

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

В. О. Чадюк

Оптоелектроніка: від макро до нано

Передавання, перетворення та приймання оптичного випромінювання

Навчальний посібник

Книга перша

*Затверджено Вченою радою НТУУ «КПІ»
як навчальний посібник для студентів, які навчаються
за спеціальністю «Електроніка»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2018

Рецензенти:

О. О. Птащенко, д-р техн. наук, проф.,
Одеський національний університет імені І. І. Мечникова

І. Л. Любчанський, д-р фіз.-мат. наук, проф., провідн. наук. співроб.,
Донецький фізико-технічний інститут ім. О. О. Галкіна НАН України

А. С. Левицький, д-р техн. наук, провідн. наук. співроб.,
Інститут електродинаміки НАН України

Відповідальний редактор

Л. Д. Писаренко, д-р техн. наук, проф.,
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Чадюк В. О.

Ч-13 Оптоелектроніка: від макро до нано. Передавання, перетворення та приймання оптичного випромінювання : навч. посіб. У 2-х кн. / В. О. Чадюк. – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, Вид-во «Політехніка», 2018. – Кн. 1. – 376 с.

ISBN 978-966-622-807-2

ISBN 978-966-622-867-6 (Кн. 1)

У навчальному посібнику «Оптоелектроніка: від макро до нано» розглядається роль світла у пізнанні природи багатьма поколіннями вчених, у сучасних технологіях оброблення матеріалів та інформації, найточніших вимірюваннях та засобах візуалізації навколишнього світу. Дві книги першого тому вийшли друком у 2012 р. і були присвячені джерелам випромінювання, його властивостям та різноманітним застосуванням. У двох книгах другого тому розглянуто, як випромінювання передається, обробляється та приймається в електронних системах.

У першій книзі описано широкий спектр фотоелектричних перетворювачів (фотоприймачів, цифрових камер і сонячних батарей), модуляторів світла й перетворювачів його частоти, а також оптичних сенсорів і вимірювальних систем. Другу книгу присвячено оптичним лініям зв'язку та дисплеям, оптичним процесорам, оптичній пам'яті та нанофотоніці.

Для студентів електронних та оптичних спеціальностей, аспірантів і фахівців у галузі оптоелектроніки.

УДК 681.383(075.8)

ISBN978-966-622-807-2

ISBN978-966-622-867-6 (Кн. 1)

© В. О. Чадюк, 2018

© КПІ ім. Ігоря Сікорського (ФЕЛ), 2018

ЗМІСТ

Книга перша

<i>Передмова</i>	6
<i>Глава 1. ФОТОПРИЙМАЧІ</i>	8
1.1. Фотоелектричні ефекти.....	8
1.2. Параметри та характеристики фотоприймачів.....	19
1.3. Шуми напівпровідникових фотоприймачів.....	27
1.4. Фоторезистори.....	31
1.5. Фотодіоди.....	38
1.6. Фототранзистори.....	55
1.7. Фототиристори.....	56
1.8. Фотоприймачі на квантових ямах.....	60
1.9. Вакуумні фотоелектронні помножувачі.....	63
1.10. Однофотонні приймачі.....	68
1.11. Неселективні фотоприймачі.....	75
Контрольні запитання і задачі.....	77
Література до глави 1.....	80
<i>Глава 2. ЦИФРОВІ КАМЕРИ ТА СКАНЕРИ</i>	83
2.1. Датчики зображення.....	83
2.2. ПЗЗ-датчики зображення.....	88
2.3. КМОН-датчики зображення.....	93
2.4. Передавання кольорового зображення.....	94
2.5. Параметри та характеристики датчиків зображення.....	99
2.6. Шуми датчиків зображення.....	111
2.7. Порівняння ПЗЗ- та КМОН-датчиків зображення.....	119
2.8. Цифрові камери.....	123
2.9. Ультрашвидкісні відеокамери.....	126
2.10. Інфрачервоні датчики зображення.....	127
2.11. Рентгенівські датчики зображення.....	132
2.12. Підсилювачі зображення.....	138
2.13. Застосування датчиків зображення.....	139
2.14. Сканери та їх застосування.....	143
2.15. Природні матричні фотоприймачі.....	149
Контрольні запитання і задачі.....	150
Література до глави 2.....	150
<i>Глава 3. СОНЯЧНІ БАТАРЕЇ</i>	153
3.1. Сонячна енергетика.....	153
3.2. Математична модель сонячного елемента на $p-n$ -переході.....	163
3.3. Кристалічні сонячні елементи.....	178
3.4. Тонкоплівкові сонячні елементи.....	187
3.5. Сонячні елементи на наночастинках, сенсibiliзованих барвником.....	189
3.6. Сонячні елементи на квантових точках.....	197

3.7. Сонячні елементи з надтонким поглиначем.....	200
3.8. Органічні сонячні елементи.....	203
3.9. Перовскітові сонячні елементи.....	208
3.10. Напівпрозорі сонячні елементи.....	210
3.11. Сонячні модулі, батареї та електростанції.....	212
3.12. Концентратори сонячного випромінювання.....	212
3.13. Економічні та екологічні аспекти сонячної енергетики.....	214
Контрольні запитання і задачі.....	215
Література до глави 3.....	217
<i>Глава 4. МОДУЛЯЦІЯ ТА РОЗГОРТКА ОПТИЧНОГО</i>	
<i>ВИПРОМІНЮВАННЯ.....</i>	<i>219</i>
4.1. Вплив середовища на параметри оптичного випромінювання.....	219
4.2. Електрооптична модуляція випромінювання.....	225
4.3. Електроабсорбційна модуляція випромінювання.....	237
4.4. Акустооптична модуляція випромінювання.....	239
4.5. Магнітооптична модуляція випромінювання.....	242
4.6. Просторово-часова модуляція випромінювання.....	244
Контрольні запитання і задачі.....	252
Література до глави 4.....	253
<i>Глава 5. НЕЛІНІЙНА ОПТИКА.....</i>	<i>254</i>
5.1. Нелінійні оптичні явища.....	254
5.2. Генерація вищих гармонік випромінювання.....	259
5.3. Параметрична генерація випромінювання.....	267
5.4. Самофокусування та автоколімація випромінювання.....	271
5.5. Оптична бістабільність.....	277
5.6. Обернення хвильового фронту.....	279
5.7. Інші нелінійно-оптичні явища.....	286
Контрольні запитання і задачі.....	287
Література до глави 5.....	288
<i>Глава 6. ОПТИЧНІ ДАТЧИКИ.....</i>	<i>292</i>
6.1. Класифікація оптичних датчиків.....	292
6.2. Лазерні датчики лінійного переміщення, відстані та швидкості.....	296
6.3. Спектроаналізатори.....	306
6.4. Акселерометри.....	307
6.5. Віброметри.....	309
6.6. Датчики електричного поля.....	311
6.7. Датчики магнітного поля.....	315
6.8. Датчики електричного струму.....	319
6.9. Датчики тиску.....	321
6.10. Датчики температури.....	326
6.11. Датчики хвильового фронту.....	330
6.12. Оптичні біосенсиори.....	331
6.13. Оптичні датчики концентрації (хімічні сенсори).....	336
Контрольні запитання і задачі.....	340
Література до глави 6.....	341

<i>Глава 7. ОПТОЕЛЕКТРОННІ ВИМІРЮВАЛЬНІ СИСТЕМИ</i>	345
7.1. Структура оптоелектронної вимірювальної системи.....	345
7.2. Основні параметри та характеристики оптоелектронних вимірювальних систем.....	351
7.3. Методи підвищення чутливості та точності оптоелектронних вимірювальних систем.....	361
7.4. Методи заглушення шумів в оптоелектронних системах.....	365
7.5. Лідари, ладари та лазерні сканери.....	371
7.6. Лазерні гіроскопи.....	375
7.7. Розподілені волоконно-оптичні вимірювальні системи.....	388
7.8. Волоконно-оптичні охоронні системи.....	390
7.9. Лазерна безпека.....	392
Контрольні запитання і задачі.....	393
Література до глави 7.....	394

Книга друга

Передмова

Глава 8. ОПТИЧНИЙ ЗВ'ЯЗОК

Глава 9. ОПТИЧНИЙ ЗАПИС ІНФОРМАЦІЇ

Глава 10. ДИСПЛЕЇ

Глава 11. ОПТИЧНЕ ОБРОБЛЕННЯ ІНФОРМАЦІЇ

Глава 12. НАДВИСОКОЧАСТОТНА ФОТОНІКА

Глава 13. НАДШИРОКОСМУГОВА ФОТОНІКА

Глава 14. НАНОФОТОНІКА

Список літератури

Іменний покажчик

Предметний покажчик

ПЕРЕДМОВА

Перший том навчального посібника, який вийшов друком у двох книжках у 2012 р., був присвячений некогерентним та когерентним джерелам випромінювання.

У другому томі, який також складається з двох книжок, викладено фізичні основи оптоелектронних інформаційно-вимірювальних приладів, пристроїв та систем.

У першій главі розглянуто фотоелектричні ефекти, на яких працюють основні типи фотоприймачів, їх конструкції, параметри та характеристики. Описано нові типи фотоелектронних приладів – однофотонні приймачі та фотоприймачі на квантових ямах.

У другій главі розглянуто різні типи датчиків зображення, проведено порівняння параметрів та характеристик цих датчиків. Значна увага приділена аналізу шумів датчиків. Розглянуто інфрачервоні та рентгенівські датчики зображень, їх застосування в медицині, контролі металургійної продукції, наукових дослідженнях тощо.

Третя глава присвячена фотоелектричним перетворювачам сонячної енергії, а також матеріалам та технологіям, які дозволяють підвищити ефективність перетворення. Описано перспективні типи сонячних модулів (на квантових ямах, наночастинках, органічних сполуках).

У четвертій та п'ятій главах розглянуто перетворювачі параметрів оптичного випромінювання – модулятори та помножувачі частоти. Описано лінійні та нелінійні електрооптичні ефекти, які використовують у перетворювачах.

Шоста та сьома глави присвячені оптоелектронним датчикам фізичних полів і оптоелектронним вимірювальним системам, а також аналізу факторів, які впливають на чутливість та точність.

У восьмій главі, якою розпочинається друга книжка, розглянуто волоконно-оптичний та атмосферний види оптичного зв'язку. Проведено порівняння прямого та гетеродинного методів фотоприймання. Проаналізовано, які можливості відкривають фотонно-кристалічні волокна. Описано технологію зв'язку *Li-Fi*.

У дев'ятій главі проведено порівняльний аналіз різних оптичних методів запису інформації – аналогових (фотографічного та голографічного) та цифрового (на оптичних дисках).

Десята глава присвячена пристроям відображення інформації – плазмовим та рідкокристалічним дисплеям, дисплеям на матрицях мікродзеркал, технології електронних чорнил, а також лазерним та голографічним принтерам.

В одинадцятій главі подано фізичні основи оптичного оброблення інформації з використанням перетворення Фур'є, проаналізовано можливості створення цифрових оптичних процесорів та оптичних нейрокомп'ютерів.

Дванадцята та тринадцята глави присвячені фотоніці надвисоких частот – оптоелектронній генерації, передачі та перетворенню надвисокочастотних сигналів.

У чотирнадцятій главі розглянуто досягнення у галузі нанофотоніки – технології виготовлення нанорозмірних об'єктів, методи їх візуалізації та переміщення, а також застосування в електронних приладах.

Викладення фізичних основ та технології сучасних оптоелектронних приладів, пристроїв та систем, велика кількість фактичного матеріалу та прикладів розрахунку стануть у пригоді студентам та фахівцям, які спеціалізуються у галузі електроніки.

Глава 1

ФОТОПРИЙМАЧІ

Наука має бути найбільш величним втіленням вітчизни, оскільки з усіх народів першим буде завжди той, який випередить інші у сфері думки та розумової діяльності.

Луї Пастер, французький мікробіолог та хімік

1.1. Фотоелектричні ефекти

Історичні відомості. Появу в електроліті струму під дією світла (фотогальванічний ефект) помітив у 1839 р. французький фізик Едмон Беккерель. У 1873 р. англійський вчений Вілобі Сміт виявив, що освітлення кристала селену зменшувало його електричний опір (явище фотопровідності) [1.1].

У 1887 р. англійським фізиком Артуром Шустером було помічено, що заряджене тіло розряджається швидше, якщо поблизу нього проскакують іскри. У тому ж році німецький фізик Генріх Герц показав, що освітлення розрядного проміжку ультрафіолетовим випромінюванням робить електричний розряд більш інтенсивним [1.2]. Автор теорії електролітичної дисоціації шведський фізик-хімік Сванте Ареніус у 1888 р. створив перший фотоелемент, розмістивши у відкачаній скляній трубці два платинових електрода. Під час підключення до електродів батареї та гальванометра і освітлення електродів випромінюванням електричного розряду, запаленого поблизу трубки, гальванометр реєстрував протікання струму [1.1]. Аналогічні досліди з електродами, розміщеними у повітрі, провів у тому ж році російський фізик Олександр Столетов. Природу зовнішнього фотоелектричного ефекту пояснив у 1905 р. німецький фізик Альберт Ейнштейн (Нобелівська премія з фізики 1921 р.).

Німецькі фізики (вчителі гімназії) Ханс Гейтель та Юліус Ельстер створили у 1891 р. перший вакуумний фотоелемент з лужним фотокатодом. Багаторічні дослідження фотоелектронної емісії дозволили їм довести у 1910 р. конструкцію фотоелемента до промислового випуску і використання в техніці [1.25].

Перший фотоелектронний помножувач створив у 1934 р. радянський фізик Леонід Кубецький. Вакуумний фотопомножувач з фотокатодом на основі Ag-O-Cs та системою емітерів вторинних електронів мав квантову ефективність до 0,4% та підсилював фотострум більш, ніж у тисячу разів. З часом, завдяки використанню багатолужних фотокатодів та високоефективних напівпровідникових емітерів, підсилення зросло до 10^7 .

Твердотільний фотопомножувач на основі матриці кремнієвих лавинних діодів був запропонований у 1998 р. російськими фізиками В. Головіним та

З. Садіговим [1.27]. Підсилення до 10^6 , низька напруга (50 проти 1000 В у вакуумного аналога), висока технологічність зробили твердотільний фотопомножувач найкращим приймачем надслабких світлових потоків (так званим однофотонним приймачем), в якому є потреба і в медичних діагностичних апаратах, і в квантовій криптографії, і в космічному зв'язку.

У 1987 р. американські фізики (Баррі Левін зі співробітниками) створили квантово-каскадний фотоприймач на основі внутрізонних переходів у гетероструктурній GaAs/AlGaAs-надрешітці [1.24]. Якщо використання міжзонних електронних переходів в GaAs дозволяло отримувати фотодіоди з чутливістю у діапазоні 0,3–0,9 мкм, то внутрізонні переходи уможливили створення швидкісних фото-приймачів середнього інфрачервоного діапазону. Зокрема, згаданий квантово-каскадний фотоприймач працював у діапазоні 10 мкм, маючи чутливість 0,52 А/Вт і сталу часу 30 пс.

Реакція напівпровідників на світло. Майже всі явища, пов'язані зі світлом, найбільше виражені у напівпровідниках, тому розгляньмо, як реагують їх носії заряду на поглинуте світло. Можливі чотири види реакцій:

- просторове розділення вільних носіїв заряду, яке спричиняє утворення фотоелектрорушійної сили (фотоЕРС) у розімкнутому ланцюзі (фотовольтаїчний ефект) та фотоструму у замкнутому (фотогальванічний ефект); різновидами фотовольтаїчного ефекту є вентильний, аномальний та дифузійний фотоефекти, а також фотоелектромагнітний та фототермомагнітний електронний ефекти;
- збільшення концентрації нерівноважних носіїв заряду, внаслідок чого зростає електропровідність напівпровідника (явище фотопровідності);
- вихід електронів з освітленої поверхні напівпровідника (зазвичай у вакуум); це явище називають зовнішнім фотоефектом або фотоелектронною емісією; за такої класифікації всі вище згадані ефекти можна назвати різновидами внутрішнього фотоефекту;
- збільшення концентрації рівноважних носіїв заряду у разі нагрівання напівпровідника оптичним випромінюванням; зменшення опору напівпровідника на разі є болометричним ефектом, який на відміну від наведених вище фотоелектричних ефектів спостерігається за термодинамічної рівноваги вільних електронів та іонів кристалічної решітки напівпровідника.

Реакція металів на світло. Оптичне випромінювання, поглинуте металом, викликає:

- фотоелектронну емісію, якщо енергія електрона, отримана від фотона, перевищує роботу виходу з металу;
- фототермоелектричне явище – ефект Зеебека, за якого у замкнутому електричному ланцюзі, складеному з двох різних металів, нагрівання випромінюванням одного контакту спричиняє появу на іншому контакті термоЕРС;
- болометричний ефект, за якого нагрівання металу зменшує його електропровідність;
- теплову деформацію, яка може бути поєднана з якимось електричним ефектом (наприклад, нагрівання випромінюванням біморфної пластини, виготовленої з металів з різним коефіцієнтом теплового розширення, викличе її вигин; якщо вона є пластиною конденсатора ємністю C , на якому знаходиться заряд Q , це спричинить зміни ємності конденсатора і напруги на ньому $\Delta U = -(Q/C^2)\Delta C$).

Реакція діелектриків на світло. Під дією оптичного випромінювання у діелектрику спостерігаються:

- фотоелектронна емісія, якщо енергії фотонів вистачає для переведення електронів із зв'язаних станів валентної зони через заборонену зону та зону провідності на рівень вакууму;
- фотоп'єзоелектричний ефект, внаслідок якого в однорідному напівпровіднику під час одночасного освітлення та стиснення на гранях, перпендикулярних напрямку стиснення, виникає фотоЕРС.

Взаємодія світла з речовиною може також викликати фотохімічні реакції (така реакція як фотосинтез є основою життя на Землі).

Фотопровідність. Збільшення електропровідності твердого тіла під час освітлення називається *фотопровідністю*. Фотопровідність виникає в діелектричних та напівпровідникових матеріалах, в яких поглинання фотонів приводить до появи в зоні провідності додаткових електронів, а у валентній зоні – додаткових дірок, які у разі прикладання зовнішнього електричного поля рухаються у зустрічних напрямках і утворюють фотострум. Фотострум у напівпровідниках на декілька порядків вищий, ніж у діелектриках, тому у фотоелектронних

приладах на основі фотопровідності використовують тільки напівпровідники.

У стані термодинамічної рівноваги у напівпровіднику є певні рівноважні концентрації вільних носіїв заряду – електронів та дірок (відповідно n_i та p_i). У бездомішковому напівпровіднику ці концентрації однакові і досить малі, оскільки валентні електрони зв'язані з іонами кристалічної решітки і без передачі їм додаткової енергії від інших частинок не можуть від іонів відірватися. У германія, наприклад, $n_i = p_i \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$; для порівняння – в металах, де практично кожен атом віддає по електрону і електрони вільно рухаються серед іонів кристалічної решітки, концентрація електронів складає 10^{22} см^{-3} .

У бездомішковому напівпровіднику електрони в зоні провідності можуть з'явитися внаслідок теплових коливань кристалічної решітки (іншими словами – фонон як квант коливання кристалічної решітки може передати свою енергію електрону і перевести його з валентної зони в зону провідності, утворивши на місці вибитого електрона дірку). Дефекти кристалічної решітки створюють у забороненій зоні дозволені енергетичні рівні і електрон, поглинувши енергію фонона, може перейти на такий рівень, залишивши за собою у валентній зоні дірку.

У домішковому напівпровіднику в забороненій зоні є дозволені енергетичні рівні, утворені домішковими атомами, і фонони можуть переводити електрони з валентної зони на акцепторні рівні, створюючи діркову провідність, або ж – з донорних рівнів в зону провідності, створюючи електронну провідність. Провідність, яка утворена рівноважними носіями і існує у фотопровіднику без освітлення, називається *темною провідністю*.

Аналогічні електронні переходи спостерігають за поглинання напівпровідником енергії фотонів, електронів, протонів та інших елементарних частинок (рис. 1.1). Окрім зазначених переходів у напівпровіднику можливі також внутрізонні переходи електронів (без генерації електронно-діркової пари); у фотоприймачах їх не використовують, проте вони знайшли застосування у квантово-каскадних лазерах (див. підрозділ 16.12 першого тому).

Поглинання напівпровідником енергії фотонів або інших елементарних частинок порушує рівновагу між іонами кристалічної

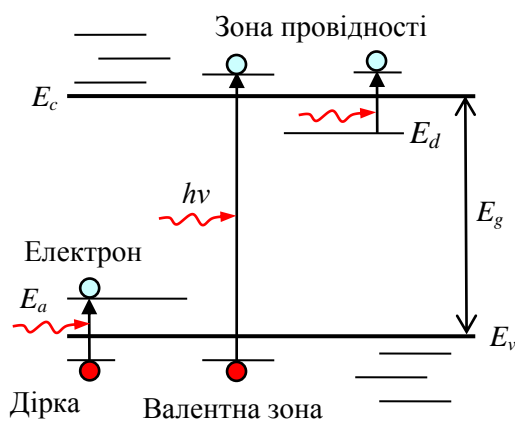


Рис. 1.1. Основні електронні переходи, які використовують у напівпровідникових фотоприймачах

решітки та електронним газом, створюючи нерівноважні носії заряду. Для поглинання випромінювання у бездомішковому напівпровіднику енергія фотонів має перевищувати ширину забороненої зони ($h\nu > E_g$), у донорному – енергетичний зазор між дном зони провідності та донорним рівнем ($h\nu > E_c - E_d$), в акцепторному – зазор між акцепторним рівнем та стелею

валентної зони ($h\nu > E_a - E_v$).

Якщо в донорному напівпровіднику, в якому концентрація рівноважних електронів значно більша за концентрацію рівноважних дірок ($n_0 \gg p_0$), випромінювання створює концентрації нерівноважних електронів та дірок $\Delta n = \Delta p$, то після припинення опромінення ці концентрації зменшаться в $e = 2,72$ разу за час τ_p , який називають часом життя електронно-діркових пар. Так, якщо під дією постійного потоку (потужності) випромінювання Φ_e (у подальшому просто Φ або P) в донорному напівпровіднику концентрація неосновних носіїв – дірок – зросла на Δp_0 , то через час t після опромінення ця концентрація зменшиться до величини

$$\Delta p = \Delta p_0 \exp(-t/\tau_n).$$

Нерівноважні носії збільшують електропровідність напівпровідника і вона стає рівною

$$\sigma = e(n_0 + p_0) + e(\mu_e \Delta n + \mu_h \Delta p) = \sigma_0 + \sigma_\Phi,$$

де e – заряд електрона; μ_e та μ_h – рухомості відповідно електронів та дірок; σ_0 – темнова провідність ($\Phi = 0$); σ_Φ – фотопровідність. Зі зниженням температури фотопровідника теплові коливання кристалічної решітки зменшуються і темнова провідність падає. У разі

зростання відношення σ_{ϕ}/σ_0 чутливість фотоприймача збільшується, наприклад, в m разів, але у стільки ж разів зменшується швидкодія.

Нагадаймо, що у всіх напівпровідникових приладах, окрім польових приладів, сигнал переноситься неосновними носіями заряду, оскільки відносна зміна концентрації вільних носіїв під дією джерела сигналу у цьому випадку вища. Ця обставина робить неможливою роботу напівпровідникових приладів з неосновними носіями у зоні підвищеної радіації – надто великим виявляється шум від носіїв заряду, генерованих радіоактивним випромінюванням.

Вентильний фотоефект. Вентильний фотоефект виникає на межі двох напівпровідників з різною провідністю, а також на межі електронного напівпровідника з металом. Якщо напівпровідники однакові, то маємо p - n -перехід (гомоперехід), якщо різні – гетероперехід. Перехід між n -напівпровідником та металом називають бар'єром Шоткі. В усіх цих випадках нерівноважні носії заряду, які з'явилися під дією світла, розділяються просторово електричним полем переходу (потенціальним бар'єром), так що по один бік переходу утворюється позитивний об'ємний заряд, а по інший бік – негативний, тобто формується так званий подвійний електричний шар. Без освітлення між матеріалами, які утворюють перехід, існує контактна різниця потенціалів U_{cont} , а у разі освітлення між утвореними об'ємними зарядами виникає електричне поле, протилежне за напрямком полю контактної різниці потенціалів, і це поле викликає появу фотоелектрорушійної сили (фотоЕРС) U_{ϕ} .

На рис. 1.2 показані дві енергетичні діаграми p - n -переходу, неосвітленого та освітленого. Неосвітлений перехід знаходиться у стані термодинамічної рівноваги, тому в ньому рівні Фермі для електронів та дірок (E_{Fn} та E_{Fp}) співпадають. Якщо поглинання фотонів відбувається в самому переході – збідненому шарі, де діє досить сильне поле E_{cont} контактної різниці потенціалів, то електрони та дірки, генеровані фотонами, швидко розносяться по обидва боки від переходу. Електрони спрямовуються у n -область, дірки – у p -область, де додаються відповідно до позитивного та негативного об'ємних зарядів подвійного електричного шару. Це викликає зниження висоти

потенціального бар'єру і інжекцію електронів до p -області, а дірок – до n -області. Результатом порушення світлом термодинамічної рівноваги і згаданих вище переміщень носіїв заряду стає рознесення рівнів Фермі на величину

$$E_{Fn} - E_{Fp} = eU_{\Phi}$$

і утворення на p - n -переході фотоЕРС U_{Φ} . При цьому поле фотоЕРС E_{Φ} виявляється спрямованим назустріч полю E_{cont} контактної різниці

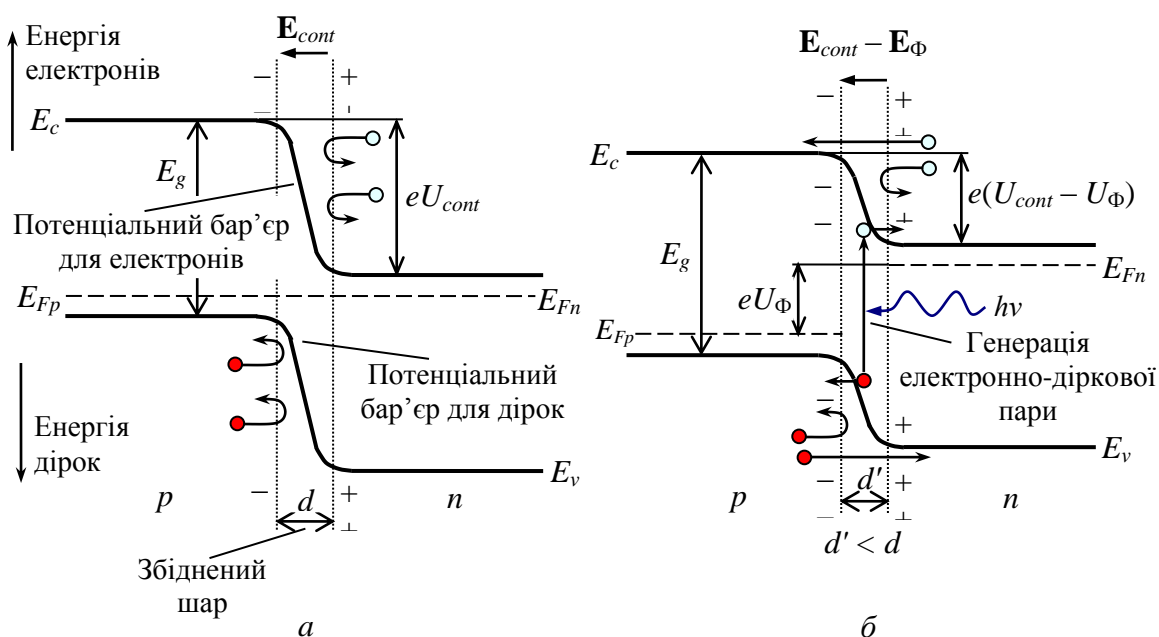


Рис. 1.2. Енергетичні діаграми p - n -переходу за термодинамічної рівноваги (а) та за її порушенні світлом (б)

потенціалів.

Аномальний фотоефект. Якщо під час нанесення напівпровідникової плівки на діелектричну підкладку остання нахилена під кутом 30 – 60° до напрямку руху випаровуваного матеріалу, то утворюється структура, яка під дією світла здатна генерувати фотоЕРС до 5000 В. Така висока напруга є результатом додавання фотоЕРС, генерованих мікрофотоелементами структури (окремими гранулами плівки). Причиною появи фотоЕРС є або ефект Дембера всередині гранули, або фотовольтаїчний ефект на p - n -переході, утвореному на поверхні гранули. Жодна з моделей не описує повністю цього явища.

Фотоелектромагнітний ефект. Якщо оптичне випромінювання сильно поглинається у приповерхневому шарі напівпровідника, то внаслідок великого градієнту концентрації нерівноважних носіїв заряду, генерованих випромінюванням, носії дифундують вглиб матеріалу. Магнітне поле, прикладене перпендикулярно до освітленої поверхні напівпровідника, відхиляє електрони та дірки до протилежних граней, між якими і спостерігається фотоЕРС [1.7, с. 362]. Це явище називають ще *ефектом Кікоїна-Носкова*, на честь радянських вчених, які відкрили його у 1934 р.

Фототермомагнітний електронний ефект. У разі поглинання оптичного випромінювання вільними носіями заряду їх енергія зростає, причому приріст енергії зменшується у бік затухання випромінювання. Внаслідок цього у матеріалі виникають два потоки носіїв заряду: «гарячі» носії рухаються у бік затухання випромінювання, а «холодні» – їм назустріч. Якщо до освітленого напівпровідника прикласти магнітне поле таким чином, щоб вектор магнітного поля \mathbf{H} був перпендикулярним хвильовому вектору \mathbf{k} , то магнітне поле відхилить «гарячі» і «холодні» носії заряду у різні сторони. Це викличе зарядження однієї грані матеріалу відносно іншої і появу на цих гранях фотоЕРС [1.7, с. 503].

Фотоп'єзоелектричний ефект. Якщо однорідний напівпровідник одночасно стиснути і освітити, то на гранях, перпендикулярних напрямку стиснення виникає фотоЕРС. Її знак та величина залежать від кутів, які складають з кристалографічними осями напівпровідника напрямки стиснення та освітлення. Поява фотоЕРС зумовлена анізотропією коефіцієнтів дифузії носіїв заряду, викликану стисненням [1.7, с. 349].

Піроелектричний ефект. У деяких діелектричних кристалічних матеріалів під час нагрівання або охолодження на поверхні утворюються електричні заряди. Такими матеріалами, зокрема, є турмалін (мінерал групи алюмо- та боросилікатів), сегнетова сіль $\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, титанат барію BaTiO_3 та тригліцинсульфіт $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\text{H}_2\text{SO}_4$. Механізмом утворення зарядів є наявність в таких кристалах спонтанної поляризації (вишиковування електричних диполів атомів у певному напрямку) і залежність поляризації від температури. Піроелектричні матеріали є одночасно і

п'єзоелектриками, так що градієнт температури викликає в них появу п'єзоелектричного ефекту. Якщо цей градієнт температури виник внаслідок поглинання кристалом оптичного випромінювання, то ефект стає фотоп'єзоелектричним.

Деякі зі згаданих матеріалів (турмалін та титанат барію) є сегнетоелектриками, в яких за температури Кюрі відбувається фазовий перехід і спонтанна поляризація зникає, але з наближенням кристала до цієї температури піроелектричний ефект в ньому різко зростає; діелектрична стала титаната барію може зрости до 10^5 [1.6].

Піроелектричні приймачі оптичного випромінювання здатні працювати у дуже широкому спектральному діапазоні ($0,4-10^6$ мкм), реєструючи як потужність модульованого неперервного випромінювання, так і енергію імпульсів. Необхідність у модуляції зумовлена тим, що піро-електричний приймач за своєю конструкцією подібний до конденсатора, здатного змінювати напругу на обкладках у діапазоні частот модуляції потоку випромінювання від одиниць герц до десятків мегагерц, а також накопичити заряд, утворений при поглинанні кристалом енергії оптичного імпульсу. Чутливість таких приймачів досить висока, оскільки кристал виявляє помітну реакцію на зміну температури в 10^{-6} К [1.7]. Наприклад, нагрівання кристала турмаліну на 1 К спричиняє появу електричного поля з напруженістю 400 В/см [1.8].

Дифузійний фотоефект. Цей ефект відомий більше як *ефект Дембера*. Під час освітлення напівпровідникової пластини світло поглинається у приповерхневому шарі і відбувається генерація електронів та дірок. Значний градієнт концентрації вільних носіїв заряду, який при цьому утворюється, викликає дифузію носіїв вглиб напівпровідника. Електрони мають більший коефіцієнт дифузії, ніж дірки ($D_e > D_h$), тому вони рухаються швидше дірок. Через деякий час електрони та дірки розділяються, утворюючи негативний та позитивний просторові заряди. Освітлена ділянка поверхні напівпровідника виявляється позитивно зарядженою відносно неосвітлених ділянок, причому між ними виникає фотодифузійна електрорушійна сила (фотоЕРС Дембера)

$$U = \frac{kT}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln \left[1 + \frac{(b+1)\Delta n}{bn_0 + p_0} \right], \quad (1.1)$$

де $b = D_e/D_h$.

Приклад 1.1. Знайти фотоЕРС Дембера у нелегованій кремнієвій пластині, в якій освітлення збільшує на 1% число вільних електронів. Температура пластини $T = 300$ К. Для кремнію відношення коефіцієнтів дифузії електронів та дірок $b = D_e/D_h = 1,5$.

У нелегованому напівпровіднику концентрації рівноважних електронів та дірок рівні ($n_0 = p_0$). Розділивши у формулі (1.1) чисельник і знаменник дробу у квадратних дужках на n_0 , отримаємо:

$$U = \frac{kT}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln(1 + \Delta n/n_0) \approx \frac{kT}{e} \frac{b-1}{b+1} \Delta n/n_0.$$

Підставляючи у цю формулу сталу Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, заряд електрона $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл та дані, наведені в умові задачі, отримаємо $U = 51,8$ мкВ.

Фотохімічні електричні явища. За повної адаптації до темряви (приблизно за 2,5 години) людина здатна побачити світловий потік в 10–15 фотонів/с. Якщо порівняти енергії фотона та відповідного нервового імпульсу, то підсилення виявляється більшим, ніж у мільйон разів [1.4]. Це підсилення виникає внаслідок фотохімічної реакції, яка протікає в родопсині – зоровому пігменті.

Болометричний ефект. Болометричним ефектом називають зміну опору тонкого шару металу або напівпровідника, нанесеного на діелектричну підкладку, під час його нагрівання поглинутим оптичним випромінюванням. Температурний коефіцієнт опору деяких напівпровідникових матеріалів може перевищувати $0,1 \text{ K}^{-1}$, що набагато перевищує цей показник для найкращого металічного матеріалу – платини ($0,004 \text{ K}^{-1}$), тому в сучасних болометрах використовують напівпровідники. Для розширення спектрального діапазону поглинання термочутливий елемент покривають черню (фарбою, яка поглинає 95 % випромінювання). Два однакові термочутливі елементи (болометри) розміщують у плечах вимірювального мостика, причому один з них використовується для

прийому випромінювання, а інший – для компенсації варіацій опору внаслідок змін температури довкілля та електромагнітних перешкод (рис. 1.3).

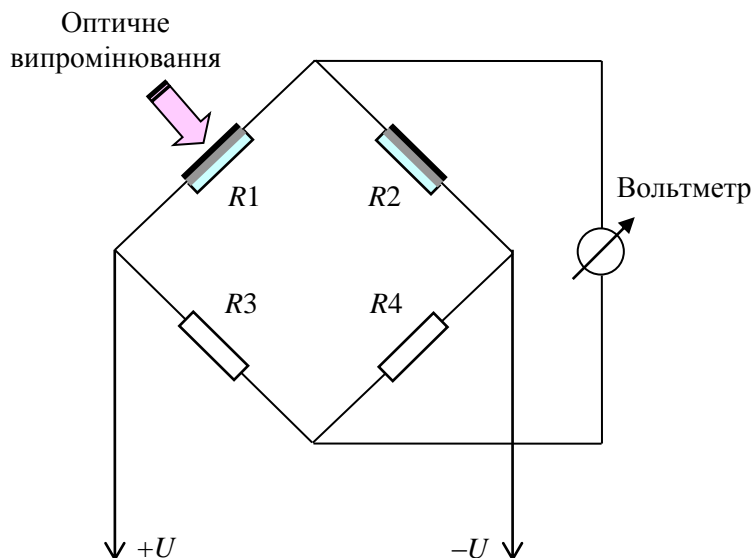


Рис. 1.3. БолOMETричний вимірювач енергії оптичного випромінювання
 R1 – вимірювальний болометр; R2 – компенсаційний болометр; R3, R4 – високоточні дротяні резистори

Болометр є приймачем енергії оптичного випромінювання; він перетворює енергію випромінювання в теплову енергію частинок матеріалу, з якого виготовлено термочутливий елемент (переважно – в енергію вільних електронів), тому його називають тепловим приймачем. Болометр є досить інерційним приймачем зі сталою часу порядку 1 мс.

Піроелектричний та болометричний ефекти дозволяють вимірювати енергію лазерного імпульсу або потужність лазерного випромінювання у дуже широкому спектральному діапазоні.

Фотоелектронна емісія. Фотоелектронну емісію називають зовнішнім фотоелектронним ефектом, тому що фотоелектрони виходять з матеріалу, який поглинув світло, назовні. Для цього енергія фотона повинна перевищувати роботу виходу фотоемісійного матеріалу, яка для напівпровідника дорівнює

$$W_0 = E_g + E_{aff},$$

де E_g – ширина забороненої зони напівпровідника, E_{aff} – ширина зони провідності (енергія електронної спорідненості; англ. *electron affinity*).

Іншими словами – для спостереження фотоелектронної емісії енергії фотона повинно вистачати для переведення електрона з валентної зони на рівень вакууму. Червона межа фотоефекту у даному випадку визначається співвідношенням

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{W_0}.$$

Фотони рентгенівського випромінювання за інтенсивності потоку понад 10^{15} Вт/см² здатні вибивати електрони з внутрішніх оболонок атомів, внаслідок чого закон фотоефекту може порушуватись [1.19].

На основі фотоелектронної емісії створені вакуумні фотоелементи, фотоелектронні помножувачі, фотолампи біжучої хвилі, а також передавальні телевізійні камери – суперіконоскопи та суперортикони. Фотокатоди цих приладів перекривають спектральний діапазон від 50 до 1500 нм.

Фотоіонізація. Для прийому ультрафіолетового випромінювання з $\lambda < 170$ нм та рентгенівського випромінювання використовують явище фотоіонізації газу. Для іонізації газу потрібно, щоб енергія фотона перевищувала потенціал іонізації газу. Наприклад, для окису азоту NO цей потенціал дорівнює 9,15 еВ, що дозволяє реєструвати випромінювання з $\lambda < 135$ нм. Такі інертні гази, як гелій He, аргон Ar та ксенон Xe, іонізуються випромінюванням з довжинами хвиль, коротшими відповідно за 50, 78 та 102 нм [1.12].

1.2. Параметри та характеристики фотоприймачів

Вибір фотоприймача. Правильний вибір фотоприймача дозволяє позбутися деяких проблем, які виникають під час прийому оптичних сигналів, а також спростити електронну схему та зменшити ймовірність помилки.

Для вибору фотоприймача треба знати параметри оптичного випромінювання:

- довжину хвилі λ , яка відповідає максимальній спектральній потужності випромінювання $P_{\lambda\max}$;
- ширину спектра випромінювання $\Delta\lambda$ джерела оптичного сигналу;

- потік випромінювання Φ або, що те саме, потужність випромінювання P , яке падає на фотоприймач;
- часові параметри випромінювання – частоту модуляції f_{mod} або тривалість імпульсів τ_p .

Чутливість. Фотоприймачі з внутрішнім фотоефектом мають червону межу фотоефекту

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{E_g}$$

Чутливість фотоприймача можна задати декількома параметрами – чутливістю за струмом S_J , чутливістю за напругою S_U , питомою виявною здатністю D^* та зовнішньою квантовою ефективністю η_e .

Чутливість за струмом – це відношення приросту струму фотоприймача до приросту потоку випромінювання:

$$S_J = \frac{\Delta J}{\Delta \Phi} \text{ [A/Вт]}.$$

Деякі фотоелектронні помножувачі мають струмову чутливість до 1000 А/Вт, але це зовсім не означає, що за освітлення фотокатода випромінюванням потужністю в 1 Вт отримаємо фотострум в 1000 А; насправді струм зростатиме пропорційно освітленості до декількох десятків мікроампер, а потім зайде в область насичення і перестане зростати з ростом освітленості.

Чутливість за напругою – це відношення приросту напруги на опорі навантаження фотоприймача до приросту потоку випромінювання

$$S_U = \frac{\Delta U}{\Delta \Phi} \text{ [В/Вт]}.$$

Для того, щоб вольтова чутливість була максимальною, опір навантаження має бути приблизно рівним внутрішньому опору фотоприймача. Це загальне правило узгодження опорів джерела та приймача сигналів, за якого мінімально втрачається енергія сигналу.

Очевидно, що названі чутливості залежатимуть від спектрального складу випромінювання. Реакція фотоприймача на сонячне та лазерне випромінювання однакової потужності буде різною.

Розрізняють спектральну та інтегральну чутливості фотоприймача. *Спектральна чутливість* (англ. *responsivity*) – це відношення приросту струму через фотоприймач ΔJ або напруги на фотоприймачі ΔU до приросту квазімонохроматичного потоку випромінювання $\Delta\Phi_\lambda$ із середньою довжиною хвилі λ . Зазвичай під спектральною чутливістю мають на увазі чутливість за струмом

$$S_\lambda = \frac{\Delta J}{\Delta\Phi_\lambda} \text{ [A/Вт]}.$$

Спектральну чутливість можна також подати як

$$S_\lambda = \frac{\eta e \lambda_{\max}}{hc} = \frac{\eta e}{E_g},$$

де η – квантова ефективність, e – заряд електрона.

