

Тема 10. Фотоприймачі.

Лекція 10.

Фотоприймачі. Загальні вимоги, лавинні та р-і-п фотодіоди, структура та характеристики. Схеми підключення. Чутливість. Теплові та дробові шуми.

В інтегрально-оптичних схемах, волоконно-оптичних системах зв'язку фотоприймач потрібен для прийому (детектування) та перетворення оптичних сигналів у електричні. В інтегрально-оптичних схемах він є їх кінцевим ланцюгом. Фотоелектричне перетворювання дає можливість проводити подальшу обробку інформації на основі електронних схем. Таким чином, фотоприймач у інтегрально-оптичних схемах перетворює їх у функціональні оптоелектронні пристрої.

Принципи оптичного детектування. Для реєстрації оптичних сигналів можна використовувати фотоприймачі, які працюють на різних принципах (зовнішній та внутрішній фотоефекти, теплова дія випромінювання та ін.). В інтегрально-оптичних схемах переважно використовують пряме детектування, коли перетворення оптичного сигналу у електричний безпосередньо виконує фотоприймач. Вихідний електричний сигнал фотоприймача – струм або провідність – є при постійному спектральному складі випромінювання наслідком зміни інтенсивності або потужності потоку фотонів на його вході. Такий детектор не реєструє ні фази, ані амплітуди, ані поляризації електромагнітної хвилі випромінювання. Тому він в межах його спектральної чутливості може однаково працювати і на монохроматичному, і на немонохроматичному (з широким спектром) випромінюваннях. Когерентність випромінювання необов'язкова. В інтегрально-оптичних схемах такому детектору присутні простота реалізації, схемна мінімізація, можливість мікромініатюризації та інтеграції на рівні фотоперетворювачів та висока швидкодія.

Необхідність мікромініатюризації та інтеграції обумовили переважний вибір напівпровідникових детекторів оптичного випромінювання з принципом дії на внутрішньому фотоефекті. Такі фотоприймачі є чутливими в широкій області спектру. Вони можуть мати як вузьку, селективну, та і широку спектральні характеристики, дають можливість утворювати багатоеlementні структури та масиви фотоприймачів. Технології їх є типовими для технологій

напівпровідникових приладів та інтегральних схем. До них відносяться сучасні методи отримання гомо- та гетеро переходів, плівок та пліткових структур, фотолітографія, та ін. Внутрішній фотоефект дає можливість створювати фотоприймачі із значним внутрішнім підсиленням фотоструму (лавинні фотодіоди, фоторезистори), реалізовувати велику швидкодію ($p-i-n$ діоди, діоди Шотткі, гетерофотодіоди), вбудовувати у детектор ланцюги підсилення (фототранзистори, фоторезистори), використовувати режим накопичування та ін.

Майже все різноманіття напівпровідникових фотоприймачів визначається двома типами структур – фоторезисторними (гомогенні) та фотодіодними (гетерогенні). Останні є входними елементами приймачів з підсиленням – лавинних фото діодів, фото транзисторів: біполярних, канальних, МДП, фото резисторів та ін. Найбільш універсальні по характеристикам та застосуванням фоторезистори. Серед діод них приймачів найбільший інтерес представляють структури з максимальною швидкістю ($p-i-n$ діоди діоди Шотткі, гетерофотодіоди) та максимальною добротністю - лавинні фотодіоди.

Вибір матеріалів для фотоприймачів визначає спектральний діапазон оптичного зв'язку в інтегральній оптиці. Для фотоприймача він задається джерелом випромінювання (лазером, світлодіодом), яке використано в інтегрально-оптичній схемі. Найбільш типові пари джерело випромінювання – фотоприймач, у яких узгоджені спектральні характеристики, приведені в **табл. 1**. Ця узгодженість забезпечує також найбільшу чутливість для фотоприймача.

