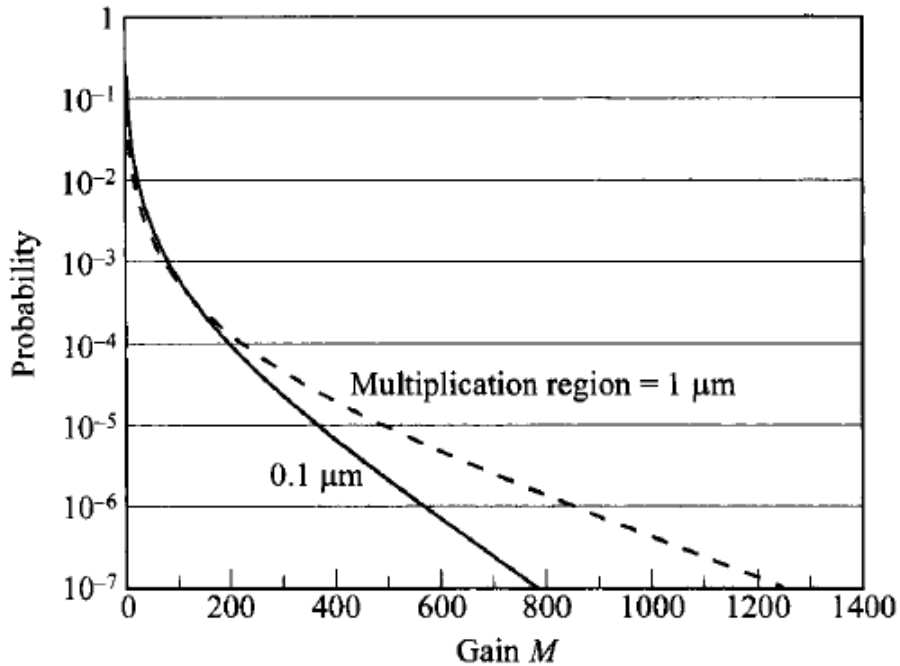


Рис. 19. Розподіл підсилення ЛФД InAlAs з областями множення 1 мкм та 0,1 мкм. Середнє підсилення для обох є однаковим (≈ 20).

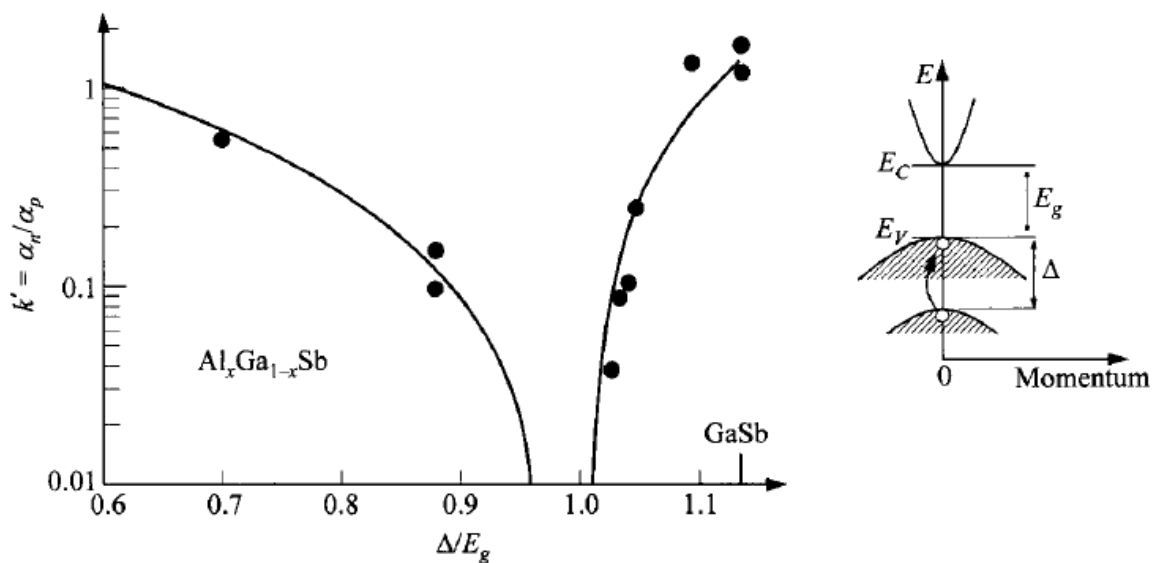


Рис. 20. Відношення швидкостей іонізації в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ від Δ/E_g , де Δ – спін-орбітальне розщеплення валентних зон, показаних на вставці.

РОЗДІЛ 2. СОНЯЧНИЙ ЕЛЕМЕНТ

ВСТУП

У даний час сонячні елементи (комірки, батареї, панелі) являються найважливішим довготривалим джерелом електроенергії в невеликих наземних і космічних областях, таких як супутники та космічні апарати. У зв'язку із зростанням світовий потреб на енергію традиційні енергетичні ресурси (викопні види палива) будуть вичерпані протягом наступного сторіччя. Тому ми повинні розвивати та використовувати альтернативні джерела енергії, особливо наш єдиний практично невичерпний природний ресурс – Сонце. Сонячний елемент вважається головним постачальником сонячної енергії, оскільки він може перетворювати сонячне світло безпосередньо на електрику з високою ефективністю перетворення (на відміну від видобутку теплової енергії). Це може забезпечити практично постійну потужність за низьких експлуатаційних витрат і практично без забруднення середовища. Останнім часом збільшились дослідження та розробка недорогих плоскопанельних сонячних батарей (панелей), тонкоплівкових пристроїв, систем концентраторів та багатьох інноваційних концепцій. Найближчим часом вартість на малі модульні блоки сонячної енергії та сонячні електростанції будуть економічно доцільними для широкомасштабного виробництва та використання сонячної енергії.

Фотогальванічний (фотовольтаїчний) ефект, генерація напруги пристроєм під дією світла, був відкритий Беккерелом у 1839 році на переході, утвореному між електродом і електролітом. З тих пір публікують про подібні ефекти для різних твердотільних пристроїв. Перший фотогальванічний ефект значної напруги ЕМП спостерігав Оль на кремнієвому *p-n* переході в 1940 р. Фотогальванічний ефект на Ge був виявлений Бензером у 1946 р. і Панчечниковим у 1952 р. Лише у 1954 р. сонячний елемент набув підвищеної актуальності завдяки роботам Шапіна та ін. на монокристалічних кремнієвих елементах і Рейнольдсом та ін. – на сульфіді кадмію. Пізніше сонячні елементи були виготовлені на багатьох інших напівпровідниках з різною конфігурацією пристроїв і використанням монокристалічних, полікристалічних та аморфних тонкоплівкових структур.

Сонячний елемент схожий на фотодіод. Фотодіод може працювати в фотогальванічному режимі, тобто він неупереджений (об'єктивний) і пов'язаний з імпедансом навантаження, подібним до сонячного елемента. Проте конструкція пристрою принципово відрізняється. Для фотодіода важливим є лише вузький діапазон довжин хвиль, відцентрований на довжині хвилі оптичного сигналу, тоді як для сонячного елемента потрібна широка спектральна характеристика (відклик) у широкому діапазоні довжин хвиль. Фотодіоди невеликі, щоб зменшити ємність переходу, а сонячні елементи – пристрої великої площі. Одним з найважливіших показників переваг фотодіодів є квантова ефективність, тоді як основною проблемою

для сонячних елементів є ефективність перетворення потужності (потужність, передана на навантаження від падаючої сонячної енергії).

2.1. Сонячне випромінювання та ідеальна ефективність перетворення

2.1.1. Сонячне випромінювання.

Джерелом енергії сонячного випромінювання служить реакція ядерного синтезу. Щосекунди близько 6×10^{11} кг H_2 перетворюється в He з втратою чистої маси приблизно 4×10^3 кг, що згідно із співвідношенням Ейнштейна ($E = mc^2$) дорівнює 4×10^{20} Дж. Ця енергія виділяється насамперед як електромагнітне випромінювання в спектральному діапазоні від ультрафіолетового до інфрачервоного і радіочастот (0,2-3 мкм). Повна маса Сонця становить близько 2×10^{30} кг, що забезпечує його досить стабільне існування майже з постійним виділенням енергії понад 10 млрд. (10^{10}) років.

Інтенсивність сонячного випромінювання у вільному просторі при середній відстані Землі від Сонця становить 1353 Вт/м^2 . Сонячне світло, коли воно досягає поверхню Землі, послаблюється атмосферою в основному за рахунок поглинання водяною паром в інфрачервоному діапазоні, озоном – в ультрафіолетовому та розсіювання на повітряному пилі й аерозолях. Ступінь впливу атмосфери на сонячне світло, отримане на поверхні Землі, визначається кількісно *повітряною масою*. Січний кут (січна, секанс) між Сонцем і зенітом (сек θ) визначається як кількість повітряної маси (AM), і вимірює довжину атмосферного шляху відносно мінімальної довжини шляху, коли Сонце знаходиться в зеніті (прямо над головою). Таким чином AM0 являє собою сонячний спектр поза атмосферою Землі. Спектр AM1 являє собою сонячне світло на поверхні Землі, коли сонце знаходиться в зеніті, а падаюча потужність становить близько 925 Вт/м^2 . Спектр AM2 для $\theta = 60^\circ$ і має падаючу потужність близько 691 Вт/м^2 і так далі.

Рис. 21 ілюструє спектральні розподіли сонячної інтенсивності при різних умовах AM. Верхня крива – стан AM0, який можна апроксимувати розподілом інтенсивності чорного тіла при 5800 K , який показано пунктирною кривою. Спектр AM0 – придатний для супутників і космічних апаратів. Умови AM1,5 (з Сонцем при 45° над горизонтом) представляють собою задовільне середньозважене значення енергії для наземних використань. Для перетворення енергії сонячних елементів кожен фотон створює електронно-діркову пару, тому сонячна енергія повинна бути перетворена в потік фотонів. Густина потоку фотонів на одиницю енергії для AM1,5 показана на рис. 22 разом з довжиною хвилі до енергії фотонів використовуємо взаємозв'язок

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{1.24}{h\nu(\text{eV})} \text{ мкм.} \quad (60)$$

2.1.2. Ідеальна ефективність перетворення.