Спектральну чутливість виражають у паспортних даних на фотоприймач і через фотометричні, і через енергетичні параметри випромінювання. Зв'язок між цими чутливостями такий:

$$S_\lambda = 683k_\lambda S'_\lambda,$$

де S_λ та S'_λ – спектральні чутливості, виражені відповідно в амперах на ват та амперах на люмен; величина 683 лм/Вт – це спектральна світлова ефективність випромінювання з довжиною хвилі 555 нм (спектральна чутливість усередненого людського ока на цій довжині хвилі); k_λ – відносна видність випромінювання (див. підрозділ 6.4 першого тому).

Спектральна характеристика фотоприймача дозволяє визначити, чи чутливий фотоприймач до випромінювання з довжиною хвилі λ_0 і чи немає інших доступних фотоприймачів, які мають на даній довжині хвилі більшу чутливість. Спектральна характеристика відображає залежність чутливості фотоприймача від довжини хвилі оптичного випромінювання. Спектральна характеристика дозволяє знайти спектральний діапазон фотоприймача $\Delta\lambda$ (за спадом характеристики до рівня 0,1 від максимуму чутливості), а також оцінити, наскільки ефективно фото-приймач використовує оптичне випромінювання.

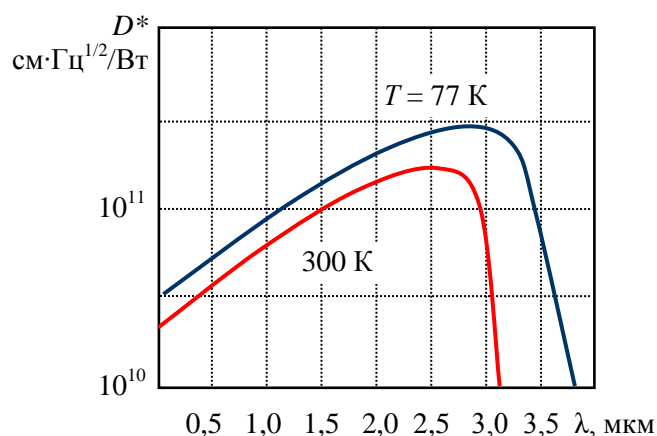


Рис. 1.4. Спектральні характеристики фоторезистора на основі PbS для двох температур

На рис. 1.4 для прикладу показані спектральні характеристики фоторезистора. У кожного фотоприймача є такий параметр як максимальна довжина хвилі випромінювання λ_{\max} , до якої у фотоприймачі ще спостерігається фотоефект. Довгохвильова або «червона» межа фотоефекту визначається енергією фотона $h\lambda_{\max}/c$, яка може бути передана зв'язаному електрону і якої йому не вистачає, щоб стати вільним. Фотон з меншою енергією може вивільнити електрон лише у разі передачі електрону додаткової енергії від фону (теплові коливання у кристалі можуть «закинути» частину електронів валентної зони у зону провідності і без участі фотонів). Серед власних (бездомішкових) напівпровідників найбільш довгохвильову межу фотоефекту мають матеріали з найвужчою забороненою зоною (наприклад, у антимоніду індію InSb $E_g = 0,17$ eV).

Інтегральна чутливість – це чутливість фотоприймача до оптичного випромінювання зі стандартним спектром, заданим моделлю абсолютно чорного тіла (див. розділ 3.1 першого тому). Для визначення чутливості фотоприймача видимого діапазону такий спектр отримують від лампи розжарювання потужністю 100 Вт з вольфрамовою спіраллю, яка має колірну температуру 2856 К. Для калібрування фотоприймачів інфрачервоного діапазону використовують моделі АЧТ з колірною температурою 1273 К.

Пороговий потік випромінювання – це потужність випромінювання на вході фотоприймача, за якої в смузі частот в 1 Гц на його виході потужність сигналу P_s дорівнює потужності шуму P_n ,

тобто відношення «сигнал/шум» (англ. *signal-to-noise ratio*) $S/N = 1$. В англійській літературі цей параметр називають *NEP* (англ. *Noise Equivalent Power* – потужність, рівна за величиною шуму або точніше – потужність випромінювання, рівна за величиною потужності шуму). У вітчизняній літературі термін *NEP* подають як «еквівалентна потужність шуму»; краще користуватися більш зрозумілими аналогами цього терміну, такими як пороговий потік випромінювання, порогова потужність випромінювання або порогова чутливість.

Пороговий потік задається співвідношенням

$$\Phi_{th} = \frac{\sqrt{U_n^2}}{S_U \sqrt{\Delta f}} [\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}], \quad (1.2)$$

де у чисельнику стоїть середнє квадратичне значення шуму; $\Delta f = 1$ Гц – смуга частот фотоелектричного сигналу, для якої зазвичай визначають пороговий потік. Смуга частот Δf стоїть під коренем, тому що для спрощення шум вважається «білим», для якого потужність шуму $P_n \sim \Delta f$ і відповідно амплітуда шуму $\sqrt{U_n^2} \sim \sqrt{\Delta f}$.

Фізичний зміст цього поняття можна пояснити у такий спосіб. Нехай середнє квадратичне значення потужності власного шуму фотоприймача (шуму без освітлення) дорівнює P_n . Якщо випромінювання на вході ідеального фотоприймача (без власного шуму) має таке середнє квадратичне значення потужності P_{th} , за якого у фотоприймачі виникає шум, рівний за потужністю власному шуму реального фотоприймача P_n , то P_{th} називають пороговим потоком випромінювання.

Схожим за своїм змістом є параметр чутливості, який визначають як потік випромінювання, за якого відношення «сигнал/шум» має задане значення. В англійській літературі для нього використовують термін *sensitivity*.

Виявна здатність фотоприймача $D = 1/\Phi_{th}$, але частіше для можливості порівняння фотоприймачів з різною площею A_Φ світлочутливої поверхні використовують такий параметр як *питома виявна здатність* (виявна здатність фотоприймача з $A_\Phi = 1 \text{ см}^2$):

$$D^* = \frac{S_U \sqrt{A_\Phi \Delta f}}{\sqrt{U_n^2}} [\text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}].$$

В англійській літературі питому виявну здатність віднедавна вимірюють в джонсах, причому $1 \text{ Джонс} = 1 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$.

Американський фізик Роберт Кларк Джонс описав у другій половині минулого століття математичну модель поляризаційних ефектів. Матриці Джонса широко використовують для знаходження поляризації випромінювання у когерентних оптичних системах.

Квантова ефективність – це частка перехопленого фотоприймачем потоку фотонів, яка викликає у фотоприймачі появу вільних носіїв заряду. Квантова ефективність зв'язана зі спектральною чутливістю співвідношенням

$$\eta = (hc/e) S_\lambda / \lambda \approx 1240 S_\lambda / \lambda,$$

де S_λ виражена в амперах на ват, а λ – в нанометрах. За своїм фізичним змістом цей параметр є зовнішньою квантовою ефективністю, на противагу рідко вживаній внутрішній квантовій ефективності (частці поглинутого фотоприймачем потоку фотонів, яка викликає появу вільних носіїв заряду).

У разі прийому рентгенівського випромінювання квантова ефективність може перевищувати одиницю. Наприклад, у Si-фоторезисторі поглинання одного рентгенівського фотона з енергією $h\nu$, вираженою в електрон-вольтах, викличе генерацію $h\nu/3,7$ електронно-діркових пар (у кремнію заборонена зона має ширину $E_g = 3,7 \text{ еВ}$).

Темновий струм. Як елемент електричного ланцюга, фотоприймач характеризують його *темновим опором* R_d – внутрішнім опором не-освітленого фотоприймача ($\Phi = 0$). Якщо до неосвітленого фотоприймача прикладена робоча напруга U , то через нього протікає *темновий струм* J_d . Струм фотоприймача складається у загальному випадку з шумового струму J_n та фотоструму J_Φ :

$$J = J_n + J_\Phi.$$

Темновий струм є складовою шумового струму. Фотострум будемо ототожнювати з сигнальним струмом, а компоненту струму фотоприймача, пов'язану з фотонним шумом, відносити до шумового струму. Для надійного фотоприйому фотострум має бути у декілька разів більшим за темновий струм. Темновий струм є паспортною характеристикою фотоприймача, на відміну від інших шумів, що дозволяє швидко оцінити придатність фотоприймача до використання у конкретних умовах.

Темновий струм зростає з підвищенням зворотної напруги та температури, причому для кремнієвих фотодіодів підвищення температури на 10 К збільшує J_d у 2–3 рази.

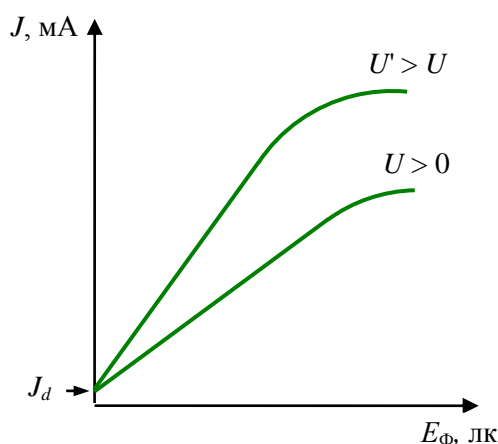


Рис. 1.5. Люкс-амперні характеристики фоторезистора за різних напруг на ньому

підвищення коефіцієнта помноження (підсилення).

Ват-амперна характеристика. Ват-амперна (енергетична) характеристика фотоприймача відображає залежність струму фотоприймача J від потоку випромінювання Φ (інтегрального чи монохроматичного). У досить широких межах ця характеристика є лінійною. Фотометричним аналогом цієї характеристики є люкс-амперна (світлова) характеристика, показана на рис. 1.5.

Частотна характеристика. Швидкодію фотоприймача оцінюють таким параметром, як стала часу τ . Стала часу визначається інерційністю фотоелектричного ефекту, на якому працює фотоприймач, його конструкцією, матеріалом та режимом роботи, причому на короткохвильовій ділянці спектральної характеристики

Коефіцієнт шуму.

Коефіцієнт шуму – це число, яке показує, у скільки разів зменшується відношення «сигнал/шум» після проходження сигналу через фотоприймач:

$$F = (P_s/P_n)_{in} / (P_s/P_n)_{out},$$

де P_s та P_n – потужності сигналу та шуму. Для фотоприймачів з внутрішнім підсиленням коефіцієнт шуму зростає у разі

стала часу трохи менша, ніж на довгохвильовій. Сталу часу знаходять за спадом в $e = 2,72$ разу фотоструму або фотонапруги після припинення освітлення фотоприймача.

Стала часу τ зв'язана з шириною смуги пропускання фотоприймача B_{ph} формулою $B_{ph} = 1/2\pi\tau$. Оскільки фотоприймач може приймати і немодульоване випромінювання (частота модуляції $f_{mod} = 0$), то його смуга пропускання B_{ph} чисельно дорівнює максимальній частоті f_{max} , на якій вихідний сигнал фотоприймача спадає на 3 дБ (напруга або струм до рівня 0,7): $B_{ph} = f_{max}$.

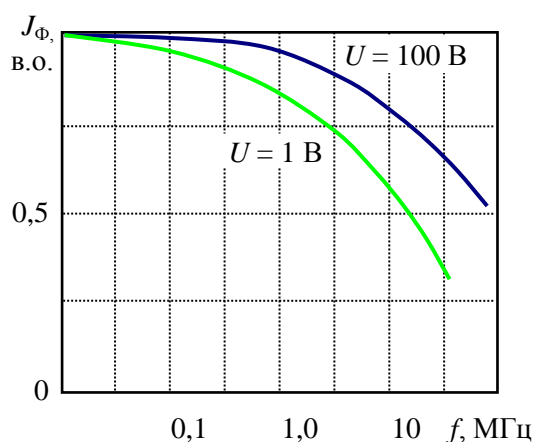


Рис. 1.6. Частотні характеристики фотодіода на основі n -кремнію для двох робочих напруг

Реакцію фотоприймача на імпульсне освітлення характеризують також часом зростання та часом спадання вихідного імпульсу. Час зростання імпульсу t_r – це проміжок часу між моментами досягнення імпульсом рівнів 0,1 та 0,9 від максимального значення. Відповідно, час спадання імпульсу t_f – це проміжок часу між моментами загасання імпульсу від рівня 0,9

до рівня 0,1.

За часом зростання імпульсу, який часто наводять у паспортних даних на фотоприймач, можна знайти наближене значення максимальної частоти: $f_{max} \approx 0,35/t_r$.

Частотну характеристику зазвичай подають у вигляді залежності відносної величини фотоструму від частоти. Для зручності вісь частот зображують у логарифмічному масштабі. Частотна характеристика кремнієвого фотодіода показана на рис. 1.6.

Приклад 1.2. Кремнієвий фотодіод на довжині хвилі $\lambda_0 = 0,9$ мкм має максимальну чутливість за струмом $S_J = 0,4$ А/Вт. Темновий струм фотодіода $J_d = 1$ нА. На фотодіод на згаданій довжині хвилі падає випромінювання GaAs-лазера потужністю $P = 25$ нВт. Частота модуляції випромінювання $f_{mod} = 100$ МГц. Знайдіть відношення «сигнал/шум» (S/N)

на виході фотодіода у разі роботи фотодіода за напруги $U = 100$ В і припущення, що шуми фотодіода визначаються в основному темновим струмом.

Фотострум фотодіода на низькій частоті

$$J_{\Phi 0} = S_J P = 0,4 \cdot 25 \cdot 10^{-9} = 10^{-8} \text{ А.}$$

Скориставшись частотною характеристикою кремнієвого фотодіода (рис. 1.6), знайдемо, що на частоті $f_{mod} = 100$ МГц фотострум спадає до $0,5 \cdot J_{\Phi 0} = 5 \cdot 10^{-9}$ нА. Відношення «сигнал/шум» – це відношення потужностей сигналу та шуму, рівне відношенню квадратів відповідних струмів, яке у разі $J_n = J_d$ можна подати як

$$\frac{S}{N} = \frac{J_{\Phi}^2}{J_d^2} = \frac{5^2}{1^2} = 25.$$

Робоча напруга фотоприймача. У разі збільшенні напруги чутливість та швидкодія фотоприймача підвищуються, але разом з тим зростає ймовірність пробою. Робоча напруга, яка зазначається у паспорті фотоприймача, забезпечує надійну довговічну роботу приладу за достатньо високих показників якості.

Добротність фотоприймача. Узагальненою характеристикою фотоприймача є його добротність

$$Q = G \Delta f ,$$

де G – коефіцієнт підсилення фотоприймача. Для певного типу фотоприймача добротність є сталою величиною. Якщо вдається збільшити коефіцієнт підсилення фотоприймача, то це відбувається за рахунок звуження смуги пропускання. Трохи підвищити добротність фотоприймача можна шляхом удосконалення його технології та використання нових матеріалів.

1.3. Шуми напівпровідникових фотоприймачів

Напівпровідниковим фотоприймачам притаманні шуми, які спостерігаються і в інших видах напівпровідникових приладів, хоча є і специфічні шуми. Розгляньмо джерела цих шумів і можливості їх усунення або зменшення.

Тепловий шум. Хаотичний тепловий рух носіїв заряду у напівпровіднику призводить до появи випадкових коливань струму, який протікає через прилад, і відповідно до флуктуацій напруги на ньому, тим більших, чим вищий внутрішній опір даного приладу. Назва «тепловий шум» (англ. *thermal noise*) підкреслює, що зі зниженням температури напівпровідника цей шум зменшується. Величина спектральної потужності теплового шуму може бути розрахована за формулою Джонсона-Найквіста:

$$U_T^2 = 4kTR_i, \quad (1.3)$$

де U_T – середня квадратична напруга теплового шуму; k – стала Больцмана; T – абсолютна температура; R_i – внутрішній опір приладу. Спектральна потужність теплового шуму залишається незмінною до частот порядку 10^{12} Гц, що дає можливість вважати його білим шумом, тобто шумом, який не залежить від частоти. Для такого шуму потужність виявляється пропорційною смузі підсилюваних частот Δf :

$$P_T = 4kTR_i\Delta f.$$

Середня квадратична напруга теплового шуму у цьому випадку

$$U_T = \sqrt{4kTR_i\Delta f}.$$

За кімнатної температури на опорі в 50 Ом у смузі частот в 1 Гц спостерігається тепловий шум із середньою квадратичною напругою в 1 нВ. Кожен резистор в електронному пристрої є генератором теплового шуму. А що буде, якщо резистор з'єднати з конденсатором, утворивши RC -фільтр? Чутливі елементи датчиків ємнісного типу, зокрема, датчиків зображення, можуть бути подані еквівалентними RC -фільтрами, причому саме тепловий шум визначає чутливість багатьох таких датчиків. Середня квадратична напруга теплового шуму в елементі ємнісного датчика

$$U_T = \sqrt{kT/C}.$$

Дробовий шум (англ. *shot noise*) зумовлений дискретною природою фотонів та електронів. Часто під назвою дробового шуму об'єднують шум джерела випромінювання, шум фонового засвічування фотоприймача, генераційно-рекомбінаційний шум, флуктуації струму під час перетину електронами та дірками p - n -

переходу і шум темного струму [1.12]. Величину дробового шуму можна знайти за формулою

$$I_{sn} = \sqrt{2e(I_{\Phi} + I_d)\Delta f}.$$

Генераційно-рекомбінаційний шум (англ. *generation-recombination noise*) викликаний флуктуаціями швидкості генерації та рекомбінації носіїв заряду, а також частоти їх захоплення пастками. Ці флуктуації призводять до випадкових змін концентрації та часу життя носіїв. У разі глибокого охолодження фоторезистора середнє квадратичне значення струму набуває значення [1.12]

$$J_{GR} = 2eG\sqrt{\eta\Phi},$$

де G – коефіцієнт підсилення фоторезистора; η – квантова ефективність; Φ – потік випромінювання.

1/f-шум. Така назва шуму пояснюється тим, що його спектральна потужність спадає обернено пропорційно до частоти f . Цей шум ще називають шумом мерехтіння або флікер-шумом (англ. *flicker* – мерехтіння). Природу цього шуму пов'язують з неупорядкованістю структури матеріалу, зокрема, з дефектами кристалічної решітки та їх переміщеннями у кристалі. Універсального механізму 1/f-шуму не існує. У на-півпровідників спостерігається сильна залежність величини 1/f-шуму від стану поверхні напівпровідника та середовища, з яким напівпровідник межує. Так, дослідження шуму зворотно зміщеного Si-фотодіода показало, що у разі заміни сухої атмосфери на вологу шум зростає на три порядки на частоті $f = 100$ Гц, і більш як на п'ять порядків – на частоті $f = 10$ кГц [1.17].

До 1/f-шуму відносять також модуляційний та контактний шуми. Модуляційний шум виникає внаслідок впливу на конструкцію фотоприймача зовнішніх збурюючих факторів, наприклад, вібрації або електромагнітного поля. Контактний шум спричиняється поганими контактами.

Для фоторезистора 1/f-шум призводить до флуктуацій напруги, дисперсія якої

$$U_{1/f}^2 = (A_R J^2 R^2 / f) \Delta f,$$

де A_R – константа, характерна для даного фоторезистора (для PbS-фоторезистора $A_R = 10^{-11} - 10^{-12}$); J – середній струм; R – середній опір фоторезистора.

Нагадаймо, що дисперсія випадкової величини, такої як шумова напруга, є мірою відхилення її від середнього значення \bar{U} , яка у разі m вимірювань напруги визначається співвідношенням

$$U^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (U_i - \bar{U})^2.$$

Середнє квадратичне значення знаходять як корінь квадратний з дисперсії, що дає для фліккер-шуму

$$U_{1/f} = RJ \sqrt{A_R B_f / f}.$$

На частотах понад 10 кГц $1/f$ -шум стає непомітним серед інших шумів.

Фотонний шум складається з фонового засвічування фотоприймача та флуктуацій потужності джерела оптичного сигналу. Особливо велику роль відіграє фонове засвічування в інфрачервоних фотоприймачах, тому що від стороннього світла (видимого випромінювання) можна загородитися екраном, а захиститися таким чином від інфрачервоного випромінювання часто просто неможливо. Альберт Роуз, один із засновників сучасного телебачення, відмічав, що на 1 см^2 фоточутливої поверхні фотоприймача за 1 с падає 10^{18} фотонів теплового випромінювання з $\lambda = 10 \text{ мкм}$, стільки ж, скільки падає фотонів видимого випромінювання за прямого сонячного освітлення [1.5]. Якби наші очі були чутливі до такого випромінювання, то всі навколишні предмети навіть вночі виглядали б так само освітленими, як і сонячного дня.

Якщо інфрачервоний фотоприймач має малі власні шуми, менші за фотонний шум, то говорять, що він працює в режимі обмеження фоном (англ. *background limited infrared performance, BLIP*). Фотоприймач з фоновим обмеженням – це інфрачервоний фотоприймач, виявна здатність якого обмежена флуктуацією фонового

випромінювання. Такий фотоприймач є непоганим наближенням до ідеального приймача, власними шумами якого можна знехтувати. Поріг чутливості (пороговий потік) для фотоприймача з фоновим обмеженням залежить від довжини хвилі випромінювання оптичного сигналу λ та ширини смуги підсилюваних частот Δf [1.12]:

$$\Phi_{th} = (2hc/\lambda) \sqrt{(E_{\phi 0} A_{\phi} / \eta) \Delta f},$$

де $E_{\phi 0}$ – енергетична освітленість (опроміненість) фотоприймача фоновими фотонами.

1.4. Фоторезистори

Фотопровідникові матеріали. Фотопровідники, які використовують в техніці – це високоомні напівпровідники, чутливі до оптичного випромінювання у діапазонах від рентгенівського до дальнього інфрачервоного. Здебільшого – це кристалічні матеріали, які знаходять застосування в основному у фоторезисторах. Найбільш чутливими серед цих матеріалів у видимому діапазоні спектра є селенід кадмію CdSe та сульфід кадмію CdS, а у ближньому інфрачервоному діапазоні – селенід свинцю PbSe та сульфід свинцю PbS; названі матеріали працюють за кімнатної температури.

Серед охолоджуваних фотопровідникових матеріалів інфрачервоного діапазону вирізняється потрійна сполука $Hg_{1-x}Cd_xTe$, яка завдяки можливості зміни відносного вмісту ртуті та кадмію дає змогу створювати фоторезистори та матричні фотоприймачі з квантовою ефективністю 0,65 для спектральних діапазонів 3–5 мкм ($T < 200$ K), 8–12 мкм (< 90 K) і навіть зсунути червону межу фоточутливості до 120 мкм [1.14]. В інфрачервоному діапазоні використовують також германій, легований міддю або кадмієм (Ge:Cu та Ge:Cd), й антимонід індію InSb, охолоджені до низьких температур.

В ультрафіолетовому та рентгенівському діапазонах можуть працювати охолоджені кремнієві фоторезистори. Параметри деяких фоторезисторів наведені в табл. 1.1 [1.10–1.14].

Таблиця 1.1

Параметри деяких фоторезисторів

Матеріал	λ_0 , мкм	Спектральний діапазон $\Delta\lambda$, мкм	Виявна здатність* D^* , см \cdot Гц $^{1/2}\cdot$ Вт $^{-1}$	Стала часу τ , мкс	Температура T , К
CdSe	0,7	0,3–0,8	$2,1\cdot 10^{11}$	12000	300
CdS	0,5	0,3–0,6	$3,5\cdot 10^{14}$	53000	300
CdS $_{1-x}$ Se $_x$	0,7	0,5–0,8	---	500	300
PbSe	3,9	1,0–5,0	$3,5\cdot 10^9$	4	300
PbSe	5,0	1,0–7,0	$1,2\cdot 10^{10}$	48	77
PbS	2,4	1,1–3,5	$1,0\cdot 10^{11}$	50–250**	300
PbS	3,2	1,0–4,0	$1,1\cdot 10^{11}$	300	77
Cd $_x$ Pb $_{1-x}$ S	4,3	1,0–5,5	$5,0\cdot 10^8$	4	300
InSb	4,9	2,0–5,5	$5,0\cdot 10^{10}$	---	77
Ge	1,9	0,9–1,9	---	---	193
Ge:Cd	16	1,5–100	$2,0\cdot 10^{10}$	---	4,2
Ge:Zn	1,1	0,2–1,1	---	0,01	193
Si	35	2,0–40	---	---	4,2
Si:As	---	0,9–28	---	---	30
GaAs	0,9	0,4–0,9	---	---	300
Hg $_{0,8}$ Cd $_{0,2}$ Te	11	8,0–14	$3,0\cdot 10^{10}$	0,01	77

*максимальна виявна здатність, виміряна на довжині хвилі λ_0 ;

**зі зменшенням товщини фотопровідникової плівки стала часу зменшується

Названі вище матеріали використовують у фоторезисторах у вигляді монокристалічних та полікристалічних плівок. Монокристалічні фоторезистори мають менший шум мерехтіння і відповідно вищу порогову чутливість.

Для нанесення на підкладку монокристалічного шару застосовують методи газової та рідинної епітаксії. Полікристалічні фоточутливі шари наносять методами термічного випаровування, катодного розпилення, спікання макрокристалічних порошоків та покриття підкладки органічним біндером з мікрোকристалічним порошоком. Під час спікання, наприклад, макроскопічних порошоків CdS та CdSe використовують флюс CdCl $_2$. Органічним біндером для мікроскопічних порошоків цих сполук слугує полістерен.

Полікристалічна плівка має досить незвичні властивості. Мікрোকристалики (кристаліти) полікристалічної плівки мають розміри в межах 1–10 мкм. Між кристалітами знаходиться тонкий (< 0,1 мкм) шар іншої речовини (флюса або біндера), на межі з якою утворюються гетеропереходи. Під дією прикладеного електричного поля у плівці виникає струм, причому частина струму протікає у проміжках між кристалітами, а частина – проходить крізь кристаліти. Струм входить у

кристаліт через гетероперехід, потенціальний бар'єр якого знижено зовнішнім полем (пряме зміщення гетеропереходу, як і в емітерному переході транзистора). Струм виходить з протилежного боку кристаліту, де гетероперехід виявляється включеним у зворотному напрямку (подібно до колекторного переходу транзистора). Об'ємна частина кристаліту відіграє роль базової області транзистора, інжекція в яку носіїв заряду здійснюється оптичним випромінюванням. Тут є повна аналогія з роботою фототранзистора з відключеною базою, про який мова піде трохи пізніше у цій главі. Таким чином, фоторезистор можна розглядати як багатотранзисторну структуру, яка характеризується великим підсиленням неосновних носіїв заряду [1.5].

Окрему групу фотопровідникових матеріалів складають аморфні напівпровідники, зокрема, халькогенідні стекла. Такі матеріали не мають фіксованих меж забороненої зони: і стеля валентної зони, і дно зони провідності в них спонтанно зміщуються, причому величина зміщення може сягати ширини забороненої зони. За властивостями аморфні напівпровідники подібні до кристалічних напівпровідників, сильно легованих одночасно донорними та акцепторними домішками. У таких матеріалах електрони, віддані донорними атомами, захоплюються акцепторними атомами, що викликає взаємну компенсацію електронної та діркової провідностей, причому залежно від степеню компенсації в широких межах змінюються електричні та оптичні властивості подібних компенсованих напівпровідників [1.8].

Халькогенідні стекла – це склоподібні сульфідні, селенідні та телуриди елементів III–V груп періодичної таблиці елементів (As_2S_3 , As_2Se_3 , Sb_2S_3 , Sb_2Se_3 та інші).

Конструкції фоторезисторів. Фоторезистор є найпростішим фотоелектронним приладом, який складається з діелектричної підкладки, на яку нанесено тонкий шар фотопровідникового матеріалу, та двох електродів (рис. 1.10). Фоточутливий шар фоторезистора може

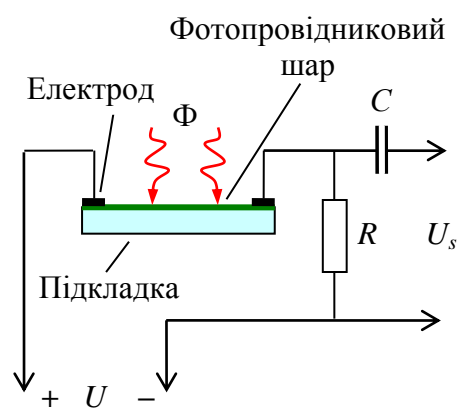


Рис. 1.10. Конструкція фоторезистора та схема його включення

бути утворений як монокристалічним, так і полікристалічним напівпровідником. Товщина фоточутливих шарів може бути від десятих долей мікрметра до десятків мікрметрів. Підкладками для моно- кристалічних шарів слугують кристалічні матеріали, а для полікристалічних – пластини з кераміки, плавленого кварцу або скла.

Параметри та характеристики фоторезисторів. Фоторезистор, як різновид резистора – пасивного лінійного елемента електричних ланцюгів – здавалося б повинен був мати такі ж властивості. Але насправді вольт-амперна характеристика фоторезистора за високих освітленостей стає нелінійною (рис. 1.11); до того ж фоторезистор, як це не дивно, має внутрішнє підсилення.

Причиною порушення у фоторезисторі закону Ома є обмеження струму просторовим зарядом, який утворюється за напруг на фоторезисторі, які перевищують величину [1.9]

$$U_{\varrho} = \frac{eP\tau_{rel}}{hvC},$$

де P – потік випромінювання на вході фоторезистора, τ_{rel} – час діелектричної релаксації фотопровідникового матеріалу, C – ємність виводів фоторезистора на одиницю площі його світлочутливої поверхні.

Електрони в твердому тілі, до якого прикладено електричне поле, беруть участь у двох рухах:

- ❖ індивідуальному хаотичному русі, зумовленому зіткненнями між собою та з атомами або іонами, які здійснюють теплові коливання;
- ❖ колективному дрейфовому русі у напрямку, протилежному напрямку прикладеного електричного поля.

Між зіткненнями на довжині вільного пробігу електрони внаслідок передачі імпульсу від іншої частинки та прискорення в

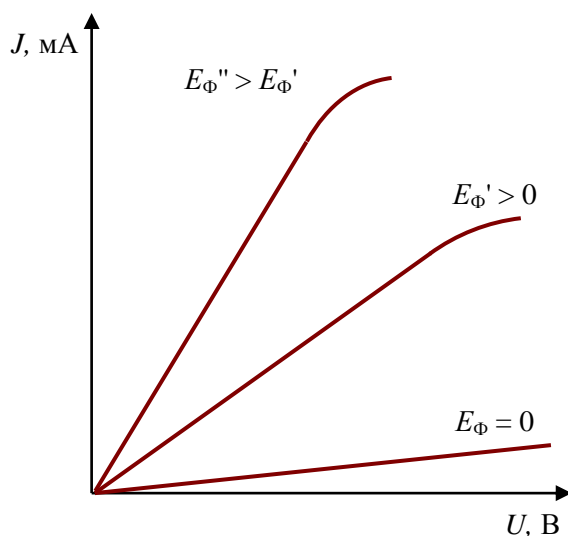


Рис. 1.11. Вольт-амперні характеристики фоторезистора за різної освітленості

електричному полі можуть набувати досить великих швидкостей – до 10^8 см/с. У той же час середня швидкість електрона вздовж поля залишається незмінною, оскільки під час кожного розсіяння електрона на атомі або іоні майже вся швидкість, набута електроном в електричному полі, втрачається і електрону доводиться заново прискорюватися вздовж поля [1.6]. Дрейфова швидкість електронів в напівпровіднику залежить від рухомості електронів μ_e та напруженості прикладеного електричного поля E . Зокрема, у фоторезисторі, до якого прикладена напруга U і в якому відстань між електродами складає L , дрейфова швидкість дорівнює

$$V_{dr} = \mu_e E = \mu_e U / L.$$

Рухомість електронів у різних напівпровідниках може відрізнятися більш, ніж у тисячу разів (табл. 1.2) [1.7]. Відповідно у стільки ж разів відрізнятиметься час дрейфу електронів між електродами

$$t_{dr} = L^2 / \mu_e U.$$

Таблиця 1.2

Рухомості електронів у деяких фотопровідникових матеріалах за температури $T = 300$ К

Матеріал	CdSe	CdS	PbSe	PbS	InSb	GaAs	Si	ZnSb
Рухомість електронів μ_e , см ² /В·с	580	1460	1500	640	77000	8500	1400	60

Якщо вдвічі збільшити напругу на фоторезисторі, то заряд Q вільних електронів пройде від катода до анода за вдвічі менший час, тобто струм стане вдвічі більшим, як це і передбачено законом Ома.

Під час освітлення фоторезистора генеровані світлом електрони та дірки розходяться у різні боки (електрони – до анода, дірки – до катода) і утворюють два просторові заряди з електричним полем між ними E_{sp} , протилежним за напрямком до поля E . Ефективна напруга при цьому стає меншою за U , тому за дворазового збільшення U струм зростає менше, ніж у два рази. Спрацьовує закон «степеню три других», який описує обмеження струму просторовим зарядом ($J \sim U^{3/2}$). Аналогічне явище спостерігають у вакуумному діоді.

Спектральна чутливість фоторезистора

$$S_J = \frac{4en\lambda G}{hc(n+1)^2} \text{ [A/W]},$$

де n – показник заломлення напівпровідника, G – коефіцієнт підсилення фоторезистора.

Інтегральну чутливість фоторезистора іноді подають як

$$S_{int} = -\Delta R / (R_d \Delta \Phi_e) \text{ [Вт}^{-1}\text{]},$$

де ΔR – приріст опору фоторезистора у разі збільшення потоку випромінювання на $\Delta \Phi_e$ ($\Delta R < 0$).

Фізичний зміст підсилення у фоторезисторі полягає у тому, що на один поглинутий фотон припадає $G \gg 1$ (до 10^5) електронів, які проходять між електродами фоторезистора під час прикладання до них по стійної напруги U . Коефіцієнт підсилення фоторезистора є відношенням часу життя нерівноважного електрона (неосновного носія у p -напів-провіднику) до часу дрейфу електрона між електродами:

$$G = \tau_p / t_{dr} = \tau_p \mu_e U / L^2 .$$

Для фоторезисторів з CdSe та CdS коефіцієнт підсилення може сягати 10^3 – 10^4 [1.9].

Якщо внутрішня квантова ефективність фоторезисторів $\eta_i < 0$, то зовнішня квантова ефективність

$$\eta_e = G\eta_i$$

завдяки внутрішньому підсиленню значно перевищує одиницю.

Добуток «підсилення×смуга частот» є важливою характеристикою багатьох електронних приладів (іноді його називають добротністю приладу). Для фоторезистора цей добуток дорівнює

$$G\Delta f = 1/2\pi\tau_{rel} ,$$

де τ_{rel} – час діелектричної релаксації фотопровідникового матеріалу.

Діелектрична релаксація – це процес відновлення діелектричної проникності матеріалу після впливу на матеріал електричного поля, у тому числі – поля світлової хвилі. Під дією постійного поля відбувається зсув вузлів кристалічної решітки, під дією змінного поля – коливання, яке набуває найбільшої амплітуди на частоті

$$\omega_{rel} = 1/2\pi\tau_{rel}.$$

На цій частоті діелектричні втрати максимальні і енергія змінного поля збільшує теплову енергію матеріалу. На значно менших або значно більших частотах діелектричні втрати невеликі.

Час діелектричної релаксації визначається діелектричною проникністю ϵ та питомим опором ρ матеріалу:

$$\tau_{rel} = \epsilon\epsilon_0\rho.$$

Темновий опір фоторезистора складає здебільшого декілька мегаом і спадає за сильного освітлення у тисячі разів. Наприклад, CdS-фоторезистор, який має темновий опір $R_d = 10$ Мом, на сонячному світлі матиме опір всього 100 Ом. Люкс-амперна характеристика фоторезистора показана на рис. 1.5. Нелінійність цієї характеристики також зумовлена просторовим зарядом, роль якого посилюється за високих освітленостей фотоприймача.

Хоча більшість фоторезисторів є досить інерційними фотоприймачами, але завдяки своїй чутливості, широкій спектральній характеристиці в інфрачервоному діапазоні та простоті конструкції вони знайшли застосування в таких приладах як:

- експонетри цифрових камер;
- інфрачервоні спектрометри;
- теплові головки самонаведення ракет;
- багатозонні матричні фотоприймачі;
- оптрони та фотореле (які включають світло на вулицях та стоять у турнікетах метро);
- датчики відкритого полум'я;
- вимірники концентрації цукру у рідині;
- датчики вологості речовин за відбитим випромінюванням.

Наприклад, чутливість охолодженого до 77 К фотоприймача на основі InSb дозволяє зареєструвати полум'я сірника на відстані 12000 км.

На низьких частотах у фоторезисторах переважає $1/f$ -шум, на середніх – генераційно-рекомбінаційний, а на високих – тепловий шум.

Охолодження фоторезисторів. Для охолодження фоторезисторів до низьких температур використовують здебільшого рідкий азот, який

має температуру кипіння 77 К. Охолодження фоторезистора зменшує генераційно-рекомбінаційний шум до величини [1.12]

$$J_{GR} = 2eG\sqrt{\eta_i E_{ph} A_\Phi},$$

де E_{ph} – поверхнева густина потоку фотонів (число фотонів, яке падає на на поверхню одиничної площі за одиницю часу), $E_{ph} = \lambda\Phi_e/hc$, A_Φ – площа фоточутливої поверхні фоторезистора.

Інші фотопровідникові прилади. Фотопровідність знайшла застосування також у передавальних телевізійних камерах – відиконах, фотобарабанах копіювальних апаратів та лазерних принтерів.

На основі аморфних фотопровідникових матеріалів розроблені перемикачі, в яких переключення між станами високої та низької провідності відбувається за 10^{-10} – 10^{-12} с [1.8].

З халькогенідних стекол виготовляли мішені відиконів – телевізійних трубок, які використовували для передачі зображень до появи фотоприладів із зарядовим зв'язком.

Нанотехнології у фотопровідникових приладах. Якщо внаслідок поглинання 100 фотонів у фоторезисторі утворюється 60 електронно-діркових пар, то квантова ефективність (квантовий вихід – за старою термінологією) фоторезистора дорівнює 0,6 і це досить таки висока ефективність. Дослідження наночастинок PbSe показало, що внаслідок поглинання одного фотона може утворюватися до семи електронно-діркових пар. Тривалість їх життя лежить у пікосекундному діапазоні, після чого відбувається оже-рекомбінація утворених носіїв заряду. Вчені намагаються використати цю властивість наночастинок для підвищення ефективності фотоелектричних перетворювачів сонячної енергії [1.15].

1.5. Фотодіоди

Матеріали та структури фотодіодів. Основним матеріалом для фотодіодів (як і для всієї електроніки) є кремній. Не зважаючи на свою поширеність у природі (29% маси земної кори), електронний кремній особливої чистоти ($\text{Si} > 99,9999\%$) є досить дорогим матеріалом – 1 кг коштує приблизно \$30. Кремній дозволяє перекрити спектральний діапазон фотоприйому 320–1100 нм, а є деяких модифікацій матеріалу

діапазон розширений до 170–1100 нм. Кремнієві фотодіоди мають найменший серед напівпровідникових фотоприймачів темновий струм – $J_d = 1\text{--}10$ нА за площі фоточутливої поверхні $A_\Phi = 0,008$ мм². Квантова ефективність Si-фотодіодів $\eta = 0,45\text{--}0,8$.

Германієві фотодіоди працюють у діапазоні 400–2000 нм, мають великий темновий струм $J_d = 700$ нА (за $A_\Phi = 0,005$ мм²), який значно швидше зростає з температурою, ніж у кремнієвих фотодіодів. Ефективність Ge-фотодіодів $\eta = 0,8$.

Арсенід-галієві фотодіоди можуть працювати за найвищих серед фотодіодів температур (до $T = 720$ К) у спектральному діапазоні 320–900 нм. У GaAs-фотодіодів темновий струм $J_d = 0,1$ нА (за $A_\Phi = 0,04$ мм²), ефективність $\eta = 0,4$.

Арсенід галію-індію використовують для фотодіодів, які працюють у діапазоні 800–1700 нм, а модифікований матеріал розширює діапазон до 350–1700 нм. У InGaAs-фотодіодів $J_d = 0,9$ нА (за $A_\Phi = 0,005$ мм²), ефективність $\eta = 0,8$.

Наведені вище параметри фотодіодів стосуються роботи за температури $T = 300$ К. Мала площа фоточутливої поверхні дозволяє досягти порогової чутливості $\Phi_{th} = 10^{-15}$ Вт·Гц^{-1/2} [1.20].

Таблиця 1.3

**Ширина забороненої зони напівпровідників,
які використовуються у фотодіодах**

Матеріал	Температура T , К	Ширина забороненої зони E_g , еВ
Si	300	1,12
Ge	300	0,67
GaAs	300	1,42
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	300	1,42 ($x = 0$); 2,16 ($x = 1$)
InAs	300	0,34
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$	300	0,34 ($x = 0$); 1,42 ($x = 1$)
InSb	300	0,17
GaSb	77	0,72
AlSb	77	1,63
$\text{Pb}_{1-x}\text{Se}_x\text{Te}$	77	0,1 ($x = 0,217$)
$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$	77	0 ($x = 0$); 1,6 ($x = 1$)

Для роботи у середньому інфрачервоному діапазоні ($\lambda = 3\text{--}50$ мкм) зазвичай потрібне охолодження фотодіодів, оскільки теплове випромінювання самої конструкції фотодіода створює фотонний шум. У цьому діапазоні працюють фотодіоди на основі арсеніду індію (InAs), телуридів кадмію-ртуті ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) та олова-свинцю ($\text{Pb}_{1-x}\text{Se}_x\text{Te}$).