Таблиця 1

Діапазон робочих довжин хвиль, нм	Інжекційні джерела випромінювання		Фотодіодні приймачі випромінювання	
	лазери	світлодіоди	$p-i-n$	лавинний
800-900	GaAlAs/GaAs InGaP/GaAs	GaAlAs/GaAs	Si	Si
1000-1100	InGaAs/InGaP InGaAsP/InP GaAlAsSb/GaAsSb	InGaAs/InP InGaAsP/InP GaAlAsSb/GaAsSb	Ті самі $A^{III}B^V$, що і для джерел випромінювання	Ті самі $A^{III}B^V$, що і для джерел випромінювання
1300-1600	InGaAsP/InP AlGaSb/GaSb	InGaAsP/InP AlGaSb/GaSb	$A^{III}B^V$	$A^{III}B^V$

Для фотоприймачів, що розраховані на роботу у діапазоні довжин хвиль від 0.6 до 1.0 мкм, кремній є основним матеріалом. Кремнієві фотоприймачі допускають технологічну інтеграцію з підсилюючими та управляючими інтегральними схемами. Це дає можливість створювати фотоперетворювач у вигляді базового кристалу.

Для фотоприймачів, що працюють у більш довгохвильовій області спектру ($\lambda > 0.9$ мкм), використовують напівпровідникові матеріали $A^{III}B^V$ на основі подвійних, потрійних та четвертих їх сполук. Ці ж матеріали застосовують в інжекційних випромінювачах – лазерах та світло діодах. На матеріалах $A^{III}B^V$ розроблені також широкосмугові транзистори – польові $GaAs, InP$ та біполярні з гетеро емітером ($AlGaAs/GaAs$), які можна використати як попередньо підсилюючий каскад в підсилювачі фотострумів, що інтегрований з фотоприймачем.

Незалежно від типу напівпровідникового приймача основні етапи фотоелектричного перетворення включають як первинний акт поглинання випромінювання та генерацію вільних носіїв заряду, механізм внутрішнього підсилення, що обумовлений розмноженням носіїв, а також етап формування вихідного сигналу, що визначає умови узгодження фотоприймача з навантаженням. Кожному етапу відповідають свої параметри процесу, свій рівень шумів, які обмежують для фотоприймачів різних типів і з різними комбінаціями приймачів з підсилювачами, добротність, порогову чутливість, надійність. Необхідність в ряді випадків підсилення сигналу після його детектування передбачає модуляцію світлового потоку, що поступає на вхід приймача, або його фотоструму.

Чутливість фотоприймачів. При розробці та створенні фотоприймача по можливості знижують його порогову чутливість (Φ_{min}). Чим вона менше, тим менше необхідна потужність джерел випромінювання в інтегрально-оптичних схемах або більше при інших рівних умовах дальність виявлення сигналу. Чи здатні фотоприймачі вимірювати (з підсилювачем або без нього) дуже малі сигнали? Чи можуть фотоприймачі бути такими ж чутливими як око і одночасно мати швидкодію $10^{-9} - 10^{-12}$ с, як це потрібно для обробки та передачі оптичної інформації. Для відповіді на ці питання потрібно знати основні закономірності внутрішнього фотоефекту та ті

обмеження, які вони накладають на параметри та характеристики фотоприймачів.

При поглинанні відбувається передача енергії випромінювання речовині. Частина його перетворюється у тепло і розсіюється у навколишнє середовище. Інша частина може виявитися фотоелектричною. При фотоелектричному поглинанні напівпровідником кванта випромінювання відбувається утворення в ньому електронно-діркової пари – вільних електрона та дірки. В результаті провідність напівпровідника зростає. Якщо тепер до такого об'єму прикласти електричне поле, в мережі з'явиться електричний струм, величина якого буде тим більшою, чим вище інтенсивність збуджуючого випромінювання. Такі напівпровідники, провідність яких змінюється під дією випромінювання, називаються фото провідниками, а електричний струм, що з'явився внаслідок цього, - фотострумом. В утворенні останнього можуть прийняти участь або обидва носії – електрон та дірка (біполярна провідність), або тільки один з них (моно полярна провідність). В останньому випадку один з носіїв (дірка або електрон) захоплюється домішковим рівнем в напівпровіднику і з вільного стає зв'язаним (**рис. 1**). Монополярна провідність завжди є у випадку домішкової фотопровідності, коли квант випромінювання поглинається атомами домішки, якою для цього спеціально легується напівпровідник.