Звичайний сонячний елемент, як правило $p-n$ перехід, має одну заборонену зону E_g . Коли елемент піддається дії сонячного спектра, фотон з енергією меншою ніж E_g не робить ніякого внеску в вихідний сигнал (нехтуючи фононним поглинанням). Фотон з енергією більшою за E_g , дає внесок у вихідну електричну потужність елемента, а надлишок енергії над E_g витрачається як тепло.

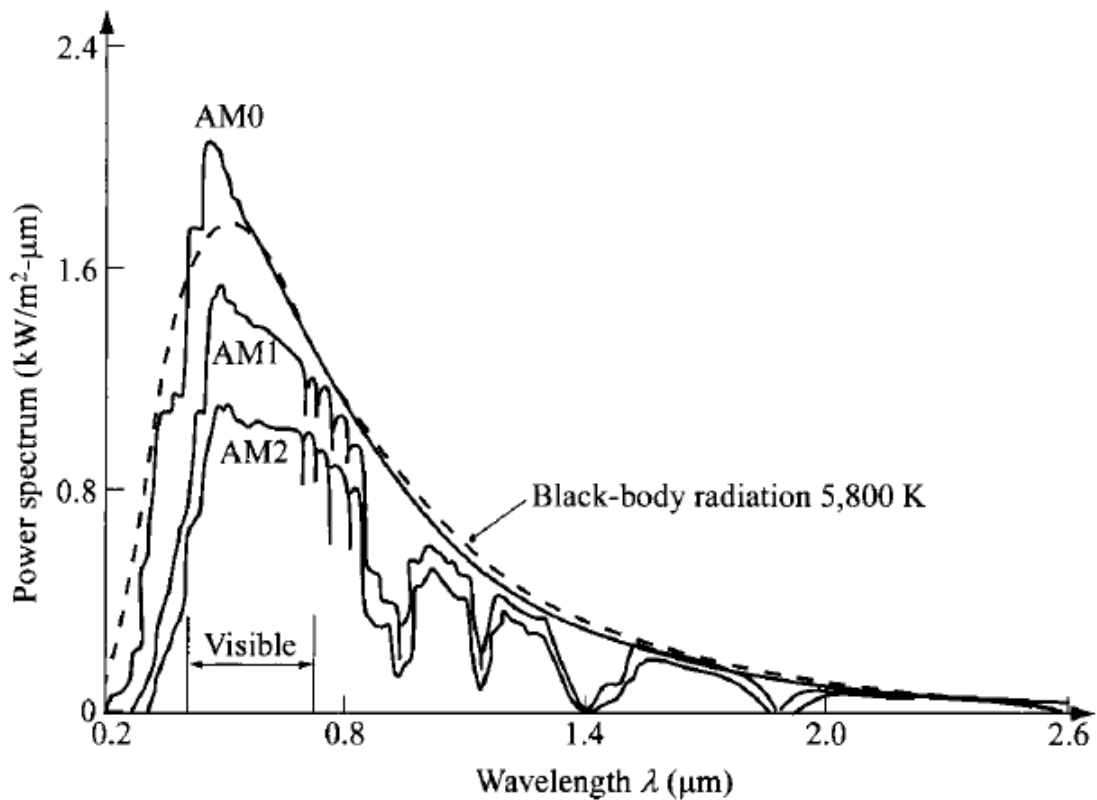


Рис. 21. Сонячний спектр при різних умовах повітряної маси.

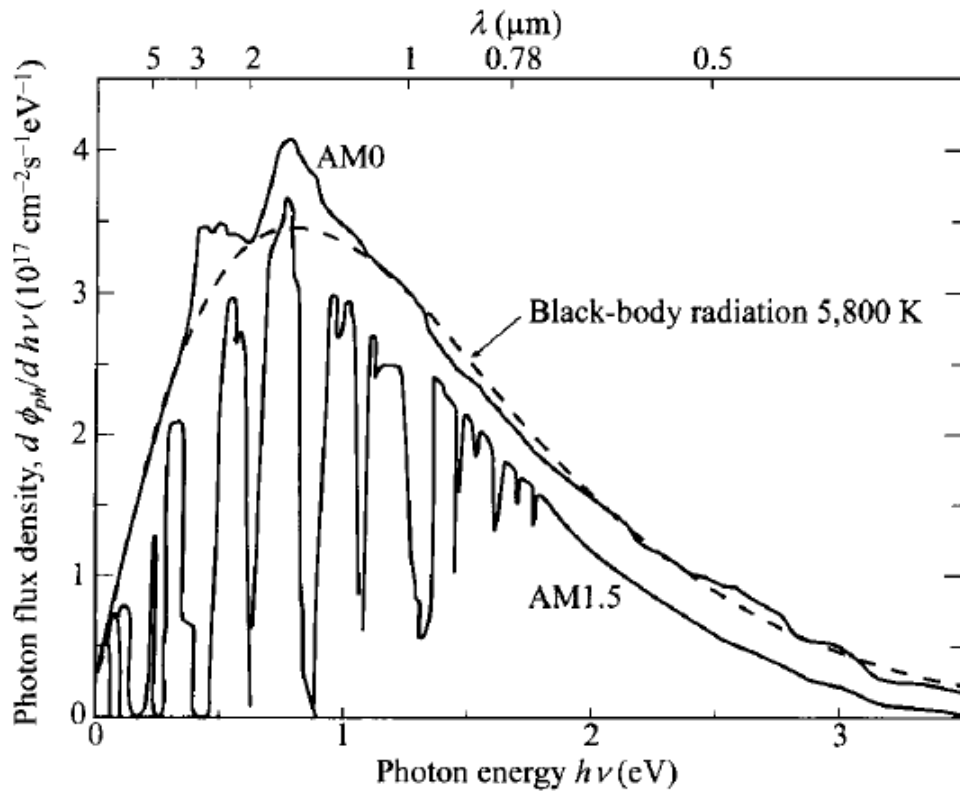


Рис. 22. Спектр сонячного випромінювання густини потоку фотонів на енергію фотона для умов AM0 та AM1,5.

Для отримання ідеальної ефективності перетворення, розглянемо діаграму енергетичних зон використовуваного напівпровідника. Припускається, що сонячний елемент має ідеальні діодні ВАХ. Еквівалентна схема показана на рис. 23, де джерело постійного струму розміщено паралельно переходу. Джерело I_L є результатом збудження надлишкових носіїв сонячним випромінюванням; I_s – струм насичення діода, отриманий у « p - n переході», а R_L – опір навантаження.

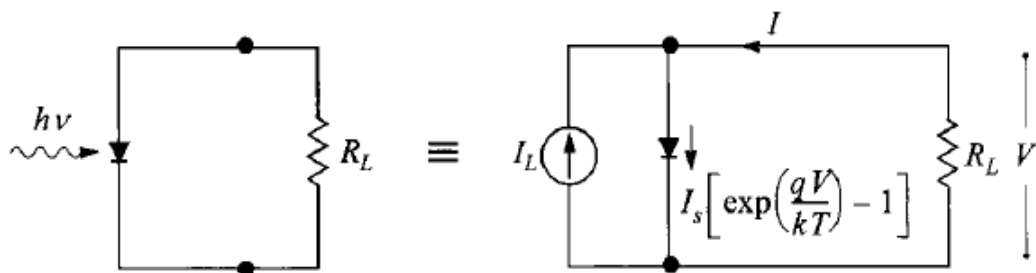


Рис. 23. Ідеалізована еквівалентна схема сонячного елемента при освітленні.

Для отримання фотоструму I_L нам необхідно проінтегрувати повну площу під графіком, показаному на рис. 22, тобто

$$I_L(E_g) = Aq \int_{h\nu=E_g}^{\infty} \frac{d\phi_{ph}}{dh\nu} d(h\nu). \quad (61)$$

Залежність забороненої зони напівпровідника показана на рис. 24. Для розгляду фотоструму, кращим є менша заборонена зона, оскільки колективізується (збирається) більше фотонів.

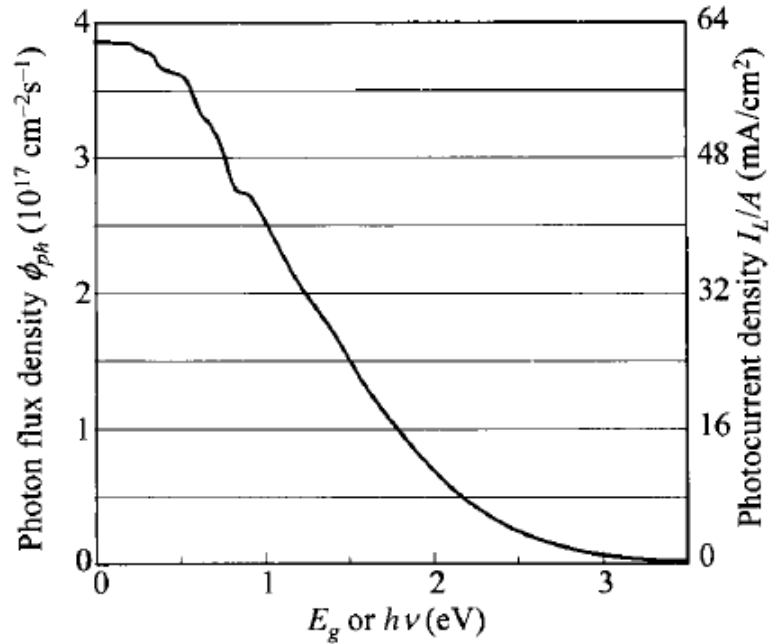


Рис. 24. Повна кількість фотонів у спектрі сонячного випромінювання (AM1,5) вище енергетичного значення, що сприяє досягненню максимального фотоструму для сонячного елемента, виготовленого з конкретним E_g .