Телурид ртуті-кадмію ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) є найкращим матеріалом для фотодіодів середнього ІЧ діапазону. Зміною відносного вмісту CdTe у цьому твердому розчині можна у широких межах змінювати ширину забороненої зони і отримувати фотодіоди, спектральні характеристики яких перекривають діапазон $1\text{--}30$ мкм [1.26]. Матриці таких фотодіодів використовують (зазвичай за $T = 77$ К) в системах інфрачервоного бачення.

Фотодіоди виготовляють на основі $p\text{--}n$ -переходів, $p\text{--}i\text{--}n$ -структур, бар'єрів Шоткі та гетеропереходів.

Фотодіоди на $p\text{--}n$ - та $n\text{--}p$ -переходах. Якщо у фоторезисторі внутрішній фотоэффект проявляє себе збільшенням концентрації вільних носіїв заряду (за рахунок нерівноважних носіїв) і відповідно – збільшенням провідності, то у фотодіоді нерівноважні електрони та дірки просторово розділяються електричним полем контактної різниці потенціалів і це приводить до виникнення фотоЕРС. Розгляньмо, як відбувається це розділення у фотодіодах з електронно-дірковими переходами різного типу.

Для створення $p\text{--}n$ -переходу (з освітлюваним p -емітером) використовують дифузію акцепторної домішки у напівпровідникову підкладку, леговану донорною домішкою. Аналогічно $n\text{--}p$ -перехід (з освітлюваним n -емітером) створюють дифузійною донорної домішки у підкладку, леговану акцепторною домішкою. Для покращання омичного (невипрямого) контакту електрода з напівпровідником останній сильно легують. Процес дифузії описаний у підрозділі 11.9 першого тому [1.30].

На рис. 1.12 показані конструкції планарних фотодіодів з $p\text{--}n$ -переходом (а) та $n\text{--}p$ -переходом (б). Захисне кільце в $n\text{--}p$ -фотодіоді зменшує паразитний струм витоку по поверхні структури. На рис. 1.13 зображена схема фотодіода на $p\text{--}n$ -переході. Світло, яке падає на фотодіод, поглинається у приповерхневому шарі p -емітера і викликає генерацію електронно-діркових пар. Зауважмо, що в сучасній

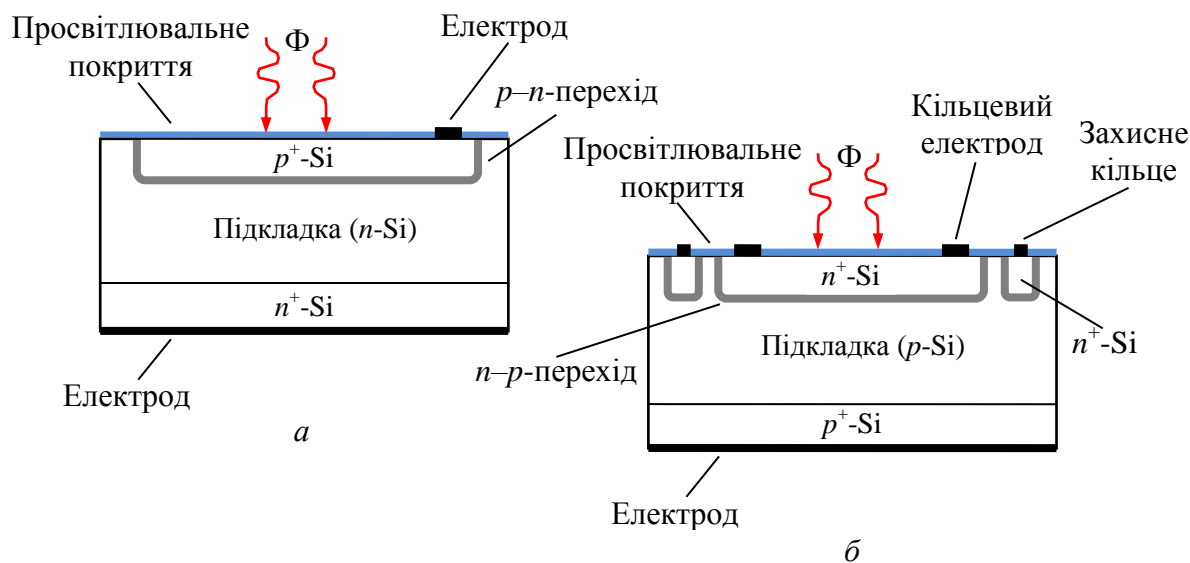


Рис. 1.12. Структури планарних фотодіодів на $p-n$ -переході (а) та на $n-p$ -переході (б)

технічній літературі напівпровідниковий шар фотодіода або сонячного елемента на $p-n$ -переході, в якому відбувається фотогенерація носіїв заряду, називається емітером (раніше його називали базою). Так само і у звичайних діодах емітером називають шар з підвищеною концентрацією домішок і відповідно більшою кількістю вільних носіїв заряду. Нерівноважні носії заряду, які з'явилися під дією світла, створюють в емітері градієнти концентрації як електронів, так і дірок, тому ці носії прямують вглиб емітера, до $p-n$ -переходу. Електрони підхоплюються електричним полем переходу E_{cont} і переносяться в базу, а дірки відкидаються полем назад, в емітер. Накопичення у базі нерівноважних електронів, а в емітері – нерівноважних дірок проявляє себе у тому, що:

- за рахунок часткової компенсації об'ємних зарядів подвійного електричного шару знижуються потенціальні бар'єри як для електронів, так і для дірок;
- об'ємні заряди, утворені світлом, викликають появу на виводах фотодіода фотоЕРС U_{Φ} ;
- замикання виводів викликає інжекцію через знижені потенціальні бар'єри електронів в емітер, а дірок – у базу.

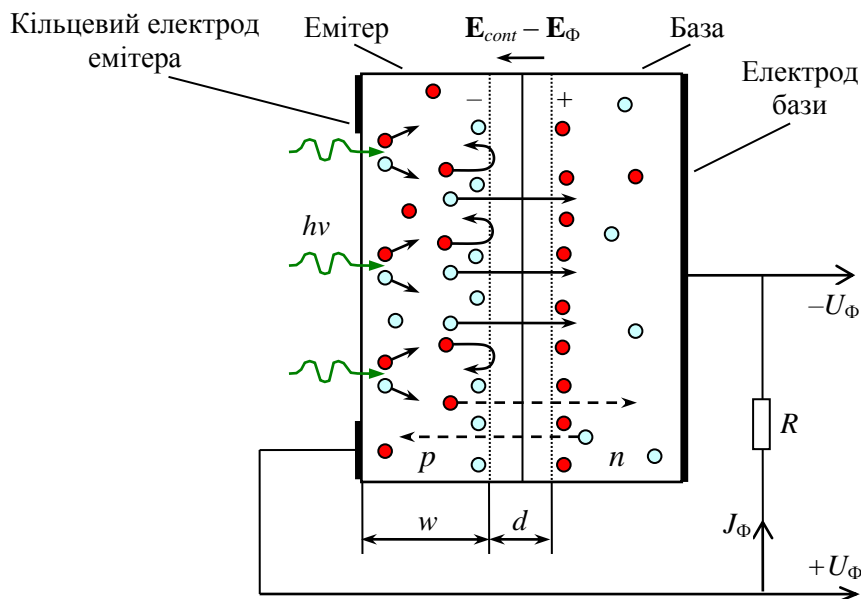


Рис. 1.13. Принцип дії фотодіода на p - n -переході (фотовольтаїчний режим, зміщення відсутнє)

Фотодіод може працювати у двох режимах – фотовольтаїчному (фотогальванічному, англ. *photovoltaic*) та фотопровідному (фотодіодному, англ. *photoconductive*). За фотовольтаїчного режиму до фотодіода не прикладають зовнішньої напруги – він сам є генератором фотоЕРС та фотоструму, як це показано на рис. 1.13. У фотопровідному режимі на фотодіод подають зворотнє зміщення – напругу $U_0 = 10\text{--}50$ В. На рис. 1.14, де зображені вольт-амперні характеристики фотодіода, фотовольтаїчному режиму відповідає четвертий квадрант характеристики, а фотопровідному – третій.

Якому режиму віддати перевагу? Порівняймо ці режими за шумами, чутливістю та швидкодією.

У фотовольтаїчному режимі немає темного струму, оскільки відсутнє джерело живлення. У фотопровідному режимі навіть без освітлення фотодіод шумить – через нього протікає темновий струм

$$J_d = J_{sat} \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right),$$

де J_{sat} – струм насичення переходу за напруги $U < 0$, k – стала Больцмана, T – температура.

Фотострум, який виникає у разі освітлення, є добавкою до темного струму, причому добавкою не тільки сигнальною, але і шумовою. Отже, шуми фотодіода у фотовольтаїчному режимі менші.

Для максимальної передачі енергії сигналу від фотодіода до навантаження опір останнього R має бути рівним внутрішньому опору фотодіода – фактично опору збідненого шару, який у високоомному кремнії за $U=0$ знаходиться у межах від десятків до тисяч мегаом (опір решти напівпровідникових шарів фотодіода не перевищує одиниць кілоом). За поєднання фотодіода з високоомного кремнію та високоомного навантаження максимальна чутливість досягається у фотовольтаїчному режимі.

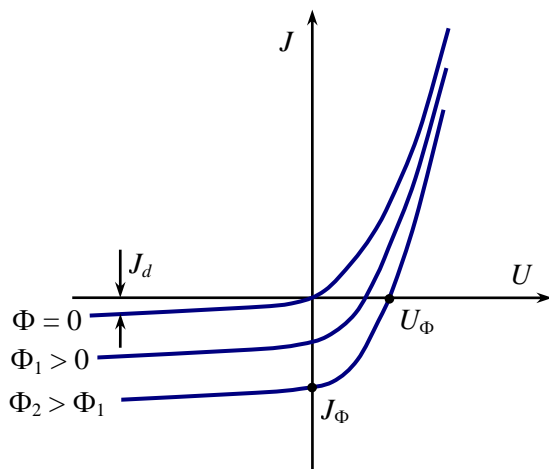


Рис. 1.14. Вольт-амперні характеристики фотодіода за різних потоків випромінювання Φ

U_{Φ} – фотоЕРС (за холостого ходу); J_{Φ} – фотострум (за короткого замикання); J_d –

швидкодія фотодіода у фотовольтаїчному режимі значно нижча, ніж у фотопровідному. «Платою» за високу чутливість фотодіода у фотовольтаїчному режимі є зниження максимальної робочої частоти до $f_{\max} < 350$ кГц.

Високої швидкодії фотодіода можна досягти у фотопровідному режимі ($U < 0$). Для цього і опір збідненого шару, і опір навантаження (вхідний опір підсилювача) роблять невеликими, використовуючи низькоомний кремній та низькоомне навантаження (зазвичай 50 Ом). Підвищенню швидкодії сприяють зменшення величини бар'єрної ємності C_b та збільшення швидкості носіїв заряду в збідненому шарі внаслідок прикладання зовнішнього електричного поля.

Час зростання імпульсу t_r у фотодіоді визначається:

- часом дифузії неосновних носіїв через емітер t_{dif} ;
- часом дрейфу носіїв у збідненому шарі t_{dr} ;
- часом заряджання бар'єрної ємності p - n -переходу t_{RC} .

Час зростання знаходять за формулою

$$t_r = \sqrt{t_{dif}^2 + t_{dr}^2 + t_{RC}^2}.$$

Час дифузії визначається співвідношенням

$$t_{dif} = w^2 / 2D_p,$$

де w – ширина емітера; D_e – коефіцієнт дифузії неосновних носіїв, у даному випадку, електронів у p -емітері.

Час дрейфу є визначальним для швидкодіючих фотодіодів, у яких зворотне зміщення може настільки розширити збіднений шар, що він заповнить весь емітер і генерація електронів та дірок під дією випромінювання відбуватиметься у цьому шарі. Ширина збідненого шару

$$w_{p-n} = \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0\mu_e\rho(U_{cont} + U)},$$

де ε – діелектрична проникність матеріалу фотодіода; ε_0 – електрична стала; μ_e – рухомість електронів; ρ – питомий опір збідненого шару напівпровідника; U_{cont} – контактна різниця потенціалів. За температури $T = 300$ К для кремнію $\varepsilon = 11,9$, $\mu_e = 1400$ см²/В·с і $\rho = 2 \cdot 10^{-3} - 10^4$ Ом·см (в залежності від типу кремнію – низькоомного чи високоомного).

Час заряджання бар'єрної ємності C_b переходу

$$t_{RC} = 2,2(R_{p-n} + R)(C_b + C_{str}),$$

де R_{p-n} – опір збідненого шару за $U < 0$, C_{str} – паразитна ємність фотодіода та навантаження (англ. *stray* – паразитний).

Приклад 1.4. Знайти час заряджання бар'єрної ємності C_b для кремнієвого фотодіода з площею p - n -переходу $A_{p-n} = 1$ мм², товщиною збідненого шару $d = 1$ мкм (за $U < 0$), його питомим опором $\rho = 10^4$ Ом·см, якщо навантаженням для фотодіода служить вхідний опір підсилювача $R = 50$ Ом, а паразитними ємностями можна знехтувати. Діелектрична стала кремнію $\varepsilon = 11,9$, електрична стала $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Знайдімо спочатку опір збідненого шару:

$$R_{p-n} = \frac{\rho d}{A_{p-n}} = \frac{10^4 \cdot 10^{-4}}{10^{-2}} = 100 \text{ Ом.}$$

Бар'єрна ємність переходу

$$C_b = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 A_{p-n}}{d} = \frac{11,9 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-6}}{10^{-6}} = 105 \text{ пФ.}$$

Час заряджання бар'єрної ємності

$$t_{RC} = 2,2(R_{p-n} + R)C_b = 2,2 \cdot (100 + 50) \cdot 1,05 \cdot 10^{-10} = 34,7 \text{ нс.}$$

Більша чутливість в інфрачервоному діапазоні досягається у фотопровідному режимі ($U < 0$), а також в n - p -фотодіодах. До того ж такі фотодіоди мають менший дробовий шум [1.12].

Для підвищення швидкодії фотодіода існує декілька можливостей:

- зменшення товщини емітера;
- виготовлення емітера з акцепторного напівпровідника, для якого коефіцієнт дифузії електронів більший за коефіцієнт дифузії дірок у донорному напівпровіднику ($D_e > D_h$);
- створення в емітері градієнта концентрації акцепторної домішки N_a , який спричиняє утворення внутрішнього електричного поля

$$E(x) = \frac{kT}{e} \frac{1}{N_a(x)} \frac{dN_a(x)}{dx};$$

- використання напівпровідникових структур, в яких поглинання світла відбувається у переході (p - i - n -фотодіоди) або за переходом (фотодіоди Шоткі, гетерофотодіоди);
- зменшення площі переходу;
- зменшення сумарного опору збідненого шару та навантаження;
- збільшення напруги зворотного зміщення.

Допустиме зменшення товщини емітера визначається відстанню, на якій відбувається практично повне поглинання світла, а ця відстань залежить від спектрального коефіцієнта поглинання напівпровідника. Для кремнія довжина поглинання (глибина проникнення) випромінювання з $\lambda = 500$ нм складає 1 мкм, а з $\lambda = 1000$ нм – 100 мкм. (Довжина поглинання $1/\alpha$ – це відстань, на якій у середовищі з коефіцієнтом поглинання α інтенсивність випромінювання ослаблюється в $e = 2,72$ рази).

У фотодіодах з однорідним емітером швидкодія визначається часом дифузії носіїв через емітер, тому такі фотодіоди називають дифузійними. Для неоднорідного емітера (з градієнтом концентрації домішки) швидкодія зумовлена часом дрейфу носіїв у внутрішньому електричному полі, тому такі фотодіоди дістали назву дрейфових.

Стала часу дрейфових фотодіодів з товщиною емітера 1–3 мкм може бути меншою за 1 нс.

Ват-амперні (світлові) характеристики фотодіода зображені на рис. 1.15. Як бачимо, характеристики лінійні і з ростом зворотної напруги чутливість фотодіода трохи збільшується. У фотопровідному режимі ват-амперні характеристики лінійні у ширшому діапазоні освітленостей, ніж у фотовольтаїчному.

Приклад 1.5. Знайти товщину емітера Si-фотодіода w , за якої в ньому поглинається 90% випромінювання. Коефіцієнт поглинання на робочій довжині хвилі $\lambda = 800$ нм складає $\alpha = 639$ см⁻¹.

Для знаходження товщини емітера скористаймося формулою Бугера-Ламберта-Бера для інтенсивності випромінювання, поширюваного у поглинальному середовищі. Цю формулу у даному випадку можна записати як $I(w)/I_0 = \exp(-\alpha w)$, де I_0 – інтенсивність випромінювання на початку шляху в середовищі. Після логарифмування маємо

$$w = -(1/\alpha) \ln[I(w)/I_0] = -(1/639) \ln 0,1 = 36 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 36 \text{ мкм}.$$

***p-i-n*-фотодіоди.** Якщо у *p-n*-фотодіоді збіднений шар виникає в самому переході, то у *p-i-n*-фотодіоді роль цього шару виконує власний напівпровідник («*i*» від англ. *intrinsic* – власний, внутрішній). Опір збідненого шару на декілька порядків вищий за опір сильнолегованих p^+ - та n^+ -шарів, які його оточують, тому практично вся напруга джерела зворотного зміщення припадає на цей шар,

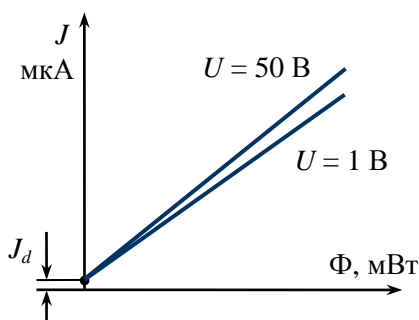


Рис. 1.15. Ват-амперні характеристики *p-n*-фотодіода за двох зворотних напруг U

утворюючи у ньому електричне поле напруженістю до 10^4 В/см. У *p-i-n*-фотодіоді *p*-шар роблять дуже тонким (до 0,3 мкм), у той час як *i*-шар перевищує за товщиною довжину поглинання $1/\alpha$. Якщо у Si довжина поглинання становить, наприклад, 20 мкм для випромінювання з $\lambda = 0,8$ мкм,

то *i*-шар має бути товщиною ~ 30 мкм. Тоді майже все випромінювання поглинається у цьому шарі. Носії заряду, генеровані випромінюванням, прискорюються настільки, що досягають швидкості насичення дрейфа

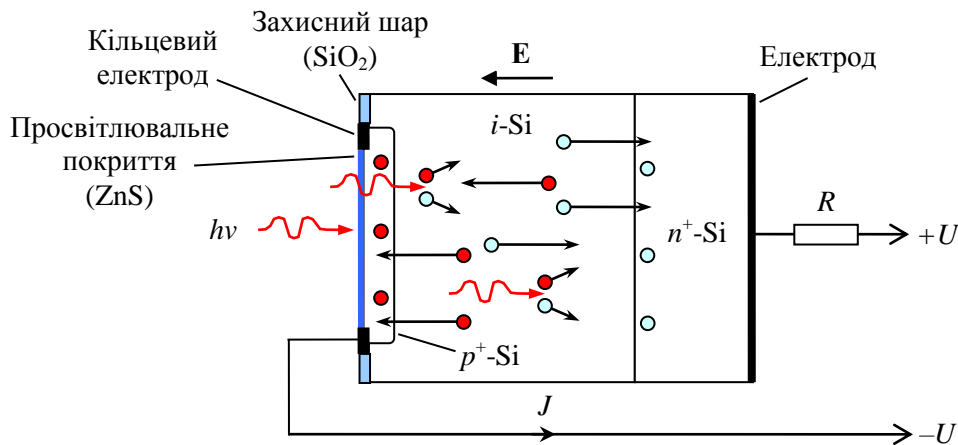


Рис. 1.16. Конструкція та принцип дії $p-i-n$ -фотодіода

($\sim 10^7$ см/с) [1.18]. Електричне поле створює зустрічні потоки нерівноважних носіїв заряду. Електрони прямують у n^+ -шар, а далі у кільцевий електрод та його вивід; дірки дрейфують в p^+ -шар, куди для компенсації позитивного заряду дірок з електрода та його виводу прямують електрони. Внаслідок цього через фотодіод протікає струм, який складається з фотоструму та темнового струму: $J = J_{\phi} + J_d$.

Конструкція $p-i-n$ -фотодіода показана на рис. 1.16. Просвітлювальне покриття, присутнє і на інших типах фотодіодів, у декілька разів зменшує відбиття світла від поверхні напівпровідника. Захисний діелектричний шар захищає напівпровідник від атмосферних впливів та запобігає протіканню струму по його поверхні.

На відміну від дійсно власного напівпровідника, питомий опір якого складає для Si більше $5 \cdot 10^4$ Ом·см, у $p-i-n$ -фотодіода i -шар має питомий опір приблизно 400 Ом·см, що у порівнянні з ~ 1 Ом·см сусідніх шарів є непоганим наближенням до матеріалу з власною провідністю, що і зумовило назву цього шару [1.12].

Приклад 1.7. Знайти поріг чутливості фотодіода у фотогальванічному режимі на довжині хвилі $\lambda = 633$ нм за температури $T = 300$ К, якщо його квантова ефективність $\eta = 0,4$, ширина смуги пропускання підсилювача $\Delta f = 100$ Гц, а темновий струм J_d зумовлений тепловим шумом. Прийняти, що внутрішній опір фотодіода визначається опором збідненого шару R_{p-n} , рівного опору навантаження $R = 50$ Ом.

Квантову ефективність фотодіода можна подати як відношення кількості генерованих за 1 с фотоелектронів до кількості фотонів, потрапивших за цей же час на активну поверхню фотодіода:

$$\eta = \frac{I_{\Phi}/e}{\lambda\Phi/hc}, \quad (1.8)$$

де I_{Φ} – фотострум, e – заряд електрона, Φ – потік випромінювання. Коли на фотодіод падає пороговий потік випромінювання Φ_{th} , фотострум дорівнює шумовому струму, в якості якого виступає темновий струм ($I_{\Phi} = I_d$). Для темнового струму, утвореного тепловим шумом, можна записати, що $I_d = U_T / (R_{p-n} + R)$, де U_T – середня квадратична напруга шумів на сумарному опорі збідненого шару та навантаження $R_{p-n} + R$. Напругу шумів згідно з формулою (1.3) можна подати як $U_T = 2\sqrt{kT(R_{p-n} + R)\Delta f}$, де k – стала Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К), T – температура. Тоді

$$I_{\Phi} = I_d = \frac{U_T}{R_{p-n} + R} = 2\sqrt{kT\Delta f / (R_{p-n} + R)} \quad (1.9)$$

і за такого фотоструму $\Phi = \Phi_{th}$ у формулі (1.8). Ця формула разом зі співвідношенням (1.9) дає шуканий поріг чутливості

$$\begin{aligned} \Phi_{th} &= \frac{2hc}{\eta e \lambda} \sqrt{\frac{kT\Delta f}{R_{p-n} + R}} = \frac{2 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{0,4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 633 \cdot 10^{-9}} \sqrt{\frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \cdot 100}{50 + 50}} = \\ &= 6,3 \cdot 10^{-10} \text{ Вт.} \end{aligned}$$

Лавинні фотодіоди. Лавинний фотодіод (ЛФД, англ. *APD*, *avalanche photodiode*) є твердотільним аналогом фотоелектронного помножувача; відмінність між цими фотоприймачами полягає у тому, що у фотодіоді підсилення виникає не внаслідок вторинної електронної емісії, а завдяки ударній іонізації атомів кристалічної решітки носіями заряду. Для утворення лавини носіїв заряду потрібно виконати дві умови:

- ширина області дрейфу має бути більшою за довжину вільного пробігу неосновних носіїв заряду;
- зворотна напруга повинна бути достатньою для ударної іонізації атомів кристалічної решітки напівпровідника, тобто енергія носія повинна перевищувати ширину забороненої зони.

Лавина утворюється як високоенергетичними електронами, так і високоенергетичними дірками, які з'являються у напівпровіднику внаслідок прискорення у сильному (понад $3 \cdot 10^5$ В/см) електричному

полі вільних носіїв заряду. Іонізаційна здатність носія заряду характеризується *швидкістю іонізації* – середнім числом актів іонізації на одиницю шляху вздовж поля. Електрони мають вищу швидкість іонізації, ніж дірки ($\alpha_e > \alpha_h$), тому для зменшення часу утворення лавини вибирають матеріал з мінімальним відношенням α_h/α_e . Для Si це відношення знаходиться у межах 0,02–0,08.

На рис. 1.17 показана вольт-амперна характеристика ЛФД. Характеристика має дві характерні ділянки:

- за зворотної напруги, меншої за напругу пробою ($U < U_{br}$), спостерігається невелике підсилення фотоструму, яке зростає до декількох сотень у разі наближення до U_{br} ; на цій ділянці характеристики, поблизу U_{br} , працюють звичайні ЛФД, коефіцієнт підсилення (помноження) яких описується наближеною формулою Мілера

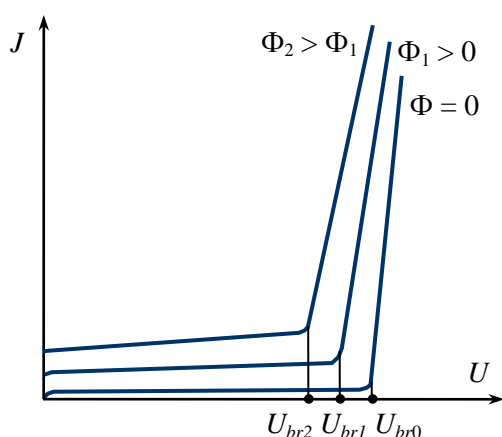


Рис. 1.17. Вольт-амперні характеристики лавинного фотодіода за різних потоків випромінювання Φ

$$M = \left[1 - (U/U_{br})^m \right]^{-1},$$

де $m \approx 4$ у разі формування лавини електронами в p -Si;

- за зворотної напруги, більшої за напругу пробою ($U > U_{br}$), має місце так званий «режим Гейгера» або імпульсний режим, в якому працюють однофотонні ЛФД; у цьому режимі напруга ($U > U_{br}$) подається на фотодіод не більше, ніж на декілька мілісекунд, і один фотон на вході може викликати струм на виході в декілька міліампер, а це приблизно 10^{16} електронів на один поглинутий фотон.

У видимому діапазоні квантова ефективність кремнієвого ЛФД складає 0,7–0,95. Коефіцієнт підсилення ЛФД сильно залежить не тільки від напруги, але і від температури, що з одного боку потребує високостабілізованого джерела живлення, а з іншого –

термостабілізації. За напруги $U = 100\text{--}200\text{ В}$ коефіцієнт підсилення $M \approx 100\text{--}1000$.

Конструкція кремнієвого ЛФД показана на рис. 1.18. Поглинання

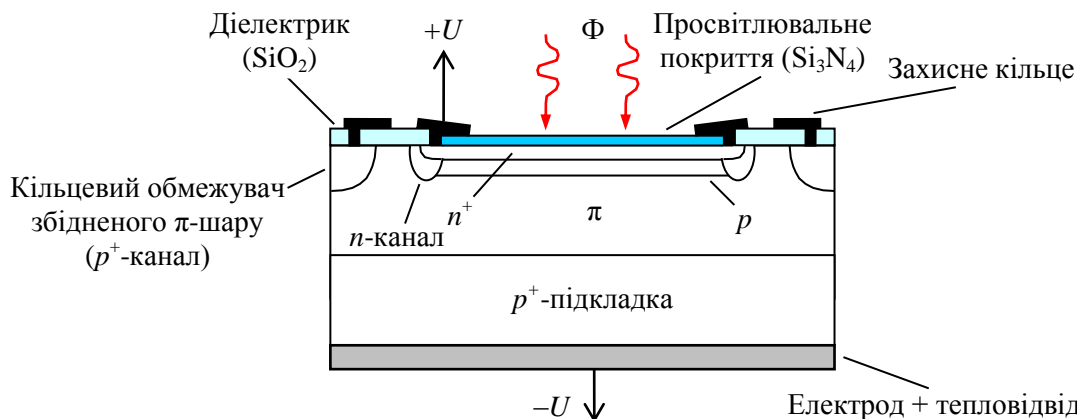


Рис. 1.18. Конструкція кремнієвого лавинного фотодіода з $n\text{-}p\text{-}\pi\text{-}p$ -структурою

випромінювання і генерація електронно-діркових пар відбувається переважно у досить широкому n^+p -переході. За зворотного зміщення збіднений шар розширюється у бік n^+ -шару, роблячи його ще більш тонким. Сильне електричне поле, яке діє в переході, прискорює носії заряду до енергій, достатніх для ударної іонізації. У кремнії коефіцієнт іонізації електронів у десятки разів перевищує коефіцієнт іонізації дірок, тому лавина починається в основному електронами, а потім підхоплюється дірками. Такий характер розвитку лавини сприяє збільшенню смуги робочих частот ЛФД та зменшенню його шумів.

Для того, щоб електричне поле на периферії n^+p -переходу не було більшим за поле в центральній частині переходу, p -шар оточують з боків n -каналом. Пробивна напруга в $n\text{-}\pi$ -переході вища, ніж в n^+p -переході і це запобігає передчасному розвитку лавини лише на периферії n^+p -переходу, а відтак погіршанню виявної здатності ЛФД. Обмеженню ширини збідненого шару служить кільцевий p^+ -канал. Типова товщина π -шару – від одиниць до десятків мікрометрів.

Здебільшого діаметр n^+p -переходу ЛФД не перевищує декількох міліметрів, а часто і взагалі складає доли міліметра. Це пов'язано зі складністю забезпечення однорідності лавини по всьому переходу. Є небезпека утворення мікроплазм в дефектних ділянках переходу, де пробивна напруга виявляється нижчою за U_{br} . Мікроплазми погіршують характеристики ЛФД та зменшують його довговічність.

ЛФД з меншею фоточутливою поверхнею (поверхнею n^+p -переходу) має менший темновий струм та меншу ємність переходу, що забезпечує більшу виявну здатність та вищу швидкодію.

Іноді шуми ЛФД розглядають просто як суму теплового та дробового шумів, причому до дробового шуму відносять фотонний шум з його двома складовими (шумами джерела випромінювання та фонового засвічування) та шум темного струму. Поріг чутливості ЛФД визначається співвідношенням

$$\Phi_{th} = \frac{hc}{\lambda \eta F} \left(\frac{2J_n}{e} \right)^{1/2},$$

де шумовий струм дорівнює

$$J_n = (J_{\phi 0} + J_d) F + 2kT/eR_i M^2;$$

в останньому співвідношенні $J_{\phi 0}$ – це струм, викликаний фоновим засвічуванням, а R_i – внутрішній опір ЛФД [1.12].

Гетерофотодіоди. У гетерофотодіоді перехід утворено різними напівпровідниками, ширина забороненої зони у яких теж різна. Типова пара – арсенід галію GaAs ($E_{g1} = 1,52$ еВ) та арсенід галію-алюмінію $Al_xGa_{1-x}As$ ($E_{g2} = 1,42-2,16$ еВ, в залежності від відносного вмісту x). Конструкція гетерофотодіода зображена на рис. 1.19. На підкладку з високолегованого n^+ -GaAs методом рідинної епітаксії нанесено шар слабколегованого n -GaAs товщиною ~ 20 мкм та шар сильнолегованого p^+ -AlGaAs товщиною ~ 50 мкм. Ширина забороненої зони p^+ -AlGaAs більша, ніж у n -GaAs, тому випромінювання з енергіями фотонів $E_{g1} < h\nu < E_{g2}$ не поглинається у цьому шарі структури, а вільно проходить у поглинаючий шар n -GaAs. Така властивість зовнішнього освітлюваного шару структури зумовила його назву – «широкозонне вікно».

Шар n -GaAs є високоомним напівпровідником і на ньому відбувається падіння практично всієї напруги джерела зворотного зміщення. Сильне електричне поле, яке виникає у цьому шарі, швидко переносить фотогенеровані дірки в шар p^+ -AlGaAs, залишаючи в шарі n -GaAs фотогенеровані електрони. Так між об'ємними зарядами електронів та дірок виникає фотоЕРС. Таким чином, у гетерофотодіоді

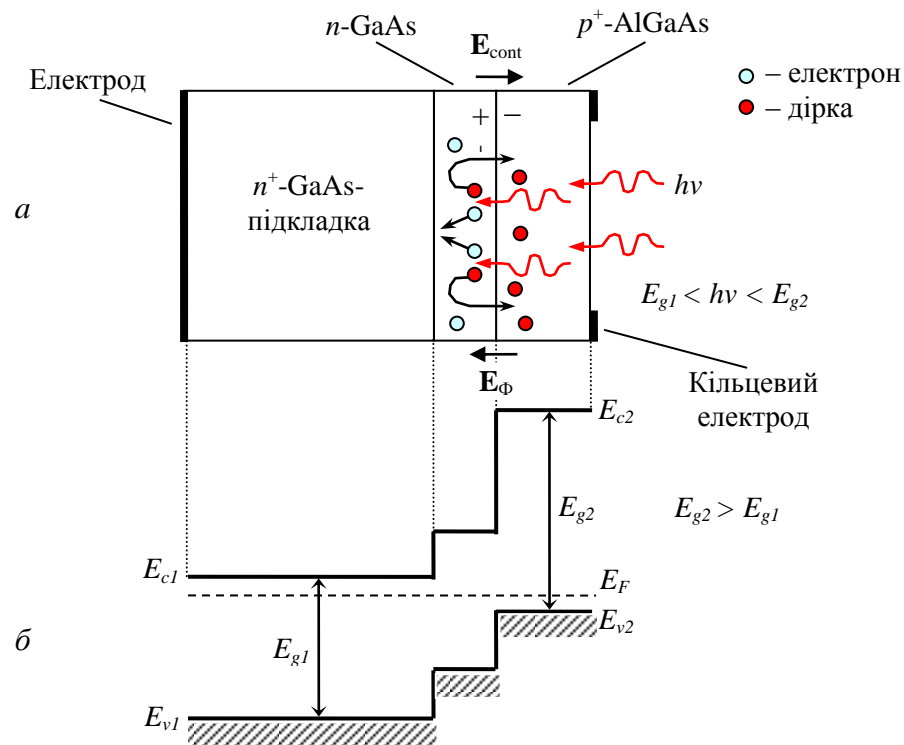


Рис. 1.19. Структура гетерофотодіода (а) та його енергетична діаграма (б)

порівняно з p - n -фотодіодом немає такої складової сталої часу, як час прольоту неосновними носіями області емітера, тому і швидкодія таких фотоприймачів вища.

Гетерофотодіоди мають більшу фотоЕРС, ніж p - n -фотодіоди; так у фотодіода на основі GaAs/AlGaAs вона становить $E_{\Phi} = 0,8-1,1$ В, а у Si-фотодіода – лише 0,35–0,45 В. Чутливість та швидкодія гетерофотодіодів також вищі.

Цінною властивістю гетерофотодіодів виявилася їх чутливість у діапазоні довжин хвиль 1,8–3,0 мкм. У цьому діапазоні знаходяться сильні лінії поглинання таких забруднювачів атмосфери, як метан CH_4 , окис вуглецю CO , двоокис азоту NO_2 та формальдегід CH_2O , що дозволяє використовувати фотодіоди на основі $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/GaSb$ (з червоною межею фотоефекту 2,7 мкм) в лазерному моніторингу атмосфери, спектроскопії та медицині.

Фотодіоди Шоткі. Конструкція фотодіода Шоткі (ФДШ) показана на рис. 1.20. Його основою є бар'єр Шоткі – потенціальний бар'єр, утворений випрямляючим контактом металу з донорним напівпровідником. Висота потенціального бар'єру дорівнює різниці

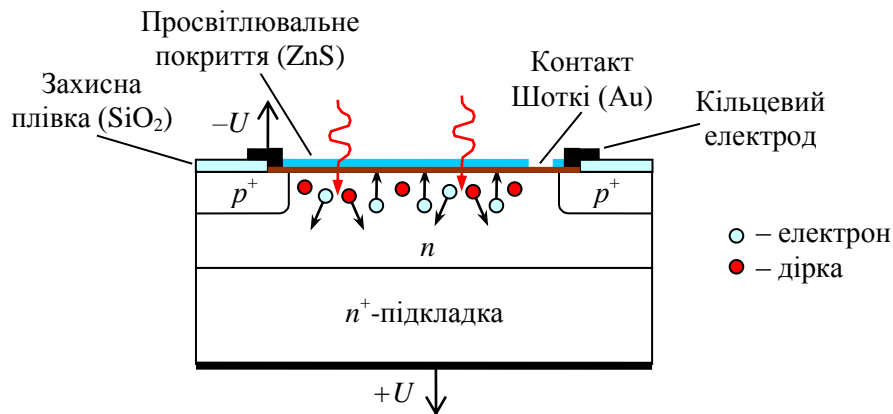


Рис. 1.20. Конструкція GaAs-фотодіода Шоткі з напівпрозорим золотим контактом

робіт виходу металу та напівпровідника. Бар'єр Шоткі утворюється у разі нанесення на n -напівпровідник напівпрозорого шару металу (золота, платини) завтовшки приблизно 10 нм. Випромінювання, яке поглинається під контактом Шоткі, генерує електронно-діркові пари. Донорний напівпровідник має меншу роботу виходу, ніж метал, тому нерівноважні електрони переходять у метал, а дірки залишаються у напівпровіднику, утворюючи область позитивного об'ємного заряду.

ФДШ мають високу квантову ефективність у ближньому ультрафіолетовому діапазоні, де ефективність інших типів фотодіодів низька. Фотодіоди Au-GaP перебивають спектральний діапазон 200–500 нм, маючи максимум чутливості на $\lambda = 430$ нм. Ультрафіолетові ФДШ виготовляють також з селеніду цинку ZnSe. Квантова ефективність ФДШ може перевищувати 60%.

Спектральні характеристики деяких фотодіодів показані на

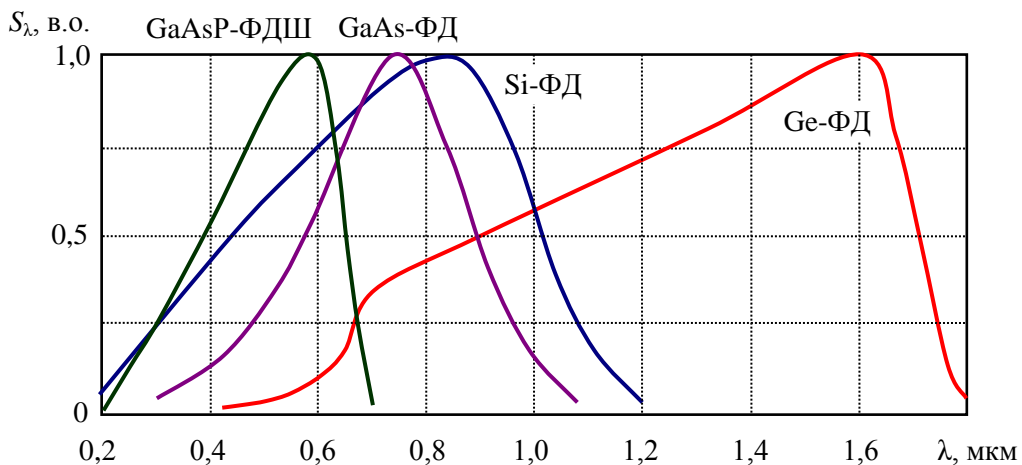


Рис. 1.21. Спектральні характеристики деяких фотодіодів за $T = 300$ К

рис. 1.21. Параметри основних типів напівпровідникових фотодіодів наведені в табл. 1.4 та 1.5 [1.12, 1.20, 1.23].