Кількісно внутрішній фотоефект характеризують квантовим виходом β . Це є відношення числа електронів N_e , що проходять через зовнішню мережу фотоприймача за одиницю часу, до числа поглинутих за той самий час фотонів $N_{h\nu}$, тобто:

$$\beta = \frac{N_e}{t} / \frac{N_{h\nu}}{t} = N_e / N_{h\nu} \quad (1)$$

Якщо $N_{h\nu}$ - число фотонів, що падають на одиницю поверхні фотоприймача за одиницю часу, то формула (1) визначає квантову ефективність η . Квантова ефективність це характеристика не стільки внутрішнього фотоефекту, скільки фотоприймача як перетворювача, його ККД.

Число квантів $N_{h\nu}$ легко визначити – це відношення енергії збуджуючого потоку Q до енергії кванту $h\nu$. Якщо тепер енергію світлового потоку виразити через його потужність Φ , то отримаємо:

$$N_{h\nu} = Q / h\nu = \frac{\Phi \cdot t}{h\nu} \quad (2)$$

Аналогічно визначається N_e як відношення кількості електрики $Q_e = I_f \cdot t$ до заряду носія q , що дорівнює заряду електрона:

$$N_e = Q_e / q = I_f \cdot t / q \quad (3)$$

Наведені співвідношення визначають квантову ефективність у вигляді

$$\eta = \frac{hc_0}{q} \cdot \frac{I_f}{\Phi \cdot \lambda} \quad (4)$$

$$\text{де } \nu = c_0 / \lambda; hc_0 / q = \frac{6.62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1.6 \cdot 10^{-19}} = 1.24 \cdot 10^{-6} (Bm \cdot m) / A.$$

Для оцінки чутливості фотоприймача вводять параметр – токову чутливість, що вимірюється в амперах на ватт і визначається відношенням

$$S_i = I_f / \Phi \quad (5)$$

Якщо ввести параметр S_i у (4), то квантову ефективність можна представити у вигляді

$$\eta = 1.24 \cdot 10^{-6} S_i / \lambda \quad (6)$$

звідки теоретичне значення струмової чутливості фотоприймачів

$$S_i(\lambda) = \frac{\lambda}{1.24} \cdot \eta = 0.806 \eta \cdot \lambda \quad (7)$$

де λ вимірюється в мікрометрах, а $S_i(\lambda)$ - у амперах на ватт. Якщо нормувати струмову чутливість на довжині хвилі $\lambda = 1$ мкм, то

$$S_i /_{\lambda=1\text{мкм}} = 0.8 \cdot \eta (A / Bm \cdot \text{мкм}) \quad (8)$$

Значення струмової чутливості на будь-якій іншій довжині хвилі визначиться добутком

$$S_i(\lambda) = S_i /_{\lambda=1\text{мкм}} \cdot \lambda \quad (9)$$

Окрім довжини хвилі, струмова чутливість залежить також від величини квантової ефективності, яку можна визначити, поряд з виразом (4) співвідношенням

$$\eta = \Phi_{\text{погл}} / \Phi_{\text{повн}} = \frac{(1-R)[1 - \exp(-\alpha d)]}{1 - \exp(-\alpha d)} \quad (10)$$

де R , α - коефіцієнти відбивання та поглинання випромінювання. відповідно, d - товщина ослаблюючого шару, в кому поглинається випромінювання. Якщо $\alpha d \gg 1$, то експоненціальний член прямує до нуля і $\eta(\lambda) \approx (1-R)$ та слабо залежить від λ . Якщо $\alpha d \ll 1$ то $\eta(\lambda) \approx \alpha d$ і сильно залежить від λ як і $\alpha(\lambda)$. Це важливий висновок – від нього залежить вибір матеріалу (по α) для області поглинання та її товщини d , що забезпечує необхідну величину η .

Якщо у приймача є внутрішнє підсилення, воно збільшує його струмову чутливість і

$$S_i(\lambda) \approx 0.8 \cdot \eta \cdot G_{fo} \quad (11)$$

де G_{fo} - коефіцієнт внутрішнього підсилення фотоструму, який вимірюється на постійному струму фотоприймача. Для фоторезисторів він дорівнює відношенню часу життя фото носіїв τ до часу їх прольоту міжелектродного простору l_k :

$$G_{fo} = \tau / t_{np} \text{ та}$$

$$t_{np} = l_k / V_{dp} = l_k / \mu E$$

де μ - рухливість носіїв; E прискорююче їх поле, що прикладено до між електродного простору; V_{dp} - дрейфова швидкість носіїв.