Повна ВАХ такого пристрою під освітленням – це звичайне додавання темнового струму та фотоструму, заданого як

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] - I_L. \quad (62)$$

Із (62) отримаємо напругу холостого ходу, встановивши $I = 0$:

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_L}{I_s} + 1\right) \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{I_L}{I_s}. \quad (63)$$

Отже, для заданого I_L , напруга холостого ходу збільшується логарифмічно із зменшенням струму насичення I_s . Для звичайного p - n переходу ідеальний струм насичення визначається як

$$I_s = AqN_C N_V \left(\frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right). \quad (64)$$

Як видно, I_s експоненціально зменшується з E_g . Тому для отримання великого V_{oc} потрібне значне E_g . Якісно, ми знаємо, що максимальний V_{oc} є контактним потенціалом переходу, а максимальний контактний потенціал близький до енергетичної щілини.

Розв'язок (62) наведено на рис. 25.

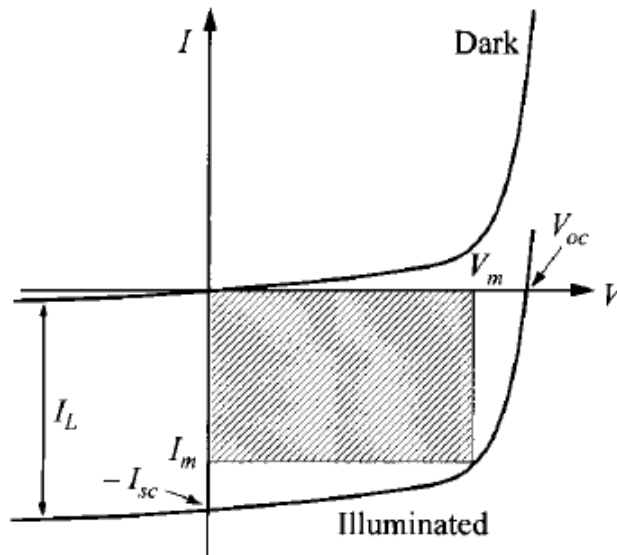


Рис. 25. ВАХ освітленого сонячного елемента. Визначено максимальну вихідну потужність.

Крива проходить через четвертий квадрант – це означає, що потужність може бути визначена з пристрою в навантаженні. При правильному підборі опору навантаження, вироблена енергія може становити близько 80 % добутку $I_{sc}V_{oc}$. Тут I_{sc} – струм короткого замикання, який дорівнює одержаному фотоструму. Заштрихована площа – це максимальна вихідна потужність. На рис. 25 також визначено величини I_m та V_m , що відповідають струму та напрузі для максимальної потужності $P_m (= I_m V_m)$.

Для знаходження робочої точки максимальної потужності, вихідна потужність визначається за

$$P = IV = I_s V \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] - I_L V. \quad (65)$$

Умова максимуму потужності може бути отримана, коли $dP/dV = 0$, або

$$I_m = I_s \beta V_m \exp(\beta V_m) \approx I_L \left(1 - \frac{1}{\beta V_m} \right), \quad (66)$$

$$V_m = \frac{1}{\beta} \ln \left[\frac{(I_L/I_s) + 1}{1 + \beta V_m} \right] \approx V_{oc} - \frac{1}{\beta} \ln(1 + \beta V_m), \quad (67)$$

де $\beta \equiv q/kT$. Максимальна вихідна потужність P_m тоді

$$P_m = I_m V_m = F_F I_{sc} V_{oc} \approx I_L \left[V_{oc} - \frac{1}{\beta} \ln(1 + \beta V_m) - \frac{1}{\beta} \right], \quad (68)$$

де фактор заповнення F_F вимірює різкість кривої і визначається як

$$F_F \equiv \frac{I_m V_m}{I_{sc} V_{oc}}. \quad (69)$$

На практиці хороший фактор заповнення становить близько 0,8. Ідеальна ефективність перетворення – це співвідношення максимальної вихідної потужності до падаючої потужності P_{in} ,

$$\eta = \frac{P_m}{P_{in}} = \frac{I_m V_m}{P_{in}} = \frac{V_m^2 I_s (q/kT) \exp(qV_m/kT)}{P_{in}}. \quad (70)$$

Теоретично, можна розрахувати ідеальну ефективність. Ми показали, що фотострум зростає зі зменшенням E_g . З іншого боку, напруга зростає з E_g при малому струмі насичення. Таким чином, щоб збільшити потужність, існує оптимальне значення для забороненої зони E_g . Крім того, використовуючи ідеальний струм насичення за (64) для відповідного E_g , можна теоретично розрахувати максимальну ефективність перетворення. Ідеальна ефективність при 300 К від ширини забороненої зони для одного сонця за умов AM1,5 показана на рис. 26. Невеликі коливання пов'язані поглинанням атмосфери. Зверніть увагу, що ефективність має широкий максимум в діапазоні E_g 0,8-1,4 еВ. Багато факторів знижує ідеальну ефективність, тому фактично досягнуті ефективності перетворення нижчі. Реальні сонячні батареї будуть розглянуті в наступних розділах. Рис. 26 також показує ідеальну ефективність при оптичній концентрації 1000 сонць (тобто 844 кВт/м²). Деталі про оптичну концентрацію будуть розглянуті в розділі 4 «Конфігурація пристрою». Максимум ідеальної ефективності зростає з 31 % при 1 сонці до 37 % на 1000 сонць. Це зростання пов'язане, перш за все, із збільшенням V_{oc} , а фотострум збільшується лінійно з інтенсивністю.

2.1.3. Неідеальні ефекти.

Для реального сонячного елемента ідеальна еквівалентна схема (рис. 23) буде модифікована, щоб включати в неї послідовний опір R_s , обумовлений омічними спадом напруги на фронтальній (лицевій) поверхні, та опір шунта R_{sh} , обумовлений струмами витоку. Еквівалентна схема повинна включати R_s , доданий послідовно з навантаженням R_L , а R_{sh} додається паралельно з діодом.

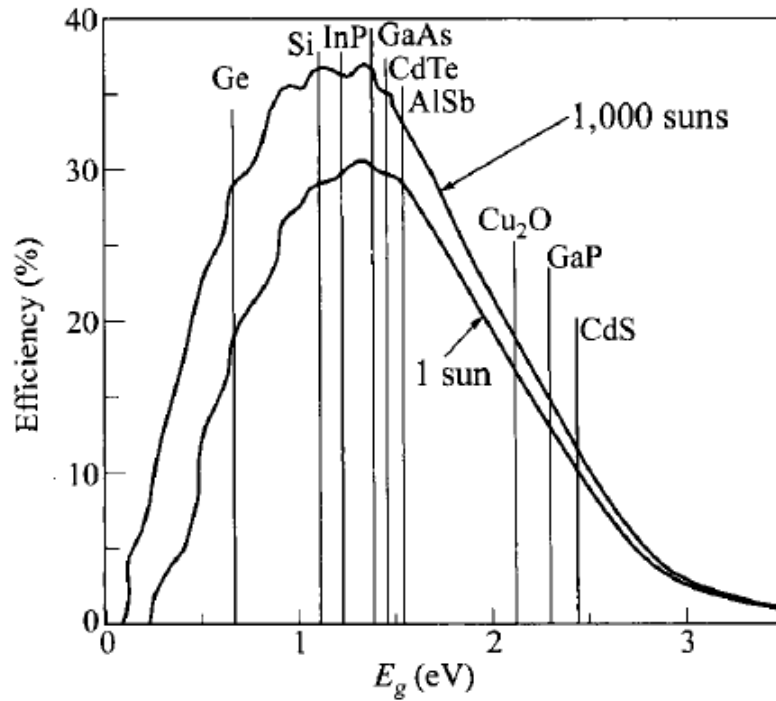


Рис. 26. Ідеальна ефективність сонячних елементів при 300 К для 1-сонця та 1000-сонць концентрацій.

Встановлено, що діодні ВАХ змінені з (62) до

$$\ln\left(\frac{I + I_L}{I_s} - \frac{V - IR_s}{I_s R_{sh}} + 1\right) = \frac{q}{kT}(V - IR_s). \quad (71)$$

На практиці опір шунта має значно менший вплив ніж послідовний опір. Вплив R_s може бути просто отриманий, замінивши V на $(V - IR_s)$ і основний вплив на фактор заповнення.

Для реального сонячного елемента прямий струм може переважати рекомбінаційний струм в збідненій області. Ефективність перетворення менша в порівнянні з ідеальним діодом. Рекомбінаційний струм знаходиться

$$I_{re} = I'_s \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right]. \quad (72)$$

Рівняння перетворення енергії можна легко отримати з допомогою простих рівнянь, аналогічних до (63) і (68), за винятком того, що I_s замінено на I'_s , а показник експоненти розділити на 2. Ефективність перетворення у випадку, коли струм визначається рекомбінацією, виявляється значно меншим ніж ідеальний струм, що зумовлено зменшенням V_{oc} , так і фактора заповнення. У сонячних елементах із порівняними дифузійним і рекомбінаційним струмами або струмами, обумовленими іншими дефектами, прямий струм експоненціально залежить від прямої напруги як $\exp(qV/nkT)$, де n називається фактором ідеальності і, як правило між 1-2. Ефективність зменшується зі збільшенням значень n .

При підвищенні температури пристрою, дифузійні довжини зростають, оскільки коефіцієнт дифузії залишається незмінним або росте, а час життя

неосновних носіїв збільшується при підвищенні температури. Збільшення дифузійної довжини неосновних носіїв призводить до зростання фотоструму I_L . Проте V_{oc} зменшується швидше за рахунок експоненціальної залежності струму насичення від температури. Більш *плавна* форма ВАХ при підвищенні температури також зменшить фактор заповнення. Тому в цілому підвищення температури призводить до зниження ефективності перетворення. Це становить проблему для роботи під оптичними концентраторами.

У космічному просторі вихідна потужність сонячних елементів знижується у зв'язку з тим, що опромінення частинками високих енергій створює дефекти в напівпровідниках. Це пояснюється зменшенням дифузійної довжини неосновних носіїв, викликаного бомбардуванням частинок високої енергії. Щоб поліпшити радіаційну стійкість у сонячні елементи був введений літій. Лі може дифундувати і утворює комплекси з радіаційними точковими дефектами.