Таблиця 1.4

Основні параметри *p-n*-фотодіодів за температури $T = 300$ К [1.20, 1.23]

Матеріал/ активна площа A_{ϕ} , мм ²	Тип	Діапазон чутливості λ , мкм	Чутливість S_{λ} , А/Вт (λ_{\max} , мкм)	Поріг чутливості Φ_{th} , Вт/Гц ^{1/2}	Темновий струм J_d , нА	Час зростання/ спадання імпульсу τ_r/τ_f , нс**
Si/0,8	<i>p-n</i>	0,2–1,1	0,45 (0,9)	$5,0 \cdot 10^{-14}$	2,5	1/1
Si/0,05	<i>p-n</i>	0,4–1,1	0,48 (0,75)	$9,3 \cdot 10^{-15}$	0,035	0,05/–
Si/0,008	<i>p-i-n</i>	0,17–1,1	0,63 (0,75)	$1,2 \cdot 10^{-15}$	0,001	0,05/0,05
Si/0,8	ЛФД*	0,2–1,0	0,42	$1,6 \cdot 10^{-13}$	0,2	0,9/–
Ge/7,1	<i>p-n</i>	0,8–1,8	0,96 (1,55)	$1,0 \cdot 10^{-12}$	4000	500/500
Ge/19,6	<i>p-n</i>	0,8–1,8	0,88 (1,55)	$4,0 \cdot 10^{-12}$	120000	450/450
Ge/0,005	<i>p-n</i>	0,4–2,0	0,85 (1,55)	$3,0 \cdot 10^{-13}$	700	100/100
Ge/0,008	ЛФД*	0,8–1,8	0,84 (1,3)	–	300	0,7/–
GaP/4,8	<i>p-n</i>	0,15–0,55	0,1 (0,44)	$1,0 \cdot 10^{-14}$	10	1/140
InGaAs/0,07	<i>p-n</i>	0,8–2,6	1,3 (2,1)	$7,0 \cdot 10^{-13}$	2000	6/–
InGaAs/0,8	<i>p-n</i>	1,2–2,6	1,1 (2,3)	$2,0 \cdot 10^{-12}$	75000	23/23
InGaAs/0,01	<i>p-n</i>	0,9–1,7	1,0 (1,55)	$4,5 \cdot 10^{-15}$	0,05	0,3/0,3
InGaAs/0,002	<i>p-i-n</i>	0,35–1,7	1,0 (1,55)	$1,0 \cdot 10^{-15}$	0,3	0,035/–
InGaAs/0,03	ЛФД*	1,0–1,65	1,0 (1,55)	–	10	0,7/–
GaAs/0,04	Шоткі	0,32–0,9	0,25 (0,78)	$3,0 \cdot 10^{-15}$	0,1	0,03/–
HgCdTe/1,0	<i>p-n</i>	1,0–6,0	(5,5)	$2,5 \cdot 10^{-11}$	–	500/500
HgCdTe/1,0	ЛФД*	–	–	$7,7 \cdot 10^{-14}$	10	–

*типові значення коефіцієнтів помноження лавинних фотодіодів (ЛФД): для Si $M = 50$ – 500 , Ge – $M = 10$, InGaAs – $M = 25$ та HgCdTe – $M = 20$ – 100 ;

**з навантаженням опором $R = 50$ Ом (вхідним опором підсилювача)

Таблиця 1.5

Основні параметри охолоджуваних фотодіодів

Матеріал/ активна площа A_{ϕ} , мм ²	Діапазон чутливості λ , мкм	Чутливість S_{λ} , А/Вт (λ_{\max} , мкм)	Поріг чутливості Φ_{th} , Вт/Гц ^{1/2}	Темновий струм J_d , нА	Стала часу τ , нс
InAs	0,2–1,1	–	–	–	–
InSb	1,0–5,5	3,0 (5,1)	$1,0 \cdot 10^{-13}$	–	–
Hg _{0,7} Cd _{0,3} Te*	1,0–5,5	(4,5)	–	–	–
Hg _{0,8} Cd _{0,2} Te	8,0–11,5	(10,5)	–	–	–
HgCdTe/1,0	2,0–24,0	50 В/Вт (18,0)	$1,0 \cdot 10^{-11}$	–	100
PbSnTe	8,0–11,5	(11,0)	–	–	–

*за температури $T = 195$ К, для решти фотодіодів – за $T = 77$ К

1.6. Фототранзистори

Півстоліття тому радіоаматори перетворювали звичайний транзистор на фототранзистор, просто роблячи у корпусі отвір для світла. Світло, потрапляючи на базу транзистора, утворювало фотострум.

Фототранзистори створюють на основі біполярних транзисторів $p-n-p$ - та $n-p-n$ -типу, а також польових транзисторів. Іноді в одному корпусі розміщують фототранзистор, з'єднаний зі звичайним транзистором; такий прилад називають фотодарлінгтоном і він має підвищений коефіцієнт підсилення, хоча і вужчу смугу підсилюваних частот у порівнянні з фототранзистором. Пара світлодіод-фотодарлінгтон використовується в транзисторно-транзисторному оптроні (T^2 -оптроні).

Рис. 1.22 пояснює принцип дії фототранзистора $n-p-n$ -типу з відключеною базою. Фототранзистор включено за схемою зі спільним емітером. Згадаймо, що це основна схема включення транзисторів, в якій порівняно сильним струмом колектора J_C керують за допомогою досить слабкого струму бази J_B . Це досягається інжекцією електронів з емітера в базу через емітерний перехід, потенціальний бар'єр якого знижений прямим зміщенням переходу. Під дією поглинутого світла в базі з'являються нерівноважні електрони та дірки. Для дірок база є потенціальною ямою, тому дірки не можуть її покинути. Утворення у базі позитивного об'ємного заряду викликає зниження потенціального бар'єру емітерного переходу та перехід в базу електронів, кількість яких приблизно у β разів більша за кількість електронів, генерованих за той самий час під дією світла. Електрони емітера дифундують до колекторного переходу, долають його і утворюють добавку до колекторного струму, викликану світлом:

$$\Delta J_C = \beta \Delta J_B = \beta J_\Phi,$$

де β – коефіцієнт підсилення за струмом для схеми зі спільним емітером; ΔJ_B – приріст струму бази, викликаний у звичайному транзисторі зниженням потенціального бар'єру емітерного переходу за рахунок напруги електричного сигналу, прикладеної до переходу, а у

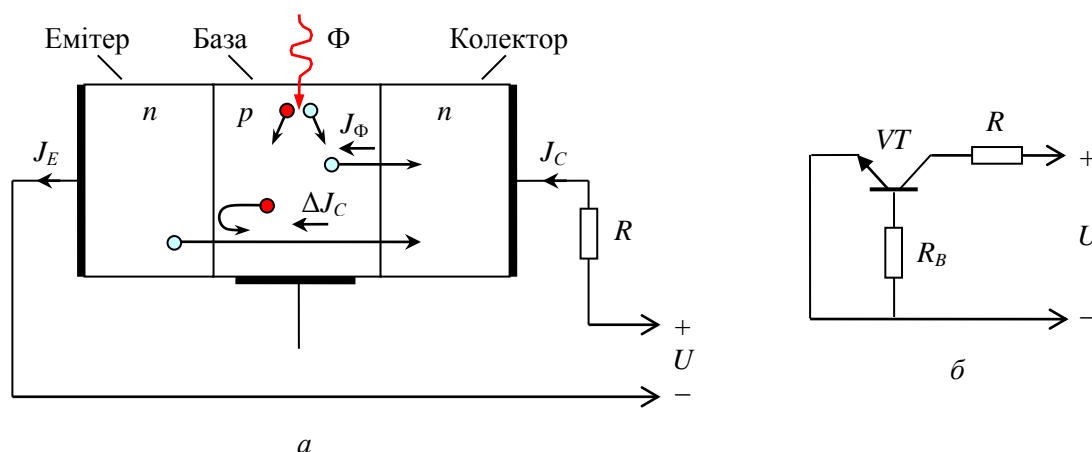


Рис. 1.22. Принцип дії фототранзистора $n-p-n$ -типу з відключеною базою (а) та одна з трьох схем включення транзистора – схема зі спільним емітером (б)

фототранзисторі – завдяки об’ємному заряду дірок, генерованих оптичним сигналом.

Перевагами фототранзисторів є висока чутливість та низька вартість, недоліками – невисока швидкодія, великий темновий струм та нелінійність світлової характеристики.

1.7. Фототиристри

Тиристри іноді називають твердотільними реле. Фототиристор – це напівпровідниковий прилад зі структурою $p-n-p-n$ або $n-p-n-p$, який вмикається під дією випромінювання, спектр якого перекривається зі спектром поглинання напівпровідника.

Принцип дії фототиристора дуже схожий з принципом дії триністора – тиристора з керувальним електродом (затвором). Якщо в тиристорі зниження висоти потенціальних бар’єрів і зменшення опору структури досягається завдяки інжекції носіїв заряду, то у фототиристорі – внаслідок генерації носіїв заряду під дією поглинутого випромінювання.

Розгляньмо фототиристор зі структурою $p-n-p-n$ (рис. 1.23). Фототиристор має два емітерних $p-n$ -переходи і розташований між ними колекторний $n-p$ -перехід. На електрод (анод) зовнішнього p -шару подається позитивний потенціал, а на електрод (катод) зовнішнього n -шару – негативний, внаслідок чого емітерні переходи виявляються включеними у прямому напрямку, а колекторний перехід

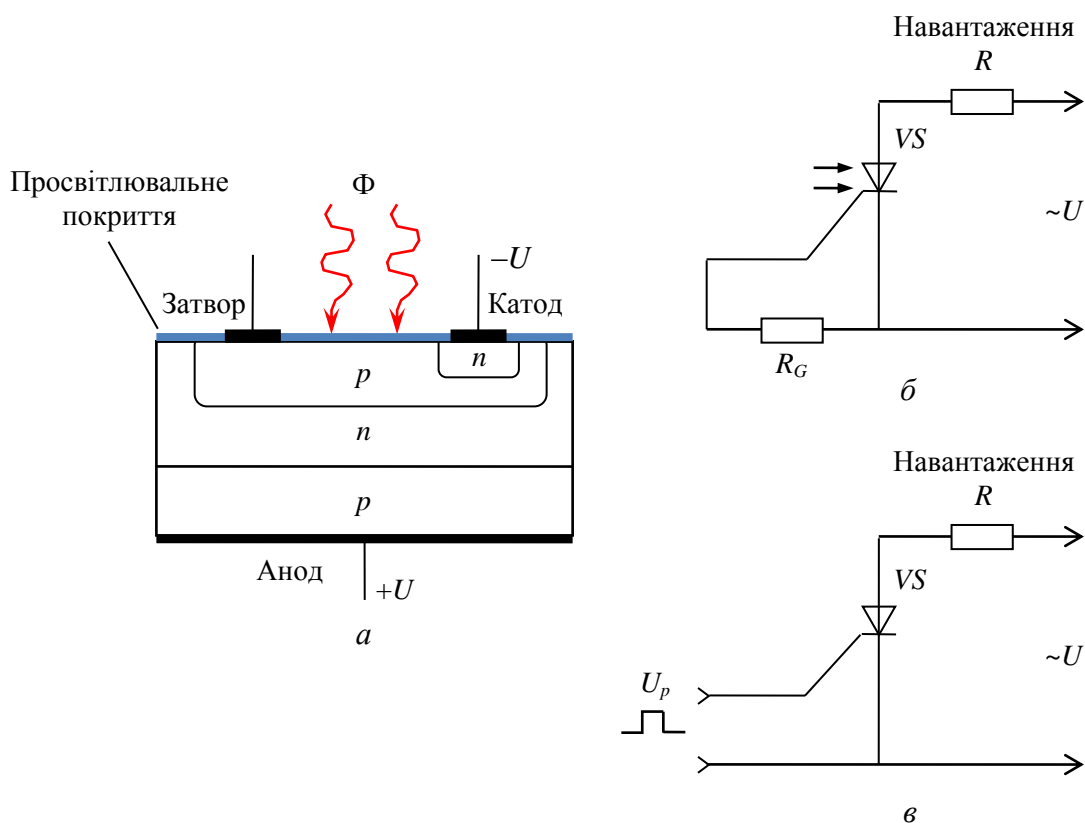


Рис. 1.23. Структура фототристора (а) і схеми включення фототристора (б) та триністора (в)

– у зворотному. Опір тиристора визначається опором колекторного переходу, на якому падає майже вся напруга джерела живлення.

Коли напруга підвищується, у тиристорі протікають два протилежно спрямованих процеси: 1) опір зворотно зміщеного колекторного переходу зростає; 2) *p*-емітер інжектує в *n*-базу дірки, а *n*-емітер інжектує в *p*-базу електрони, що зменшує концентрацію основних носіїв в базових областях, а заодно і опір колекторного переходу. В точці *A* на вольт-амперній характеристиці фототристора (рис. 1.24), коли напруга сягає напруги включення U_{on} , ці процеси зрівноважуються. Зростання напруг на емітерних переходах збільшує інжекцію неосновних носіїв заряду в базові області, опір колекторного переходу стає ще меншим, що викликає сильнішу інжекцію; зрештою заряди, інжектовані у базові області, змінюють зворотне зміщення на колекторному переході на пряме. Тиристор переходить із закритого стану з великим внутрішнім опором у відкритий стан з малим опором (робоча точка швидко минає ділянку *AB* вольт-амперної

характеристики з негативним диференціальним опором і зупиняється на ділянці BC , яка відповідає відкритому стану тиристора). Напруга

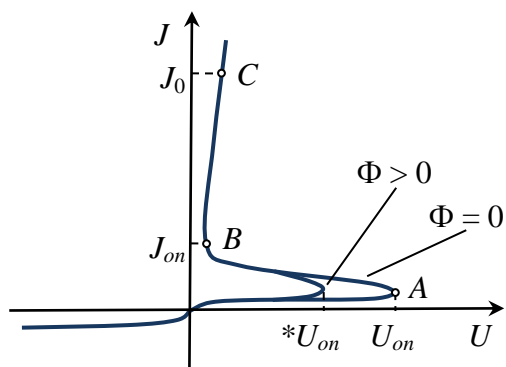


Рис. 1.24. Вольт-амперна характеристика фототиристора

джерела живлення практично повністю прикладається до навантаження з внутрішнім опором R .

У відкритому стані через тиристор протікає робочий струм J_0 , величина якого визначається опором навантаження R . У разі зменшення напруги джерела живлення струм через тиристор спадає і, якщо він стає меншим за струм включення J_{on} , тиристор

закривається.

Таким чином, у закритому стані (стані готовності) і фототиристор, і триністор знаходяться під напругою джерела живлення $U < U_{on}$ (опір навантаження R значно менший за внутрішній опір тиристора). Якщо у фототиристорі освітити p -базу світловим імпульсом потужністю Φ , а на затвор триністора подати позитивний імпульс з достатньою амплітудою U_p , то обидва прилади перейдуть у відкритий стан, подібний до включеного стану звичайного побутового вимикача, і уся напруга джерела живлення виявиться прикладеною до навантаження.

Фототиристори виготовляють з кремнію, в окремих випадках – з арсеніду галію, який дозволяє досягти більшої швидкодії.

Фототиристори використовують і як окремі самостійні елементи електронних схем, і як фотоприймальні частини тиристорних оптронів. Потужні фототиристори можуть працювати за напруги в десятки кіловольт і вмикати струми до сотень ампер, забезпечуючи гальванічну розв'язку низьковольтних керуючих пристроїв і високовольтних силових установок. Зазвичай цю проблему вирішують за допомогою тиристорних оптронів, фототиристори яких відкриваються випромінюванням світлодіодів і керують потужними тиристорами. Фототиристори можуть працювати на частотах до 100 кГц.

Потужні фототиристори, як і тиристори, у відкритому стані пропускають тільки півперіоду змінного струму, коли напруга джерела

живлення відповідає прямому зміщенню цих приладів. В англomовній літературі однонаправлені керовані тиристори називають скорочено *SCR* (англ. *silicon controlled rectifier* – кремнієвий керований випрямляч), а фототиристори – *photoSCR*.

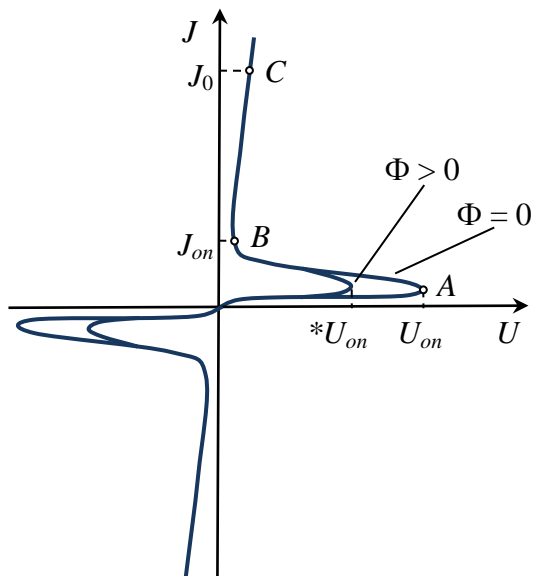


Рис. 1.25. Вольт-амперна характеристика фотосимістора

Протікання струму через навантаження в обох півперіодах змінного струму забезпечують двонаправлені керовані тиристори – симістори (симетричні тиристори) і фотосимістори. В англomовній літературі, а часто і у вітчизняній їх називають відповідно тріаки та фототріаки (англ. *triac* – фірмова назва тріодного тиристора, тобто симістора). Робота симістора подібна до

роботи двох триністорів, включених зустрічно-паралельно. Вольт-

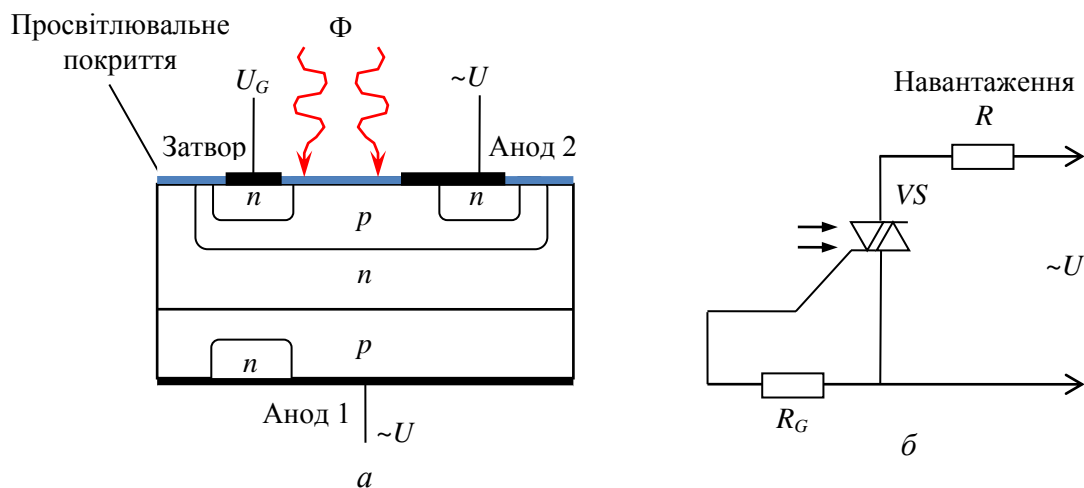


Рис. 1.26. Структура (а) і схема включення (б) фотосимістора

амперна характеристика фотосимістора зображена на рис. 1.25, а на рис. 1.26 – його структура та схема включення.

1.8. Фотоприймачі на квантових ямах

Середній інфрачервоний (ІЧ) діапазон (3–50 мкм) цікавий з точки зору контролю технологічних процесів, екологічного моніторингу, лазерного зв'язку (особливо – космічного), виявлення та ідентифікації цілей, спектроскопії, астрономії та медичної діагностики. У цьому діапазоні можуть працювати фотоприймачі на основі напівпровідників з малою шириною забороненої зони (див. табл. 1.3).

Зауважмо, що в науково-технічній літературі (і навіть в стандартах) немає однаковості відносно меж ближнього, середнього та дальнього ІЧ діапазонів. У навчальному посібнику вказані межі діапазонів, які майже точно відповідають стандарту ISO 20473: 0,8–3,0 мкм – ближній ІЧ (англ. *near-infrared*, *NIR*), 3–50 мкм – середній ІЧ (*mid-infrared*, *MIR*), 50–1000 мкм – дальній ІЧ (*far-infrared*, *FIR*). Автор лише змінив межу 1000 мкм на 2000 мкм, оскільки за довгохвильовою межею стандарту у деяких молекул є ще спектральні лінії, на яких можна отримати оптичне міліметрове випромінювання оптичними методами (наприклад, збудженням молекул води або кисню випромінюванням CO₂-лазера).

Недоліком гомо- та гетероперехідних фотоприймачів, в яких фотоелектричний ефект виникає внаслідок міжзонних переходів електронів, є обмеження швидкодії паразитною ємністю *p-n*-переходів. Можливість отримати фотоелектричний ефект на основі внутрізонних переходів значно підвищила б швидкодію фотоприймачів. Така можливість була реалізована у фотоприймачі на квантових ямах, створеному у 1987 р. американським фізиком Левінім Б. Ф. зі співробітниками [1.24]. Автори назвали розроблений прилад «інфрачервоний фотоприймач на квантових ямах» (англ. *quantum well infrared photodetector*, *QWIP*). Розгляньмо принцип дії такого фотоприймача.

Фотоприймач містить від 20 до 50 квантових ям, розділених бар'єрами. Ширину квантових ям роблять такою, щоб всередині ями електрони могли знаходитись лише у двох станах – основному (біля дна зони провідності ями) та збудженому (біля дна зони провідності бар'єру). Бар'єри значно ширші за ями, що унеможлиблює квантове тунелювання електронів між ямами. Якщо квантові ями створюють з

GaAs, то бар'єри – з AlGaAs, причому GaAs легують донорною домішкою, щоб основний стан зони провідності був заповнений електронами.

На рис. 1.27 зображені зона провідності *QWIP* (для спрощення – з двома квантовими ямами) та процес формування у приймачі фотоструму. Нахил дна зони провідності виникає внаслідок прикладення до структури зовнішнього електричного поля E (напруги між колектором та емітером). Світло вивільняє електрони з квантових ям, а електричне поле переносить електрони вздовж надрешітки, від емітера до колектора, підсилюючи фотострум внаслідок ударної іонізації (як у фоторезисторі).

Таким чином, *QWIP* працює у фотопровідному режимі із прикладеним

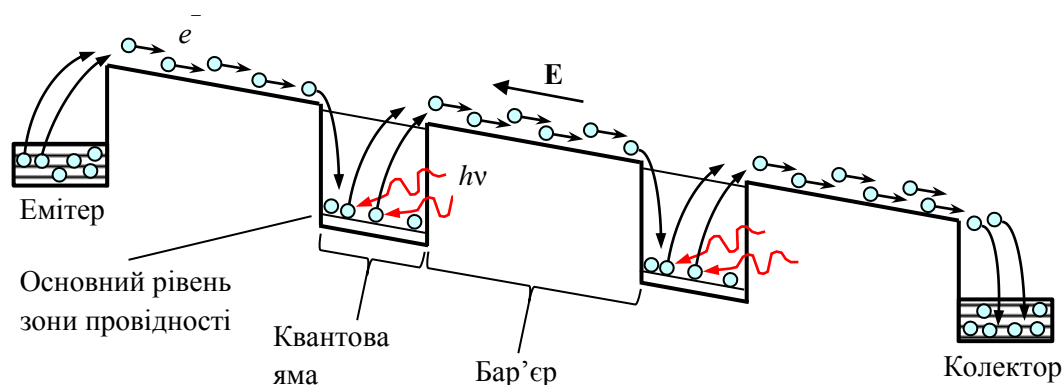


Рис. 1.27. Схема формування та підсилення фотоструму в *QWIP*

зовнішнім електричним полем і за відсутності освітлення по ньому протікає темновий струм.

Іншим приладом на внутрізонних переходах, до того ж з убудованим електричним полем, став квантово-каскадний фотоприймач (англ. *quantum cascade detector, QCD*). Цей прилад працює у фотогальванічному режимі і не має темнового струму. Розгляньмо принцип дії такого приладу (рис. 1.28).

Надрешітка квантово-каскадного фотоприймача зазвичай налічує 20–40 періодів. Один період складається з поглинальної квантової ями A і екстракторного каскаду ям $B-H$, відповідального за перенесення електронів від одного періоду до іншого. Квантова яма A утворена напівпровідником, виродженим за електронами, так що рівень Фермі для електронів лежить вище основного рівня зони провідності.

Квантові ями $B-H$ створені нелегованим напівпровідником, причому їх ширина поступово зростає, а ширина квантових бар'єрів між ними зменшується, так що період надрешітки поступово зростає. Завдяки цьому виникає внутрішнє електричне поле, яке екстрагує електрони з ями A і переносить їх на основний рівень ями A' наступного періоду

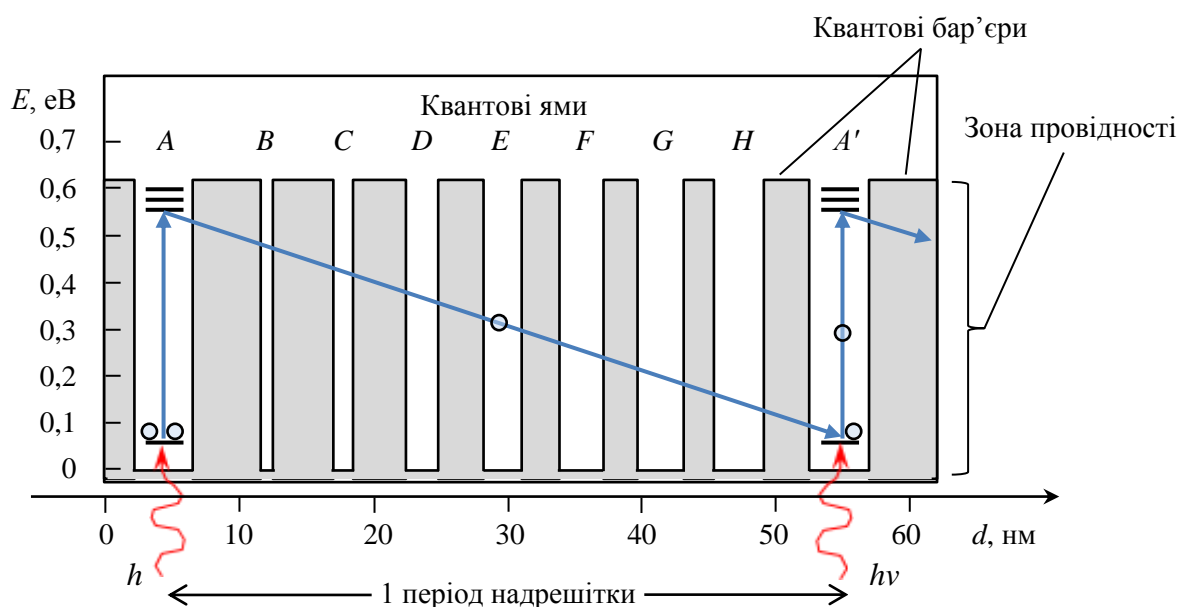


Рис. 1.28. Профіль зони провідності квантово-каскадного фотоприймача з поглинальною квантовою ямою A та каскадом екстракторних ям $B-H$

надрешітки. Перенесення електронів від ями до ями формує зрештою фотострум квантово-каскадного фотоприймача.

Поглинувши енергію фотона, електрон переходить у квантовій ямі з основного рівня (найнижчого рівня зони провідності) на один з верхніх енергетичних рівнів, які утворюють мінізону. Нерівноважний електрон екстрагується з першої квантової ями надрешіткою з плавно зростаючим періодом і переноситься надрешіткою у другий період, на основний рівень другої квантової ями.

Квантово-каскадні фотоприймачі виготовляють з таких пар матеріалів (яма-бар'єр), як InGaAs-InAlAs , InGaAs-AlAsSb та GaAs-AlGaAs . На останній парі створені фотоприймачі, які за температури 10 К мають на $\lambda = 87$ мкм чутливість 8,6 мА/Вт [1.28].

1.9. Вакуумні фотоелектронні помножувачі

Аналізуючи різні види напівпровідникових фотоприймачів, все ж таки цікаво порівняти їх з фотоелектронним помножувачем (ФЕП) – найчутливішим серед фотоприймачів. Тому розгляньмо коротко, за рахунок чого досягнута така чутливість.

Спрощена схема ФЕП показана на рис. 1.29. Фотон вхідного оптичного сигналу поглинається напівпрозорим фотокатодом, нанесеним на внутрішню поверхню вікна ФЕП. Енергія фотона передається електрону i , якщо набута електронном енергія більша за роботу виходу матеріалу фотокатоду, то електрон вилітає з матеріалу всередину ФЕП. Утворений таким чином фотоелектрон потрапляє в електричне поле електростатичної лінзи, яка збирає всі фотоелектрони на першому диноді $E1$. Диноди $E1-E4$ – це емітери вторинних електронів, які у разі попадання на них одного первинного електрона випускають декілька вторинних електронів (коефіцієнт вторинної емісії $\sigma_e = 3-10$). За допомогою подільника напруги (резисторів $R1-R5$) напруга високовольтного джерела живлення ($U = 1-2$ кВ) розподіляється між динодами, утворюючи для електронів таке прискорювальне поле, за якого вони послідовно рухаються від одного динода до іншого, набуваючи потрібної енергії (приблизно 100 еВ) і лавиноподібно збільшуючи кількість електронів у фотострумі.

Якщо ФЕП містить m динодів, то його коефіцієнт помноження (підсилення) складає

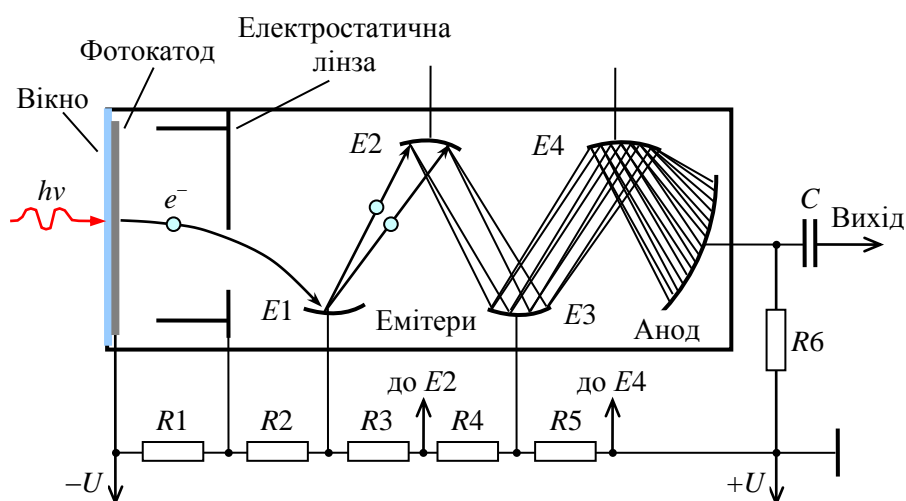


Рис. 1.29. Спрощена схема фотоелектронного помножувача

$$M = \sigma_e^m.$$

Коефіцієнт помноження ФЕП знаходиться у межах $M = 10^5 - 10^8$.

У помножувачах використовують як тонкі напівпрозорі, так і товсті непрозорі (відбивальні) фотокатоди. Непрозорі фотокатоди мають вищі квантові ефективності, оскільки поглинають більше випромінювання у товстішому шарі фотоємісійного матеріалу, але з електронно-оптичною системою краще узгоджуються напівпрозорі фотокатоди.

Спектральний діапазон роботи ФЕП обмежений зверху червоною межею фотоелектру λ_{\max} матеріалу фотокатода, а знизу – зменшенням квантової ефективності фотокатода внаслідок того, що глибина проникнення випромінювання в матеріал фотокатода перевищує глибину виходу з нього фотоелектронів. Для того, щоб все короткохвильове випромінювання (дальнє ультрафіолетове та рентгенівське) поглиналося і не заходило надто далеко вглиб матеріалу непрозорого фотокатода, використовують падіння випромінювання під великими кутами (майже до 89°). За кута 89° (кута ковзання) спостерігається повне внутрішнє відбиття випромінювання, що використовують, зокрема, для створення дзеркальних об'єктивів рентгенівського діапазону, де явище заломлення надто слабе і рефракційна оптика не працює.

У видимому діапазоні спектра найбільш ефективними виявилися напівпровідникові фотокатоди – Sb-Cs, (Na₂K)Sb-Cs, Te-Cs, Bi-Ag-O-Cs та деякі інші. Найбільшу інтегральну чутливість серед них має багатолужний фотокатод (Na₂K)Sb-Cs – 250 мкА/лм.

В інфрачервоному діапазоні спектра (до $\lambda_0 = 1,5$ мкм) працює фотокатод Ag-O-Cs.

ФЕП призначений для реєстрації слабких потоків випромінювання. Чутливість ФЕП може складати $S_J = 1000$ А/Вт. Якщо допустимий анодний струм дорівнює $J_a = 50$ мкА, то потужність вхідного випромінювання не повинна перевищувати $P_{\max} = J_a/S_J = 5 \cdot 10^{-8}$ Вт. Для стабільної роботи ФЕП у неперервному режимі анодний струм має бути меншим за 1 мА [1.9].

У разі реєстрації слабких потоків випромінювання на виході ФЕП спостерігаються імпульси струму, викликані як фотоелектронною, так і

термоелектронною емісією з фотокатода, а також електронами, вибитими з нього космічними променями. Метод вимірювання енергії випромінювання, за якого енергія визначається за кількістю імпульсів вихідного струму фотоприймача, називається *лічбою фотонів*. У цьому режимі ФЕП може зареєструвати за 5 хв світловий потік у $2 \cdot 10^{-16}$ лм [1.9]. Якщо за часовий інтервал Δt на виході ФЕП зареєстровано N_s сигнальних імпульсів та N_n шумових імпульсів, то відношення «сигнал/шум» дорівнює [1.12]

$$P_s/P_n = N_s/\sqrt{(N_s + N_n)}.$$

Збільшити це відношення, а також виявну здатність ФЕП можна за рахунок підвищення квантової ефективності фотокатода. Квантова ефективність Ag-O-Cs-фотокатодів у перших ФЕП (1934 р.) не перевищувала 0,4% на довжині хвилі $\lambda = 800$ нм. Значно вищої ефективності (до 12 % на 400 нм)) вдалося досягти у сур'мяно-цезієвих (Sb-Cs) фотокатодів вже у 1936 р. У сучасних фотокатодів ефективність сягає 40 %.

Темновий струм J_d складає у кращих ФЕП 0,01–1 нА. Основною компонентою темного струму є термоелектронна емісія з фотокатода. Термоелектронний струм фотокатода дуже сильно залежить від температури [1.12]:

$$J_T = \left(4\pi m_e e k^2 / h^3\right) A_\Phi T^2 \exp(-W_0/kT),$$

де m_e та e – маса та заряд електрона; k та h – сталі Больцмана та Планка; A_Φ – площа фотокатода; T – температура; W_0 – робота виходу фотокатода. Діоди теж мають термоелектронну емісію, але значно меншу. Ще однією складовою шумів ФЕП є дробовий шум. Темновий струм у більшості ФЕП складає від одиниць до десятків наноампер.

Більшість ФЕП працюють на частотах до 100 МГц, проте є і надвисокочастотні прилади – ФЕП зі схрещеними полями та електростатичні ФЕП. В табл. 1.6 наведені параметри деяких ФЕП одного з провідних світових виробників – японської фірми *Hamamatsu* [1.21].

Якщо порівнювати фотоелектронні помножувачі з напівпровідниковими фотодіодами (найкращими твердотільними фотоприймачами), то можна відмітити ряд недоліків ФЕП, а саме:

- складність та великі розміри вакуумної багатоелектродної конструкції;
- невисока механічна міцність;
- висока напруга живлення (>1 кВ);
- менша ніж у фотодіодів квантова ефективність, яка суттєво зростає лише у дальньому ультрафіолетовому та рентгенівському діапазонах спектра, де вона може бути більшою навіть за одиницю;
- насичення вихідного струму вже при невеликих потужностях випромінювання, тобто невеликий діапазон лінійності світлової характеристики;
- чутливість до магнітних полів;
- менша ніж у фотодіодів довговічність;
- складність інтеграції з напівпровідниковими електронними пристроями;
- висока вартість.

Таблиця 1.6

Параметри деяких вакуумних фотоелектронних помножувачів фірми *Hamamatsu**

Марка ФЕП	Спектральний діапазон λ , нм	Матеріал фотокатода	Квантова ефективність η , % (λ , нм)	Анодна чутливість S_J , А/Вт (λ , нм)	Коефіцієнт помноження M	Темновий струм J_d , нА
R10824	115–320	Cs-Te	19 (122)	$2 \cdot 10^5$ (254)	$6 \cdot 10^6$	0,3
R9875U	160–320	Cs-Te	13 (254)	$9,7 \cdot 10^3$ (254)	$3,7 \cdot 10^5$	0,01
R11540	185–760	дволужний	40 (350)	$1,1 \cdot 10^6$ (350)	10^7	5
R6357	185–900	багатолужний	30 (254)	$4,2 \cdot 10^5$ (254)	$4 \cdot 10^6$	2
R316-02	400–1200	Ag-O-Cs	0,06 (1060)	950 (800)	$5 \cdot 10^5$	5000
R5509-73	300–1700	InP/InGaAs	2,0 (400)	700 (1500)	10^6	40

*параметри останнього ФЕП наведені для $T = 193$ К, решти – для 300 К; час наростання анодного імпульсу у наведених ФЕП не перевищує 10 нс.

Перевагами ФЕП є:

- висока чутливість у широкому спектральному діапазоні (поріг чутливості сягає 10^{-16} Вт·см $^{-1}$ ·Гц $^{-1/2}$);
- низькі шуми;

- підсилення у 10^7 разів проти 10^3 – у лавинних фотодіодів (максимальні значення за лінійного режиму роботи; у режимі Гейгера підсилення ЛФД сягає 10^7);
- значно менша чутливість до змін температури та робочої напруги;
- великий вибір матеріалів фотокатодів, які забезпечують можливість роботи в ближньому інфрачервоному, видимому, ультрафіолетовому та рентгенівському діапазонах.

ФЕП знайшли застосування в астрономії, спектроскопії, ядерній фізиці, медицині та наукових дослідженнях. Поєднання ФЕП зі сцинтилятором дозволяє реєструвати елементарні частинки: частинка, потрапляючи у сцинтилятор, викликає спалах люмінесценції, який перетворюється ФЕП в електричний імпульс. Використання ФЕП з набором оптичних фільтрів дозволяє вимірювати концентрації різних компонентів крові під час лабораторного аналізу крові. ФЕП дали змогу побачити надслабке світіння живих організмів.

На рис. 1.30 зображено приклад застосування ФЕП у медицині – у так званому ДНК секвенсері [1.16]. Прилад призначений для визначення структури молекул ДНК, екстрагованих з клітини живого організму. У структурі молекул заковані інструкції для розвитку та життєдіяльності усіх живих організмів та деяких вірусів. Дослідження сегментів молекули ДНК (генів) дозволяє виявити причини генетичних та онкологічних захворювань і знайти методи їх лікування.

Досліджувані сегменти ДНК розміщують у гелі, яким покривають електрофоретичну пластину. Основа кожного сегменту зв'язується з

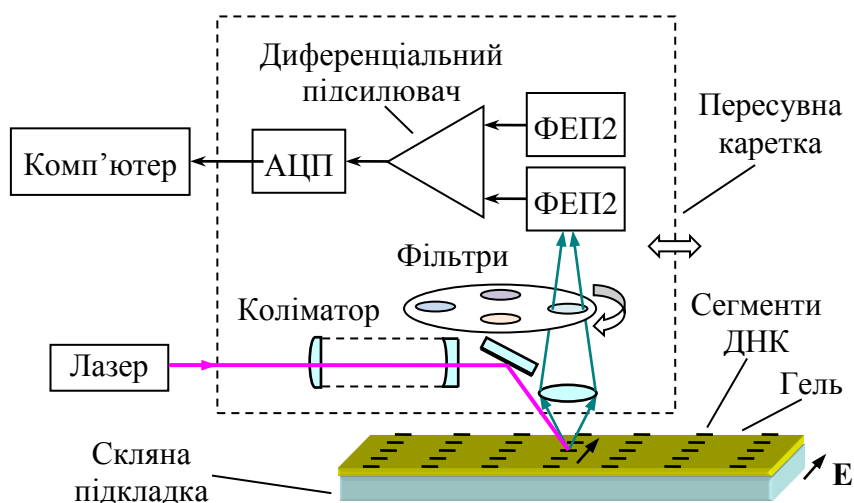


Рис. 1.30. Схема ДНК секвенсера

відповідним барвником (люмінесцентною міткою). Під дією електричного поля, прикладеного поперек пластини, сегменти ДНК дрейфують вздовж поля і просторово розділяються, залежно від розмірів та заряду. Вся оптична система секвенсера, окрім лазера, знаходиться на пересувній каретці, яка здійснює зворотно-поступальний рух. Лазерне випромінювання за допомогою коліматора формують у вузький пучок і спрямовують дзеркалом на пластину. Внаслідок руху каретки лазерний промінь сканує шар гелю вздовж пластини, у той час як сегменти ДНК рухаються поперек пластини. У разі перетину сегментом лінії сканування лазерне випромінювання збуджує у барвнику, зв'язаному з сегментом, фотолюмінесценцію. Люмінесцентне випромінювання збирається об'єктивом та спрямовується на набір змінюваних оптичних фільтрів, встановлених на обертовому диску. Фільтр відсікає розсіяне лазерне випромінювання і пропускає на ФЕП випромінювання, характерне для даного сегменту ДНК. Фотоелектричний сигнал потрапляє з виходу ФЕП на один з входів диференціального підсилювача. До іншого входу підсилювача підключений опорний неосвітлюваний ФЕП з ідентичними параметрами, що дозволяє скомпенсувати на виході підсилювача темновий струм вимірювального ФЕП. Підсилений сигнал перетворюється аналого-цифровим перетворювачем (АЦП) у цифрову форму і поступає в комп'ютер, де і здійснюється обробка інформації про структуру ДНК. Термін «секвенсер» (англ. *sequencer* – контролер послідовності) означає, що прилад здійснює послідовне зчитування елементів структури ДНК.

До речі, компенсаційний метод зниження шумів ФЕП був запропонований Л. Кубецьким, винахідником ФЕП, і продемонстрований ним під час вимірювання інфрачервоного випромінювання нічного неба у 1939 р.

1.10. Однофотонні приймачі

Види однофотонних приймачів. *Однофотонним приймачем (детектором)* називають фотоприймач, в якому поглинання одного фотона приводить до помітних змін струму або напруги. Однофотонні приймачі працюють на основі лічби фотонів (англ. *photon counting*) або

розрізнення їх кількості (англ. *photon number resolving*). У першому випадку фотону на вході приймача відповідає електричний імпульс на його виході, але якщо на вхід прийдуть два фотони з інтервалом, меншим за його сталу часу, то на виході все одно буде один імпульс. У другому випадку два фотони на вході утворять на виході імпульс з удвічі більшою амплітудою, ніж один фотон.

Для створення однофотонного приймача можуть бути використані:

- лавинний фотодіод;
- матриця лавинних фотодіодів (твердотільний фотоелектронний помножувач);
- вакуумний фотоелектронний помножувач;
- фотоприймач на основі квантової ями або квантової точки;
- фотоприймач на надпровідниковій квантовій проволочі.