Якщо $\tau \gg t_{np}$, то це означає, що носії заряду, які виникли в результаті поглинання, за час до свого зникнення зуміють багато разів пробігти між електродну відстань. У стільки ж разів зростає величина фотоструму. При малих між електродних відстанях, що вимірюються одиницями та десятими мікрометру, навіть при малих значеннях τ величини G_{fo} можуть досягати десятків тисяч. Але якщо $\tau \ll 10^{-9} \text{ с}$, як у швидкодіючих фотоприймачів, коефіцієнти підсилення фотоструму не перевищують декількох десятків.

У лавинних фото діодів, у яких збільшення фотоструму є наслідком розмноження носіїв в результаті ударної іонізації атомів решітки напівпровідника у сильному електричному полі

$$G_{fo} = M_y \approx \left(1 - \frac{V_{см}}{V_{проб}} \right) \quad (12)$$

де M_y - коефіцієнт помноження. Для лавинних фотодіодів він може знаходитися в межах від декількох десятків (10-50) до декількох тисяч $((2-3) \cdot 10^3)$. $V_{проб}$ - напруга пробою $p-n$ переходу області в якій відбувається ударна іонізація (області помноження).

Виразу (7) відповідає пряма лінія (штрих - пунктир на рис. 2), яка обривається на довжині хвилі

$$\lambda_{кр} = 1.24 / E_{мін} \quad (13)$$

тут $E_{мін} = E_g$ - ширина забороненої зони напівпровідника або у випадку домішкової фотопровідності енергія активації ΔE_g .

Визначена по формулі (13) величина $\lambda = \lambda_{кр}$ називається червоною границею фотоефекту (1.12 для кремнію, 1.8 для германію). Для довжин хвиль, що перевищують останню, напівпровідник є прозорим, поглинання відсутнє. Фотоефект зникає.

На рис. 2 суцільною лінією показана реальна спектральна характеристика струмової чутливості напівпровідникового фотоприймача. На довжині хвилі $\lambda = \lambda_{кр}$ його квантова ефективність складає 0.5. Таке її значення є типовим для більшості фотодіодів у яких немає анти відбиваючого покриття, що знижує коефіцієнт

відбивання R . Якщо застосовано таке покриття у вигляді нанесених на поверхню тонких плівок із спеціально підібраними коефіцієнтами заломлення, то в першому наближенні можна прийняти $R = 0$. Тоді

$$\eta(\lambda) = \eta_{\text{макс}} = 1 - \exp(-2\alpha d)$$

При $\alpha d = 1$ $\eta_{\text{макс}} = 0.86$, при $\alpha d \gg 1$ (тобто коли світло сильно поглинається) $\eta_{\text{макс}} \approx 1$. Для діодів, що найбільш часто зустрічаються $\eta = 0.5 - 0.7$ у відповідності з виразом (13) $S_{\text{макс}} = 0.8 - 0.5 A / Bm$ для $\lambda = 1 \text{ мкм}$. Це – теоретична границя струмової чутливості на цій довжині хвилі для приймачів, що не мають антивідбиваючих покриттів (незалежно від того на якому матеріалі вони виповнені). У фотодіодів на основі кремнію і ряду матеріалів $A^{III}B^V$ для яких знижені такі втрати, квантова ефективність досягає 0.8-0.86 при внутрішньому квантовому виході $\beta = 1$. Їх максимальна струмова чутливість у відповідності із виразом (9) на $\lambda = \lambda_0$ (див. **рис. 2**) не перевищує 0.5-0.6 А/Вт (це слід вважати граничними значеннями для приймачів без внутрішнього підсилення).

Внутрішнє підсилення підвищує на один-два порядки чутливість. У швидкодіючих лавинних фото діодів максимальна струмова чутливість складає 50-70 А/Вт.

Якщо відома струмова чутливість фотоприймача, то чутливість по напрузі (або вольтова чутливість) визначиться простим співвідношенням

$$S_u = S_i \cdot R_n \text{ (B / Bm)}$$

де R_n - опір, на який навантажено фотоприймач. При підсиленні фотоструму з цього опору подається сигнал на підсилювач.

Обмеження по чутливості і є перше обмеження характеристик і можливостей прямого детектування.