2.2. Фотострум і спектральний відклик

У цьому розділі знайдемо фотострум для кремнієвого сонячного елемента з $p-n$ переходом, який служить в якості еталонного пристрою для всіх сонячних елементів. Схематично типовий сонячний елемент зображено на рис. 27. Він складається з мілкого $p-n$ переходу, створеного на поверхні фронтального омичного полоскового контакту, просвітлюючого покриття та заднього омичного контакту. Панельна сітка зменшує послідовний опір, але за рахунок блокування деякого світла, тому є компроміс для конструювання. Деякі використовують прозорі провідники, такі як ІТО (оксид індій-олово).

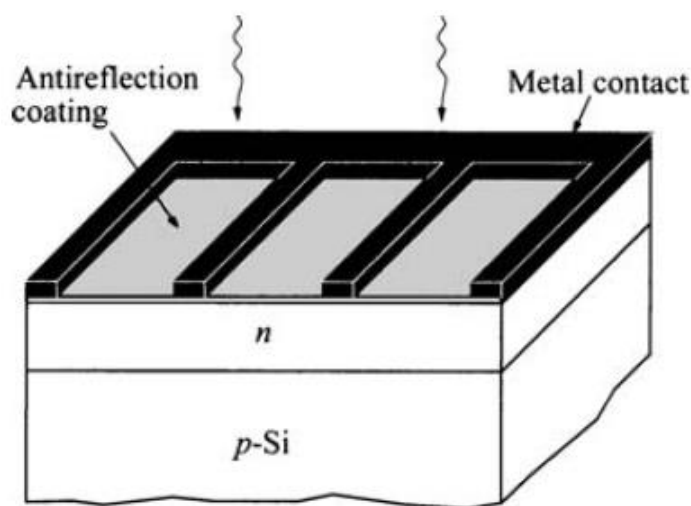


Рис. 27. Схематичне подання кремнієвого сонячного елемента з $p-n$ переходом.

Коли на фронтальну поверхню падає монохроматичне світло з довжиною хвилі λ , фотострум і спектральний відклик, тобто кількість колективованих носіїв на падаючий фотон з даною довжиною хвилі, можна

вивести таким чином. Швидкість генерації (утворення) електронно-діркових пар на відстані x від поверхні напівпровідника показана на рис. 28 і задається

$$G(\lambda, x) = \alpha(\lambda)\phi(\lambda)[1 - R(\lambda)]\exp[-\alpha(\lambda)x], \quad (73)$$

де $\alpha(\lambda)$ – коефіцієнт поглинання, $\phi(\lambda)$ – густина потоку падаючих фотонів в одиничному спектральному інтервалі, а $R(\lambda)$ – частка фотонів відбита від поверхні.

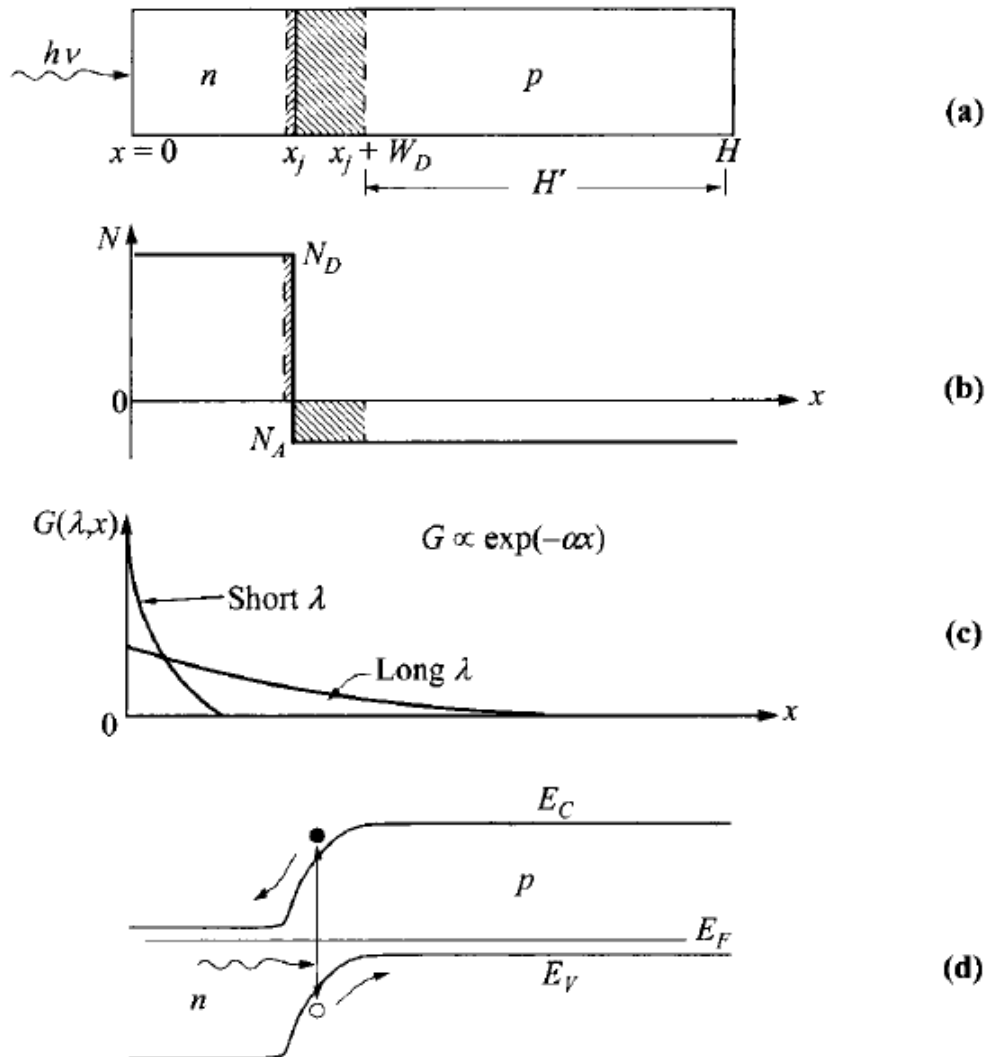


Рис. 28. (а) Розглядаються розміри сонячних елементів. (б) Прийняті різкі профілі легування $N_D \gg N_A$. (с) Залежність швидкості генерації від відстані для довгих і коротких хвиль. (д) Зонна діаграма, що показує сформовану електронно-діркову пару.

У сонячному елементі з різким p - n переходом і постійним легуванням з обох боків (рис. 28) поза збідненою областю електричне поле відсутнє. Фотогенеративні носії в цих областях колективізуються дифузійним процесом, а в збідненій області – у результаті дрейфу. Ми поділяємо колективізацію фотогенерованих носіїв у трьох областях: верхньої нейтральної області, області збіднення переходу та нейтральної області

підкладки. Ми також припускаємо різкий несиметричний перехід з $N_D \gg N_A$, тому областю збіднення на n -стороні можна знехтувати.

При низькому рівні інжекції одомірне стаціонарне рівняння неперервності є

$$G_n - \left(\frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} \right) + \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} = 0 \quad (74a)$$

для електронів у p -типі підкладки і

$$G_p - \left(\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} \right) - \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} = 0 \quad (74b)$$

для дірок у шарі n -типу. Рівняння густини струму є

$$J_n = q\mu_n n_p E + qD_n \left(\frac{dn_p}{dx} \right), \quad (75a)$$

$$J_p = q\mu_p p_n E - qD_p \left(\frac{dp_n}{dx} \right). \quad (75b)$$

Для верхньої n -стороні переходу, комбінуючи (73), (74b) та (75b), можна отримати вираз:

$$D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} + \alpha \phi (1 - R) \exp(-\alpha x) - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} = 0. \quad (76)$$

Загальним розв'язком цього рівняння є

$$p_n - p_{n0} = C_2 \cosh \frac{x}{L_p} + C_3 \sinh \frac{x}{L_p} - \frac{\alpha \phi (1 - R) \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \exp(-\alpha x), \quad (77)$$

де $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ – дифузійна довжина, а C_2 і C_3 – константи. Є дві граничні умови. На поверхні відбувається поверхнева рекомбінація зі швидкістю рекомбінації S_p

$$D_p \frac{d(p_n - p_{n0})}{dx} = S_p (p_n - p_{n0}) \quad \text{at} \quad x = 0. \quad (78)$$

На краю області надлишкова концентрація носіїв невелика внаслідок існування електричне поле в збідненій області:

$$p_n - p_{n0} \approx 0. \quad \text{at} \quad x = x_j. \quad (79)$$

Підставляючи ці граничні умови в (77), густина дірок становить

$$p_n - p_{n0} = \frac{\alpha \phi (1 - R) \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \times \left[\frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p \right) \sinh \frac{x_j - x}{L_p} + \exp(-\alpha x_j) \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \sinh \frac{x}{L_p} + \cosh \frac{x}{L_p} \right)}{(S_p L_p / D_p) \sinh(x_j / L_p) + \cosh(x_j / L_p)} - \exp(-\alpha x) \right] \quad (80)$$

і результуюча густина діркового фотоструму на краю збідненого шару становить

$$J_p = -q D_p \left(\frac{dp_n}{dx} \right)_{x_j} = \frac{q \alpha \phi (1 - R) L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \times \left[\frac{\left(\frac{S_p L_p}{D_p} + \alpha L_p \right) - \exp(-\alpha x_j) \left(\frac{S_p L_p}{D_p} \cosh \frac{x_j}{L_p} + \sinh \frac{x_j}{L_p} \right)}{(S_p L_p / D_p) \sinh(x_j / L_p) + \cosh(x_j / L_p)} - \alpha L_p \exp(-\alpha x) \right] \quad (81)$$

Цей фотострум буде генерований і колективізований на фронтальній стороні сонячного елемента n -на- p при заданій довжині хвилі, припускаючи, що час життя, рухливість і рівень легування в цій області постійні.