Лавинний фотодіод. Як було вже зазначено у розділі 1.6, лавинний фотодіод, працюючи у режимі Гейгера (за подачі імпульсної напруги $U > U_{br}$), може реєструвати окремі фотони. Для того, щоб ЛФД працював як однофотонний приймач і не зруйнувався, лавину носіїв заряду, яка виникає і за поглинання фотона, і за термоелектронної генерації носія, обмежують за допомогою схеми гасіння лавини, пасивної або активної. Найпростіша пасивна схема – це гасильний резистор з опором $R \approx 10^5$ Ом, включений послідовно з фотодіодом. У разі збільшення струму через фотодіод падіння напруги на резисторі зростає на величину $\Delta U = R\Delta I$, а на фотодіоді – на таку ж величину зменшується, що і спричиняє зменшення напруги на фотодіоді до $U < U_{br}$ і гасіння лавини. Через деякий час напруга на фотодіоді повертається до початкового рівня і фотодіод готовий до наступного лавинного пробою.

В активній схемі гасіння використовують швидкісний дискримінатор, який реагує на зростання струму імпульсом на виході, синхронним з появою на вході фотона. Напруга на фотодіоді швидко зменшується до передпробійної, а через невеликий проміжок часу повертається до початкової. Активна схема дозволяє реєструвати за одиницю часу більше фотонів. У режимі Гейгера коефіцієнт підсилення може перевищувати 10^6 . Так, лічильник фотонів на основі

кремнієвого ЛФД англійської фірми *Perkin Elmer* працює в діапазоні 400–1060 нм, демонструючи мак-симальну квантову ефективність $\eta = 0,65$ на $\lambda = 650$ нм. Лічильник реєструє за 1 с понад 30 млн фотонів, реагуючи на кожен фотон вихідним імпульсом тривалістю 15 нс [1.22].

Кремнієвий фотоелектронний помножувач. Більш ефективним приймачем окремих фотонів виявилась матриця ЛФД, яку назвали кремнієвим фотоелектронним помножувачем, Si-ФЕП (англ. *SiPM* – *silicium photomultiplier*).

Si-ФЕП – це однофотонний приймач, в якому на одній підкладці знаходиться матриця лавинних фотодіодів і послідовно включених з ними полікристалічних гасильних резисторів, причому усі пари фотодіод-резистор з'єднані паралельно. У робочому режимі на пари фотодіод-резистор подається напруга, більша за напругу пробую ($U > U_{br}$), і фотодіоди переходять в режим Гейгера. Гасильний резистор, включений послідовно з кожним ЛФД, запобігає руйнівному наростанню лавинного пробую і стабілізує амплітуди вихідних імпульсів.

Після пробую потрібен деякий час для заряджання бар'єрної ємності p – n -переходу і його підготовки до наступного пробую. Цей час визначається добутком $R_q C_b$, де R_q – опір гасильного резистора, C_b – бар'єрна ємність переходу. Для зниження цієї сталої часу, яка може сягати сотень мікросекунд, потрібно зменшувати площу переходу (розміри окремої комірки) та опір гасильного резистора.

Якщо фотони потрапляють одночасно або майже одночасно на різні ЛФД, фотоструми окремих фотодіодів утворюють аналоговий сигнал східчастої форми, який для визначення кількості поглинутих фотонів обробляється досить складною спеціалізованою інтегральною схемою. Так працює аналоговий Si-ФЕП, зображений на рис. 1.31.

Окрема комірка фотопомножувача складається з p – n -переходу (товщиною приблизно 0,7 мкм і розміром від 10×10 до 100×100 мкм²), утвореного шаром n^+ -Si на p^+ -Si, а також гасильного резистора. У робочому режимі електричне поле у збідненому шарі дорівнює приблизно $3 \cdot 10^5$ В.

За напруги $U < 100$ В кремнієвий фотопомножувач має коефіцієнт підсилення $M = 10^5$ – 10^6 . Ефективність фотоприйому у кращих зразків сягає 0,65.

Ефективність фотоприйому (англ. *photodetection efficiency, PDE*) є важливим параметром Si-ФЕП, який визначається співвідношенням

$$\eta_{PD} = k_{FF} p_g \eta,$$

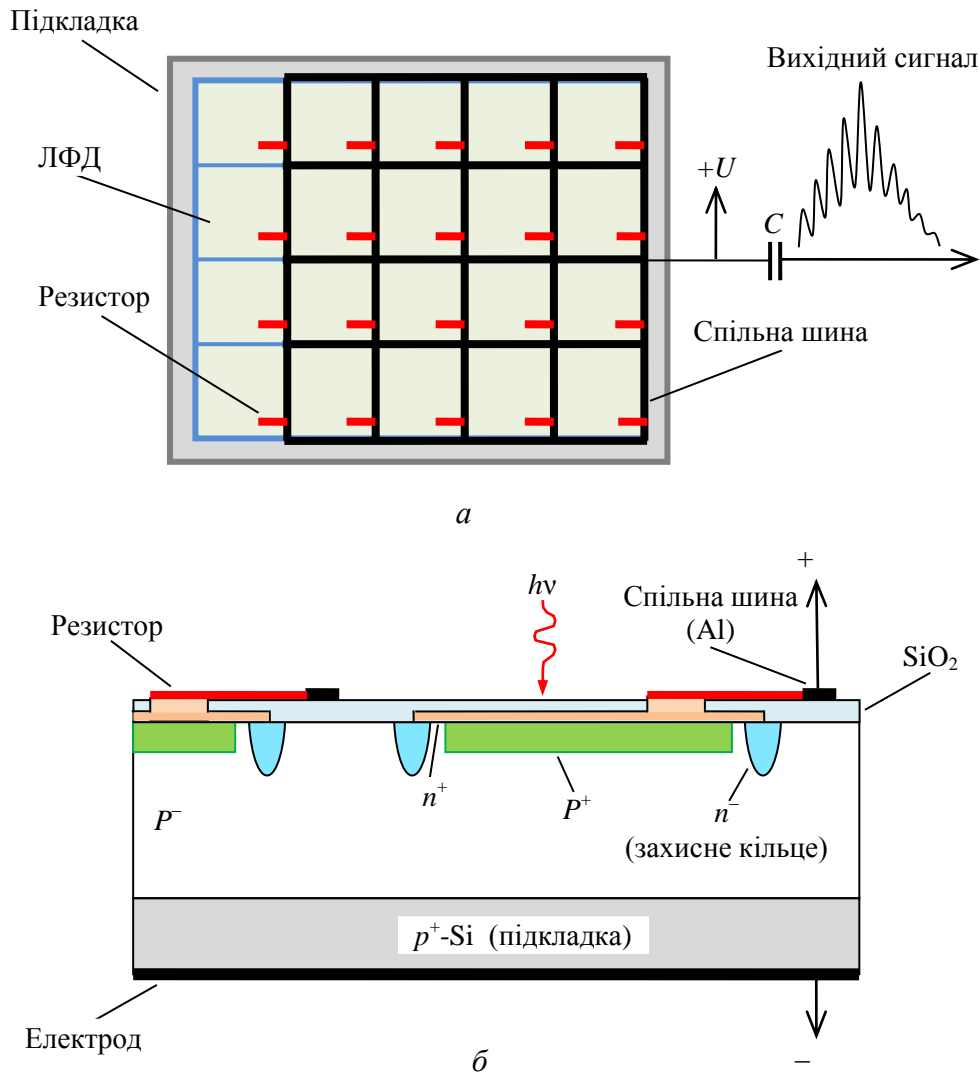


Рис. 1.31. Аналоговий кремнієвий фотоелектронний помножувач: зовнішній вигляд (а) та структура (б)

де k_{FF} – коефіцієнт заповнення (англ. *fill factor, FF*), тобто відношення фоточутливої площі до повної площі матриці; p_g – ймовірність створення лавини генерованою електронно-дірковою парою; η – квантова ефективність окремого ЛФД.

Твердотільний ФЕП (англ. *solid-state photomultiplier, SSPM*) – друга назва Si-ФЕП – має низку переваг порівняно з вакуумним аналогом:

- низька робоча напруга (приблизно 50 В);
- нечутливість до магнітних полів (аж до 15 Тл);
- можливість створення фотопомножувача з цифровим вихідним сигналом, «зрозумілим» для логічних схем та комп'ютера;
- мале споживання енергії (менше 50 мкВт/мм²);
- міцність;
- компактність;
- можливість широкомасштабного виробництва з використанням стандартних технологічних процесів напівпровідникової електроніки.

Коефіцієнт підсилення (помноження) ЛФД залежить від температури. Варіації температури менше впливають на вихідний сигнал цифрового Si-ФЕП, ніж аналогового.

Значно покращити можливість лічби фотонів вдалося у цифровому Si-ФЕП, розробленому фірмою *Philips* [1.26].

Особливістю цифрового Si-ФЕП є поєднання кожного ЛФД матриці з індивідуальним однорозрядним АЦП (КМОН-інвертором), що уможливорює періодичний підрахунок за допомогою лічильника усіх збуджених фотокомірок. Окрім цього, кожна фотокомірка з'єднана з чарункою статичної пам'яті, адресацією якої можна вмикати і вимикати фотокомірку. Це робить можливим зменшити внесок у вихідний результат «темнової лічби», викликаній лавинними пробоями нефотонного походження. «Темнова лічба» як свого роду шум з'являється внаслідок генерації електронно-діркових пар тими електронами, теплової енергії яких вистачило для тунелювання через перехід.

Ще однією перевагою цифрового помножувача є доповнення кожної фотокомірки схемою активного гасіння лавини та перезаряджання комірки, що зменшує її час відновлення та енергоспоживання [1.26].

Фотоприймач на надпровідниковій квантовій проволіці. Про квантово-розмірні фотоприймачі більш детально йтиметься у главі 14, тому розгляньмо тут, яким чином працює однофотонний надпровідниковий приймач на квантовій проволіці. На сапфірову підкладку нанесена у вигляді меандру смужка нітриду ніобію NbN

довжиною 0,5 мкм, шириною 100 нм та товщиною ~ 4 нм – квантова проволока, про властивості якої вже йшлося в підрозділі 16.11 першого тому. Нітрид ніобію за охолодження до 4,2 К стає надпровідниковим матеріалом, в якому вільні електрони з протилежними за напрямком та рівними за величиною імпульсами та протилежними спінами утворюють слабкозв'язані пари (куперівські пари; див. підрозділ 5.1 першого тому). Саме завдяки утворенню цих пар і спостерігається явище надпровідності. Під час пропускання через смужку струму ніякого падіння напруги на ній не спостерігається, оскільки у стані надпровідності матеріали зменшують свій електричний опір у мільярди разів [1.8]. Фотон, який падає на таку смужку, розриває куперівську пару і переводить електрони на більш високі енергетичні рівні. На смужці утворюється щось на зразок «гарячої» плями, розміром з ширину смужки, в якій надпровідність зникає і на опорі цієї плями виникає падіння напруги, яке і реєструється приладами. Час життя «гарячої» плями складає приблизно 30 пс, після чого надпровідність смужки відновлюється. Таким чином, фотоприймач може формувати імпульси від кожного фотона з потоку, більшого за 10^9 фотонів/с. Жоден інший фотоприймач поки що не здатен на таке.

Для того, щоб надпровідник міг поглинути фотон, енергія фотона повинна перевищувати енергетичний зазор надпровідника – аналог ширини забороненої зони напівпровідника, але тільки у тисячу разів вужчий. Ця обставина робить можливим фотоприйом у дальньому інфра-червоному діапазоні.

Застосування однофотонних приймачів. Однофотонні приймачі використовують для реєстрації надслабких потоків оптичного випромінювання у таких галузях як:

- флуоресцентна спектроскопія;
- астрономія;
- космічний зв'язок;
- реєстрація нейтрино;
- квантова криптографія (див. підрозділ 5.5 першого тому).
- медицина.

У медицині однофотонні приймачі знайшли застосування в однофотонній емісійній комп'ютерній томографії (ОЕКТ) та

позитронно-емісійній (двофотонній) томографії (ПЕТ). Обидва види томографії є радіонуклідними методами дослідження внутрішніх органів людини або тварини. Випромінювання радіонукліду, введеного в кров пацієнта, дозволяє отримати у гамма-камері серію різноракурсних знімків (проекцій), за якою комп'ютер буде об'ємне зображення розподілу радіонукліду в тканинах організму. Відмінність між обома методами томографії полягає у тому, що в ОЕКТ в організм вводять радіонуклід, який випромінює γ -кванти (наприклад, метастабільний радіоізотоп технецію-99м) і ці кванти реєструються детектором, а в ПЕТ – в організм вводять радіонуклід (наприклад, фтор-18), який випромінює позитрони і ці позитрони внаслідок анігіляції з електронами дають пари γ -квантів, які розлітаються у протилежних напрямках. Реєструючи різницю у часі попадання γ -квантів у сцинтиляційні детектори, розташовані один навпроти одного, можна досягти вищої просторової роздільної здатності, ніж в ОЕКТ (у останньої роздільна здатність складає приблизно 1 см).

У сцинтиляційному детекторі ПЕТ-сканера γ -кванти викликають радіолюмінесценцію сцинтилятора, яка реєструється кремнієвим фотопомножувачем.

В ядерній медицині сцинтиляторами зазвичай слугують такі кристали, як *LYSO* (ортосилікат лютецію-ітрію, легований церієм), *BGO* (германат вісмуту, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) та *GSO* (силікат гадолінію, легований церієм). Ці кристали мають високий світловий вихід (англ. *light output, LO*), який вимірюється кількістю фотонів, генерованих за поглинання γ -кванта або елементарної частинки з енергією 1 МеВ; так, кристал *BGO* має $LO = 8500$ фотонів/МеВ. Часто світловий вихід вимірюють у відсотках до світлового виходу найбільш ефективного сцинтилятора – кристала йодиду натрію, активованого талієм, NaI:Tl , світловий вихід якого складає 38000 фотонів/МеВ. Важливими параметрами для подібних сцинтиляторів є також час затухання люмінесценції (англ. *scintillation decay time*) і енергетична роздільна здатність (англ. *energy resolution*) – здатність за кількістю генерованих фотонів розрізнити γ -кванти або частинки з трохи відмінною енергією.

Для ПЕТ-сканера важливо у разі генерації в певній точці організму пари γ -квантів зареєструвати різницю у часі прольоту перших фотонів до протилежно розташованих фотоприймачів, що

вимагає однофотонного детектування і площі приймача приблизно $0,5 \text{ м}^2$.

Одним із застосувань ПЕТ-сканерів є вивчення споживання організмом глюкози в метаболітичних процесах. В організм вводять радіоактивну похідну глюкози (фтордезоксиглюкозу), яка споживається організмом так само, як звичайна глюкоза, але за нею можна простежити ПЕТ-сканером, що уможливорює отримання зображень міокарда, головного мозку та злоякісних пухлин.

1.11. Неселективні фотоприймачі

Як уже зазначалося у підрозділі 1.1, зареєструвати оптичне випромінювання можна:

- за передачею енергії фотонів електронам поглинального середовища фотоприймача і появи в ньому явищ фотопровідності (фоторезистори), генерації фотоЕРС (фотодіоди, фототранзистори та фототиристри) та фотоелектронної емісії (фотоелектронні помножувачі);
- за нагріванням поглинального середовища чутливого елемента оптичним випромінюванням і зміною його опору (болметри), появою в ньому термоЕРС (термоелектричні та піроелектричні приймачі), а також тепловою деформацією елемента (мікроконсольні ємнісні приймачі).

Першу групу приладів називають фотонними (фотоелектричними) приймачами, а другу – тепловими фотоприймачами. Фотонні приймачі є селективними приладами з робочим спектральним діапазоном шириною 1–3 мкм. Теплові фотоприймачі є неселективними приладами зі спектральним діапазоном 6–100 мкм.

Для розширення спектрального діапазону фотонних приймачів на квантових ямах в одній напівпровідниковій структурі об'єднують декілька надрешіток з різним періодом (багатодіапазонні фотоприймачі, англ. *multispectral detectors*). Такі фотоприймачі використовують в інфрачервоних датчиках зображення, як і прилади, зображені на рис.1.32 та 1.33.

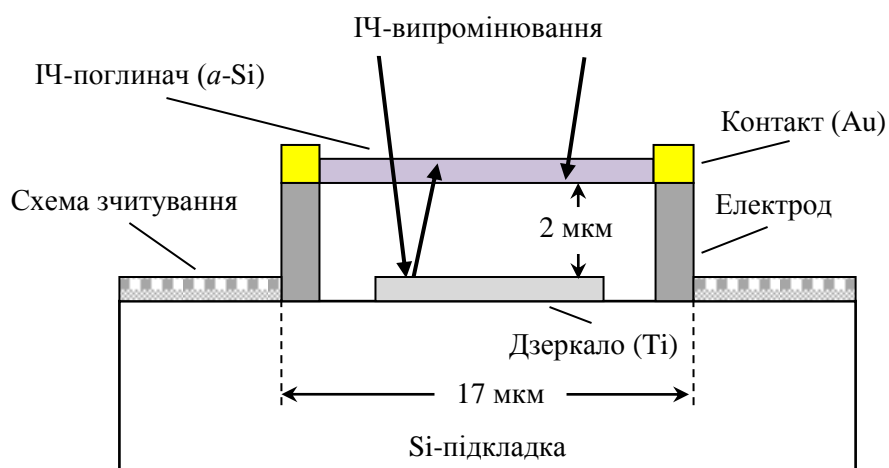


Рис. 1.32. Спрощена схема мікроболометра

Мікроболометр на основі аморфного кремнію (рис. 1.32) є одним з найбільш поширених елементів ІЧ-датчиків зображення, у першу чергу завдяки простій технології, сумісній з КМОП-технологією інтегральних схем, можливості працювати без охолодження у спектральному діапазоні 8–14 мкм і розрізняти перепади температури в ІЧ-зображенні, менші за 30 мК. Зміна опору ІЧ-поглинача мікроболометра під дією випромінювання перетворюється у зміну напруги на ньому, що фіксується схемою зчитування. Температурний коефіцієнт опору аморфного кремнію складає приблизно $-0,02 \text{ K}^{-1}$, що дозволяє отримувати чутливість мікроболометра, рівну 4–6 мВ/К [1.14].

В мікроболометрах використовують також оксид ванадію (V_2O_5), який забезпечує у діапазоні 8–14 мкм таку ж спектральну чутливість, як і аморфний кремній.

У мікроконсольному ємнісному фотоприймачі (рис. 1.33) використовують властивість тонкої біморфної пластини, яка є пластиною конденсатора, вигинатися у разі нагрівання однієї з її поверхонь інфрачервоним випромінюванням і змінювати ємність конденсатора, а отже і напругу на ньому. Датчик зображення на основі такого фотоприймача може розрізняти перепади температури в ІЧ-зображенні у 3 мК [1.14].

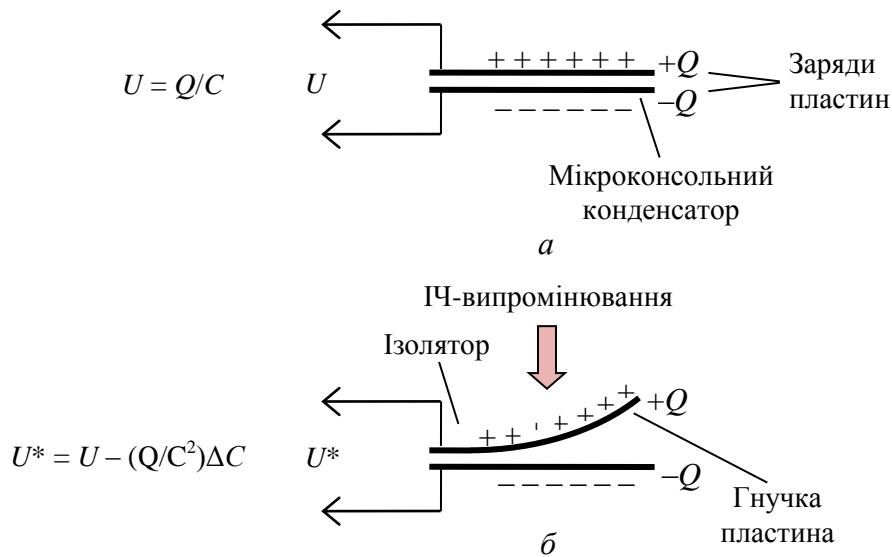


Рис. 1.33. Зміна ємності C мікроконсольного конденсатора і напруги U на ньому внаслідок деформації його гнучкої пластини, нагрітої інфрачервоним випромінюванням: a – до нагрівання, b – після нагрівання

Контрольні запитання і задачі

1. Назвіть, які явища спостерігаються у напівпровіднику під дією світла.
2. Опишіть явище фотопровідності та його використання.
3. Як в освітленому p - n -переході утворюється фотоЕРС?
4. Що є причиною утворення аномального фотоефекту?
5. Якою повинна бути енергія фотона, щоб вибити електрон з напівпровідника?
6. Які параметри характеризують фотоприймач?
7. Як знаходять інтегральну чутливість фотоприймача?
8. Як зміниться напруга «білого» шуму на виході фотоелектричного підсилювача, якщо смугу підсилюваних частот зменшити у 10 разів?
9. Які шуми є у фотодіода?
10. Назвіть складові фотонного шуму.
11. Як можна зменшити фотонний шум?
12. Для зменшення фонового засвічення фотоприймача на відстані $L = 10$ мм від фотокатода встановлена кругла діафрагма діаметром $d = 3$ мм, через яку на фотоприймач потрапляє сигнальне випромінювання. Як зміниться поріг чутливості фотоприймача, якщо відстань між діафрагмою та фотоприймачем збільшити до 30 мм?

13. Порівняйте фотодіодний та фотогоальванічний режими роботи фотодіода.
14. У чому суть диференціального фотоприйому?
15. Намалюйте схему гетеродинного фотоприйому.
16. Які фотопровідники використовують у фоторезисторах?
17. Який фізичний зміст підсилення у фоторезисторі?
18. З яких матеріалів виготовляють фотодіоди середнього інфрачервоного діапазону?
19. Як відбувається інжекція носіїв заряду у фототранзисторі з відключеною базою?
20. Як можна збільшити швидкодію фотодіода?
21. За яких умов у лавинному фотодіоді виникає лавинний пробій?
22. Поясніть, як відбувається лічба фотонів за допомогою ЛФД, працюючого в режимі Гейгера.
23. Порівняйте методи лічби фотонів в аналоговому та цифровому Si-ФЕП.
24. Назвіть сфери застосування однофотонних приймачів.
25. Як однофотонні приймачі використовують в позитронно-емісійній томографії?
26. Знайдіть, за якого відносного вмісту олова x ширина забороненої зони E_g кристала $Pb_{1-x}Sn_xTe$ буде мінімальною для температури $T = 77$ К, якщо ширина забороненої зони, виражена в міліелектровольтах, описується емпіричною формулою

$$E_g = 171 - 535x + (400 + 0,256T^2)^{1/2} .$$

Література до глави 1

- 1.1. Льюцци М. История физики / М. Льюцци. – М.: Мир, 1970. – 464 с.
- 1.2. Андерсон Д. Открытие электрона / Д. Андерсон. – М.: Атомиздат, 1968. – 160 с.
- 1.3. Храмов Ю. А. Физики. Биографический справочник / Ю. А. Храмов. – 2-е изд., испр. и дополн. – М.: Наука, 1983. – 400 с.
- 1.4. Роуз А. Зрение человека и электронное зрение / А. Роуз. – М.: Мир, 1977. – 216 с.
- 1.5. Анисимова И. Д. Полупроводниковые фотоприемники: Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра / И. Д. Анисимова, И. М. Викулин, Ф. А. Зайтов,

- Ш. Д. Курмашев; под ред. В. И. Стафеева. – М. : Радио и связь, 1984. – 216 с.
- 1.6. Физический энциклопедический словарь. В 5 т. / гл. ред. Б. А. Введенский и Б. М. Вул. – Т. 4. – М. : Сов. энциклопедия, 1965. – 592 с.
 - 1.7. Физический энциклопедический словарь. В 5 т. / гл. ред. Б. А. Введенский и Б. М. Вул. – Т. 5. – М.: Сов. энциклопедия, 1966. – 576 с.
 - 1.8. Физический энциклопедический словарь / гл. ред. А. М. Прохоров.– М.: Сов. энциклопедия, 1984. – 944 с.
 - 1.9. Росс М. Лазерные приемники / М. Росс. – М.: Мир, 1969. – 520 с.
 - 1.10. Хадсон Р. Инфракрасные системы / Р. Хадсон. – М.: Мир, 1972. – 536 с.
 - 1.11. Справочник по лазерам. В 2 т. / под ред. А. М. Прохорова. – Т. 2. – М.: Сов. радио, 1978. – 402 с.
 - 1.12. Electro-optics handbook / Editors: R. W. Waynant, M. N. Ediger. – 2nd ed. – New York.: McGraw-Hill Inc., 2000. – 911 p. – ISBN 0-07-068716-1.
 - 1.13. Ишанин Г. Г. Приемники излучения. Учебное пособие для вузов / Г. Г. Ишанин, Э. Д. Панков, В. П. Челибанов. – СПб. : Папирус, 2003. – 528 с.
 - 1.14. Тарасов В. В. Инфракрасные системы «смотрящего» типа / В. В. Тарасов, Ю. Г. Якушенков. – М.: Логос, 2004. – 444 с. – ISBN 5-94010-372-8.
 - 1.15. Парашук Д. Ю. Современные фотоэлектрические и фотохимические методы преобразования солнечной энергии / Д. Ю. Парашук, А. И. Кокорин. – Рос. хим. ж., 2008, т. LII, № 6. – С. 107–117.
 - 1.16. Photomultiplier tubes [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt_handbook_complete.pdf
 - 1.17. Коган Ш. М. Низкочастотный токовый шум со спектром $1/f$ в твердых телах [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://ufn.ru/ufn85/ufn85_2/Russian/r852d.pdf
 - 1.18. Суэмацу Я. Основы оптоэлектроники / Я. Суэмацу и др. – М.: Мир, 1988. – 288 с. – ISBN 5-03-001207-9.
 - 1.19. Richter M. Extreme ultraviolet laser excites atomic giant resonance / M. Richter, M. Y. Amusia, S. V. Bobashev et al. – Phys. Rev. Lett., 2009, vol. 102, 163002.
 - 1.20. Ultrafast photodetectors [Электронный ресурс]. – Режим доступа:

http://www.alphalas.com/images/stories/products/laser_diagnostic_tools/Ultrafast_Photodetectors_UPD_ALPHALAS.pdf.

- 1.22. Photomultiplier tubes [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://sales.hamamatsu.com/en/products/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-tubes.php>.
- 1.23. Optoelectronics [Електронний ресурс]. – Режим доступу: www.optoelectronics.perkinelmer.com.
- 1.24. Photodiodes [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://www.thorlabs.de/catalogpages/V21/1588.PDF>.
- 1.25. Levine B. F. New 10 μm infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices / B. F. Levine, K. K. Choi, C. G. Bethea et al. – Appl. Phys. Lett., 1987, vol. 50, issue 16. – P. 1092–1094.
- 1.26. Поль Р. В. Оптика и атомная физика / Р. В. Поль. – М.: Наука, 1966. – 552 с.
- 1.27. Rogalski A. Infrared detectors for the future / A. Rogalski. – Acta Physica Polonica A, 2009, vol. 116, № 3. – P.389–406.
- 1.28. Golovin V. Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation / V. Golovin, V. Saveliev. – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A, 2004, vol. 518. – P. 560–564.
- 1.29. Giorgetta F. R. Quantum cascade detectors / F. R. Giorgetta, E. Baumann, M. Graf et al. – IEEE Journal of Quantum Electronics, 2009, vol. 45, № 8. – P. 1039–1052.
- 1.30. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Генерація оптичного випромінювання. Книга перша [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://ela.kpi.ua/handle/123456789/30460>

Глава 2

ЦИФРОВІ КАМЕРИ ТА СКАНЕРИ

Життя обривалося, якщо жертві не вдавалося своєчасно помітити переслідувача. Зір був не тільки основним, але майже єдиним способом виявити переслідувача. Він повинен був діяти і в сутінках і навіть при світлі зірок, коли енергія світла надходить лише рідкими порціями. Було воістину справою життя і смерті – зібрати та використати кожний фотон, щоб краще побачити небезпеку, яка насувається. Тут потрібен був пристрій, який не поступається лічильнику фотонів.

Альберт Роуз, американський фізик

2.1. Датчики зображення

Історичні відомості. Датчиком зображення називають оптоелектронний прилад, який перетворює дійсне оптичне зображення в електричний сигнал, закодований в одному з форматів цифрових зображень. Першим перетворювачем оптичного зображення в електричний сигнал (і навпаки) був дуже простий електромеханічний пристрій, який запропонував у 1884 р. німецький інженер Пауль Ніпков. Розкладання зображення на елементи (пікселі) здійснював диск з отворами, розташованими у радіальному напрямку таким чином, що за один оберт кожен отвір зчитував свій фрагмент зображення, одномоментно пропускаючи на фотоприймач тільки один піксель. Такий диск пізніше дістав назву диск Ніпкова. Це дозволяло використовувати у пристрої найпростіший фото-приймач – фоторезистор. Цікаво, що відтворити зображення можна було за допомогою такого ж диску, спостерігаючи через нього електричне джерело світла, на яке подавали підсилений електричний сигнал з фоторезистора. У наш час диск Ніпкова знайшов застосування в конфокальній мікроскопії надвисокої роздільної здатності та в швидкісній фотографії.

Електронну систему телебачення (з електронною розгорткою зображень) запатентував у 1907 р. російський фізик Борис Розінг, що дозволило у 1911 р. передати за допомогою цієї системи телевізійне зображення. Ідея електронного телебачення була підхоплена учнем Розінга – Володимиром Зворикіним, якого під час громадянської війни в Росії доля закинула в США. Лише у 1929 р. Зворикіну вдалося зайнятися реалізацією повністю електронного телебачення. Цьому сприяло знайомство з Давидом Сарновим, який ще до революції в юному віці покинув разом з батьками Росію і якому судилося стати в 1930 р. президентом найбільшої у світі компанії з виробництва електронної техніки – RCA, а до того, у

1926 р. – одним із засновників *NBC*, спочатку – радіомовної, а потім і першої телевізійної компанії США. У 1931 р. Зворикін створив приймальну телевізійну трубку – кінескоп, а в 1934 р. – передавальну трубку – іконоскоп. Світлочутлива мішень іконоскопа мала мозаїчну структуру, в якій пікселем слугувала крапелька срібла, сенсibilізована цезієм і розташована на поверхні тонкої діелектричної пластини. Така крапелька разом із суцільним срібним покриттям протилежного боку пластини створювала світлочутливий конденсатор, фотоелектричний заряд з якого зчитувався електронним променем.

У 1953 р. в США розпочалися перші в світі кольорові передачі, а саме в системі аналогового кольорового телебачення *NTSC* (англ. *National Television Standards Committee* – Національний комітет з телевізійних стандартів США).

У 1961 р. американський вчений Юджін Лоллі описав конструкцію мозаїчного датчика зображення, призначеного для астронавігації [2.1]. Елементом датчика слугував напівпровідниковий координатний фотоприймач з поперечним фотоефектом. Лоллі запропонував перетворювати вихідні аналогові сигнали мозаїчних датчиків у цифрові фотознімки космічних об'єктів і здійснювати за допомогою цих знімків керування міжпланетними польотами. Концепція Лоллі була пізніше використана американським та європейським космічними агентствами.

У 1963 р. дослідник американської фірми *Fairchild Imaging* Френк Венлес запропонував КМОН-технологію виготовлення логічних схем, яка завдяки відсутності споживання КМОН-схемою електроенергії в статичному режимі стала швидко витіснити біполярну технологію і у 80-х роках минулого століття стала основною технологією виготовлення інтегральних схем.

Ідею цифрового фотоапарату запропонували у 1969 р. Віллард Бойль та Джордж Сміт, дослідники американської компанії *Bell Labs*. Вони використали для реєстрації зображень винайдений ними прилад із зарядовим зв'язком (ПЗЗ), який виглядав як лінійка з елементів пам'яті, в які можна було вносити електричні заряди, а потім зчитувати їх послідовним переміщенням зарядів вздовж лінійки (так званий зсувний реєстр). Накопичення фотоелектричних зарядів в лінійці з семи МОН-елементів було продемонстровано дослідниками *Bell Labs* в 1970 р., що відкрило шлях до створення сканера та цифрового апарата. За винахід ПЗЗ вчені удостоєні у 2009 р. Нобелівської премії з фізики.

У 1973 р. американська фірма *Fairchild* почала промисловий випуск чорно-білих ПЗЗ-матриць, які налічували 100×100 елементів. У 1976 р. цією ж фірмою випущена перша промислова цифрова камера, яку з'єднали з комп'ютером і використали для контролю виробничого процесу.

Першу кольорову відеокамеру на основі ПЗЗ-матриці випустила у 1980 р. японська фірма *Sony*. У 1981 р. ця ж фірма розпочала випуск першого кольорового електронного фотоапарата з роздільною здатністю 0,28 Мпікселів – «статичну» відеокамеру, яка знімала у покадровому режимі і записувала дані в

аналоговому форматі *NTSC* на дводюймовий магнітний диск. Низька роздільна здатність (525 рядків) дозволяла лише спостерігати зображення на екрані монітора і була недостатньою для друку фотознімків.

У 1982 р. *Sony* випустила перші камкордери – відеокамери з записом відеосигналу на відеокасету (магнітну стрічку).

Перший повністю цифровий фотоапарат було створено у 1988 р. японською фірмою *Fuji*; його масовий випуск розпочато у 1990 р. фірмою *Sony*.

Відмінність між цифровим фотоапаратом та цифровою відеокамерою мінімальна і лежить переважно в площині електроніки, тому їх часто називають узагальнюючим терміном «цифрова камера».

У 40-х роках минулого століття почалися активні дослідження впливу шумів на телевізійні зображення. Американський фізик Альберт Роуз, один з творців телевізійних систем в компанії *RCA*, показав, що для надійного виявлення людиною невеликого об'єкта у зашумленому зображенні яскравість об'єкта має принаймні у 5 разів перевищувати стандартне відхилення потужності шуму (критерій Роуза) [2.8]. У 1946 р. Роуз для того, щоб підкреслити, що частина фотонів, поглинутих датчиком зображення, трансформується в зображення, а частина – в шуми, ввів поняття корисної квантової ефективності, яку пізніше стали називати виявною квантовою ефективністю.

Перед другою світовою війною почалися розробки вакуумних електронно-оптичних перетворювачів діодної конструкції, в яких фотоелектрони, вибиті з фотокатода, прискорювалися до енергій, за яких кожен фотоелектрон, вдаряючись об люмінофор, викликав появу на виході до ста фотонів. Такі підсилювачі зображення з фотокатодами, чутливими до інфрачервоного випромінювання, стали основою приладів нічного бачення.

Матричні фотоприймачі. Перші матричні фотоприймачі були зібрані з окремих елементів – фотодіодів або фоторезисторів. Сучасні матричні (мозаїчні) фотоприймачі – це складні інтегральні схеми, які можуть налічувати понад сто мільйонів фотодіодів, а також підсилювачі, схеми накопичення та зчитування зарядів, аналого-цифрові перетворювачі (АЦП), сигнальні процесори і таке інше. Іноді фоточутливі елементи матричного фотоприймача називають декселями (англ. *dexel, detector element* – елемент фотоприймача), що може і вірно, але зазвичай використовують термін «піксель» (англ. *picture element, pixel* – елемент зображення).

Матричні фотоприймачі можуть утворювати датчики одновимірного зображення (лінійні датчики на зразок тих, що стоять у сканерах) та датчики двовимірного зображення (датчики зображення, які використовуються в цифрових камерах).

Під оптичним зображенням деякої сцени матимемо на увазі плоске дійсне зображення, яке формується на світлочутливому матеріалі (лінзою, угнутих дзеркалом або навіть камерою-обскурою) і яке повторює у певному масштабі контури та деталі об'єктів даної сцени. За принципом Гюйгенса-Френеля кожен точку такого зображення можна розглядати як вторинне джерело світла. Таке джерело можна задати декартовими координатами, інтенсивністю та кольором випромінювання. Колір найпростіше було б задати середньою довжиною хвилі випромінювання з вузьким спектром (наприклад, 1 нм), але таку більш-менш фізичну модель кольору важко реалізувати на практиці (наприклад, в процесі формування кольорового пікселя на моніторі комп'ютера або в лазерному принтері). Тому вторинне точкове джерело світла даного кольору будемо представляти *RGB*-триєюю точкових монохроматичних джерел світла, відносна інтенсивність яких коливається в діапазоні 0–255.

Колірну модель *RGB* можна побачити, наприклад, в текстовому редакторі «*Microsoft Word*», вибравши на панелі інструментів «Засоби малювання» опцію «Контур фігури/Інші кольори контуру» і відкривши в ній закладку «Спектр» (рис. 2.1). Положення хрестика на палітрі кольорів задає відносні інтенсивності світіння червоного, зеленого та синього субпікселів у загальному світінні кольорового пікселя.

Для кількісного оцінювання кольору в *RGB*-моделі користуються рівнянням, в якому відносна кількість кольору (d_{RGB}) виражається через суму відносних кількостей червоного (r_{RGB}), зеленого (g_{RGB}) та синього (b_{RGB}) кольорів

$$d_{RGB} = r_{RGB} + g_{RGB} + b_{RGB}.$$

Приклад 2.1. Поліхроматичне джерело світла випромінює світловий потік $\Phi = 1$ лм, в якому відносні кількості червоного, зеленого та синього кольорів відповідно складають $r_{RGB} = 110$, $g_{RGB} = 204$ та $b_{RGB} = 126$ (рис. 2.1). Знайти величини червоного, зеленого та синього світлових потоків, виражені в люменах.

Знайдімо відносний вміст червоного, зеленого та синього світла у кольоровому світлі:

$$R_{RGB} = r_{RGB} / (r_{RGB} + g_{RGB} + b_{RGB});$$

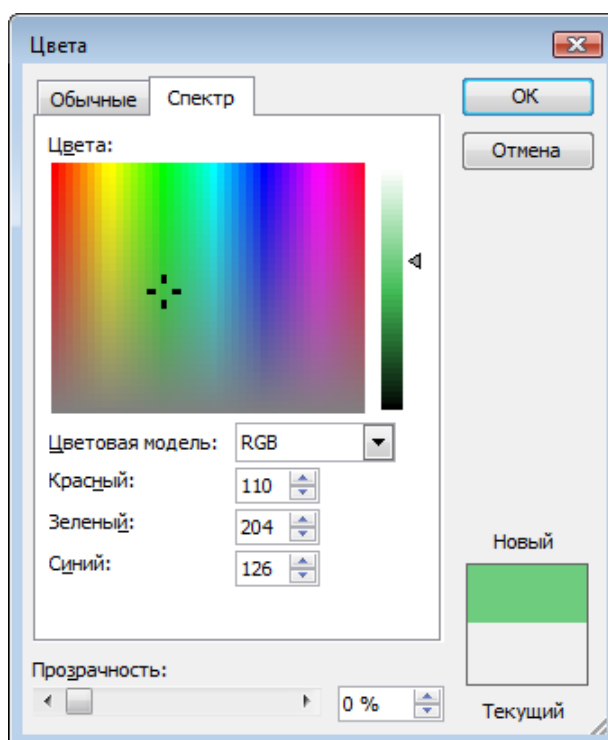


Рис. 2.1. Колірна модель RGB, яка задає колір пікселя на екрані комп'ютерного монітора

$$R_{RGB} = r_{RGB} / (r_{RGB} + g_{RGB} + b_{RGB});$$

$$G_{RGB} = g_{RGB} / (r_{RGB} + g_{RGB} + b_{RGB}).$$

Отримані величини називають *триколірними коефіцієнтами*, причому $R_{RGB} + G_{RGB} + B_{RGB} = 1$. Підставляючи у ці формули задані відносні кількості кольорів, знайдемо: $R_{RGB} = 0,25$, $G_{RGB} = 0,46$ та $B_{RGB} = 0,29$. Помноживши кожен з цих коефіцієнтів на повний світловий потік, отримаємо світлові потоки червоного, зеленого та синього світла:

$$\Phi_R = R_{RGB} \Phi = 0,25 \text{ лм}, \quad \Phi_G = G_{RGB} \Phi = 0,46 \text{ лм}, \quad \Phi_B = B_{RGB} \Phi = 0,29 \text{ лм}.$$

Статичне (нерухоме) оптичне зображення може бути одновимірним, двовимірним та тривимірним. Тривимірні зображення будемо розглядати в главі, присвяченій голографії, а поки що зупинімося на реєстрації одновимірних та двовимірних зображень.

Основними технологіями виготовлення датчиків зображення є технологія ПЗЗ-матриць та КМОН-технологія. Розгляньмо особливості кожної з цих технологій та порівняймо їх.

2.2. ПЗЗ-датчики зображення

Прилад із зарядовим зв'язком, ПЗЗ (англ. *charge-coupled device*, *CCD*) – це аналогова інтегральна схема, в якій є лінійка електродів (затворів), подачею на які відповідних потенціалів створюють лінійку потенціальних ям, в яких накопичуються інформаційні електричні заряди, а періодичною зміною їх глибини ці заряди переносять на вихід схеми (рис. 2.2). Електричний заряд, перенесений на вихід ПЗЗ, заряджає конденсатор і перетворюється в напругу сигналу. Цей сигнал подається на вхід підсилювача, розташованого на друкованій платі датчика зображення. Аналого-цифрове перетворення та більшість функцій, необхідних для роботи датчика, реалізовані на друкованій платі.

Зауважмо, що інформаційні електричні заряди в ПЗЗ можуть утворюватися не тільки світлом, але й електричними сигналами, як це спочатку і передбачали В. Бойль та Дж. Сміт, винахідники ПЗЗ, але сучасні ПЗЗ зазвичай виготовляють разом з фотоприймачами і використовують як датчики зображення.