Фотоприймачі для інтегральної оптики повинні бути не скільки високочутливими, скільки високошвидкісними. Вони повинні встигати за короткими ($t_i = 10^{-9} - 10^{-12} \text{ с}$) імпульсами збуджуючого випромінювання. Це означає, що час їх релаксації $t_p \leq t_i$.

Велика чутливість по струму фотоприймача ще не означає низької порогової чутливості. Великі значення S_i є необхідною умовою, але не достатньою для реалізації малих значень порогової чутливості.

При квантовому виході, який дорівнює одиниці, кожному фотону, що поглинуто, відповідає носій заряду – електрон або дірка. Це означає рівність $N_{hv} = N_e$.

Енергія випромінювання, яка передається напівпровідником при фотоелектричному поглинанні

$$W = h\nu \cdot N_{hv} = \hbar\omega \cdot N_{hv}$$

звідки при протяжності світлового імпульсу t_i мінімальна потужність збудження для випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 1$ мкм

$$\Phi_{\min} = W / t_i = \frac{h\nu}{t_i} N_e = 1.6 \cdot 10^{-19} N_e t_i^{-1} \quad (14)$$

Якщо би можна було б обмежитися реєстрацією одного (або декілька) фотонів, та границя (поріг) чутливості фотоприймача складала би 10^{-7} Вт при швидкодії 1 пс та 10^{-10} Вт при швидкодії 1 нс, як це безпосередньо впливає із співвідношення (14). Цьому заважають флуктуації потужності самого потоку випромінювання, густина потоку фотонів в якому хаотично змінюється по часу, і власні шуми фотоприймача разом із мережею підсилювання. Рівень цих шумів такий, що для надійної реєстрації світлових імпульсів і, відповідно, і фотоструму необхідно, щоби $N_{hv} = N_e \geq 10^2 - 10^3$. Тепер виявляється, що границя чутливості підвищується до значень

$$\Phi_{\min} = 10^{-7} - 10^{-8} \text{ Вт}$$

у випадку наносекундних і

$$\Phi_{\min} = 10^{-4} - 10^{-5} \text{ Вт}$$

у випадку пікосекундних по протяжності імпульсів. Порогу 10^{-7} Вт при $\lambda = 1$ мкм та $T=300$ К (кімнатна температура) відповідає

світловий потік інтенсивністю 10^{10} фотонів/см², при $\lambda = 5$ мкм – вже 10^{15} , а при $\lambda = 10$ мкм він зростає до 10^{18} .

Таким чином поріг чутливості швидко зростає із зменшенням протяжності імпульсів, що реєструються. та довжиною хвилі випромінювання. Це друге обмеження порогу прямого детектування, яке обмежує знизу поріг чутливості фотоприймача його швидкодією. Вищенаведені цифри відносяться до теоретичним границь. На практиці діло виявляється дещо гіршим. Наближення до теоретичних границь по чутливості, порогу та швидкодії потребує оптимізації структури фотоприймача, прецизійної технології його виготовлення, високої чистоти вихідних матеріалів та ін.

Розглянута ситуація передбачає, що величина фотоструму дорівнює сигналу від шумового струму, тобто відношення сигнал – шум

$$C / Ш = \frac{\text{потужність сигналу на виході}}{\text{потужність дробового шуму} + \text{потужність теплового шуму}}$$

дорівнює одиниці. При цьому очевидно, $I_{\Phi} = I_{ш} = S_i \Phi$, звичайно тепловий шум менше дробового, який обумовлений випадковістю поглинання. В цих умовах шумовий струм

$$I_{ш} = \sqrt{2qI_z - \Delta f},$$

звідси

$$\Phi_{\min} = \frac{\sqrt{2qI_z - A}}{S_i} \Delta f$$

і $I_z = I_m + I_{\text{фон}}$ - повний струм фотоприймача, I_m - його темнова, $I_{\text{фон}}$ - фонові складова, яка обумовлена паразитною під світлою.

Із сказаного вище впливає, що для покращення порогових характеристик фотоприймачів слід знижувати їх темнові струми. Шумовому струму $I_m / \sqrt{\Delta f} = 10^{-12} \text{ А} \times \text{Гц}^{-1/2}$ відповідає світловий потік у 10-100 фотонів.