Щоб знайти електронний фотострум, що генерується в підкладці елемента, використовуються (73), (74a) та (75a) з граничними умовами:

$$n_p - n_{p0} \approx 0 \quad \text{при} \quad x = x_j + W_D \quad (82)$$

$$S_n (n_p - n_{p0}) = \frac{-D_n dn_p}{dx} \quad \text{при at} \quad x = H, \quad (83)$$

де W_D – ширина збідненої області, а H – ширина всього елемента. (82) означає, що надлишкова концентрація неосновних носіїв поблизу краю збідненої області дорівнює нулю, тоді як (83) визначає швидкість поверхневої рекомбінації поблизу омічного контакту.

Використовуючи ці граничні умови, розподіл електронів у рівномірно легованій підкладці p -типу становить

$$n_p - n_{p0} = \frac{\alpha \phi (1 - R) \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp[-\alpha(x_j + W_D)] \times \left\{ \cosh \frac{x'}{L_n} - \exp(-\alpha x') - \frac{\frac{S_n L_n}{D_n} \left[\cosh \frac{H'}{L_n} - \exp(-\alpha H') \right] + \sinh \frac{H'}{L_n} + \alpha L_n \exp(-\alpha H')}{(S_n L_n / D_n) \sinh(H' / L_p) + \cosh(H' / L_n)} \times \sinh \frac{x'}{L_n} \right\} \quad (84)$$

($x' \equiv x - x_j - W_D$), а електронний фотострум, колективований на краю збідненої області, $x = x_j + W_D$, є

$$J_n = -qD_n \left(\frac{dn_p}{dx} \right)_{x_j+W_D} = \frac{q\alpha\phi(1-R)L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp[-\alpha(x_j + W_D)] \times \left\{ \alpha L_n - \frac{\frac{S_n L_n}{D_n} \left[\cosh \frac{H'}{L_n} - \exp(-\alpha H') \right] + \sinh \frac{H'}{L_n} + \alpha L_n \exp(-\alpha H')}{(S_n L_n / D_n) \sinh(H'/L_p) + \cosh(H'/L_n)} \right\}, \quad (85)$$

де H' (див. рис. 28а,) є нейтральною областю p -підкладки.

Фотострум виникає внаслідок генерації в збідненій області. Електричне поле в цій області, як правило, високе, і фотогенеровані носії прискорюються із збідненої області, перш ніж вони можуть рекомбінувати. Квантова ефективність у цій області становить близько 100 %, а фотострум в одиничному спектральному інтервалі дорівнює кількості поглинутих фотонів:

$$J_{dr} = q\phi(1-R)\exp(-\alpha x_j) [1 - \exp(-\alpha W_D)]. \quad (86)$$

Тоді повний фотострум на заданій довжині хвилі є сумою (81), (85) і (86):

$$J_L(\lambda) = J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda). \quad (87)$$

Спектральний відклик (SR) дорівнює цій сумі, поділеній на $q\phi$ при зовнішньому спостереженні відклику або на $q\phi(1-R)$ при внутрішньому SR:

$$\text{SR}(\lambda) = \frac{J_L(\lambda)}{q\phi(\lambda)[1-R(\lambda)]} = \frac{J_p(\lambda) + J_n(\lambda) + J_{dr}(\lambda)}{q\phi(\lambda)[1-R(\lambda)]}. \quad (88)$$

Ідеальний внутрішній SR для напівпровідника з енергетичною щільною E_g – це ступінчата функція, яка дорівнює 0 при $h\nu < E_g$ і 1 для $h\nu \geq E_g$ (пунктирна лінія на рис. 29а).

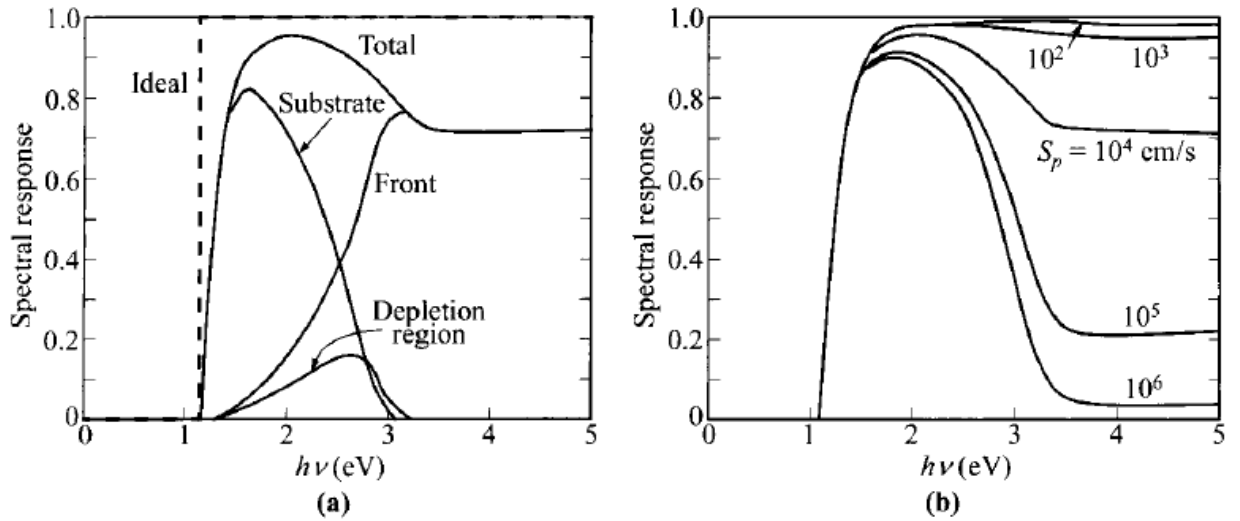


Рис. 29. (а) Розрахований внутрішній спектральний відклик Si елемента з p -базою (n -на- p), що показує окремі внески кожної з трьох областей. Пунктирна крива для ідеального відклику. Використовувані параметри: $N_D = 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 1,5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\tau_p = 0,4 \text{ мкс}$, $\tau_n = 10 \text{ мкс}$, $x_j = 0,5 \text{ мкм}$, $H = 450 \text{ мкм}$, $S_p(\text{front}) = 10^4 \text{ см/с}$ і $S_n(\text{back}) = \infty$. (б)

Розрахована внутрішня спектральна характеристика при різних швидкостях поверхневої рекомбінації.

Реальний внутрішній SR, розрахований для сонячного елемента Si n - p , показаний на рис. 29а, який суттєво відрізняється від ідеалізованої ступінчатої функції при високих енергіях фотонів. На рисунку також показані окремі внески кожного з трьох областей. При низькій енергії фотонів більшість носіїв генерується в області підкладки через низький коефіцієнт поглинання в Si. Якщо ж енергія фотонів зростає вище 2,5 eV, основний вклад у фотострум вносить фронтальна область. Вище 3,5 eV, α стає більша ніж 10^6 см^{-1} , і SR повністю визначається фронтальною областю. Оскільки S_p вважається досить високою, поверхнева рекомбінація на лицевій поверхні призводить до великих відхилень від ідеального відклику. При $\alpha L_p \gg 1$ і $\alpha x_j \gg 1$ SR наближається до асимптотичної величини (тобто фотоструму з лицеві сторони (81)):

$$\text{SR} = \frac{1 + (S_p / \alpha D_p)}{(S_p L_p / D_p) \sinh(x_j / L_p) + \cosh(x_j / L_p)}. \quad (89)$$

Швидкість поверхневої рекомбінації S_p сильно впливає на SR, особливо при високих енергіях фотонів. Цей ефект показано на рис. 29б для пристроїв з такими ж параметрами, як на рис. 29а, за винятком того, що S_p змінюється від 10^2 до 10^6 см/с . Зверніть увагу на сильне зменшення SR при зростанні S_p . (89) також показує, що для заданого S_p SR покращується при збільшенні дифузійної довжини L_p . Як правило, щоб збільшити SR у діапазоні використовуваних довжин хвиль, слід збільшити L_n і L_p та зменшити S_n і S_p .

Якщо SR відомий, повна густина фотоструму, отримана з сонячного спектрального розподілу $\phi(\lambda)$ (рис. 21), задається

$$J_L = q \int_0^{\lambda_m} \phi(\lambda)[1 - R(\lambda)]SR(\lambda)d\lambda, \quad (90)$$

де λ_m – найдовша довжина хвилі (червона границя), що відповідає ширині забороненої зони напівпровідника. Щоб отримати велике J_L , слід зменшити $R(\lambda)$ і збільшити $SR(\lambda)$ у діапазоні довжин хвиль $0 < \lambda < \lambda_m$.

2.3. Конфігурація пристрою

Основними вимогами до сонячних елементів є висока ефективність, низька вартість та висока надійність. З вражаючим успіхом були запропоновані та продемонстровані багато конфігурацій сонячних елементів. Проте для того, щоб сонячні елементи могли впливати на виробництво загального споживання енергії, більш складна задача все ще попереду, але ціль досяжна для багатьох прихильників. Розглянемо кілька основних конструкцій сонячних елементів та їхні характеристики пристрою.

2.3.1. Сонячний елемент на кристалічному Si.

Сонячний елемент на кристалах Si користується найбільшим успіхом на ринку в даний час. Він має розумний баланс між продуктивністю та вартістю. Найкращий показник ефективності досяг більш ніж 22 %. Основна вартість – кристалічна підкладка (база), і велика кількість досліджень спрямована на зниження вартості росту кристалів. Потреба в якості кристалу є менш жорсткою ніж для великих інтегральних мікросхем. Одним з підходів є технологія росту тонких листів із розплаву Si. Замість звичайної форми злитка кристал витягують тонким листом товщиною, меншою ніж типова пластина Si. Цей метод знижує витрати як у процесі різання злитка на пластини, так і при відходах матеріалів під час різання. Ми розглянемо наступні інші особливості, які сприяли високій характеристиці сонячного елемента.

Ідея *поля поверхневого шару* (BSF) має покращила вихідну напругу у порівнянні із звичайними елементами. Схематична зонна діаграма показана на рис. 30.