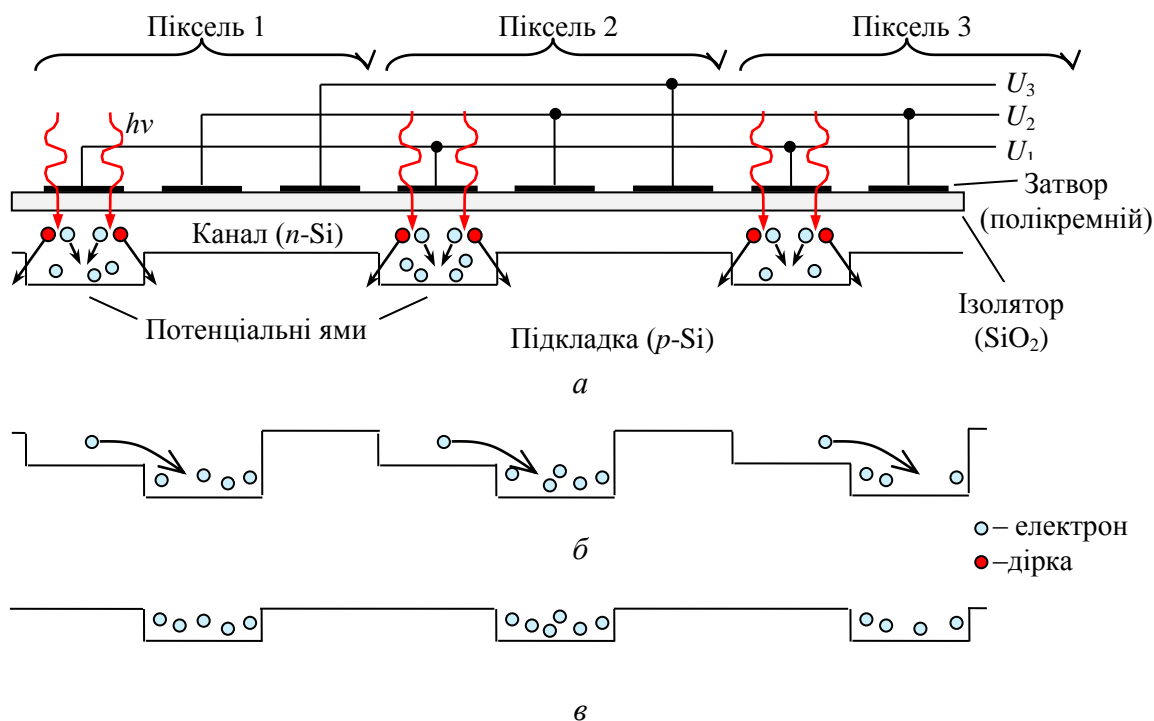


Рис. 2.2. Принцип дії 3-фазного ПЗЗ: *a* – накопичення фотоелектричних зарядів у потенціальних ямах пікселів ($U_1 > 0$); *б* – перенесення зарядів у глибші потенціальні ями під сусідніми затворами ($U_2 > U_1$); *в* – збереження перенесених зарядів ($U_3 = U_1$)

Потенціальна яма, в яку збирається інформаційний заряд, має зазвичай глибину 5 мкм і може вмістити заряд, величина якого визначається повною місткістю потенціальної ями (англ. *full well capacity*). Повна місткість залежить від площі пікселя і може перевищувати 10^5 електронів; наприклад, для ПЗЗ *Thomson 7895* вона становить $3,75 \cdot 10^5$ електронів.

На кінцевій стадії заповнення потенціальної ями втрачається пропорційність між кількістю електронів, захоплених ямою, і кількістю поглинутих фотонів. Кількість електронів в потенціальній ямі, до якої така пропорційність зберігається, називають лінійною місткістю потенціальної ями (англ. *linear well capacity*).

За великих освітленостей потенціальна яма вже не може вмістити усі генеровані електрони і спостерігаються такі явища як насичення потенціальної ями і блюмінг (англ. *blooming* – розтікання) – перехід електронів у сусідні пікселі, що на зображенні проявляється у вигляді світлих плям або смуг. Для боротьби з блюмінгом використовують два методи:

- профілюванням *p*-ями створюють спеціальні антиблюмінгові канали, куди стікає надлишковий заряд; на жаль, у цьому разі знижується квантова ефективність та погіршується частотно-контрастна характеристика камери;
- на етапі накопичення заряду під першим затвором пікселя (див. рис. 2.2, *a*) на другий та третій затвори подають потенціали з протилежним знаком, що викликає рух надлишкових електронів до межі між Si і SiO₂, де вони рекомбінують з дірками.

Перенесення заряду між потенціальними ямами може супроводжуватись втратами заряду, викликаними:

- захопленням електронів поверхневими станами напівпровідника (енергетичними рівнями забороненої зони, утвореними дефектами кристалічної структури, які відіграють роль пасток для носіїв заряду; дефектами є й обрив періодичної структури кристала на поверхні, й адсорбовані на ній домішкові атоми);
- поперечним дифузійним розтіканням заряду під час його перенесення між потенціальними ямами.

Для зменшення втрат заряду від поверхневих станів канал перенесення зарядів реалізують не у приповерхневому шарі

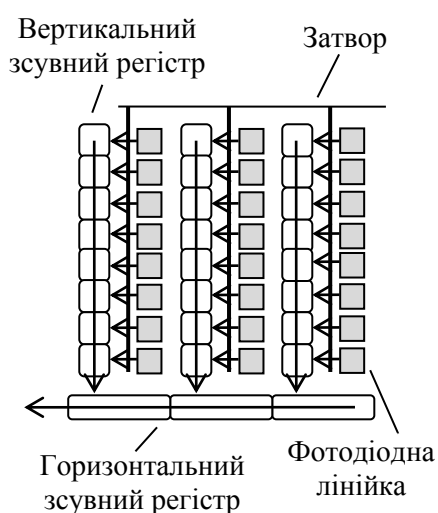


Рис. 2.3. Схема ПЗЗ-матриці з міжрядковим перенесенням заряду

(товщиною біля 10 нм), а вглибині напівпровідника, вздовж p - n -переходу, утвореного підкладкою з p -Si та каналом з n -Si (рис. 2.2, а). Такі прилади називають ПЗЗ зі схованим каналом.

Для усунення поперечного розтікання зарядів створюють стоп-канали з p^+ -Si обабіч p -каналу перенесення зарядів. Сильніше легування кремнію акцепторною домішкою запобігає утворенню в стоп-каналі потенціальних ям, що

сприяє повнішому перенесенню заряду між потенціальними ямами.

Є декілька варіантів перенесення заряду в ПЗЗ-датчиках, а відповідно і типів таких датчиків:

- датчик з міжрядковим перенесенням (англ. *interline-transfer CCD, IT-CCD*);
- датчик з міжрядковим перенесенням кадру (англ. *frame interline-transfer CCD, FIT-CCD*);
- датчик з перенесенням кадру (англ. *frame-transfer CCD, FT-CCD*);
- датчик з перенесенням повноформатного кадру (англ. *full-frame-transfer CCD, FFT-CCD*).

Перші три типи датчиків використовують переважно у відеокамерах, четвертий тип – у цифрових камерах наукового призначення, оскільки він уможливує проведення спектрофотометричних вимірювань.

На рис. 2.3 зображена схема ПЗЗ-матриці з міжрядковим перенесенням заряду. У такій матриці піксель утворено фотодіодом та МОН-транзистором, причому усі МОН-транзистори мають спільний затвор. Під дією світла на бар'єрних ємностях лінійки фотодіодів накопичуються фотоелектричні заряди. За подачі на затвор відкриваючого потенціалу фотоелектричні заряди, накопичені у фотодіодах, одночасно переносяться в елементи вертикального зсувного реєстру, який послідовно переносить заряди фотодіодів на вихід, з'єднаний з одним з елементів горизонтального реєстру. Вихід

горизонтального регістру підключений до підсилювача. Підсилювач та аналого-цифровий перетворювач розташовані поза інтегральною схемою датчика – на друкованій платі. Перевагами такого датчика є висока чутливість, а також мала інерційність електронного затвору, досягнута за рахунок захищених від світла вертикальних каналів перенесення заряду; недоліком є низький коефіцієнт заповнення (30–50 %), який збільшують до 70 % мікролінзою, розміщеною над пікселем.

Схема ПЗЗ-датчика з перенесенням повноформатного кадру зображена на рис. 2.4. У такій схемі фотоелектричне перетворення, накопичення та перенесення заряду здійснюється в одному і тому ж місці пікселя.

Датчик з перенесенням кадру подібний до датчика з перенесенням повноформатного кадру; відмінність у тому, що заряд переноситься в область напівпровідника, захищену від світла. Серед названих чотирьох типів датчиків цей тип датчика має найбільший коефіцієнт заповнення і відповідно найбільший кут поля зору. Це дозволяє зменшувати розмір пікселя без суттєвого погіршення динамічного діапазону. З іншого боку піксель цього датчика виглядає більш розмазаним, що не дозволяє використовувати цей датчик у *камкордерах* – відеокамерах із записом відеосигналу на жорсткий або оптичний диск, а також на флеш-пам'ять. Термін «камкордер» є аббревіатурою від англ. *video camera and recorder* – відеокамера із записувальним пристроєм. У камкордерах використовують матриці з міжрядковим перенесенням заряду.

Новим перспективним напрямком в технології твердотільних датчиків зображення є створення ПЗЗ з помноженням електронів (англ. *electron-multiplying CCD, EMCCD*). У такому ПЗЗ між горизонтальним зсувним регістром та вихідним підсилювачем розташований підсилювальний регістр з N елементів (зазвичай $N > 500$). Не зважаючи на те, що підсилення в одному елементі регістру $g < 1,02$, сумарне підсилення $G = g^N$ може перевищувати 10^4 . Механізмом підсилення є ударна іонізація, яка виникає за лавинного пробією напівпровідника у сильному електричному полі.

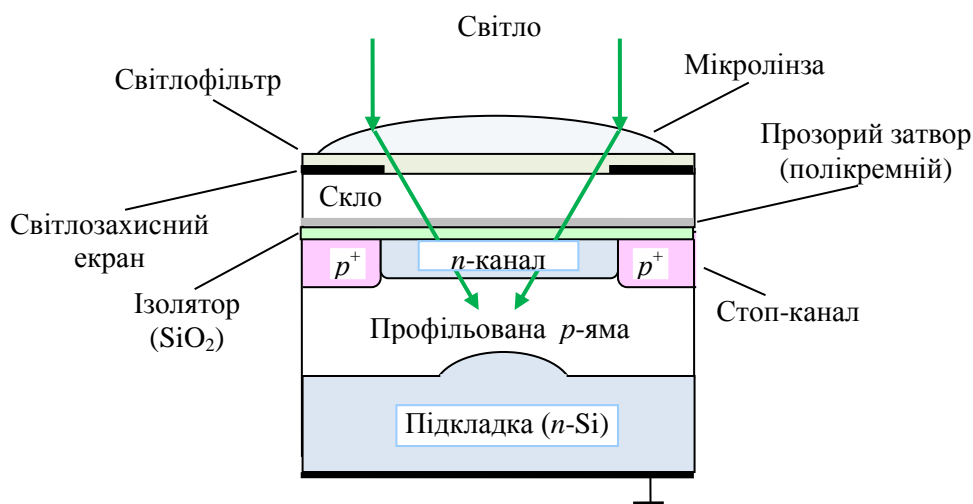


Рис. 2.4. Один піксель ПЗЗ-датчика з перенесенням повноформатного кадру
Переміщення заряду здійснюється перпендикулярно площині рисунка.

Перевагою таких ПЗЗ є дуже малий шум зчитування (менше одного електрона на піксель), недоліком – потреба в охолодженні до температур нижче 210 К.

ПЗЗ з помноженням електронів знайшли застосування для реєстрації зображень астрономічних та біомедичних об'єктів з малими світловими потоками.

ПЗЗ з фронтальним та тильним освітленням. Збільшити чутливість ПЗЗ можна, якщо наблизити зону поглинання випромінювання та генерації носіїв заряду до потенціальних ям. У разі фронтального освітлення ПЗЗ ультрафіолетове та синє випромінювання поглинається у приповерхневому шарі кремнію, поблизу границі з діелектричним шаром SiO_2 . Для збільшення швидкодії та ефективності перенесення заряду потенціальні ями розташовані не у приповерхневому шарі напівпровідника, а вглибині. Пастки поверхневих станів, від яких у такий спосіб захистили процес перенесення зарядів, тим не менше здатні захоплювати електрони, генеровані у приповерхневому шарі кремнію, створюючи втрати інформаційного заряду. Цього виду втрат можна позбутися, якщо освітлювати ПЗЗ з боку підкладки (рис. 2.5).

У ПЗЗ з тильним освітленням підкладку протравлюють до товщини 10–15 мкм. Ускладнення технології підвищує вартість таких приладів.

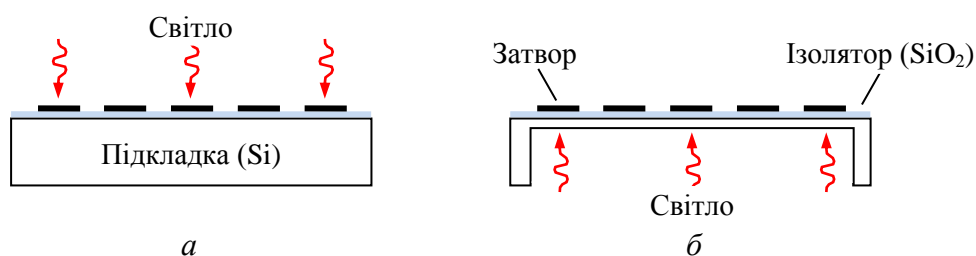


Рис. 2.5. ПЗЗ з фронтальним (а) та тильним (б) освітленням

Іноді для збільшення чутливості ПЗЗ з фронтальним освітленням на поверхню приладу наносять шар люмінофору. Люмінофор перетворює ультрафіолетове та найбільш короткохвильове синє випромінювання у зелене та жовте, яке поглинається вглибині напівпровідника, внаслідок чого генерація носіїв заряду відбувається ближче до потенціальних ям.

2.3. КМОН-датчики зображення

КМОН-технологія – це комплементарна метал-оксид-напівпровідникова технологія (англ. *CMOS*, *complementary metal-oxide-semiconductor*), яка є базовою технологією мікроелектроніки у процесі виготовлення інтегральних схем, зокрема, логічних схем, схем статичної пам'яті, мікропроцесорів та частини датчиків зображення. Основними елементами в таких інтегральних схемах є пари комплементарних МОН-транзисторів – польових транзисторів з каналами *p*- та *n*-типу. КМОН-технологія прийшла на зміну біполярній технології і витіснила її з багатьох сфер завдяки тому, що КМОН-схеми практично не споживають електроенергію в статичному режимі (споживання енергії відбувається під час перемикування станів схеми), мають більшу швидкодію, кращу завадозахищеність і можливість більш щільного розміщення транзисторів на підкладці. Останньому сприяє і те, що в статичному режимі майже немає виділення джоулева тепла, з яким важко боротись внаслідок низької теплопровідності кремнію. Ефективне відведення тепла від комп'ютерного процесора дає змогу підвищити його тактову частоту, а, отже, і швидкість оброблення інформації. Багато енергії розсіюється на міжз'єднаннях процесора і перехід від електричних зв'язків до оптичних дозволить зменшити тепловиділення і збільшити тактову частоту процесора від

теперішніх гігагерц до десятків гігагерц, на яких здатні працювати КМОН-транзистори.

Інтегральна схема КМОН-матриці датчика зображення, на відміну від інтегральної схеми ПЗЗ-матриці, є цифровою схемою, в якій реалізовано більшість функцій, потрібних для роботи датчика.

2.4. Передавання кольорового зображення

Розкладання та відтворення кольорового зображення. В цифрових камерах використовують три методи отримання кольорових цифрових зображень, які ґрунтуються на:

- використанні мозаїчного фільтра, складеного з кольорових фільтрів (наприклад, червоного, зеленого та синього), кожен з яких накриває собою фотодіод пікселя;
- формуванні трьох шарів пікселів, кожен з яких розташовують на такій глибині в кремнієвій пластині, де найбільше поглинається червоне, зелене або синє світло і де відбувається генерація електронно-діркових пар потрібного «кольору»;
- застосуванні світлоділильної призми, яка розділяє оптичне зображення на три матриці, перед якими розташовують відповідно червоний, зелений та синій фільтри.

У разі передачі або запису кольорового зображення використовують декілька моделей кольору, на основі яких кольорове зображення розкладають на три або чотири монохроматичні зображення.

Найчастіше використовують *RGB*-модель кольору, в якій кольорове зображення розкладають (за *RGB*-базисом) на червону, зелену та синю компоненти (англ. *red-green-blue*). Але існують й інші моделі. В *RGBE*-моделі вводять додатковий колір – смарагдовий (англ. *emerald*). В *RGBW*-моделі його замінюють на білий колір (англ. *white*). В *CYGM*-моделі використовують голубий, жовтий, зелений та пурпурний кольори (англ. *cyan-yellow-green-magenta*). В *CYM*-моделі присутні тільки голубий, жовтий та пурпурний кольори.

Кольори поділяють на адитивні та субтрактивні. Адитивні кольори додаються, у тому розумінні, що при змішуванні у певних пропорціях червоного, зеленого та синього світла можна отримати світло будь-

якого кольору. Адитивний синтез кольору базується на метамерії – властивості людського ока сприймати світло з різним спектральним складом як світло одного кольору. Так, при змішуванні у певних пропорціях зеленого та синього світла можна отримати відчуття білого світла. У кольорових електронно-променевих трубках використовувались тріади з червоних, зелених та синіх люмінофорів (невеличкі випромінюючі цяточки). У рідкокристалічних дисплеях використовують *RGB*-фільтри, які пропускають відповідні спектральні компоненти з білого підсвічування рідкокристалічного екрана. Таким чином, адитивний синтез кольору використовують тоді, коли світло різного забарвлення випромінюється джерелами світла або коли спектральні світлові потоки створюють при пропусканні білого світла через кольорові світлофільтри.

Субтрактивний синтез кольору оснований на змішуванні кольорів світла, відбитого від поверхні матеріалів різного кольору. Якщо червоний, зелений та синій кольори вважати основними, то додатковими до них будуть голубий, пурпуровий та жовтий кольори. При змішуванні на папері фарб з цими додатковими кольорами можна в ідеалі зафарбувати папір у чорний колір, а практично – у темно-коричневий. Для того, щоб у надрукованому зображенні був присутній чорний колір, додають чорну фарбу. Така система кольорів позначається аббревіатурою *CMYK* (англ. *cyan-magenta-yellow-black* – голубий-пурпуровий-жовтий-чорний). Саме такі кольори мають тонери в кольорових лазерних принтерах та копіювальних апаратах, про які піде мова трохи пізніше.

Названі моделі кольору використовують в матричних (мозаїчних) кольорових фільтрах – відповідно в *RGGB*-фільтрі (фільтрі Байера), а також в *RGBW*-, *RGBE*-, *CYGM*- та *CYYM*-фільтрах. Такі назви фільтрів означають, що просторовий період (елемент матриці) утворено чотирма фільтрами, два з яких можуть бути однаковими. Зауважмо, що, окрім 2×2 -елементів, існують 2×4 -елементи, а також 4×4 -елементи. Це *RGBW*-фільтри, в який половина кольорових фільтрів є білими (повністю прозорими). Білі фільтри пропускають на світлочутливі елементи більше світла, причому у всьому діапазоні видимого випромінювання і частково в інфрачервоному діапазоні.

Найбільш поширеним в датчиках зображення є фільтр Байера. Такий фільтр розташовують перед світлочутливою матрицею, так щоб кожний з чотирьох кольорових світлофільтрів – червоний, два зелених та синій – пропускав світло тільки на свій піксель (рис. 2.6 а). Збільшення вдвічі кількості зелених пікселів пояснюється необхідністю наблизити спектральну характеристику датчика зображення до спектральної характеристики людського ока, яке найбільш чутливе до зеленого світла (див. рис. 6.5 першого тому).

Якщо у 80-х роках минулого століття мозаїчні фільтри виготовляли на скляній пластині, яка потім приклеювалася до світлочутливої матриці, то останнім часом фільтр наносять прямо на поверхню матриці. Матеріалом фільтра є фоторезист, в якому міститься органічний барвник чи неорганічний пігмент, причому барвник розчинений у фоторезисті, а пігмент утворює з ним суспензію. У мозаїчних фільтрах частіше використовують пігменти, як більш стійкі до нагрівання та фотохімічної дії світла. Товщина фільтрів може не перевищувати 1 мкм.

Відновлення початкового кольору пікселя у цифровому зображенні здійснює процесор камери, який шляхом інтерполяції

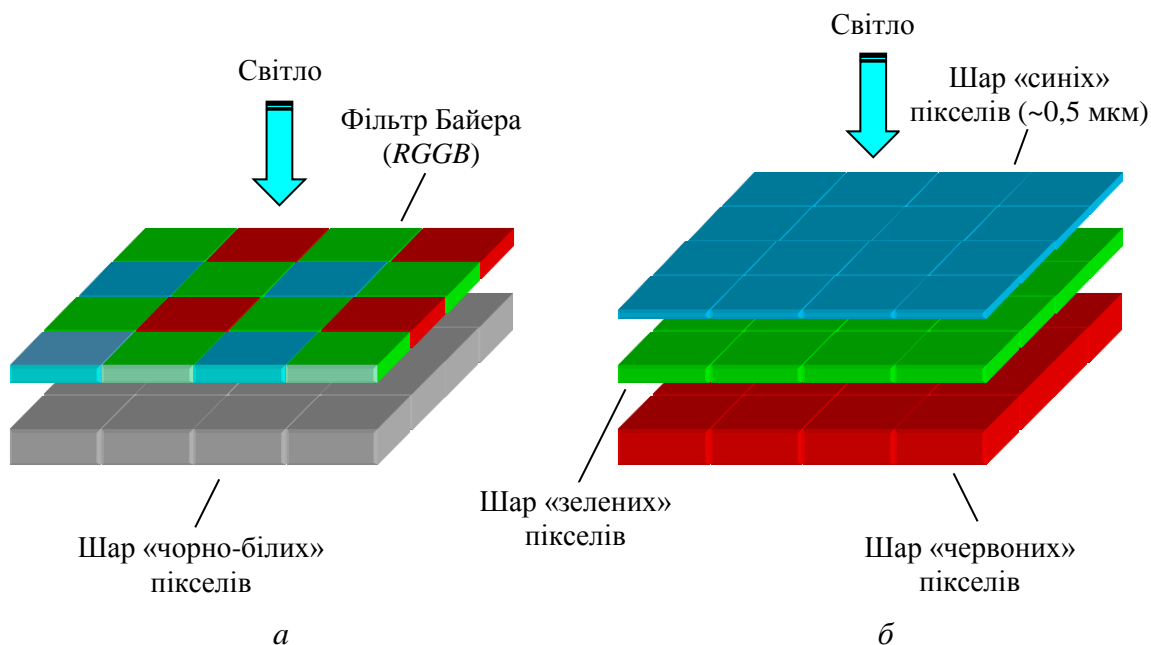


Рис. 2.6. Два методи формування кольорових пікселів:
 а – використання фільтра Байера, нанесеного на шар «чорно-білих» пікселів;
 б – застосування селективного поглинання червоного, зеленого та синього світла шарами пікселів, які знаходяться в пластині кремнію на різній глибині

сигналів з дев'яти і більше сусідніх фотодіодів розраховує колір кожного пікселя кольорового цифрового зображення. Як результат, утворюється цифрове зображення у форматах *JPEG* або *TIFF* – форматах організації та збереження файлу цифрового зображення, в яких відбувається стиснення інформації з деякою її втратою.

JPEG-формат стиснення (найчастіше – 10-кратного) не призводить до відчутного зниження якості зображення, тому його використовують в цифрових камерах та в процесі збереження і передачі зображень в Інтернеті. Назва формату походить від назви групи, яка його розробляла (англ. *Joint Photographic Experts Group* – Об'єднана група експертів з фотографії).

TIFF-формат (англ. *tagged image file format* – формат файла зображення з тегами) може бути як зі стисненням, так і без нього. Теги – це вказівники для програми, яка обробляє зображення, а також додаткова службова інформація:

- скільки рядків і стовпчиків у зображенні;
- який застосовано вид стиснення (компресії) даних;
- яка використана модель кольору – *RGB*, *RGBE* чи *CYGM*;
- на якому комп'ютері і за допомогою якої операційної системи отримано зображення;
- дата і час запису зображення і таке інше.

Альтернативою мозаїчним фільтрам є використання спектральних властивостей кремнію, а саме його різної поглинальної здатності для червоного, зеленого та синього світла. Синє світло має найменшу проникну здатність і поглинається у тонкому (~0,5 мкм) приповерхневому шарі кремнію, де і відбувається генерація «синіх» електронно-діркових пар (рис. 2.6, б). Зелене світло проникає глибше і генерація «зелених» пар носіїв заряду протікає у більш глибокому і більш товстому (~1,5 мкм) шарі кремнію. Нарешті, червоне світло проникає на найбільшу глибину (~4,5 мкм) і в цьому найширшому шарі кремнію генеруються «червоні» електронно-діркові пари.

Таке розшарування нерівноважних носіїв заряду дає змогу сформувати у кожному шарі кремнію фотодіод, чутливий практично тільки до світла, яке найбільше поглинається у даному шарі.

Подібний принцип спектрального розкладання світлового потоку за глибиною поглинання запозичений з кольорової фотографії, де фотоматеріал теж має три світлочутливі шари фотоемульсії. Фотоемульсія – це шар желатина, в якому дисперговані мікрокристалики галогенідів срібла. Верхній шар фотоемульсії несенсибілізований і чутливий до синього світла. Середній шар сенсибілізовано і він чутливий до синього та зеленого світла. Для захисту цього шару від синього світла перед ним розміщують проміжний шар з колоїдним сріблом – жовтий фільтр, який не пропускає синє світло. Нижній шар сенсибілізовано до червоного та синього світла, але синє світло вже було поглинуто жовтим фільтром. Таким чином, під дією світла у кожному шарі відбувається фотохімічна реакція з виділенням мікрокристаликів металічного срібла. Утворюється приховане зображення. Кожен з трьох світлочутливих шарів фотоемульсії містить речовину (так звану «кольорову компоненту»), яка після проявлення утворює барвник, колір якого є додатковим до кольору світла, поглинутого у даному шарі. Так, у верхньому шарі утворюється жовтий барвник, у середньому – пурпуровий, в нижньому – голубий.

Описаний вище принцип формування кольорових пікселів використали тільки в датчиках зображення *Foveon X3*, які суттєво відрізняються від інших типів датчиків. Американська фірма *Foveon* перша в світі випустила кольорові датчики зображення, в яких не було кольорових фільтрів. Такі датчики дістали назву прямих датчиків зображення (англ. *direct image sensor*). В процесі створення датчика використана стандартна КМОН-технологія мікроелектроніки.

Прямий датчик зображення – це датчик, в якому відбувається пряме (без використання кольорових фільтрів) перетворення кожного елемента кольорового зображення в фотоелектричні сигнали червоного, зеленого та синього пікселів. Якщо порівняти прямий датчик зображення з датчиком, в якому використано фільтр Байера, то стають очевидними декілька переваг прямого датчика, а саме:

- адекватне перетворення всіх точок (елементів) кольорового зображення у фотоелектричні сигнали відповідних пікселів; у звичайному датчику піксель з жовтим фільтром не пропускає синю компоненту елемента зображення, а, отже, спотворює колір елемента;
- відсутність потреби у програмі, яка визначає колір пікселя шляхом інтерполяції кольорів сусідніх пікселів, а такий підхід часто призводить до помилкових результатів;

- відсутність згладжувального (розмиваючого) фільтра, який знижує різкість та роздільну здатність цифрового зображення;
- більша (приблизно в 3 рази) роздільна здатність за рахунок розміщення фотодіодів «етажеркою»;
- менший час готовності камери після зйомки;
- простіша технологія, оскільки немає потреби у виготовленні на поверхні матриці мозаїчного фільтра;
- можливість об'єднання сигналів з сусідніх пікселів для створення «суперпікселя» розміром, наприклад, 2×2 або 4×4 , щоб зберегти відношення «сигнал-шум» на виході камери у разі зниження освітленості сцени під час фотозйомки або у разі збільшення частоти кадрів під час відеозйомки; якість зображення при цьому суттєво не змінюється.

2.5. Параметри та характеристики датчиків зображення

Абсолютний показник якості. Датчик зображення призначений для отримання, перетворення та передачі інформації від об'єктів навколишнього світу до інтелектуальної системи, де ця інформація обробляється та інтерпретується. Очевидно, що на результат інтерпретації і можливу реакцію впливає кількість переданої інформації. Дискретність носіїв інформації (фотонів та електронів) спричиняє часткову втрату інформації. Альберт Роуз запропонував ввести абсолютний показник якості зорової системи (зорової у широкому розумінні цього слова – і зорової системи людини або тварини, і електронної зорової системи) [2.8]:

«Абсолютною мірою якості зорової системи є відношення інформації, пропущеною цією системою, до інформації, яка міститься у світловому потоці, падаючому на систему».

Спектральний діапазон. Переважна більшість датчиків зображення призначена для роботи з видимим випромінюванням. Кремній, який використовують у фоточутливих елементах подібних матриць, здатен реєструвати і ближнє інфрачервоне випромінювання (з довжинами хвиль до 1100 нм). У цьому легко пересвідчитись, спрямувавши пульт дистанційного керування телевизором на камеру

мобільного телефону. У світлодіода пульта довжина хвилі випромінювання приблизно 900 нм.

ПЗЗ-матриці, окрім кремнію, виготовляють також з антимоніду індію InSb та телуриду кадмію-ртуті $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Матриці з InSb перекривають діапазон $\lambda = 2\text{--}5,5$ мкм, а матриці з $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ – декілька діапазонів, в залежності від відносного вмісту кадмію у даній сполуці – 1,0–2,5 мкм, 3–5 мкм та 8–12 мкм.

Квантова ефективність. *Квантова ефективність* цифрової камери – це відношення числа електронів інформаційних зарядів, накопичених у всіх потенціальних ямах матриці за проміжок часу Δt , до числа фотонів, перехоплених фотооб'єктивом за той же проміжок часу. Розгляньмо, які фактори знижують квантову ефективність камери видимого діапазону і як можна протидіяти впливу деяких з цих факторів. Очевидно, що зниження квантової ефективності може бути зумовлене як оптичними, так і електричними втратами.

Частина світла, яке потрапляє у фотооб'єктив, втрачається внаслідок відбиття від поверхонь лінз та поглинання в них. Втрати світла у фотооб'єктиві характеризують коефіцієнтом пропускання фотооб'єктива, який можна розрахувати за формулою

$$T_{ob} = (1 - R_c)^m \exp(-\alpha l_\Sigma),$$

де R_c – коефіцієнт відбиття просвітлювального покриття поверхні лінзи; m – кількість таких поверхонь; α – коефіцієнт поглинання оптичного скла; l_Σ – сумарна товщина лінз.

Зменшує квантову ефективність і невидиме випромінювання, яке не формує цифрове зображення, але здатне утворити паразитний заряд у потенціальній ямі (фонове засвічування). Ультрафіолетове випромінювання практично все поглинається склом фотооб'єктива, а от інфрачервоне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda < 2,4$ мкм проходить через фотооб'єктив, тому перед матрицею встановлюють світлофільтр, який не пропускає інфрачервоне випромінювання.

Світло втрачається також в самій матриці внаслідок відбиття від її просвітлювального покриття, попадання світла у проміжки між фоточутливими елементами, а також у разі недостатньої або надмірної глибини поглинання фотонів, коли генеровані ними фотоелектрони не здатні потрапити у потенціальну яму. Оптимальної глибини

поглинання фотонів досягають вибором відповідного фоточутливого напівпровідника та його легування. Суттєво підвищують квантову ефективність циліндричні мікролінзи (половинки циліндра, розрізаного вздовж), розташовані над лінійкою прозорих піксельних затворів (наприклад, у ПЗЗ *KAF-1402E/ME* фірми *Kodak* мікролінзи збільшують ефективність з 62 до 82 %).

Електричні втрати пов'язані з перенесенням інформаційного заряду з однієї потенціальної ями в іншу.

На рис. 2.5 показана типова спектральна характеристика квантової ефективності ПЗЗ-датчика зображення.

Просторова роздільна здатність. Роздільна здатність фотоприймальної матриці визначається числом пікселів, які може утворити в цифровому зображенні дана матриця. Роздільна здатність вимірюється в мегапікселях (Мп). На відміну від роздільної здатності фоточутливого матеріалу, наприклад, фотоплівки, яка вимірюється у зворотних міліметрах (мм^{-1}), роздільна здатність матриці не залежить від щільності розміщення фоточутливих елементів на поверхні напівпровідникової підкладки. Таким чином, роздільну здатність матричного фотоприймача можна підвищити, збільшуючи кількість фоточутливих елементів як за рахунок збільшення площі матриці, так і за рахунок зменшення розмірів елементів. Зазвичай площа матричного фотоприймача не перевищує декількох сантиметрів. Роздільна здатність професійних цифрових фотоапаратів з матрицями такого розміру сягає 50 Мп. У цифрових камерах наукового призначення, наприклад, астрономічних, площа матриці перевищує 10 см^2 , що дозволяє отримати роздільну здатність понад 100 Мп. Велика площа фотоприймальної матриці потребує дорогого високоякісного фотооб'єктива з великою фокусною відстанню (тобто – телеоб'єктива).

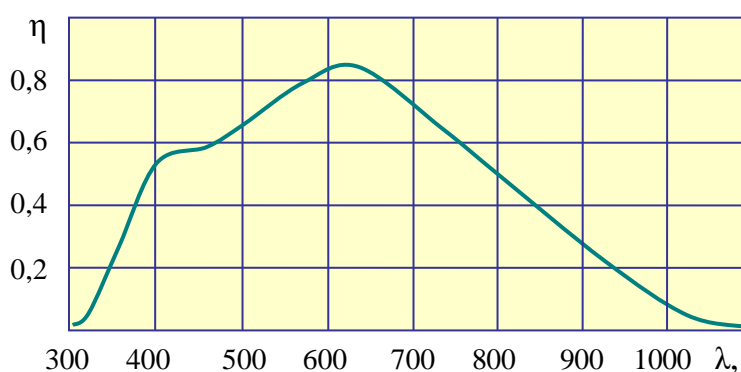


Рис. 2.5. Залежність квантової ефективності ПЗЗ-датчика зображення від довжини хвилі випромінювання

Розрізняють повну роздільну здатність (загальну кількість пікселів у матриці) та ефективну роздільну здатність (кількість пікселів, яку приймає фотографічне зображення). Частина периферійних пікселів матриці захищена від світла і використовується для компенсації у фотоелектричному сигналі темного струму.

Глибина кольору – це енергетична роздільна здатність, яка визначає, скільки відтінків певного кольору є у вихідному зображенні і відповідно – скільки рівнів яскравості предмета даного кольору може передати цифрова камера. Рентгенівські камери передають величини прозорості предмета у вигляді відтінків сірого кольору у чорно-білому зображенні.

З глибиною кольору тісно пов'язана така величина як глибина пікселя. *Глибину пікселя* вимірюють у бітах на піксель (англ. *bits per pixel, bpp*), показуючи, скільки бітів використовують для кодування кольору одного пікселя зображення. У *RGB*-моделі кольору комп'ютерної графіки використовують 24-бітні кольори, тобто червоний, зелений та синій кольори мають кожний по 256 (2^8) відтінків, уможливлуючи відображення понад 16 млн. (точніше 256^3) кольорів.

Цифрові камери, які працюють з невидимим випромінюванням, зазвичай мають енергетичну роздільну здатність (глибину пікселя) у 16 біт, тобто забезпечують передачу 65536 (2^{16}) відтінків сірого кольору.

Динамічний діапазон. Припустімо, що цифровою камерою треба сфотографувати сцену – галявину, освітлену прямим сонячним випромінюванням, і лісові хащі, які знаходяться у глибокій тіні,

причому контраст деталей в освітленій і неосвітленій частинах сцени не повинен сильно відрізнятися. У цьому разі потрібно, щоб камера мала досить великий динамічний діапазон, межами якого є нижній та верхній пороги чутливості – мінімальна (E_{\min}) та максимальна (E_{\max}) освітленості світлочутливої матриці, між якими світлова характеристика пікселя – залежність вихідної напруги від добутку освітленості на час експозиції $U = f(Et_{\text{exp}})$ – залишається із заданою точністю лінійною.

Нижній поріг чутливості визначається кількістю інформаційних електронів, за якої відношення потужностей сигналу та шуму на виході пікселя дорівнює одиниці. Якщо в шумах пікселя домінує шум зчитування, то можна за нижній поріг чутливості прийняти освітленість E_{\min} , за якої під дією світла у пікселі за час експозиції t_{exp} накопичується N_{read} електронів, де N_{read} – шум зчитування заряду з пікселя, виражений в електронах.

Верхній поріг чутливості залежить від кількості електронів, яку може вмістити потенціальна яма пікселя. У сучасних датчиках зображення потенціальні ями пікселів вміщують до 10^5 електронів. Нелінійність характеристики пікселя починає проявлятися ще до заповнення потенціальної ями електронами. Кількість електронів у пікселі N_{sat} , за якої порушується пропорційність між освітленістю та вихідним сигналом, називають сигналом насичення (англ. *saturation signal*). Цій кількості електронів на конденсаторі (перетворювачі інформаційного заряду у вихідний сигнал) відповідає напруга насичення U_{sat} . Нелінійність фотовідгуку пікселя, наприклад, у 1 % означає, що за зміни вихідного сигналу у межах 2–90 % від U_{sat} відносне відхилення світлової характеристики від лінійності не перевищує 1 %.

Динамічний діапазон світлочутливої матриці – це виражене в децибелах відношення максимальної та мінімальної освітленостей матриці, за якого спостерігається цифрове зображення, допустимо спотворене внаслідок насичення пікселя і непропорційності між освітленістю і утвореним зарядом. У разі переважання у шумах пікселя шуму зчитування можна записати, що

$$\text{Динамічний діапазон (дБ)} = 20 \lg \frac{E_{\max}}{E_{\min}} = 20 \lg \frac{U_{\text{sat}}}{\sqrt{\bar{U}_n^2}} = 20 \lg \frac{N_{\text{sat}}}{N_{\text{read}}}, \quad (2.1)$$

де $\sqrt{\bar{U}_n^2}$ – середньоквадратична напруга шумів на перетворювальному конденсаторі пікселя, викликаних шумом зчитування N_{read} .

ПЗЗ-матриці мають зазвичай динамічний діапазон 70 дБ. Динамічний діапазон КМОН-матриць, встановлюваних, наприклад, в мобільних телефонах, здебільшого дорівнює 60 дБ, у той час як КМОН-матриці датчиків з малими шумами мають діапазон понад 90 дБ.

В цифровій камері *Foveon X3* програмно реалізована можливість звужувати динамічний діапазон датчика зображення у випадку, коли є великий перепад освітленості в сцені, наприклад, під час зйомки сонячного зимового дня, коли все, що знаходиться в тіні, виглядає на фотознімку чорним. Спостерігаючи сцену на рідкокристалічному дисплеї камери, можна налаштувати динамічний діапазон камери і добитися потрібного контрасту сцени, за якого темні місця на фотознімку виглядатимуть світліше.

Приклад 2.2. У паспортних даних ПЗЗ інфрачервоного діапазону зазначено, що сигнал насичення складає $N_{\text{sat}} = 45000$ електронів, а шум зчитування $N_{\text{read}} = 15$ електронів. Який динамічний діапазон ПЗЗ та якої розрядності АЦП потрібен для такого приладу?

Динамічний діапазон ПЗЗ знайдемо за формулою (2.1):

$$\text{Динамічний діапазон} = 20 \lg \frac{N_{\text{sat}}}{N_{\text{read}}} = 20 \lg \frac{45000}{15} = 69,5 \text{ дБ.}$$

Для ПЗЗ інфрачервоного діапазону кожен відтінок сірого у відображуваній сцені кодується своїм фотоелектроном, тому можна вважати, що ПЗЗ має можливість відобразити з високою лінійністю $(N_{\text{sat}} - N_{\text{read}}) \approx 45000$ відтінків сірого. Для такого приладу потрібен АЦП з розрядністю у m біт, де $m = \log_2 45000 \approx 16$.

Чутливість. Чутливість елемента фотоприймальної матриці, як і будь-якого іншого фотоприймача, поділяється на інтегральну та спектральну (монохроматичну). Ці види чутливості вже були розглянуті в підрозділі 1.2.

Для матриць, які працюють з видимим випромінюванням, чутливість пікселя S_p визначається як відношення приросту напруги на виході підсилювача датчика зображення ΔU до приросту освітленості пікселя $\Delta E_v = 1$ лк:

$$S_p = \Delta U / \Delta E_v, [\text{мВ/лк}].$$

Більш об'єктивною характеристикою чутливості, яка не залежить від спектра випромінювання, є відношення приросту напруги до приросту енергетичної освітленості $\Delta E_e = 1$ мкДж/см²:

$$S_p = \Delta U / \Delta E_e, [\text{В} \cdot \text{см}^2 / \text{мкДж}].$$

У найбільш чутливих датчиків ця величина перевищує 500 В·см²/мкДж.