Для інфрачервоних фотоприймачів, що розраховані на роботу у далекій інфрачервоній області спектра ($\lambda \geq 6$ мкм), для зниження темнових струмів, а поряд з ними і порогу чутливості потрібно ще і значне охолодження. Чим більше довжина хвилі випромінювання,

тим менше повинна бути зона у напівпровідника у відповідності з виразом (13), тим більш глибоке охолодження потрібно для отримання задовольняючих порогів.

Узагальненою характеристикою фотоприймача, яка пов'язує його порогові та шумові параметри у заданій смузі частот Δf , яка визначає його працеспроможність при низьких рівнях збудження, є виявляюча здатність

$$D^* = \frac{C / \text{Ш}}{\Phi_{\text{мін}}} \sqrt{A \cdot \Delta f} = S_i / \sqrt{2qI_z} = \frac{1}{\sqrt{2}h\nu} \sqrt{\eta / I_\Phi}, (\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \text{Вт}^{-1})$$

де A - площа приймальної площадки, см^2 – його вхідна апертура. Частіше всього виявляючу здатність дають на смугу частот $\Delta f = 1$ Гц. Її порядок для фотоприймачів інфрачервоного діапазону складає 10^{10} - 10^{11} $\text{см} \cdot \text{Вт}^{-1}$.

$p-n$ та $p-i-n$ фотодіоди.

Фото діоди виготовляють з напівпровідникових $p-n$ переходів при зворотному зміщенні. При опроміненні фото діоду фотонами певної частоти електрони вибиваються з валентної зони у зону провідності. Таким чином всередині збідненої зони утворюється деяка густина пар електрон-дірка. Ці пари будуть переміщуватися у напрямку до n - та p - областей відповідно під впливом внутрішнього поля, яке виникає в результаті зміни внутрішньої густини об'ємних зарядів із-за різних рівнів Фермі між n - та p - матеріалами. При нульовому зміщенні струм дрейфу, при проходженні через перехід є збалансованим протилежно спрямованими струмами із-за дифузії основних носіїв. Якщо на перехід подано зовнішнє зворотне зміщення (**рис. 3**) то дифузія основних носіїв значно зменшиться, що призведе до виникненню струму. Носії, які утворені під дією світла, можуть мігрувати через перехід. Якщо не враховувати втрати, які спричинені рекомбінацією носіїв у збідненій зоні фотострум можна записати як

$$I = \frac{e\eta P_0}{h\nu} \tag{15}$$

де $e, P_0, h\nu$ - відповідно заряд електрону, оптична потужність та енергія фотону; η - ефективність перетворювання (квантовий вихід). Якщо пара електрон-дірка виникає поза збідненої зони, то можливість рекомбінації носіїв у зоні дуже велика, тому ефективність перетворення зменшується.

Нехай ρ_n та ρ_p густини зарядів, а W_n та W_p - розміри збіднених зон для n - та p - матеріалів, відповідно. З закону Гауса отримаємо вираз для поля

$$E = \frac{\rho_n W_n}{\varepsilon} = \frac{\rho_p W_p}{\varepsilon} \quad (16)$$

Напругу зміщення на переході можна виразити як

$$V_b = \frac{\rho_n W_n^2 + \rho_p W_p^2}{2\varepsilon} \quad (17)$$

Якщо $\rho_p \ll \rho_n$, $W_n \ll W_p$ тоді

$$W_p \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon V_b}{\rho_p}} \quad (18)$$

Підставляючи рівняння (18) у (16) отримаємо наближений вираз для поля на переході або поблизу переходу:

$$E \approx \sqrt{\frac{2V_b \rho_p}{\varepsilon}} \quad (19)$$

Квантова ефективність простого пристрою на $p-n$ переході звичайно дуже низька, тому що більша частина оптичної потужності використовується неефективно. У випадку кремнієвого фотодіоду на $p-n$ переході ширина зони збіднення переходу набагато менше довжини поглинання, оскільки коефіцієнт оптичного поглинання дуже малий, тому найбільша оптична потужність поглинання існує всередині зони дифузії. Тільки дуже невелика частина носіїв може проникнути у збіднену зону і забезпечити струм зміщення. Ясно, що