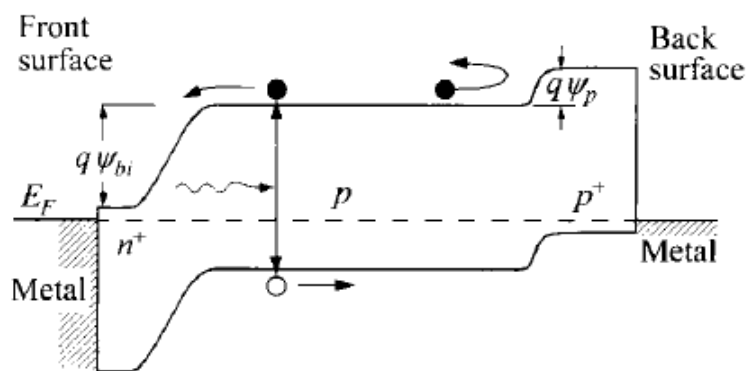


Рис. 30. Зонна діаграма сонячного $n^+ - p - p^+$ елемента з переходом поблизу тилової поверхні.

Фронтальна поверхня виконана звичайним способом, а на тильній частині елемента перед контактом створюється сильно легована область. Потенціальний енергетичний бар'єр $q\psi_p$ запобігає виходу неосновних носіїв (електронів) з менш легованої області та допомагає вести їх в напрямі фронту. Елемент з BSF еквівалентний звичайному елементу з дуже малою швидкістю рекомбінації на тильній стороні ($S_n < 100$ см/с). Низький S_n посилить спектральний відклик при низьких енергіях фотонів. Тому густина струму короткого замикання збільшиться. Напруга холостого ходу також збільшується за рахунок збільшення струму короткого замикання, зменшення рекомбінаційного струму тилового контакту діода та появи додаткової потенційної енергії $q\psi_p$.

Щоб зменшити відбивання світла, використовують текстуровану поверхню на лицевій або на тильній стороні, для захоплення світла. Наприклад, *текстурований* елемент має пірамідальні поверхні, утворені анізотропним травленням орієнтованої $\langle 100 \rangle$ поверхні Si, як показано на рис. 31.

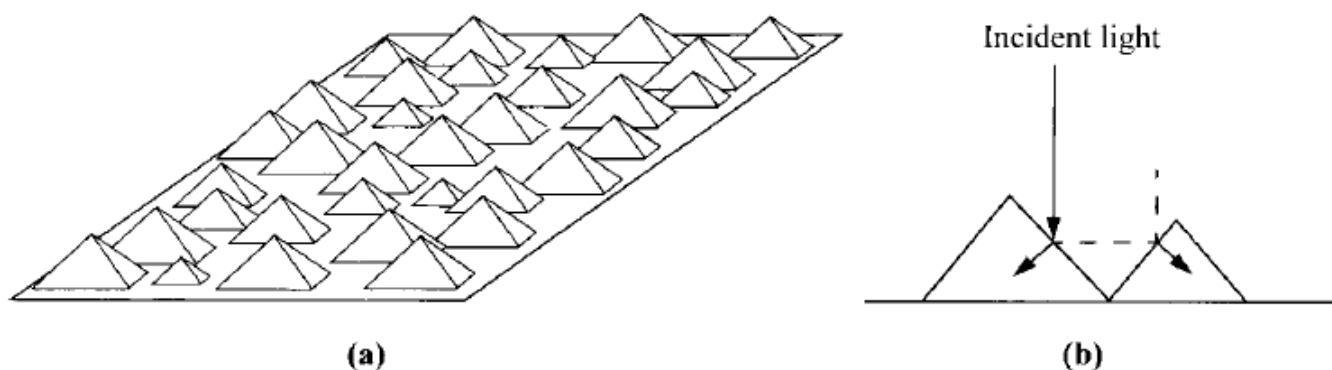


Рис. 31. (а) Текстурований елемент з пірамідальними поверхнями. (б) Оптичний шлях, що показує захоплення світла, щоб зменшити відбиття.

Світло, падаюче на бокову сторону піраміди, буде відбиватися на іншу піраміду, і не відбиватиметься назад. Коефіцієнт відбивання чистого Si зменшується від $\approx 35\%$ для плоских поверхонь до $\approx 20\%$ для текстурованої

поверхні. Нанесення просвітлювального покриття зменшує загальне відбиття до декількох відсотків.

Ще один напрям економії затрат – товстий процес металізації, оскільки сонячні елементи є силовими пристроями і проводять значно більший струм ніж звичайні інтегральні мікросхеми. Процес, відомий як трафаретний друк, зазвичай використовується для осадження товстих шарів металу у виробничому середовищі. Цей процес набагато швидше ніж осадження металу в вакуумних системах.

2.3.2. Тонкоплівкові сонячні елементи.

У тонкоплівкових сонячних елементах активними напівпровідниковими шарами є полікристалічні або неупорядковані плівки, нанесені або сформовані на електрично активних або пасивних підкладках, таких як скло, пластик, кераміка, метал, графіт або металургійний кремній. Тонку плівку напівпровідника можна нанести на чужорідну підкладку різними методами, такими як газова епітаксія, плазмове розпилення та осадження. Якщо товщина напівпровідника більша за довжину (обернений коефіцієнт) поглинання, більшість світла буде поглинатися; і якщо дифузійна довжина перевищує товщину плівки, більшість фото-генерованих носіїв можуть бути колективізовані. Найбільш поширеними і успішними плівками є Si, CdTe, CdS, CIS (CuInSe), і CIGS (CuInGaSe). Їх ефективність досягла вище 15 %.

Головною перевагою тонкоплівкових сонячних елементів є можлива їх низька вартість через дешеву технологію обробки та використання порівняно недорогих матеріалів. Основними недоліками є низька ефективність і довгострокова нестабільність. Низька ефективність частково обумовлена впливом границь зерен та низькою якістю напівпровідникового матеріалу, вирощеного на різних підкладках. Ще однією проблемою є деградація (погана стійкість), яка зумовлена хімічною реакцією напівпровідника з середовищем (O₂ та водяна пара). Необхідно вжити заходів для забезпечення надійності пристроїв на тонкоплівкових сонячних елементах.

Аморфний кремній (a-Si) – добре вивчений матеріал для тонкоплівкових сонячних елементів. Шари з товщиною від 1 до 3 мкм вирощуються на металевих або скляних підкладках шляхом розсіювання сілану ВЧ розрядом. Кристалічний і аморфний Si суттєво відрізняються; перший має непряму заборонену зону 1,1 eV, тоді як оптична характеристика поглинання в гідрогенованому a-Si нагадує очікувану для кристала з прямою забороненою зоною 1,6 eV. Сонячні елементи були виготовлені на *p-n* переході, а також Шотткі-бар'єрі. Оскільки у видимій частині сонячного спектра коефіцієнт поглинання становить від 10⁴ до 10⁵ см⁻¹, багато носіїв фотогенерується у межах мікрона освітленої поверхні.

Оскільки використовувані тонкі плівки незмінно містять пастки, оцінимо при якій концентрації пасток характеристики пристрою починають суттєво погіршуватись. При відсутності заряджених пасток електричне поле

буде однорідним і задане $E = E_g / qH$, де H – повна товщина плівки. При товщині $1/\alpha$ ($\approx 0,1$ мкм) та $E_g = 1,5$ еВ, напруженість поля становить $1,5 \times 10^5$ В/см. Коли пастки присутні з концентрацією n_t , загальний просторовий заряд буде n_c , де $n_c < n_t$. Ці заряджені дефекти змінять напруженість поля на $\Delta E = qn_c H / \epsilon_s$. Припускаючи діелектричну проникність 4, отримаємо, що $\Delta E \ll E$, якщо $n_c < 10^{16}$ см⁻³; і при повній концентрації пасток вище 10^{17} см⁻³ можна припустити відсутність змін в розподілі електричного поля. Наступна умова полягає в тому, що густина струму, обмежена просторовим зарядом, повинна перевищувати 100 мА/см², тобто бути значно вищою ніж густина струму короткого замикання при сонячному освітленні. Ця умова також призводить при товщині 0,1 мкм до допустимої концентрації пасток вище 10^{17} см⁻²/еВ.

Електричне поле також має бути таким, щоб час прольоту $H/E\mu$, за який виривати електрони та дірки, був менший часу рекомбінації $(n_t \nu \sigma)^{-1}$, де σ – поперечний переріз захоплення ($\approx 10^{-14}$ см²), а ν – теплова швидкість ($\approx 10^7$ см/с). Цей стан буде виконано, якщо

$$\mu > \frac{n_t \nu \sigma H}{E} = \frac{n_t \nu \sigma q H^2}{E_g} \approx 1 \text{ cm}^2/\text{V-s}, \quad (91)$$

що не важко досягти.

Із розглянутих вище міркувань слідує, що ефективні сонячні елементи можна виготовляти з напівпровідників із дуже високою густиною дефектів, якщо напівпровідникові плівки достатньо тонкі, мають високий коефіцієнт поглинання біля краю фундаментального поглинання, в поєднанні з необхідною рухливістю.

2.3.3. Шотткі-бар'єр і МІН сонячні елементи.

Основні характеристики діодів з бар'єром Шотткі описані в «Контакти метал-напівпровідник» («Структурні елементи напівпровідникових пристроїв» частина 2). Метал повинен бути достатньо тонким, щоб забезпечити значної кількості світла на напівпровіднику. Падаюче на напівпровідник короткохвильове світло поглинається в основному в збідненій області. Довгохвильове світло поглинається в нейтральній області, утворюючи електронно-діркові пари так само, як і на p - n переході. При використанні сонячних елементів збудження носіїв з металу в напівпровідник становить менше 1% повного фотоструму, і тому цим процесом можна знехтувати.

До переваг бар'єрів Шотткі відносяться (1) низькотемпературне виготовлення та обробка, оскільки не вимагається високотемпературна дифузія або відпал; (2) пристосованість даних технологій до полікристалічних та тонкопліткових сонячних елементів; (3) висока радіаційна стійкість завдяки високому електричному полю поблизу поверхні; і (4) високий вихідний струм і хороший спектральний відклик, обумовлений

наявністю збідненої області прямо на поверхні напівпровідника, що суттєво зменшує негативний вплив малого часу життя та високої швидкості поверхневої рекомбінації.