У пікселі ПЗЗ-матриці фотодіод, на який подається зворотне зміщення, підключений до істокового повторювача VT2 (рис. 2.6). Істоковий повторювач підсилює струм та потужність фотоелектричного сигналу, проте у нього немає підсилення за напругою ($G_U = 0,8-0,9$); основне достоїнство істокового повторювача – дуже великий вхідний опір і порівняно малий вихідний, що дозволяє ефективно використовувати його для узгодження за опором високоомного джерела сигналу з низькоомним входом приймача сигналу, наприклад, підсилювача.

Оскільки датчики зображення працюють з пакетами електронів, то часто чутливість пікселя подають як добуток коефіцієнта фотоелектричного перетворення фоточутливого елемента (з розмірністю «електрон/люкс») та коефіцієнта перетворення підсилювача («мікрівольт/електрон»). Під дією світла відбувається заряджання бар'єрної ємності фотодіода C_{VD} і накопичення у пікселі інформаційного заряду. При цьому ефективність перетворення інформаційного заряду у вихідну напругу для пікселя ПЗЗ-матриці виявляється рівною

$$\eta_{Q \rightarrow U} = eG_{SF} / C_{VD}, [\text{мкВ/електрон}] \text{ або } [\text{мкВ/е}].$$

Бажано, щоб чутливість пікселя була не меншою за 5–10 мкВ/е [2.4].

Звернімо увагу на те, що генерація та поглинання фотонів, як і утворення фотоелектронів на виході фотоприймача є випадковими процесами. Якщо для спрощення розглядати не широкодіапазонне випромінювання, а монохроматичний потік фотонів з енергією $h\nu$, то кількість фотонів q , яка потрапляє на фотоприймач за фіксованих

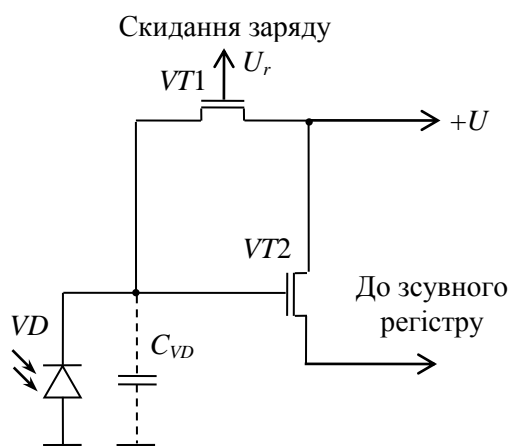


Рис. 2.6. Електрична схема пікселя ПЗЗ-датчика зображення

величин інтенсивності випромінювання I , площі фотоприймача A та часу експозиції t , є випадковою величиною, розподіленою навколо середнього значення $\bar{q} = IAt/h\nu$ згідно з дискретним розподілом Пуассона

$$p(q) = \frac{\bar{q}^q \exp(-\bar{q})}{q!},$$

де $p(q)$ – ймовірність потрапляння на фотоприймач q фотонів за згаданих умов.

Для оцінювання порогової чутливості датчика зображення часто використовують такий параметр як квантовий еквівалент шуму (англ. *noise equivalent quanta*, NEQ – кількість фотонів, еквівалентна шуму). *Квантовий еквівалент шуму* показує, скільки потрібно фотонів на одиницю площі датчика зображення, щоб досягти заданого відношення «сигнал/шум» на його виході, або іншими словами, скільки потрібно фотонів на одиницю площі ідеального датчика зображення, щоб його вихідний шум, викликаний пуассонівським розподілом фотонів, не

відрізнявся від вихідного шуму реального датчика, зумовленого внутрішніми факторами.

Якщо сумарний шум на виході пікселя (дисперсія вихідної напруги U) має потужність σ_U^2 , то квантовий еквівалент шуму можна подати як

$$NEQ = \frac{\sigma_U}{\eta_e \eta_{Q \rightarrow U}}.$$

З квантовим еквівалентом шуму тісно пов'язаний такий параметр як виявна квантова ефективність (англ. *detective quantum efficiency*, *DQE*):

$$DQE = \frac{NEQ}{q},$$

де q – кількість фотонів, падаючих на одиничну площу датчика зображення або фотоприймача за час експозиції.

Виявна квантова ефективність датчика зображення показує, наскільки повно у порівнянні з ідеальним датчиком передається інформаційний вміст зображення.

Для фотоприймача цей параметр оцінює зменшення відношення «сигнал/шум» в процесі перетворення оптичного сигналу в електричний.

Приклад 2.3. Фотоприймач з ефективністю перетворення $\eta_C = 0,7$ відліків/фотон реєструє потік випромінювання $\Phi_q = 5$ фотонів/с на протязі часу експозиції $t = 3$ хв. Шуми фотоприймача складаються з темнового шуму та шуму зчитування. Темновий шум має дисперсію $\sigma_d^2 = 0,1$ відліків/с, яка пропорційна часу експозиції, а шум зчитування за цей час залишається незмінним і рівним $\sigma_r^2 = 10$ відліків. Знайти виявну квантову ефективність фотоприймача η_{DQE} .

Реєстрація фотоприймачем фотонів є випадковим процесом, який описується дискретним розподілом Пуассона, причому дисперсія вхідного пуассонівського шуму дорівнює середньому числу фотонів на вході фотоприймача, а дисперсія вихідного пуассонівського шуму – середньому числу фотоелектронів на виході фотоприймача або відліків на виході фотоприймального пристрою. Середню кількість фотонів \bar{q} , які потрапляють на фотоприймач за час експозиції, прийемо за вхідний сигнал S_{in} , причому

$$S_{in} = \bar{q} = \Phi_q t = 5 \cdot 3 \cdot 60 = 900 \text{ фотонів.}$$

Вхідним шумом є стандартне відхилення від цієї величини:

$$N_{in} = \sqrt{\bar{q}} = \sqrt{900} = 30 \text{ фотонів.}$$

Тоді на вході відношення «сигнал/шум»

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{in} = \frac{\bar{q}}{\sqrt{\bar{q}}} = \frac{900}{30} = 30.$$

Кількість відліків (імпульсів) на виході фотоприймача за час експозиції

$$S_{out} = \eta_C \bar{q} = 0,7 \cdot 900 = 630 \text{ відліків.}$$

Шум на виході фотоприймача має три складові – темновий шум, шум зчитування та пуассонівський шум зареєстрованих відліків. Дисперсію вихідного шуму можна подати як

$$\sigma_{Nout}^2 = \sigma_d^2 t + \sigma_r^2 + S_{out} = 0,1 \cdot 3 \cdot 60 + 10 + 630 = 658,$$

а стандартне відхилення – як $\sigma_{Nout} = \sqrt{658} = 25,7$.

Відношення «сигнал/шум» на виході фотоприймача

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{out} = \frac{S_{out}}{\sigma_{Nout}} = \frac{630}{25,7} = 25.$$

Виявну квантову ефективність можна знайти як

$$\eta_{DQE} = \left[\frac{(S/N)_{out}}{(S/N)_{in}} \right]^2 = \left(\frac{25}{30} \right)^2 = 0,69.$$

Вмикаючи потрібне підсилення фотоелектричного сигналу в залежності від освітленості матриці, датчик зображення автоматично змінює у заданих межах свою чутливість (найчастіше від *ISO100* до *ISO1600*, хоча у найкращих камерах від *ISO50* до *ISO25600*).

Розгляньмо вплив на чутливість матриці технології її виготовлення та конструкції.

Зі зменшенням площі фоточутливого елемента менша кількість фотонів потрапляє в елемент і відповідно в потенціальній ямі під затвором накопичується менше електронів. Чутливість матриці завжди менша за чутливість її елемента, тому що між фоточутливими

елементами є проміжки, заповнені електродами. Процентне відношення площі фоточутливих елементів до площі матриці називають *коефіцієнтом заповнення*. Коефіцієнт заповнення характеризує здатність матриці ефективно збирати світло на фоточутливі елементи.

Чутливість елементів матриці коливається у деяких межах, що призводить до утворення піксельного шуму: за рівномірного освітлення всіх елементів матриці в потенціальних ямах збирається різна кількість електронів, так що пікселі цифрового зображення мають на дисплеї дещо різну яскравість. Особливо на цифровому зображенні виділяються так звані «гарячі» пікселі, яскравість яких зростає з тривалістю експозиції.

Темновий струм. У професійній фотографії тривалість експозиції часто вимірюється десятками секунд. У цьому випадку густина темного струму має бути меншою за 1 пА/см^2 . Поки що ПЗЗ-технологія дозволяє отримувати матриці з темновим струмом 6 пА/см^2 , а КМОН-технологія 100 пА/см^2 [2.4]. Темновий струм подвоюється у разі підвищення температури на $6\text{--}7 \text{ К}$.

Ефективність перетворення заряду в напругу. За малої освітленості фоточутливої матриці датчик працює в режимі накопичення заряду. Заряд накопичується або безпосередньо на ємності фотодіода, або на спеціально призначеному для цього конденсаторі. В обох випадках відбувається перетворення інформаційного заряду в напругу. Ефективність перетворення заряду окремим конденсатором перевищує 30 мкВ/е , а ємністю фотодіода – до 4 мкВ/е , в залежності від його площі світлочутливої поверхні. Для перетворення заряду в напругу використовують конденсатори ємністю $8\text{--}10 \text{ фФ}$; ємність фотодіода теж може бути рівною декільком фемтофарадам [2.4].

Ефективність перенесення заряду у сучасних ПЗЗ-матрицях сягає $0,99997\text{--}0,99999$. Такої ефективності вдалося досягти завдяки створенню стоп-каналів обабіч каналу перенесення зарядів і формування останнього вглибині напівпровідника, де немає поверхневих пасток.

Частотно-контрастна характеристика. Частотно-контрастна характеристика (ЧКХ) або інакше – модуляційна передаточна функція

(англ. *modulation transfer function, MTF*) показує, як знижується контраст у дрібніших деталях зображення. Для зняття ЧКХ використовують штрихову міру – тестовий об’єкт у вигляді скляної пластини, на яку нанесені системи паралельних чорних смуг з шириною у півперіоду і різною просторовою частотою (рис. 2.7). Чим дрібніша деталь предмета, тим вищі просторові частоти мають бути пропущені оптоелектронною системою, щоб ця деталь чітко відображалася у вихідному зображенні.

На просторовій частоті ξ значення передаточної функції модуляції визначається за формулою:

$$MTF(\xi) = \frac{(U_{\max} - U_{\min}) / (U_{\max} + U_{\min})}{(E_{\max} - E_{\min}) / (E_{\max} + E_{\min})} \cdot 100\% ,$$

де U_{\max}, U_{\min} – максимальна та мінімальна напруги вихідного сигналу пікселя; E_{\max}, E_{\min} – максимальна та мінімальна освітленості пікселя. Як бачимо, значення $MTF(\xi)$ є відношенням глибини модуляції вихідного електричного сигналу пікселя до глибини модуляції його вхідного оптичного сигналу.

Якщо порівнювати зображення міри з $MTF = 100$ та 50% , то в останньому зображенні чорні смуги виглядатимуть як темно-сірі, а білі – як світло-сірі, з контрастом зображення 50% .

Причиною зниження контрасту зображення в ПЗЗ-матриці є поглинання частини фотонів, особливо інфрачервоного випромінювання, під дном потенціальної ями (на глибині понад $5 \mu\text{м}$), що призводить до розтікання генерованих електронів по підкладці і потрапляння їх в потенціальні ями сусідніх пікселів. Це явище називається *оптичною перехресною модуляцією* (англ. *optical crosstalk*). В рентгенівських детекторах контраст зображення знижується також в сцинтиляційному екрані та волоконно-оптичній пластині, яка узгоджує розміри екрана та ПЗЗ-датчика зображення.

Оптичний формат матриці. *Оптичний формат матриці* – це діагональний розмір світлочутливого поля матриці, який виражається в дюймах або міліметрах. Наприклад, для $2/3$ "-матриці цей розмір складає $16,9 \text{ мм}$.

2.6. Шуми датчиків зображення

У цифровому зображенні шуми датчика зображення проявляються у вигляді пікселів зі спотвореними яскравістю або кольором.

Темновий струм виникає у разі подачі на затвор потенціалу і утворенні під затвором потенціальної ями. Частина заряду, який накопичується під затвором, утворена внаслідок термогенерації носіїв заряду в потенціальній ямі та навколо неї. Значна кількість таких носіїв заряду накопичується в поверхневих станах на межі кремнію з двоокисом кремнію. За звичайного режиму роботи ПЗЗ темнові заряди потенціальної ями та межі діелектрик-напівпровідник переносяться з-під даного затвору під сусідні затвори, звільняючи місце для інших темнових зарядів, викликаючи тим самим появу темного струму. Збільшення температури ПЗЗ на 5–7 К призводить до двократного зростання темного струму.

Часто в параметрах ПЗЗ наводять не темновий струм (в амперах), а густину темного струму (в амперах на квадратний сантиметр). Темновий струм ПЗЗ наукового призначення вимірюють кількістю електронів, генерованих у пікселі за секунду.

MPP-режим роботи ПЗЗ. Темновий струм суттєво зменшується у ПЗЗ, які працюють в режимі множинного закорочування фази (англ. *multipinned phase, MPP*). У ПЗЗ фазою називають електричну шину з деяким потенціалом, до якої під'єднані однойменні затвори пікселів.

Для реалізації MPP-режиму у 3-фазних ПЗЗ кремній під третім затвором додатково легується, що створює під час експозиції потенціальний бар'єр між пікселями, уможливаючи накопичення заряду під першим та другим затворами. На затвори подаються не позитивні, а негативні потенціали, внаслідок чого заглиблений n -канал інвертується дірками з p^+ -стоп-каналу, а потенціал поверхні під кожним затвором набуває потенціалу підкладки, тобто через шари діелектрика та напівпровідника відбувається множинне вирівнювання потенціалів фази і заземленого електроду підкладки.

За такого режиму роботи поверхневі стани межі діелектрик-напівпровідник заповнюються дірками p^+ -стоп-каналу, що різко знижує генерацію темного струму.

Темновий струм в таких ПЗЗ може бути в 400 разів меншим, ніж у звичайних ПЗЗ, досягаючи значення 0,01 електрон/(с·піксель) за температур 210–230 К, до яких ще можливе термоелектричне охолодження. Для звичайних ПЗЗ такий же темновий струм можна отримати за охолодження до 170 К [2.16, 2.17]. Зауважмо, що хоча і називають описані вище принципи роботи нормальним та *MPP*-режимами, насправді переключитися між режимами неможливо – потрібні технологічні зміни у конструкції звичайного ПЗЗ, щоб можна було використати переваги *MPP*-режиму. А переваги ці, окрім меншого темнового струму, полягають у відсутності залишкових зображень, які виникають у малосигнальних високочутливих ПЗЗ після надмірної експозиції і можуть утримуватись за низьких температур до десятків годин, а також у меншому зниженні ефективності перенесення заряду за охолодження, оскільки у *MPP*-режимі ПЗЗ можуть працювати з таким же темновим струмом за вищих температур. Зауважмо, що охолодження ПЗЗ потрібне лише у камерах наукового призначення, щоб збільшити відношення «сигнал/шум» у разі реєстрації зображень зі слабкими світловими потоками (до десятків фотонів на піксель).

Існує можливість зменшення темнового струму і в звичайних ПЗЗ. Якщо здійснювати швидке періодичне увімкнення та вимкнення інверсного потенціалу на затворах під час експозиції, то пастки поверхневих станів залишаються заповненими дірками і можна досягти майже такого ж зменшення темнового струму, як і в *MPP*-режимі.

У датчиках зображення, у тому числі одновимірних, спостерігаються такі шуми, як:

- тепловий шум;
- дробовий шум;
- $1/f$ -шум;
- генераційно-рекомбінаційний шум;
- шум фіксованого розподілу;
- телеграфний шум;
- шум зчитування (скидання) заряду з пікселя;
- шум Фано;
- шум перенесення заряду.

Найбільш сильними серед цих шумів є тепловий та дробовий шуми.

Тепловий шум. Основним джерелом теплового шуму в датчиках зображення є транзистор істокового повторювача, який передає фотоелектричний сигнал з фотоприймача на зсувний реєстр. Внаслідок відмінностей в архітектурі ПЗЗ- та КМОН-датчиків тепловий шум ПЗЗ-датчика поступає на вихід у всій смузі частот матриці, у той час як у КМОН-датчику – тільки в смузі частот рядка. Оскільки потужність теплового шуму (як «білого» шуму) пропорційна ширині смуги частот, то тепловий шум КМОН-датчика виявляється меншим, причому цей шум мало залежить від відеочастоти [2.4].

У підрозділі 1.3 зазначалося, що в датчиках ємнісного типу, до яких, зокрема, відносяться і датчики зображення, тепловий шум виникає також на еквівалентній ємності пікселя C , причому середня квадратична напруга цієї складової теплового шуму дорівнює $U_{n-t} = \sqrt{kT/C}$, де k – стала Больцмана, T – температура датчика. Цей вид теплового шуму стає домінуючим у пікселях з великою площею світлочутливої поверхні фотодіода.

Для зменшення теплового шуму використовують розсіювачі надлишкового тепла – радіатори, а також (переважно в студійній апаратурі) мікрохолодильники на ефекті Пельтьє.

Для часткової компенсації темного струму периферійні елементи матриці, розташовані по її периметру, покривають непрозорим матеріалом і накопичуваний в них заряд використовують як «рівень чорного», від якого йде відлік величини заряду, генерованого фотонами.

У КМОН-датчиках зображення поріг чутливості зумовлюється тепловим шумом і складає $4,6 \cdot 10^{-12}$ Дж [2.5].

Дробовий шум. Дробовий шум, як уже відмічалось у розділі 1.3, пов'язаний з дискретною природою фотонів та електронів. Спектральна густина цього шуму не залежить від частоти, тобто, як і тепловий шум, він є «білим» шумом. Середня квадратична напруга дробового шуму пропорційна кореню квадратному зі смуги частот:

$$U_{n-sh} \sim \sqrt{\Delta f}.$$

Дискретність світлового потоку і неодночасність прильоту фотонів на фотоприймач та їх перетворення у фотоелектрони призводить до появи фотонного дробового шуму, який у разі надходження за час експозиції у середньому \bar{q} фотонів викликає генерацію $\sqrt{\eta_e q}$ шумових фотоелектронів.

Дробовий шум темного струму I_d за час експозиції t спричиняє появу $\sqrt{J_d t / e}$ шумових електронів. Якщо фотонний дробовий шум зменшити не можна, то темновий дробовий шум ППЗ-матриці зменшується за її охолодження і переходу на інвертований режим роботи, коли носієм сигналу стають дірки.

1/f-шум. Джерелом цього шуму є переважно польовий транзистор істокового повторювача, а також схема зчитування. Шум швидко спадає з частотою. Його внесок у загальний шум стає суттєвим за малих освітленостей, коли час накопичення заряду $t_Q > 100$ мс.

Шум зчитування. Шум зчитування (англ. *readout noise*) – це флуктуації вихідної напруги за відсутності освітлення матриці. Середня квадратична напруга шуму зчитування дорівнює

$$U_r = \sqrt{kT/C_{VD}}.$$

Середнє квадратичне число електронів у цьому шумі складає

$$N_r = (1/e) \sqrt{kTC_{VD}}.$$

Для зменшення внеска цього шуму у вихідний сигнал у ПЗЗ-датчику передбачено процесор, який здійснює диференціальну подвійну корельовану вибірку напруг зчитування та сигнальних напруг. Таким чином вдається від сигналу відняти шум, пов'язаний зі зчитуванням зарядів. Це дозволяє зменшити число шумових електронів у пакеті електронів, переданих пікселем на вихід матриці, до 10–20 [2.4].

Шум фіксованого розподілу. Шум фіксованого розподілу (англ. *fixed-pattern noise*) проявляється на цифровому зображенні у вигляді сплесків яскравості окремих пікселів, причому розподіл таких «гарячих» пікселів по полю цифрового зображення залишається незмінним за тривалої експозиції або від експозиції до експозиції. У разі нетривалих експозицій розподіл «гарячих» пікселів може

змінюватися, так само як і при зміні підсилення, освітленості або температури. Причинами появи цього шуму є:

- порушення синхронності подачі потенціалів на електроди матриці;
- розкид величин цих потенціалів;
- відхилення у розмірах світлочутливої поверхні фотодіодів;
- розкид квантової ефективності матричних пікселів;
- розкид коефіцієнтів підсилення індивідуальних піксельних підсилювачів КМОН-датчиків і таке інше.

Розрізняють два види шуму фіксованого розподілу – темновий та світловий. Останній можна спостерігати за рівномірного освітлення світлочутливої матриці.

Найбільш суттєвими компонентами шуму фіксованого розподілу є компоненти, пов'язані з розкидом коефіцієнтів підсилення G_{mn} пікселів, розташованих на перетині m -го рядка та n -го стовпчика матриці, а також з розкидом напруг зміщення u_{mn} , які подаються на входи піксельних підсилювачів КМОН-датчика. Перша компонента викликана тим, що важко виготовити конденсатори малої ємності з малим допуском, а ці конденсатори розташовані в ланцюгах зворотного зв'язку і задають коефіцієнти підсилення пікселів (конденсатор $C1$ на рис. 2.8). Ємність цих конденсаторів коливається в межах 0,1–2,0 фФ. Інша компонента зумовлена наявністю певних допусків на елементи схем, які забезпечують підсилювачі пікселів напругами зміщення u_{mn} .

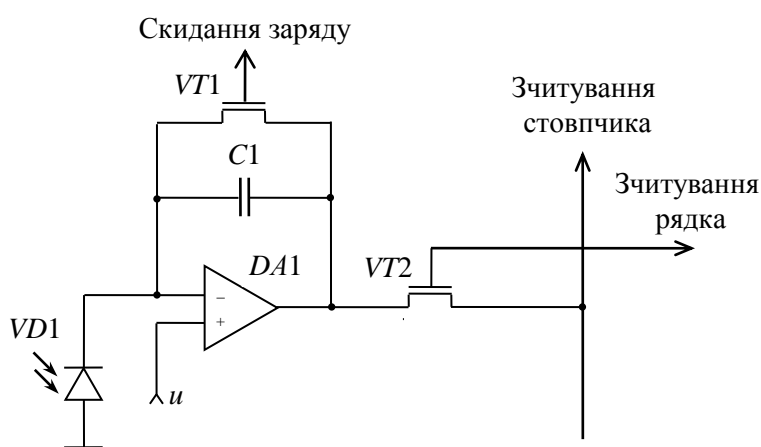


Рис. 2.8. Електрична схема пікселя КМОН-датчика зображення

Ці дві компоненти шуму фіксованого розподілу приводять до того, що на виході підсилювача напруга має дві складові:

$$U_{mn} = G_{mn} J_{mn} R_{mn} + u_{mn},$$

де J_{mn} – струм фотодіода mn -пікселя; R_{mn} – вхідний опір підсилювача цього пікселя.

Для кількісного оцінювання величини шуму використовують відношення стандартного (середньоквадратичного) відхилення до середнього значення вимірюваної величини.

Приклад 2.4. У результаті проведених експериментів отримані значення коефіцієнтів підсилення за струмом G для n рядків пікселів, де $n = 10$. Дані наведені в табл. 2.1. Знайти відносне значення k_G шуму фіксованого розподілу, зумовленого розкидом коефіцієнтів підсилення пікселів.

Таблиця 2.1

Виміряні значення коефіцієнтів підсилення

№ рядка i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Коефіцієнт підсилення G_i	99	97	101	100	103	98	102	98	101	99

Знайдімо спочатку математичне очікування (середнє арифметичне) коефіцієнта підсилення:

$$\bar{G} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n G_i = \frac{1}{10} (99 + 97 + 101 + 100 + 103 + 98 + 102 + 98 + 101 + 99) = 99,8.$$

Шукана величина визначається зі співвідношення

$$\begin{aligned} k_G &= \frac{1}{\bar{G}} \left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (G_i - \bar{G})^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \\ &= \frac{1}{99,8} \left[\frac{1}{900} (8^2 + 28^2 + 12^2 + 2^2 + 32^2 + 18^2 + 22^2 + 18^2 + 12^2 + 8^2) \right]^{\frac{1}{2}} = \\ &= 0,019. \end{aligned}$$

Засобом боротьби з шумом фіксованого розподілу є плоскопольова корекція датчика зображення, за якої амплітуди сигналів

«гарячих» пікселів, надмірно яскравих у цифровому зображенні, знижують до середнього значення. Для зменшення шуму фіксованого розподілу від цифрового зображення сцени віднімають усереднене темнове цифрове зображення, отримане в неосвітленому датчику зображення. Зауважмо, що така корекція є ефективною за умови сталих значень підсилення, експозиції та температури.

Шум фіксованого розподілу за нагрівання матриці на 1 К може зрости на $0,3\text{--}4\text{ пА/см}^2$. Зменшити у декілька разів цей шум, а відповідно і темновий струм, дозволяє технологія перфорація усіх затворів світлочутливої матриці (англ. *all-gates-pinning*, *AGP*). Завдяки цьому різко знижується внесок поверхневих станів у загальний шум матриці.

В процесі підсилення фотоелектричного сигналу добавляються шуми підсилувача – тепловий, дробовий та надлишковий ($1/f$ -) шуми.

Телеграфний шум (англ. *random telegraph signal noise* – шум випадкового телеграфного сигналу, *RTS*-шум) виглядає як випадкова послідовність приблизно однакових за амплітудою (в долі мілівольта) імпульсів, тривалість яких коливається від мілісекунд до секунд. При прослуховуванні такого шуму через аудіосистему він нагадує звук сипання попкорну, тому його часто називають «попкорновим» шумом. Імовірною причиною появи цього шуму є захоплення та звільнення носіїв заряду поверхневими або об'ємними дефектами кристалічної структури напівпровідника. Коли такий процес відбувається на межі Si-SiO₂, під затвором МОН-структури, такої, наприклад, як датчик зображення, збурення сигналу стає помітним.

Для виявлення піксельного шуму неосвітлену цифрову камеру підключають до комп'ютера і на його екрані спостерігають цифрове зображення з масштабом 500%. «Гарячі» пікселі виділяються на темному фоні екрана своєю яскравістю. Різновидом «гарячих» пікселів є пікселі, яскравість яких промодульована телеграфним шумом. Такі пікселі завжди з'являються парами одного кольору, з проміжком у декілька пікселів, за що вони дістали назву «моргаючі очі».

Шум Фано. Невід'ємною складовою шумів ПЗЗ- та КМОН-датчиків зображення є шум Фано, який обмежує чутливість цих датчиків. Розгляньмо природу цього шуму.

Процес падіння фотонів на фоточутливий елемент датчика зображення є пуассонівським процесом, який описує кількість фотонів, яка впала на поверхню елемента за незмінної величини його освітленості (аналог – кількість крапель дощу, яка падає на деяку площу поверхні води). Акти падіння фотонів або крапель дощу є випадковими подіями. Якщо вести відлік від певної події, яка трапилася в момент t_0 на невеликій ділянці поверхні з координатами (x_0, y_0) , то наступна подія спостерігатиметься в момент $t_0 + \delta t$ на ділянці з координатами $(x_0 + \delta x, y_0 + \delta y)$, де $\delta t, \delta x, \delta y$ – випадкові величини. На ділянці з координатами (x_0, y_0) наступна подія станеться теж через випадковий проміжок часу. Кожне середовище після збурення (порушення локальної термодинамічної рівноваги) потребує деякого часу (часу релаксації) для повернення у початковий стан, тому виникає ефект «пам'яті» середовища, за якого відбувається взаємний вплив подій, рознесених у часі та просторі.

Шум Фано тісно пов'язаний з якістю фоточутливого матеріалу. Цей шум характеризують коефіцієнтом Фано, який є своєрідним відношенням «сигнал/шум» – мірою достовірності, з якою випадкова змінна може бути оцінена за проміжок часу Δt , в якому в середньому відбувається декілька випадкових подій: $k_F = \sigma_{\Delta t}^2 / \mu_{\Delta t}$, де $\sigma_{\Delta t}^2$ – дисперсія, а $\mu_{\Delta t}$ – середнє значення випадкової змінної за проміжок часу Δt . Коефіцієнт Фано для кремнію за $T = 300$ К дорівнює 0,115.

Шум перенесення заряду. Цей шум був помітний в матрицях, в яких перенесення заряду здійснювалося каналами, розташованими на поверхні напівпровідника, безпосередньо під оксидним шаром. У сучасних матрицях заряди переносяться схованими каналами (англ. *buried channels*), розташованими в глибині напівпровідника. Це дозволяє не тільки позбутися шуму перенесення, але й збільшити швидкість перенесення заряду, оскільки електрони не захоплюються поверхневими пастками напівпровідника і переміщення пакету електронів не гальмується.

Приклад 2.5. Вивести формулу для напруги теплового шуму в елементі датчика зображення, якого можна подати у вигляді еквівалентного RC-фільтра із закороченим входом (рис. 2.9).

Спектральна потужність теплового шуму на резисторі R дорівнює $U_{n-t}^2 = 4kTR$. В еквівалентному RC -фільтрі роль резистора відіграє опір діелектричного шару під затвором, а роль конденсатора – ємність між затвором та просторовим зарядом носіїв в потенціальній ямі. Ємність, яка має в такому фільтрі коефіцієнт передачі $[1 + (\omega RC)^2]^{-1}$, обмежує білий тепловий шум резистора смугою частот

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{1 + (\omega RC)^2} = \frac{1}{4RC}.$$

Потужність теплового шуму на резисторі описується формулою

$$P_{n-t} = 4kTR\Delta f = kT/C,$$

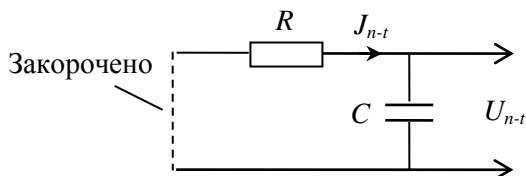


Рис. 2.9. Еквівалентна схема пікселя датчика зображення

а напруга теплового шуму на еквівалентному RC -фільтрі, а, отже, і на елементі датчика зображення

$$U_{n-t} = \sqrt{kT/C}.$$

2.7. Порівняння ПЗЗ- та КМОН-датчиків зображення

Архітектура ПЗЗ- та КМОН-матриць. Архітектури обох типів матриць суттєво відрізняються одна від одної, що позначається на параметрах відповідних датчиків зображення. На рис. 2.10 показана структура та організація роботи ПЗЗ-матриці з міжрядковим перенесенням заряду.

В матриці біля кожного стовпчика пікселів, які перетворюють світло в електричний заряд та накопичують його на ємностях фотодіодів (або на спеціальних перетворювальних ємностях), знаходиться вертикальний зсувний регістр з двофазною організацією переміщення зарядів вздовж регістру. Зсувні регістри захищені від дії світла металічними екранами. Фотоелектричні заряди накопичуються на протязі часу експозиції у всіх стовпчиках пікселів, а потім швидко переносяться у вертикальні зсувні регістри. Переміщення зарядів здійснюють керуючими напругами $U_{\Phi 1V}$ та $U_{\Phi 2V}$, які подають на затвори вертикального регістру. Кожен вертикальний регістр з'єднаний з елементом горизонтального зсувного регістру. За один

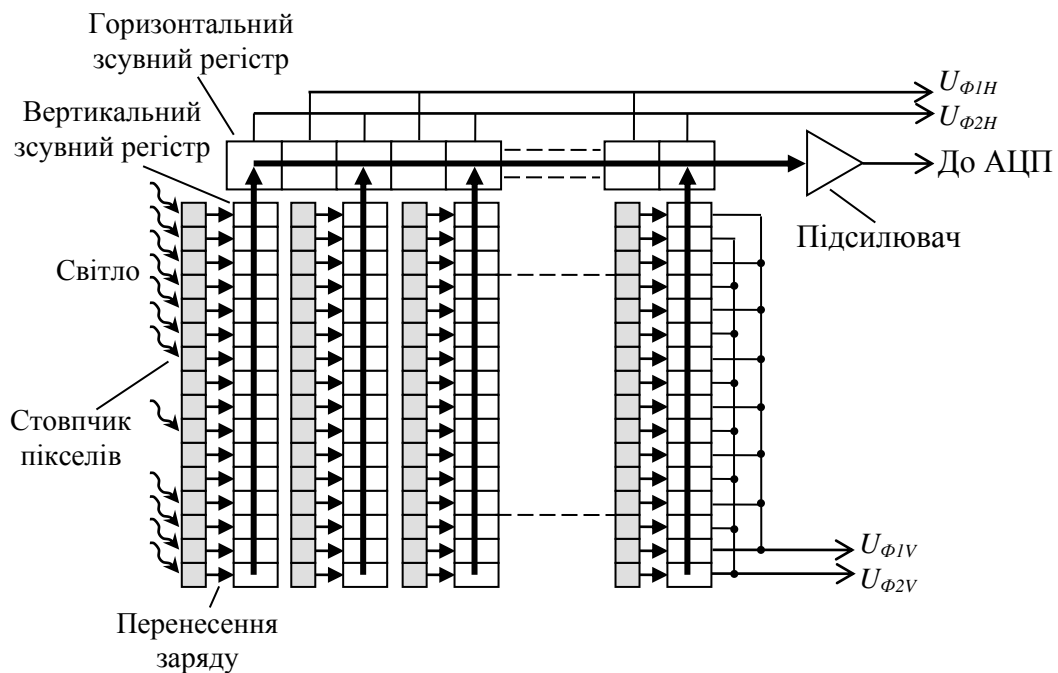


Рис. 2.10. Архітектура ПЗЗ-датчика зображення з міжрядковим перенесенням заряду

такт роботи вертикальних зсувних регістрів у горизонтальний регістр переноситься один рядок електронного зображення. Роботою двофазного горизонтального регістру керують напруги $U_{\Phi 1H}$ та $U_{\Phi 2H}$. Після зчитування горизонтальним регістром рядка зображення вертикальні регістри передають наступний рядок і т.д.

На рис. 2.11 показана архітектура КМОН-матриці, яка, окрім паралельного зчитування всіх пікселів рядка, має можливість координатної вибірки піксельних сигналів. Для цього *pn*-фотодіод, який стоїть в *m*-рядку біля шини *n*-стовпчика, за допомогою ключа селекції рядка (на МОН-транзисторі) підключає фотодіод до шини *n*-стовпчика, по якій заряд стікає у схему зчитування стовпчиків. На виході схеми зчитування з'являється сигнал *mn*-пікселя.

Порівняння ПЗЗ- та КМОН-матриць. Принциповою відмінністю КМОН-матриці від ПЗЗ-матриці є те, що в ній перетворення заряду в напругу відбувається в самому пікселі. Це з одного боку позбавляє від необхідності використовувати зсувні регістри та керуючі мікросхеми, а з іншого – дає змогу зчитувати інформацію не тільки з усієї матриці чи її рядка, але і з окремого пікселя, тобто реалізована можливість координатної вибірки. Для цього в КМОН-матриці є адресні шини рядків та стовпчиків, які дозволяють здійснювати і вибірку потрібної

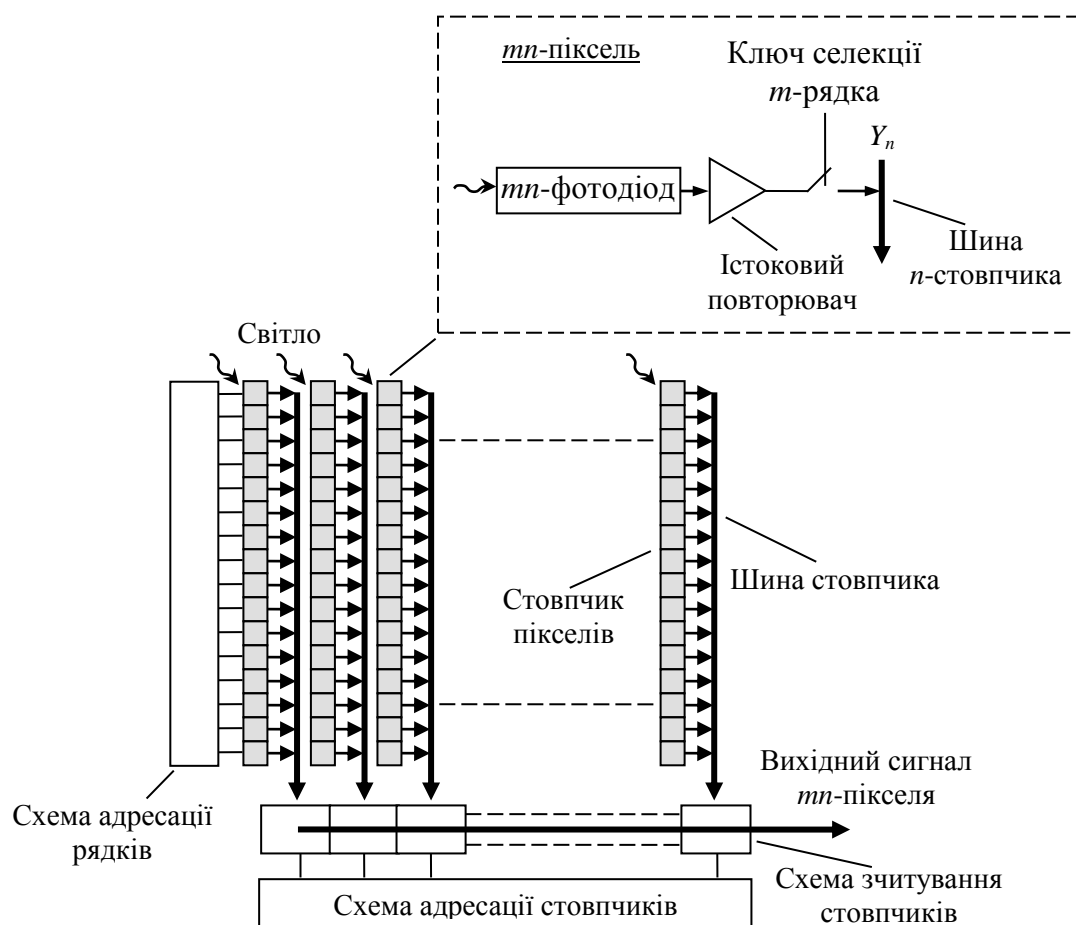


Рис. 2.11. Архітектура КМОН-датчика зображення, в якій реалізована можливість координатної вибірки піксельних сигналів

інформації, і синхронізацію роботи матриці. В ПЗЗ-матриці зчитування інформації здійснюється послідовно з усіх пікселів, без можливості зчитування заряду окремого пікселя.

Чутливість КМОН-матриці вища за рахунок того, що в ній використані активні пікселі, в кожному з яких фотоелектричний сигнал підсилюють парою комплементарних транзисторів. А заодно в пікселі здійснюють перетворення заряду в напругу.

Датчики зображення складаються з інтегральної схеми матриці та друкованої плати, на яку винесені деякі пристрої, необхідні для функціонування датчика. В датчику на КМОН-матриці, майже всі пристрої (за винятком роз'єднувача та схеми розв'язки ланцюгів зміщення) знаходяться в інтегральній схемі, що з одного боку підвищує надійність, а з іншого – у разі модифікації датчика потребує переробки всієї інтегральної схеми.

Технологія виготовлення КМОН-матриці є стандартною технологією мікроелектроніки, за якою виготовляють більшість інтегральних мікросхем, у тому числі – процесори комп'ютерів. На відміну від технології ПЗЗ-матриць, вона не потребує спеціалізованого обладнання, тому є більш доступною та дешевою для виробника. Дешевша технологія компенсується більшою складністю інтегральної схеми КМОН-матриці, що зближує вартості обох видів датчиків зображення.

ПЗЗ-матриця є більш універсальною, оскільки функції, які потребують модифікації під конкретну сферу застосування, винесені на друковану плату.

Недоліком КМОН-матриць є більші шуми, що суттєво погіршує якість цифрового зображення. А з іншого боку КМОН-датчики мають на порядок вищі частоти зчитування піксельних сигналів, ніж ПЗЗ-датчики (до 300 МГц).

КМОН-матриці мають значно менший блюмінг, оскільки надлишковий заряд стікає в стоп-канал, практично не переходячи в сусідні пікселі. Перелічені вище переваги та недоліки обох видів матриць наведені в табл. 2.2.

Таблиця 2.2

Порівняння параметрів ПЗЗ- та КМОН-матриць

Параметр	ПЗЗ-матриці	КМОН-матриці
Чутливість	помірна	висока
Роздільна здатність	висока	помірна
Динамічний діапазон	великий	середній
Тип піксельного сигналу	аналоговий	цифровий
Рівень шуму	низький	середній
Розкид чутливості по елементам	малий	великий
Коефіцієнт заповнення	високий	середній
Частота зчитування пікселів	помірна	висока
Виділення частини кадру	немає	є
Блюмінг	середній	малий
Надійність	середня	висока
Універсальність	висока	середня
Вартість матриці/системи	висока/висока	висока/середня

Таким чином, ПЗЗ-датчики зображення мають дещо кращі параметри і саме їх використовують у високоякісній професійній

апаратурі та наукових дослідженнях. Зокрема, в астрономії потрібні датчики з великим полем зображення, високою чутливістю та малими шумами.

В табл. 2.3 наведені параметри наукового датчика зображення CCD290-99 британської фірми *e2v technologies* [2.30]. Датчик має тильне освітлення і противідбивне покриття.

Таблиця 2.3

Основні параметри датчика зображення CCD290-99 ($T = 173 \text{ K}$)

Параметр	Значення
Спектральний діапазон, нм	300–1060
Роздільна здатність, мегапікселів	85
Розмір пікселя, мкм	10×10
Розмір зображення, мм	92,2×92,4
Максимальна квантова ефективність, %	90
Ефективність перетворення, мкВ/е ⁻	7
Макс. інформаційний заряд, електронів	90000
Ефективність перенесення заряду, %	99,9995
Темновий струм пікселя, пА/см ²	10 ⁻⁴
Шум зчитування на 0,5 МГц, електронів	4
Максимальна частота зчитування пікселів, МГц	3

2.8. Цифрові камери

Структура цифрової камери. Структура цифрової камери з ПЗЗ-датчиком зображення подана на рис. 2.12. Пояснимо призначення та наведемо параметри окремих вузлів.