такий пристрій не тільки не ефективним, але й має відносно повільний час спрацювання в результаті випадкового процесу дифузії. Цих труднощів можна позбавитись, якщо додати бездомішковий (нелегований) та з великим питомим опором напівпровідниковий шар з $p-n$ переходом для утворення $p-i-n$ структури, як показано на **рис. 4**. Ширина i - шару повинна бути у багато разів більшою ніж довжина поглинання. Оскільки напруженість поля в i - шару висока, то пари електрон-дірка можуть бути швидко видалені з цього шару у напрямку до $n-$ та $p-$ зон, відповідно. Чим ширше товщина i - шару, тим вище квантова ефективність. Але при використанні дуже товстого ізоляційного шару між переходу зменшується швидкість відгуку. $p-i-n$ діоди широко використовують для систем з відносно низькою швидкістю передачі. Типова квантова ефективність $p-i-n$ діодів знаходиться в області від 0.5 до 0.9, а чутливість змінюється від 0.4 до 0.65 А/Вт. Для $p-i-n$ діодів на основі Si час спрацювання складає звичайно декілька наносекунд, а спектральна чутливість охоплює область від ультрафіолету до ближньої інфрачервоної з максимумом чутливості біля 0.9 мкм. Типові значення напруги зміщення знаходяться між 20 та 100 В.

Для виготовлення фотодіодів звичайно використовують *Si*, *Ge*, *GaAs*, *InAs*, *InGaAs*. Матеріали з непрямыми забороненими зонами такі як *Si*, *Ge* вони краще матеріалів з прямими забороненими зонами перш за все тому, що поверхнева рекомбінація у матеріалах з прямою забороненою зоною може привести до значних втрат носіїв в результаті захоплення їх поверхневими структурами без виникнення значних фотострумів. З іншого боку непряме поглинання потребує допомоги третього тіла, оскільки фотон зберігає кількість руху у процесі переносу енергії. При цьому зменшується імовірність переходу у порівнянні з процесом, який оснований на зіткненні тільки двох тіл. Але ці труднощі можна вилучити. створив таку $p-i-n$ компоновку, яка передбачає велику довжину поглинання. На **рис. 5** показані коефіцієнти поглинання *Si*, *Ge* в залежності від довжини хвилі. Для порівняння також приведений коефіцієнт поглинання *GaAs*. Поглинання починається у краю смуги і швидко зростає із збільшенням енергії фотону; але порогове значення для прямого поглинання в *Si* дорівнює 4.1 еВ і знаходиться в ультрафіолетовій області, в той же час як для *GaAs* пряме

поглинання відбувається при 1.45 eV. Результати, що представлені на **рис. 5**, показують, що для повного поглинання світла в *Si* на довжині хвилі 0.83 мкм необхідна довжина поглинання складає 50 мкм, в той же час як для *GaAs* потрібно тільки 1 мкм. Кремнієві фото діоди вважаються ідеальними для застосування у волоконно-оптичних системах на довжині хвилі нижче 1 мкм, але вони недостатньо чутливі для довжин хвиль більше 1 мкм. Для довжини хвилі вище 1 мкм часто використовують фото діоди на основі *Ge*. З **рис. 5** видно, що на довжині хвилі 1.5 мкм для *Ge* є характерним швидке зростання коефіцієнта поглинання. Це відповідає прямому переходу і структурі розташування рівнів в *Ge*. Як вже згадувалося вище, для цієї хвилі необхідно враховувати поверхневу рекомбінацію. На довжині хвилі 1.3 мкм при використанні *Ge* фото діоду максимальна ефективність може досягати 50%, а для *InAs* - фото діоду вона складає 30%. Як ми вже бачили існують і інші фотодіоди, що створені на основі *AlGaSb*, *InGaAsP*, які були отримані в результаті перетворення подвійних сплавів у потрійні або четвірні на основі матеріалів III – V груп за допомогою легування, з високою квантовою ефективністю та швидкістю детектування на більш довгих хвилях. Квантова ефективність залежить не тільки від матеріалу, але і від показника заломлення, геометрії пристрою, коефіцієнта поглинання $\alpha(\lambda)$ та робочої температури. При кімнатній температурі квантова ефективність кремнієвого *p-i-n* діоду може досягати 90% на 0.9 мкм. Вона швидко зменшується із збільшенням λ і спадає майже до 20% на 1.06 мкм. На більш довгих хвилях повинні застосовуватися інші матеріали а не кремній. Наприклад при використанні *Al_xGa_{1-x}AsSb* діодів на довжинах хвиль від 0.9 до 1.3 мкм може бути отриманий $\eta = 80\%$.