Два основних вклади в фотострум пов'язані з генерацією носіїв у збідненій області та нейтральній області підкладки. Колективізація носіїв в збідненій області подібна як у $p-n$ переході, що веде до фотоструму:

$$J_{dr} = qT(\lambda)\phi(\lambda)[1 - \exp(-\alpha W_D)], \quad (92)$$

де $T(\lambda)$ – коефіцієнт пропускання металом. Фотострум із області підкладки описується виразом, ідентичним до (85), за винятком заміни $(1 - R)$ на $T(\lambda)$, а $\alpha(x_j + W_D)$ на αW_D . Якщо тиловий контакт є омичним, а товщина пристрою набагато більша ніж дифузійна довжина $H' \gg L_p$, фотострум із області підкладки спрощується до

$$J_n = qT(\lambda)\phi(\lambda)\frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n}\exp(-\alpha W_D). \quad (93)$$

Повний фотострум визначається сумою (92) та (93).

ВАХ освітленого елемента з бар'єром Шотткі дано

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] - I_L \quad (94)$$

і

$$I_s = AA^{**}T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right), \quad (95)$$

де n – фактор ідеальності, A^{**} – ефективна стала Ричардсона (див. «Контакти метал-напівпровідник»), а $q\phi_B$ – висота бар'єру. Ефективність перетворення дається за (60). Для заданого напівпровідника ефективність від висоти бар'єру може бути розрахована з (60), (93) та (94).

Для більшості систем метал-напівпровідник, створених на рівномірно легуваних підкладках, максимальна висота бар'єра становить приблизно $(2/3)E_g$. Отже, контактна різниця потенціалів нижча ніж у $p-n$ переходу, тому V_{oc} також нижчий. Проте, висоту бар'єру можна збільшити до енергії забороненої зони, вставляючи тонкий, сильно-легований шар (10 нм) протилежного типу поблизу поверхні напівпровідника.

У сонячному елементі МІН (метал-ізолятор-напівпровідник) між металевою та напівпровідниковою поверхнею розміщений тонкий ізоляційний шар. Переваги сонячних елементів МІН пов'язані з тим, що в них є сильне електричне поле поблизу поверхні напівпровідника у напрямку сприяння колективізації неосновні носії, генерованих короткохвильовим світлом; і крім того, в активній області елементів немає кристалічних дефектів, утворених при дифузії домішок і властиві елементам з дифузійними $p-n$ переходами. Густина струму насичення подібна до бар'єру Шотткі з додатковим тунельним множником (див. «Тунельні пристрої»):

$$I_s = AA^{**}T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right) \exp(-\delta\sqrt{q\phi_T}), \quad (96)$$

де $q\phi_T$ у еВ – середня висота бар'єра в ізоляційному шарі, а δ в Å – товщина ізолятора. Підставляючи $V = V_{oc}$ і $J = 0$ у (94) отримуємо,

$$V_{oc} = \frac{nkT}{q} \left[\ln\left(\frac{J_L}{A^{**}T^2}\right) + \frac{q\phi_B}{kT} + \delta\sqrt{q\phi_T} \right]. \quad (97)$$

(97) показує, що V_{oc} сонячного елемента МІН зростає зі збільшенням δ . Однак, при збільшенні товщини діелектрика δ , знижується струм короткого замикання, що призведе до зменшення ефективності перетворення. Оптимальна товщина оксиду для елемента МІН становить приблизно 2 нм.

2.3.4. Багатокомпонентний (секційний) сонячний елемент.

Обговорювана теоретична максимальна ефективність основана на балансі E_g для фотоструму та напруги холостого ходу. Показано, що при використанні кількох переходів з різними забороненими зонами та укладених один на одного, ефективність може бути покращена, оскільки менші втрати фотонів нижче одиничної E_g . Теоретичний розрахунок на двокомпонентному (двоперехідному) сонячному елементі показаний на рис. 32. Для цього тандемного елемента максимальна ефективність становить $\approx 40\%$ при $E_{g1} = 1,7$ еВ та $E_{g2} = 1$ еВ. Для елементів з трьома переходами ідеальна комбінація – $E_{g1} = 1,75$ еВ, $E_{g2} = 1,18$ еВ, $E_{g3} = 0,75$ еВ. При подальшому збільшенні кількості переходів ефективність зростає мало. Експериментально на кристалічних сонячних елементах з трьома переходами на основі складних напівпровідників GaAs/InGaAs та InGaP/InGaAs/Ge показали ефективність більш ніж 30% – найвищу в історії будь-якої структури. На тонкоплівкових елементах багатоперехідні елементи SiGeC/Si/SiGe та SiGeC/Si/GeC демонструють більш високу ефективність ніж їхні одноперехідні аналоги.

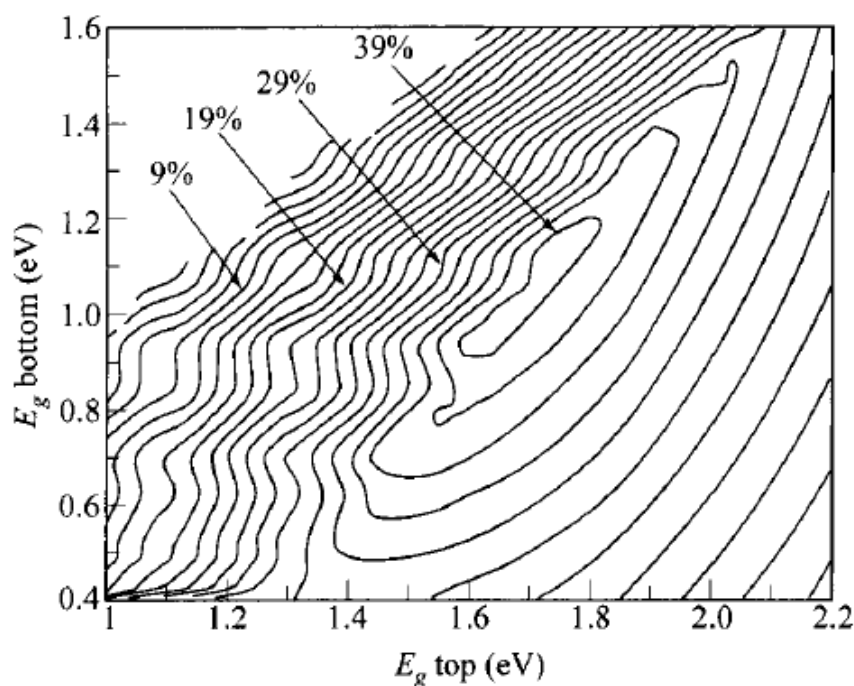


Рис. 32. Залежність максимальної ефективності тандемного сонячного елемента від E_g верхньої і E_g нижньої частин.

2.3.5. Оптична концентрація.

Використовуючи дзеркала та лінзи, можна сфокусувати сонячне світло. Оптична концентрація представляє привабливий та зручний підхід до зниження високої ціни елемента шляхом заміни зоною концентратора більшої частини площі елемента. Він також пропонує інші переваги, включаючи (1) збільшення ефективності елемента (рис. 26), (2) гібридні системи, що дають як електричні, так і теплові виходи, і (3) зменшення залежності ефективності елемента від температури.

У стандартному концентраторному модулі дзеркала та лінзи використовуються для спрямування та фокусування сонячного світла на сонячні елементи, встановлені на блоці з водяним охолодженням. Експериментальні результати, отримані на кремнієвому сонячному елементі з вертикальним переходом, показані на рис. 33.

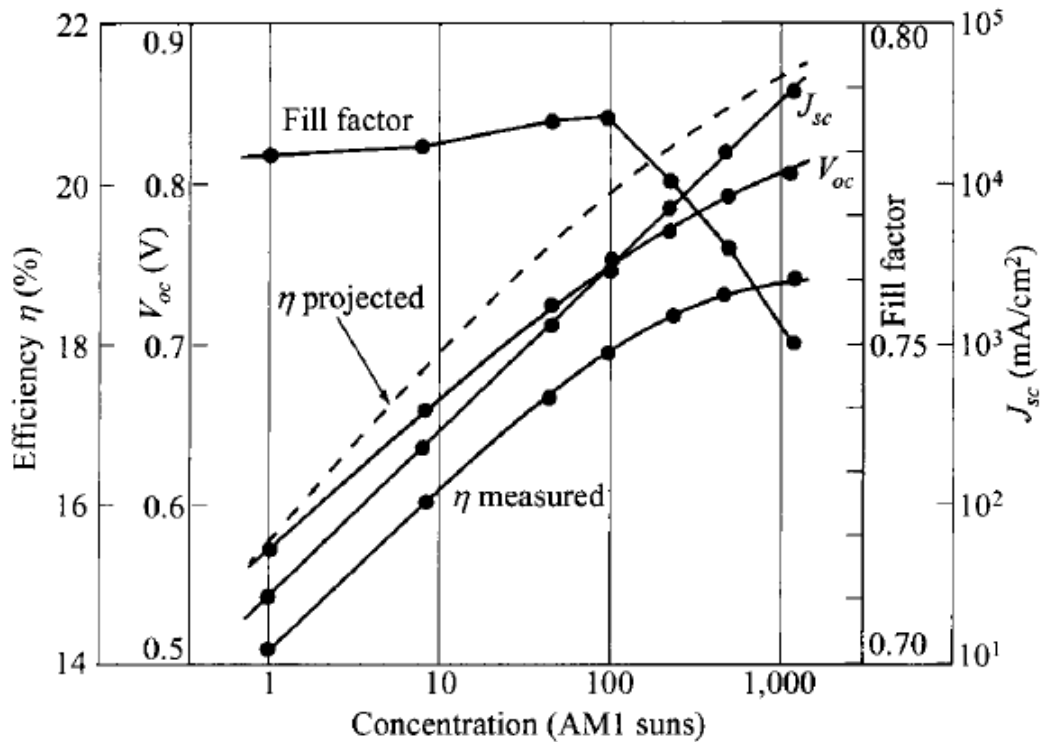


Рис. 33. Залежність ефективності η , V_{oc} , J_{sc} і фактора заповнення від концентрації сонячної енергії AM1 для сонячного елемента з кількома вертикальними переходами.