Лавинні фотодіоди.

Інший шлях покращення характеристики *p-n* переходу полягає в отриманні лавинного підсилення в цих пристроях за допомогою іонізації зіткненням. мови лавинного помноження можуть бути досягнуті за рахунок збільшення напруги зворотного зміщення до значення. трохи меншого напруги пробою напівпровідника, так, щоби на переході встановилося дуже сильне поле (з напруженістю більше 10^5 В/см). Електрони та дірки, рухаючись у такому полі, набувають значну кінетичну енергію для утворення додаткової пари електрон-дірка шляхом недружніх зіткнень. При цьому виділяється енергія, яка

достатня для переносу електрону з валентної зони в зону провідності. Процес переносу електрону розвивається з коефіцієнтом помноження M і представляє собою експоненціальну функцію напруги зміщення. На **рис. 6** показана типова структура лавинного фото діоду, в якому збіднена зона розділена на дві частини. Перша частина – широкий пролітний i - або π - простір (область), в якому фотони поглинаються, а друга – вузька p - область, де носії, що з'явилися під дією фотонів, помножуються. У випадку прикладення достатньо високої напруги зворотного зміщення збіднений шар діоду розповсюджується через π - область з низькою концентрацією і електричне поле на переході майже на 5-10% нижче потрібного для реалізації лавинного пробою. Невелике збільшення прикладеної напруги може бути причиною швидкого розповсюдження збідненого шару і стикання з p^+ зоною. Питомий електричний опір π - зони пристрою звичайно складає 5000 Ом-см, а його товщина може бути біля 200 мкм при напрузі зміщення менше 100 В, що цілком достатньо для прольоту фотонів. Звичайно ці пристрої працюють в режимі повного збіднення, тому всі носії захоплюються про подовжньому переміщенні.

Розподіл електричного E - поля для діоду цього типу показаний на **рис. 6б**. Лавинне помноження зустрічається в областях з високою напруженістю поля поблизу $p-n$ переходу шириною біля 2 мкм. В π -зоні поле набагато слабкіше, але носії здобувають достатню кінетичну енергію для досягнення насичення. Час наростання, що потрібен для розповсюдження носіїв, складає біля наносекунди і дорівнює часу спрацьовування діоду. Його можна оцінити за допомогою виразу W/v_e , де v_e - швидкість дрейфу електронів. Час переходу лавинного помноження набагато менше, ніж час, потрібний для проходження збідненого шару, і процес, можна вважати, відбувається миттєво.

Як лавинне помноження, так і надлишкові шуми пов'язані з важливим параметром k , який дорівнює відношенню швидкостей іонізації α та β для електронів та дірок. Ясно, що швидкості при яких в напівпровіднику створюються електрони та дірки, різні і залежать від структури напівпровідника. На **рис. 7** показані виміряні значення α та β для кремнію. Залежність повного коефіцієнту підсилення в лавинному фото діоді від напруженості електричного поля при різних значеннях k показана на **рис. 8**.

Кремній є хорошим матеріалом для виготовлення лавинних фото діодів, тому, що його швидкість іонізації для електронів від 10 до 100 разів більше, ніж той же показник для дірок у спектральній області від 0.8 до 0.9 мкм. В волоконно-оптичних системах широко використовуються кремнієві лавинні фото діоди з квантовою ефективністю, що досягає 100% і часом спрацьовування біля 1 нс. Лавинні фотодіоди звичайно забезпечують коефіцієнт помноження $M_e = 100$. Варіанти структур фотодетекторів показані на **рис. 9**.

Самий простий у структурному відношенні фотоприймач – фоторезистор, що представляє собою пластину напівпровідника, на протилежних кінцях якої створені омичні контакти. При падінні світла на поверхню фото резистора у останньому генеруються носії струму, що призводить до збільшення провідності. На **рис. 10** наведено найбільш типове конструктивне рішення швидкодіючого фото резистора, що реалізуються на вузько щілинних матеріалах $A^{III}B^V$ і на кремнії. Як правило вони виконуються з растровою системою електродів, яка узгоджена з смуговою лінією, що забезпечує швидкодію у пікосекундному діапазоні.

Рекомендована література: 10

10. П.К.Чео Волоконная оптика: Приборы и системы М.: Энергоатомиздат, 1988.-280с.