Зверніть увагу, що характеристики пристрою покращується при збільшенні (інтенсивності) концентрації від 1 сонця до 1000 сонць. Струм короткого замикання лінійно зростає з інтенсивністю випромінювання. Напряга холостого ходу збільшується на 0,1 В при зростанні інтенсивності у 10 разів, а фактор заповнення дещо знижується. Ефективність, яка є результатом вищевказаних трьох факторів, поділених на вхідну концентровану (випромінювальну) потужність, збільшується на 2 % при зростанні концентрації випромінювання у 10 разів. Отже, один елемент при освітленні концентрацією 1000 сонць, може виробляти таку ж вихідну потужність, як 1300 елементів освітлених 1 сонцем. Тому, метод оптичної концентрації може потенційно замінити дорогі сонячні елементи дешевшими матеріалами концентратора і реалізовуватися простим встановленням, щоб зменшити загальну вартість системи.

При високих концентраціях випромінювання густина носіїв перевершує густина легуючої домішки підкладки, і переважають умови високої інжекції. Густина струму пропорційна $\exp(qV/nkT)$, де $n=2$. Напряга холостого ходу стає

$$V_{oc} = \frac{2kT}{q} \ln\left(\frac{J_L}{J_s} + 1\right) \quad (98)$$

і J_s можна виразити як

$$J_s = C_4 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{E_g(T)}{2kT}\right], \quad (99)$$

де C_4 – стала, T – робоча температура, T_0 – 300 К. Температурний коефіцієнт зміни V_{oc} змінюється від -2,07 мВ/°С при 1 сонці до -1,45 мВ/°С при 500 сонцях. Таким чином, для кремнієвих сонячних елементів високі рівні сонячної концентрації можуть знижувати ефективність від втрат, пов'язаних з експлуатацією при підвищених температурах.

Ефективність та вихідна потужність можуть бути збільшені, використовуючи окремі сонячні елементи з різною шириною забороненої зони. Спектральний розподіл розщеплює потік сонячного світла на багато вузьких спектральних смуг і забезпечує потік кожної смуги в елемент з оптимальним для даної смуги значенням забороненої зони.

ЗАДАЧІ

1. Ідеальний фотодіод (з квантовим виходом рівним 1) освітлюється випромінюванням потужністю $P = 10$ мВт при довжині хвилі $0,8$ мкм. Розрахувати струм і напругу на виході приладу, коли детектор використовується в режимі фотоструму і фото-ЕРС відповідно. Струм витоку при зворотному зміщенні $I_0 = 10$ нА, робоча температура $T = 300$ К.

2. Фотодіод на основі p - n переходу має квантовий вихід 50% на довжині хвилі $0,9$ мкм. Розрахувати чутливість R , поглинуту оптичну потужність P ($I_p = 1$ мкА) і число фотонів, поглинутих за секунду на цій довжині хвилі r_p .

3. Лавинний фотодіод з коефіцієнтом множення $M = 20$ працює на довжині хвилі $\lambda = 1,5$ мкм. Розрахувати квантовий вихід і вихідний фотострум приладу, якщо його чутливість R на цій довжині хвилі дорівнює $0,6$ А/Вт при потоці 10^{10} фотонів/с.

4. Кремнієвий лавинний фотодіод має коефіцієнт множення $M = 20$ на довжині хвилі $0,82$ мкм при цьому квантовий вихід 50% і темновий струм 1 нА. Визначить число падаючих фотонів g_p на цій довжині хвилі за секунду, що забезпечує вихідний струм прилад (після множення), більший рівня темного струму.

5. (a) Show that the quantum efficiency η of a photodetector is related to the responsivity R at a wavelength q (mm) by the equation $R = \eta\lambda/1,24$.

(b) What is the ideal responsivity at a wavelength of $0.8 \mu\text{m}$ for (1) a GaAs homojunction, (2) an $\text{Al}_{0,34}\text{Ga}_{0,66}\text{As}$ homojunction, (3) a heterojunction formed between GaAs and $\text{Al}_{0,34}\text{Ga}_{0,66}\text{As}$, and (4) a two-terminal, monolithic, series-connected tandem photodetectors when the upper detector is made of $\text{Al}_{0,34}\text{Ga}_{0,66}\text{As}$ and the lower detector is made of GaAs.

6. A photoconductor with dimensions $L = 6$ mm, $W = 2$ mm, and $D = 1$ mm (Fig. 2a, P.2) is placed under uniform radiation. The absorption of the light increases the current by $2,83$ mA. A voltage of 10 V is applied across the device. As the radiation is suddenly cut off, the current falls, initially at a rate of $23,6$ A/s. The electron and hole mobility are 3600 and 1700 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, respectively. Find (a) the equilibrium density of electron-hole pairs generated under radiation, (b) the minority-carrier lifetime, and (c) the excess density of electrons and holes remaining 1 ms after the radiation is cut off.

7. Calculate the gain and current generated when $1 \mu\text{W}$ of optical power with $h\nu = 3$ eV is shone onto a photoconductor of $\eta = 0,85$ and a minority-carrier lifetime of $0,6$ ns. The material has an electron mobility of 3000 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, the electric field is 5000 V/cm, and $L = 10 \mu\text{m}$.

8. (a) For a p - i - n photodetector, the quantum efficiency is given by Eq. 33. Derive this equation from Eqs. 2 and 32.

(b) A *p-i-n* photodetector has a 1- μm InGaAs absorbing layer. There is an anti-reflection coating (reflectivity = 0 %) on the side where the light enters the photodetector.

(1) What is the external quantum efficiency of the photodiode at a wavelength of 1,55 μm ?

(2) What would be the external quantum efficiency if light were to travel through the absorbing layer twice?

Assuming the absorption coefficient is 10^4 cm^{-1} at 1,55 μm , and the diffusion length is 10^{-2} cm .

9. For a photodiode, we need a sufficiently wide depletion layer to absorb most the incoming light, but not too wide to limit the frequency response. Find the optimum depletion-layer thickness for Si photodiode having a modulation frequency of 10 GHz.

10. a) For an avalanche photodiode (APD), the breakdown condition is given by Eq. 58. Derive the equation.

b) For a germanium lo-hi-lo APD, if the thickness of the avalanche region is 1 μm , find the electron and hole ionization rates at room temperature.

11. A silicon $n^+ - p - z - p^+$ avalanche photodiode operated at 0,8 μm has a *p*-layer 3 μm and a π -layer 9 μm thick. The biasing voltage must be high enough to cause avalanche breakdown in the *p*-region and velocity saturation in the π -region. Find the minimum required biasing voltage and the corresponding doping concentration of the *p*-region. Estimate the transit time of the device.

12. A *p-n* junction photodiode can be operated under photovoltaic conditions similar to that of a solar cell. The current-voltage characteristics of a photodiode under illumination are also similar. State three major differences between a photodiode and a solar cell.

13. Consider a silicon *p-n* junction solar cell of area 2 cm^2 . If the dopings of the solar cell are $N_A = 1,7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and $N_D = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, and given $\tau_n = 10 \mu\text{s}$, $\tau_p = 0,5 \mu\text{s}$, $D_n = 9,3 \text{ cm}^2/\text{s}$, $D_p = 2,5 \text{ cm}^2/\text{s}$, and $I_L = 95 \text{ mA}$, (a) calculate and plot the *I-V* characteristics of the solar cell, (b) calculate the open-circuit voltage, and (c) determine the maximum output power of the solar cell, at room temperature.

14. At 300 K, an ideal solar cell has a short-circuit current of 3 A and an open-circuit voltage of 0,6 V. Calculate and sketch its power output as a function of operating voltage and find its fill factor from this power output.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Бондаренко І. М., Бородін О. В., Галат О. Б., Карнаушенко В. П. Твердотільна електроніка: навч. посібник для студентів ЗВО. Харків: ХНУРЕ, 2020. 236 с.
2. Годованюк В.М., Бутенко В.К., Докторович І.В., Юр'єв В.Г. Основи метрології фотоприймачів видимого, ультрафіолетового та інфрачервоного діапазонів: навч. посібник. Чернівці: ЧНУ, 2014. 440 с.
3. Дружинін А.О. Твердотільна електроніка. Фізичні основи і властивості напівпровідникових приладів: навч. посібник. Львів: Видавництво Львівської політехніки, 2009. 332 с.
4. Ніконова А. О., Небеснюк О. Ю., Ніконова З. А. Фізика електронних процесів: конспект лекцій (частина II). Запоріжжя, ЗДІА, 2018. 81 с.
5. Савицький А. В., Бурачек В. Р. Оптичні і фотоелектричні властивості напівпровідників: навч. Посібник. Ч. 1, Ч. 2. Чернівці: ЧНУ, «Рута», 1999. 200 с.
6. Сминтина В. А. Фотоелектронні та фотоелектричні процеси у напівпровідниках : підручник. Одеса : Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, 2018. 220 с.
7. Третяк О. В., Лозовський В. З. Основи фізики напівпровідників: Підручник: У 2 т. К. : Видавничо-поліграфічний центр «Київський університет», 2007. Т. 1. 338 с.
8. Фреїк Д. М., Чобанюк В. М., Готра З. Ю. та ін. Фізика процесів у напівпровідниках та елементах електроніки : курс лекцій. Івано-Франківськ : Видавництво Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, 2010. 263 с
9. Червоний І. Ф., Єгоров С. Г., Воляр Р. М. Виробництво напівпровідникових матеріалів. Конспект лекцій. Запоріжжя: Видавництво ЗДІА, 2006. 100 с.

Навчально-методичне видання

Мирончук Галина Леонідівна
Кевшин Андрій Григорович
Галян Володимир Володимирович

Фотоелектричні явища у напівпровідниках

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

Друкується в авторській редакції