Фотооб'єктиви цифрових камер (окрім дзеркальних) зазвичай менші за об'єктиви плівкових фотоапаратів, оскільки менший розмір кадру – у плівки 24×36 мм, а у світлочутливої матриці від 1,8×2,4 до 13,0×17,3 мм. У дзеркальних камерах, де розмір матриці сягає 24×36 мм, використовують такі ж об'єктиви, як і плівкових фотоапаратах. Відмінність між дзеркальним та бездзеркальним камерами полягає в тому, що зображувану сцену спостерігають на екрані рідкокристалічного дисплея у першому випадку крізь об'єктив і напівпрозоре дзеркало, яке відводиться убік під час експозиції, а у другому – крізь додатковий об'єктив.

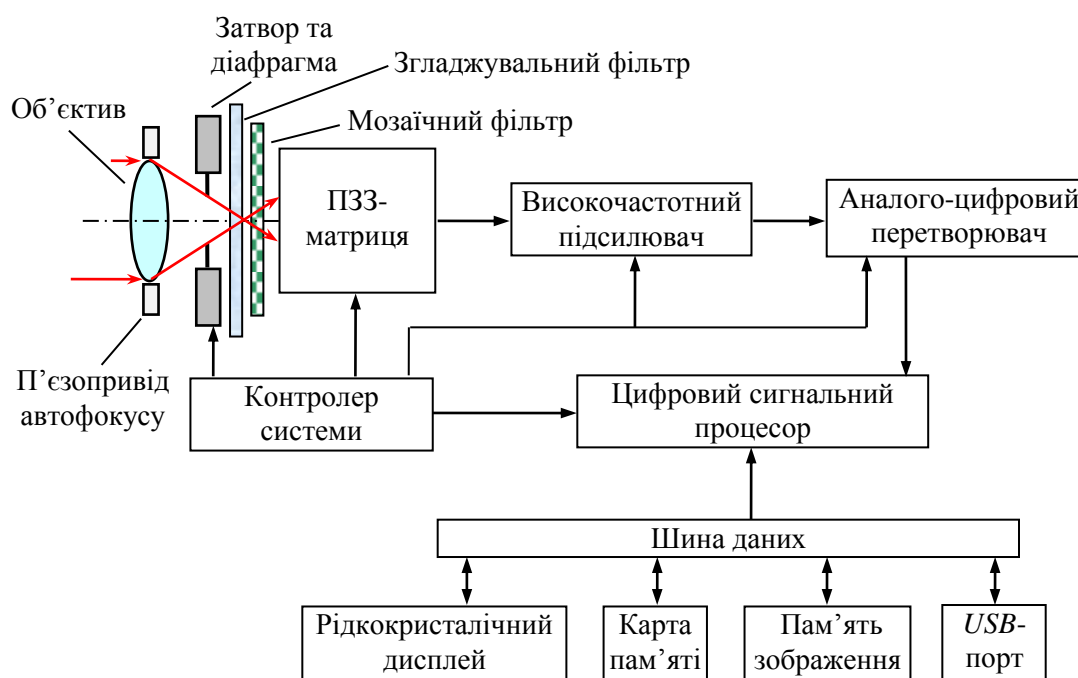


Рис. 2.12. Структурна схема цифрового фотоапарату з ПЗЗ-датчиком зображення

У професіональних камерах є стабілізатори зображення (механічні та цифрові), які компенсують дрижання рук фотографа або невеликі рухи об'єкта під час зйомки. У механічних стабілізаторах рух камери відслідковують акселерометри та гіроскопи, сигнали з яких керують електроприводами або спеціального оптичного елемента в об'єктиві, або самої матриці. У першому випадку змінюється хід променів в об'єктиві, у другому – просторове положення матриці. Цифрові стабілізатори вносять корективи в уже сформоване цифрове зображення.

Автоматичне фокусування зображення здійснює кільцевий п'єзоелектричний двигун, убудований в об'єктив. До речі, перші у світі п'єзоелектричні двигуни були розроблені у 1964 р. в Київському політехнічному інституті В. В. Лавриненко зі співробітниками [2.19].

Затвор, який запускає і припиняє експонування світлочутливої матриці, у цифрових камерах використовують електронний, хоча у дорогих камерах його доповнюють механічним затвором, який запобігає засвічуванню матриці після експонування і утворенню паразитних зарядів.

Згладжувальний фільтр запобігає появі на зображенні муарових смуг, причому оптичний фільтр просто трохи розмиває зображення (коли потрібно і коли непотрібно), внаслідок чого зменшується його різкість, а оптико-механічний фільтр здійснює мікроколивання матриці і його можна виключити у разі відсутності на зображенні муарових смуг.

Взаємодію та керування усіма вузлами камери здійснює контролер системи (мікроконтролер). У професійних камерах для операцій з оброблення зображення використовують цифровий сигнальний процесор.

Карта пам'яті (флеш-пам'ять) має об'єм від 512 Мб до 128 Гб (станом на 2014 р.)

Чутливість цифрових камер. Чутливість цифрової камери завжди менша, ніж чутливість фотоприймальної матриці, оскільки частина світла втрачається внаслідок проходження крізь фотооб'єктив (до 10% у складних об'єктивах).

Порогова чутливість цифрової камери обмежена переважно тепловим шумом. Виробники цифрових камер зазначають в технічній документації тільки еквівалентну чутливість камери, наприклад, *ISO50–6400* (остання цифра у деяких японських камер *Nikon* та *Sony* сягнула у 2014 р. значення 409600). Одиниці світлочутливості стандарту *ISO* уможливають порівняння чутливості заданого режиму роботи цифрової камери з чутливістю фотоматеріалу. Світлочутливість відеокамер визначають за значенням мінімальної освітленості, яке забезпечує отримання заданого відношення «сигнал/шум».

Якщо у фотоматеріалів світлочутливість характеризує процеси, які виникають у матеріалі під дією світла, то у цифрових камер світлочутливість враховує чутливість матриці, шуми та коефіцієнт підсилення високочастотного підсилювача, алгоритм та розрядність АЦП (вища розрядність забезпечує менші шуми).

Збільшення чутливості досягається за рахунок підсилення сигналу матриці, а підсилення в m разів збільшує у стільки ж разів і шуми. Задовільній якості цифрового зображення відповідає відношення $S/N = 10$ (20 дБ), а відмінній – 40 (32 дБ).

2.9. Ультрашвидкісні відеокамери

Відеозйомка швидкоплинних процесів, таких як поширення ударних хвиль, руйнування матеріалів, протікання електричних розрядів, швидке переміщення об'єктів, формування деталей вибухом, перебіг біохімічних реакцій тощо, потребує швидкісних відеореєстраторів, здатних знімати до мільйона кадрів за секунду. Існує декілька способів побудови таких швидкісних відеореєстраторів:

- розділення зображення на декілька звичайних (з частотою 24 кадрів/с) цифрових відеокамер і почергове формування ними відеокадрів;
- розбивка площі матриці на декілька частин і формування кадрів послідовним зчитуванням інформаційних зарядів з цих частин;
- фіксація в запам'ятовуючому пристрої, убудованому в кожен піксель, послідовних значень інформаційного заряду, з наступним їх зчитуванням під час формування послідовності відеокадрів.

Для побудови ультрашвидкісних відеокамер використовують як КМОН-, так і ПЗЗ-матриці. Наведімо параметри таких камер.

Відеокамера *UltraSpeedStar USS-16* американської компанії *TauTec* побудована на основі ПЗЗ-матриці 640×512 пікселів розміром 4,7 мкм. Камера може зареєструвати 16 кадрів з частотою 10^6 кадрів/с та глибиною пікселя 12 біт. Електронний затвор камери забезпечує дуже коротку експозицію, яка може сягати 100 нс, що у разі використання підсилювача зображення дає змогу працювати в режимі реєстрації одиничних фотонів [2.13].

Відеокамера *HyperVision HPV-2* японської компанії *Shimadzu* також побудована на ПЗЗ-матриці 312×260 пікселів і за 10^{-4} с накопичує в пам'яті кожного пікселя до 100 значень інформаційного заряду, що рівнозначно зйомці з частотою 10^6 кадрів/с і спостереженню відео зі 100 кадрів на протязі 4,2 с за частоти 24 кадрів/с і глибини пікселя 10 біт [2.14].

Відеокамера *Megaframe Imager*, створена європейським консорціумом на основі КМОН-матриці з 32×32 однофотонних лавинних діодів, ще у 2010 р. продемонструвала свої можливості спостереження за процесом зв'язування вірусу з молекулою ДНК. Кожен піксель мав свій 10-бітовий часо-цифровий перетворювач з

часовою роздільною здатністю у 54 пс. За частоти $5 \cdot 10^5$ кадрів/с камера уможлиблювала реєстрацію за 1 с до $5 \cdot 10^8$ актів поглинання окремих фотонів, тобто швидкість передачі даних могла сягати 5 Гбіт/с. Ємність пам'яті, убудованої в чип матриці, давала змогу накопичити до 10^5 кадрів. Суттєвими недоліками камери були низька просторова роздільна здатність та мала (менше 1 %) повна квантова ефективність, зумовлена дуже низьким коефіцієнтом заповнення (2 %; решту площі матриці займали схеми лічби фотонів та синхронізації) [2.15]. Але ця камера відкрила нові горизонти в дослідженні процесів у клітинах та орга-нічних біомолекулах, а також стала прообразом нового типу біосенсорів.

2.10. Інфрачервоні датчики зображення

Ближнє та середнє інфрачервоне (ІЧ) випромінювання предметів, людей та довкілля несе багато корисної інформації, яка дозволяє:

- виявляти захворювання на ранній стадії за трохи підвищеною температурою уражених ділянок тіла;
- знаходити за надмірним виділенням тепла дефектні спаї у друкованих платах та електронних приладах;
- вести вночі спостереження за об'єктом, використовуючи як його власне теплове випромінювання, так і підсвічування ІЧ прожектором;
- вести спостереження та керувати транспортом в умовах сильної задимленості або туману;
- керувати вночі транспортним засобом, не вмикаючи фари;
- здійснювати наведення ракет;
- знаходити у завалах людей;
- виявляти місця загоряння на пожежах;
- вести астрономічні спостереження тощо.

Дальнє ІЧ випромінювання, особливо міліметрові хвилі, які лежать на межі оптичного та радіодіапазонів, уможлиблюють:

- спостереження крізь хмари та туман;
- виявлення замаскованої зброї, у тому числі під одягом;
- «сліпу» посадку літаків уночі та в тумані.

ІЧ датчики зображення поділяють на охолоджувані та неохолоджувані. Датчики бувають пасивної та активної дії; пасивні використовують для формування зображення власне теплове випромінювання тіл, активні – ІЧ підсвічування об'єктів. Для виявлення ІЧ випромінювання використовують:

- фотоелектричні ефекти, за яких фотони передають енергію безпосередньо носіям заряду, викликаючи у напівпровідниковому кристалі такі явища, як фотопровідність та генерація фотоЕРС;
- термоелектричні явища, зокрема ефект Зеєбека – утворення термоЕРС у замкнутому електричному ланцюгу, складеному з двох різних металів, один з контактів між якими має підвищену температуру внаслідок поглинання випромінювання;
- болометричні ефекти, які ґрунтуються на рівноважному нагріванні кристалу поглинутим випромінюванням та зміні його електричних властивостей;
- теплову деформацію, наприклад, вигин нагрітої випромінюванням біморфної пластини конденсатора, виготовленої з матеріалів з різним коефіцієнтом теплового розширення, і формування приросту напруги на конденсаторі, залежному від інтенсивності випромінювання [2.10].

Матриці можуть складатися з фотодіодів (на бар'єрах Шоткі, p - n -та гетеропереходах), фотоприймачів на квантових ямах та точках, фоторезисторів, термоелементів, мікроболометрів, а також біморфних елементів.

Охолодження зменшує тепловий шум напівпровідникового фотоприймача та його фонове засвічування ІЧ випромінюванням самої конструкції фотоприймального пристрою.

Використання в якості фотоприймача фотодіода Шоткі дає змогу скористатися технологією кремнієвих інтегральних схем. Бар'єр Шоткі утворюють нанесенням на поверхню кремнієвої підкладки тонкого шару платини (Pt), який після термообробки перетворюється на силіцид платини PtSi.

В інфрачервоних системах спостереження з великим полем зору (англ. *IR staring systems*) використовують три методи формування цього поля:

- сканування простору оптичною системою з малим апертурним кутом;
- зшивання полів зору (стиківка зображень, отриманих від декількох цифрових камер із середнім за величиною апертурним кутом оптичної системи);
- використання оптичної системи з широким полем зору, наприклад, лінзи «риб'яче око» з кутом поля зору у 180° .

Одним з найпоширеніших матеріалів для матричних фотоприймачів середнього та дальнього ІЧ-діапазонів є телурид кадмію-ртуті ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$), який перекриває спектральний діапазон від 3 мкм ($x = 0,395$) до 20 мкм ($x = 0,187$) [2.18]. Проте внаслідок малої ширини забороненої зони ($E_g < 0,1$ еВ) фотоприймач має досить великий тунельний темновий струм і низьку виявну здатність.

З розвитком технологій молекулярно-променевої та метал-органічної парофазної епітаксії, а також іонного розпилення, які уможлиблюють вирощування шарів напівпровідників товщиною у декілька нанометрів, почали створювати фотоприймачі на надрешітках (фотоприймачі на квантових ямах типу *QWIP* та *QCD*).

Розрізняють три типи надрешіток:

- надрешітка першого типу, в якій дно підзони зони провідності та стеця валентної підзони утворюються в одному і тому ж напівпровідниковому шарі; у такій надрешітці періоди решіток обох матеріалів та їх коефіцієнти температурного розширення відрізняються мало, а відтак після охолодження до кімнатної температури напруження у кристалі є мінімальним; приклад – $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (перша вирощена надрешітка) та GaAs/AlAs ;
- надрешітка другого типу, в якій підзони дозволених зон коливаються східчасто як в реальному просторі, так і в просторі хвильових векторів, що викликає розмежування електронів та дірок по різних напівпровідникових шарах; різниця в періодах кристалічних решіток та коефіцієнтах температурного розширення обох шарів викликає у надрешітці напруження після її охолодження до кімнатної температури, тому таку надрешітку називають напруженою (англ. *strained superlattice, SLS*); приклад – InAs/GaSb ;
- надрешітка третього типу, в якій дно підзони зони провідності та стеця валентної підзони знаходяться в одному і тому ж на-

півпровідниковому шарі, але внаслідок того, що сусідній шар є напівметалом, то ширину забороненої зони можна змінювати від величини, типової для напівпровідника, до нуля (як у металу) та навіть до від'ємних значень (як у напівметалу); приклад – HgTe/CdTe).

Фотоприймачі на надрешітках мають можливість налаштувати спектральний діапазон чутливості фотоприймача, змінюючи ширину квантової ями (остання задає енергії дозволених рівнів в ямі). Менша вартість та висока технологічність процесу виготовлення надрешітки, яка забезпечує більшу однорідність напівпровідникових шарів та кращий контроль ширини забороненої зони, є перевагою у порівнянні з фотоприймачами на основі HgCdTe.

Недоліками таких фотоприймачів у порівнянні з HgCdTe-фотодіодами є:

- вузький спектральний діапазон чутливості (наприклад, 4,2–4,6 мкм);
- низька квантова ефективність (0,1 проти 0,7 у фотодіодів);
- малий коефіцієнт оптичного підсилення (0,4 проти 1,0 у фотодіодів);
- невисока виявна здатність ($2 \cdot 10^{10}$ см·Гц^{1/2}/Вт за $T = 77$ К; у фотодіодів на два порядки вища);
- відсутність поглинання і відповідно неможливість роботи за нормального падіння випромінювання, що потребує, наприклад, нанесення на поверхню надрешітки плоских дифракційних ґрат (правилами відбору квантової механіки заборонені оптичні переходи електронів між енергетичними рівнями квантової ями, якщо вектор електричного поля світлової хвилі паралельний площинам її бар'єрів).

У табл. 2.4 проведено порівняння HgCdTe-фотодіодів та фотоприймачів на квантових ямах.

Найважливішим параметром, який характеризує здатність ІЧ датчика зображення розрізняти перепади температури в зображуваній сцені, є еквівалентна шуму різниця температур (англ. *noise equivalent temperature difference, NETD*)

$$\Delta T_N = T_N \sqrt{\frac{1}{\tau \Delta f} + \left(\frac{\Delta G}{G}\right)^2},$$

де T_N – еквівалентна температура шуму (англ. *noise equivalent temperature, NET*), Δf – ширина смуги пропускання вхідного каскаду підсилювача, τ – час інтегрування, G – коефіцієнт підсилення вхідного каскаду, ΔG – середнє квадратичне відхилення коефіцієнта підсилення за час інтегрування. Зазвичай ΔT_N вимірюють у мілікельвінах і для чутливих неохолоджуваних датчиків зображення ця величина може бути зменшена до 30 мК, а для охолоджуваних – до 10 мК [2.10].

Таблиця 2.4

Порівняння параметрів найпоширеніших ІЧ-фотоприймачів за $T = 77$ К

Параметр	Hg _{1-x} Cd _x Te- фотодіод	Фотоприймач на квантових ямах (AlGaAs/GaAs)
Спектральний діапазон, мкм	2,0–5,4	3–20
Квантова ефективність	0,7	0,1
Виявна здатність, см·Гц ^{1/2} /Вт	2·10 ¹²	2·10 ¹⁰
Коефіцієнт оптичного підсилення	1,0	0,4

Якщо зображувана сцена має перепад температури в 1 К, то на поверхні матриці неохолоджуваної камери цей перепад зменшиться до 0,03 К.

Параметри деяких неохолоджуваних ІЧ-датчиків зображення наведені в табл. 2.5 а охолоджуваних – в табл. 2.6 [2.10].

Таблиця 2.5

Параметри неохолоджуваних ІЧ-датчиків зображення

Матеріал та тип приймача	Розмір матриці	Розмір пікселя, мкм	Спектр. діапазон, мкм	ΔT_N , мК	Частота кадрів, Гц
a-Si-	1024×768	17	?	40	30
a-Si-болومتر	640×480	25	8–14	50	30
VO _x -болومتر	640×480	17	8–14	35	30
PtSi/Si-фотодіод Шоткі	–	–	3–8	3,5	–
GeSi/Si-гетерофотодіод	–	–	–	–	–
Bi-Sb-Te-елемент термоелектричний	–	–	3–23	–	–
Мікроконсольний ємнісний елемент	128×128	100	1–100	–	20
–“–	640×480	20	–	3	–

Таблиця 2.6

Параметри охолоджуваних ІЧ-датчиків зображення

Матеріал-тип приймача	Розмір матриці	Розмір пікселя, мкм	Спектр. діапазон, мкм	$\Delta T_N/T$, мК/К	Частота кадрів, Гц
InSb-фотодіод	512×512	25×25	0,4–5,3	18/80	60
Ge _{1-x} Si _x /Si-гетерофотодіод	512×512	34×34	8–12	80/43	30
PtSi/Si-фотодіод Шоткі	1040×1040	17×17	2–5	100/77	50
Hg _{1-x} Cd _x Te-фоторезистор	480×640	25×25	8–10,5	13/77	60
InGaAs/InP-надрешітка на Si SLS			0,8–1,7		
InSb/надрешітка на Sb					

Зазвичай датчик зображення є селективним фотоприймачем і працює в спектральному діапазоні шириною 1–3 мкм. Для розширення робочого діапазону є два шляхи:

- використання для побудови датчика неселективних приймачів оптичного випромінювання (мікроболометрів, піроелектричних та термоелектричних елементів, мікроконсольних ємнісних елементів тощо);
- створення селективної напівпровідникової структури, складеної з приймачів, чутливих у різних спектральних діапазонах (багато-діапазонні фотоприймачі).

Наведемо параметри інфрачервоного датчика зображення *TG165* компанії *FLIR Systems* (США), побудованого на основі матриці мікроболометрів [2.21]:

- спектральний діапазон 8–14 мкм;
- роздільна здатність 80×60 пікселів;
- чутливість 0,1 К;
- точність вимірювання температури $\pm 1,5\%$ (в діапазоні 250–650 К);
- частота кадрів 9 Гц.

2.11. Рентгенівські датчики зображення

Рентгенівські методи діагностики знайшли широке застосування в медицині. Радіографія дозволяє побачити на знімку, зафіксованому фотоплівкою або датчиком зображення, переломи кісток та хвороби

легень, дефекти зубів та новоутворення м'яких тканин. Флуорографія дає змогу спостерігати на люмінесцентному екрані рух вздовж шлунку або серцево-судинної системи контрастної речовини, яка сильно поглинає рентгенівське випромінювання і виділяється на фоні неконтрастних м'яких тканин організму.

Рентгенівська комп'ютерна томографія уможлиблює побачити у перерізі будь-яку частину людського тіла, що досягається обертанням у певній площині навколо тіла рентгенівської трубки і розміщеної по колу лінійки фотодіодів із сцинтиляторами, а також наступної комп'ютерної обробки фотоелектричних сигналів. Сучасні томографи (4-го покоління) мають 1088 фотоприймачів і будують за один оберт рентгенівської трубки (за 0,7 с) 320 перерізів з роздільною здатністю 0,5 мм. Фізико-математичною основою томографії є закон Бугера-Ламберта-Бера, за яким відбувається поглинання випромінювання у тканинах організму, а також пряме перетворення Радона від функції розподілу щільності тканин, яке у вигляді рентгенівської проекції фіксується лінійкою фотоприймачів; зворотне перетворення Радона, розраховане комп'ютером, дозволяє відтворити структуру тканин.

У промисловості рентгенівські датчики зображення використовують для контролю зварних швів, знаходження дефектів у турбінних лопатках, виявлення металічних частинок у продуктах харчування. В аеропортах вони дозволяють побачити в багажі пасажирів предмети, заборонені для перевезення, а також невинні на перший погляд елементи саморобних вибухових пристроїв.

Рентгенівські датчики зображення бувають з прямим перетворенням рентгенівського випромінювання в електричні заряди і непрямим, коли рентгенівське випромінювання спочатку перетворюється у видиме, а потім вже в електричні заряди. Для прямого перетворення використовують рентгенівський фотопровідниковий матеріал (аморфний селен), а генеровані в ньому електричні заряди спрямовують електричним полем на матрицю тонкоплівкових транзисторів (ТПТ) (рис. 2.13).

У разі непрямого перетворення рентгенівське випромінювання збуджує структурований кристалічний скінтілятор (йодид цезію, легований талієм, CsI:Tl, або неструктурований *Gadox* – оксисульфід гадолінію, легований тербієм, $Gd_2O_2S:Tb$), світіння якого реєструють кремнієвими фотодіодами ТПТ-, КМОН- або ПЗЗ-матриці (рис. 2.14). Структурування йодиду цезію виникає під час нанесення плівки, яка росте у вигляді щільної множини голок діаметром 10–20 мкм,

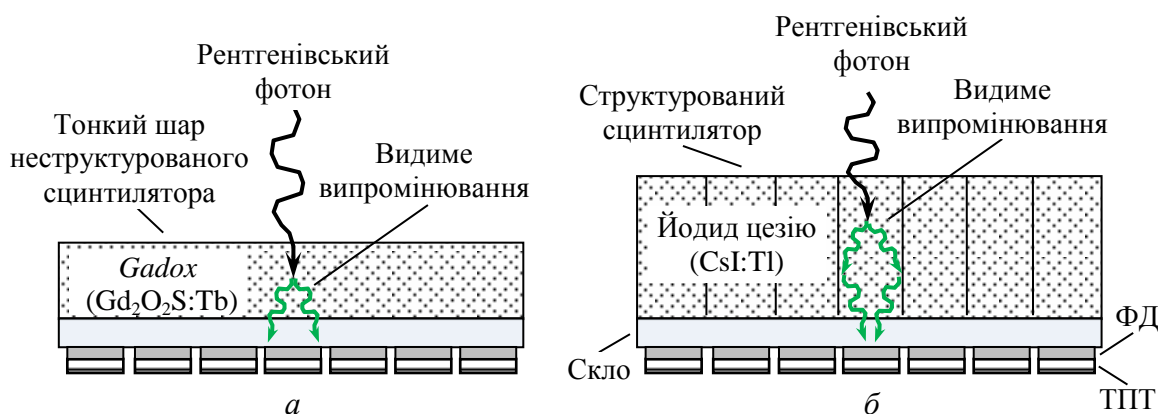


Рис. 2.14. Схеми непрямого перетворення рентгенівського випромінювання в електричні заряди за допомогою матриць тонкоплівкових транзисторів (ТПТ) з фотодіодами (ФД) та неструктурованого (а) і структурованого (б) скінтіляторів

утворюючи своєрідні світловоди. Структурований скінтілятор ефективно спрямовує світло на фотодіоди і запобігає засвічуванню сусідніх пікселів, що підвищує роздільну здатність фотоприймача. Для флуорографії використовують скінтілятори з періодом структури менше 500 мкм, для мамографії – 50 мкм.

Для того, щоб неструктурований скінтілятор (*Gadox*) ефективно

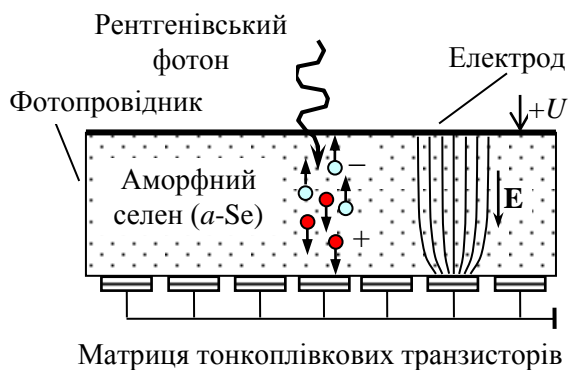


Рис. 2.13. Схема прямого перетворення рентгенівського випромінювання в електричні заряди

спрямовував світло, генероване рентгенівським випромінюванням, у фотодіоди, скінтілятор роблять у вигляді тонкої (40 мкм) плівки, яка тим не менше поглинає 80 % рентгенівського випромінювання

Тонкоплівковий транзистор (англ. *thin-film transistor, TFT*) – це польовий транзистор, який за своєю технологією значно

простіший і дешевший за транзистор, виготовлений за традиційною технологією, оскільки підкладкою для нього служить не напівпровідник, а скло або полімер, а осаджувані металічні та напівпровідникові шари транзистора мають товщину 10–100 нм. Такі транзистори вигідно використовувати в рідкокристалічних дисплеях та рентгенівських датчиках зображення з великою площею зображень. Детальніше про ТПТ йтиметься в главі 10, присвяченій дисплеям.

Рентгенівський датчик зображення загального медичного призначення має зазвичай розміри 35×43 або 43×43 см і за виглядом схожий на великий ноутбук, що спонукало розробників назвати цей прилад рентгенівським плоскопанельним детектором (англ. *X-ray flat panel detector*). Прилад має цифровий вихід, підключається до комп'ютера і зображення можна спостерігати на екрані монітора, здійснюючи за потреби його цифрову обробку. Плоскопанельні детектори на основі тонкоплівкової та КМОН-технологій мають більше дефектних пікселів, ніж ПЗЗ-детектори, що потребує відповідної корекції з використанням інформації про сусідні пікселі.

Якщо порівнювати плоскопанельні детектори, виготовлені за тонкоплівковою та КМОН-технологіями (відповідно на основі аморфного та кристалічного кремнію), то слід відзначити, що остання забезпечує ряд переваг, а саме – вищу роздільну здатність, менший шум, більшу частоту кадрів і вищу чутливість, що означає для пацієнта меншу необхідну дозу опромінення. Так, КМОН-технологія дозволяє отримувати пікселі розміром 50 мкм, що важко досягти за допомогою тонкоплівкової технології.

Наведімо параметри плоскопанельного детектора *Dexela 2923MAM* американської компанії *PerkinElmer*, призначеного для мамографії:

- розмір робочого поля 29×23 см;
- сцинтилятор *Gadox* товщиною 40 мкм;
- розмір пікселя фотодіодної матриці 75 мкм;
- глибина пікселя 16 біт;
- частота 30 кадрів/с;
- виявна квантова ефективність 0,7 (для просторової частоти 0,5 ліній/мм);
- робочий температурний діапазон 283–313 К.

Рентгенівські датчики зображення на основі ПЗЗ-матриць також використовують у великорозмірних (43×43 см) плоскопанельних детекторах, але більш придатними для цього є більш дешеві матриці тонкоплівкових транзисторів. ПЗЗ-матриці мають невеликі розміри (розмір сторони 3–5 см), що потребує оптичного зменшення зображення, яке виникає на сцинтиляційному екрані; останнє досягається за допомогою лінзи, матриці мікролінз або волоконно-оптичного звужувача. Більш доцільним є використання ПЗЗ-матриць в комп'ютерній томографії, де вимоги до датчиків вищі, ніж в рентгенівських апаратах, в стоматології, а також в наукових дослідженнях.

Наприклад, рентгенівська ПЗЗ-камера S8980 японської фірми *Hamamatsu*, яка використовується в стоматології, дефектоскопії та наукових дослідженнях, має такі параметри:

- розмір вхідного вікна (волоконно-оптичної пластини, вкритої CsI-сцинтилятором) 1,5 мм;
- розмір ПЗЗ-матриці 3×2 см;
- роздільна здатність 20 ліній/мм;
- розмір пікселя 20×20 мкм;
- кількість пікселів 1500×1000;
- глибина пікселя 12 біт;
- чутливість ПЗЗ-матриці 1,4 мкВ/електрон;
- темновий струм 250 електронів/піксель·с;
- коефіцієнт заповнення 1,0;
- частота 2 кадрів/с.
- примусове охолодження – відсутнє.

На рис. 2.15 зображена схема ПЗЗ-камери, призначеної для дослідження матеріалів за розподілом рентгенівського випромінювання, дифрагованого на кристалічній решітці або кристалітах матеріалу.

Зауважмо, що в рентгенівському діапазоні ($\lambda = 10^{-5}$ –10 нм) важливою характеристикою випромінювання є його іонізуюча здатність, яка залежить (по-різному для різних речовин) від поглинутої дози. *Поглинута доза* – це відношення енергії випромінювання до маси речовини, в об'ємі якої воно поглинуто. За одиницю вимірювання поглинутої дози в системі СІ прийнято 1 Грей (Гр), причому

1 Гр = 1 Дж/кг. Іноді використовують стару позасистемну одиницю 1 рад; 1 рад = 0,01 Гр.

Біологічну дію іонізуючого випромінювання в системі СІ

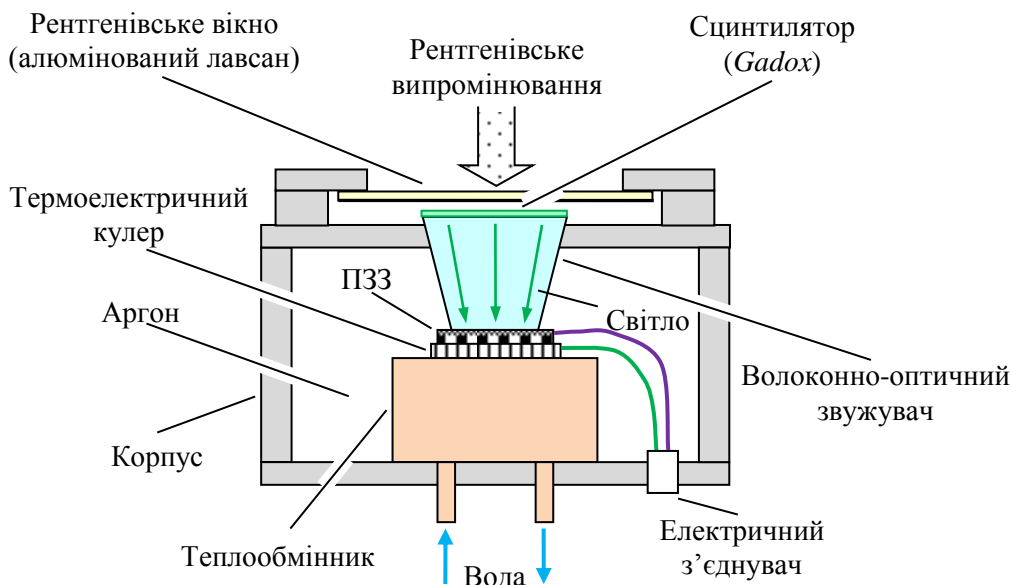


Рис. 2.15. Схема рентгенівської цифрової ПЗЗ-камери

оцінюють за допомогою еквівалентної дози, отриманої організмом. Якщо один кілограм біологічної тканини поглинув один грей іонізуючого випромінювання, то еквівалентна доза становить один зіверт (1 Зв); 1 Зв = 1 Дж/кг. Донині використовують таку позасистемну одиницю, як бер, причому частіше її тисячну частку – мілібер, мбер (бер – біологічний еквівалент рентгена; англ. *roentgen equivalent in man, rem*, і відповідно *millirem, mrem*). Співвідношення між цими одиницями таке: 1 мбер = 0,01 мЗв.

Для порівняння: за рахунок радіаційного фону людина отримує в середньому за рік 3 мЗв, під час флюорографії та комп'ютерної томографії легень відповідно 0,04–0,06 та 8–11 мЗв, мамографії 0,13 мЗв, коронарної ангіографії 5–16 мЗв [2.12].

Характеристикою іонізуючої дії випромінювання є *експозиційна доза* – відношення заряду іонів одного знаку, генерованих випромінюванням у сухому повітрі за нормального тиску, до маси опроміненого повітря. Одиницею експозиційної дози є 1 Кл/кг. З позасистемною одиницею – рентгеном (Р) – ця одиниця зв'язана співвідношенням 1 Кл/кг = 3876 Р.

Потужність випромінювання рентгенівської трубки пропорційна напрузі між анодом та катодом, а оскільки ця напруга контролюється, то потужність рентгенівського випромінювання зручно подавати у вигляді напруги на аноді (у кіло- або мегавольтах), такої собі умовної потужності. У медицині використовують рентгенівське випромінювання з умовною потужністю до 150 кВ. Енергію окремого фотона рентгенівського випромінювання зазвичай виражають в електрон-вольтах ($1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$).

2.12. Підсилювачі зображення

Підсилювачі зображення, які ще називають електронно-оптичними перетворювачами (ЕОП), зазвичай виконують дві функції – перетворення спектра зображення з невидимої області у видиму і підсилення яскравості зображення. Здавалося б в епоху цифрових камер та рідкокристалічних дисплеїв вакуумний підсилювач зображення виглядає анахронізмом. Насправді у деяких випадках вакуумні електронні прилади набагато ефективніші за напівпровідникові. Так, сучасний вакуумний підсилювач зображення (третього покоління) може збільшити яскравість зображення у 200 млн. разів, що недосяжно для цифрових камер.

На рис. 2.16 зображений підсилювач зображення першого покоління, в якому на торцях знаходяться волоконно-оптичні пластини з плоскими зовнішніми поверхнями і сферичними – внутрішніми. На сферичну поверхню вхідної пластини нанесено Ag-O-Cs-фотокатод зі спектральною чутливістю у діапазоні 300–1200 нм, а на сферичну поверхню вихідної пластини – люмінофор з жовто-зеленим кольором світіння (наприклад, на основі ZnS та ZnSe, легованих міддю та сріблом). Сферична поверхня фотокатода виконує роль електронної лінзи, яка фокусує електронне зображення на поверхні люмінофора, сферична поверхня якого зменшує викривлення зображення. Плоскі торці волоконно-оптичних пластин дозволяють пристиковувати підсилювачі один до одного, утворюючи, наприклад, трисекційний підсилювач зображення.

2.13. Застосування датчиків зображення

Цифрова фотографія. У професійних цифрових фотоапаратах використовують переважно два формати зображення – 24×36 мм² та 36×48 мм². Матриці мають здебільшого менші розміри, що потребує «зшивання» декількох матриць в одне ціле. За рахунок підвищення квантової ефективності та зниження шумів матриці чутливість таких фотоапаратів сягає *ISO* 1600, а роздільна здатність (станом на 2014 р.) – 48 Мп.

Зменшення розміру пікселя, наприклад, до 0,9 мкм задля досягнення гігапіксельної роздільної здатності тягне за собою необхідність використовувати об'єктив з відносним отвором $f: 2,8$ та роздільною здатністю 540 ліній/мм. Це дуже дорогі об'єктиви, які використовуються лише в астрономічній та космічній фотоапаратурі.

Телебачення. У телевізійній камері оптичне зображення за допомогою світлоділильної призми та червоного, зеленого та синього світлофільтрів ділиться на три монохроматичні зображення, які подаються на три чорно-білі ПЗЗ-матриці. Такий метод передачі кольорового зображення забезпечує більш високу якість зображень порівняно з фільтром Байера.

Системи машинного бачення. Такі системи потребують цифрових камер з високою роздільною здатністю. Збільшувати розмір матриці понад 60 мм недоцільно, оскільки це потребує використання спеціальних дорогих об'єктивів, тому намагаються зменшити розмір пікселя до 1 мкм і навіть менше. Історично так склалося, що зменшення розміру пікселя у нових розробках відбувається в $\sqrt{2}$ разів, тобто площа пікселя зменшується вдвічі.

Мобільні телефони, ноутбуки та планшети мають убудовані цифрові камери з роздільною здатністю до

Оптичні миші. Сучасна оптична миша містить одну або дві мініатюрні цифрові камери, які понад тисячу разів за секунду фотографують поверхню, над якою знаходяться, і надсилають знімки процесору комп'ютера. Процесор розраховує за знімками мікрорельєфу напрямок та величину переміщення курсору на екрані монітора. Використання другої камери зменшує помилки

позиціювання курсору і дає можливість оптичній миші працювати на дзеркальній поверхні. Джерелом світла в оптичній миші є лазер з вертикальним резонатором та поверхневим випромінюванням (див. підрозділ 16.14 першого тому) – один з найдешевших лазерних діодів.

Спектроскопія. Одним з найкращих методів ідентифікації хімічних сполук у ліках та живих тканинах є раманівська спектроскопія, яка базується на властивості молекул розсіювати випромінювання зі зсувом довжини хвилі, причому величина зсуву є унікальною для молекул даної сполуки. Для збудження раманівського розсіяння використовують видиме лазерне випромінювання, наприклад, другу гармоніку Nd:YAG-лазера з довжиною хвилі $\lambda = 532$ нм. За допомогою конфокального мікроскопа випромінювання фокусується на поверхні досліджуваного зразка (наприклад, ліків) у світлову пляму діаметром менше 1 мкм, а раманівське випромінювання, розсіяне молекулами зразка, збирається цим же мікроскопом, пропускається через спектрально-селективний елемент (наприклад, дифракційну ґратку) і фокусується на поверхні датчика зображення (рис. 2.17).

Отримані таким чином дані називають гіперспектральними, оскільки вони є накладанням спектрів множини різних молекул. Дані представляють на екрані комп'ютера у форматі «гіперкуб», коли горизонтальні осі 3D-графіка є координатними, а вертикальна вісь –

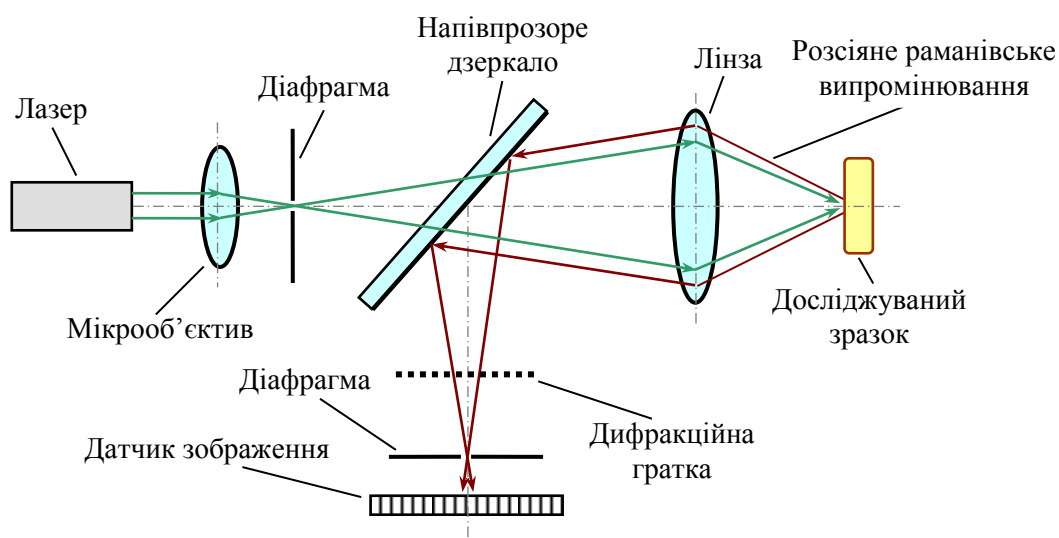


Рис. 2.17. Схема раманівського спектроскопа, призначеного для ідентифікації хімічного складу досліджуваного зразка

спектральною, причому спектру певної молекули присвоюють свій колір.

Кристалографія. Для вивчення кристалічної структури полімерів використовують дифракцію рентгенівського випромінювання і спостереження за допомогою рентгенівської цифрової камери бреггівських максимумів, дифрагованих під великими кутами. Такі експерименти дозволяють визначити хімічний та фазовий склад плівки, переважну орієнтацію в ній кристалітів тощо.

Медицина. Інфрачервоні камери дозволяють виявити хворі ділянки організму, температура яких трохи відмінна від середньої температури тіла.

Цифрові рентгенівські камери використовують для флуороскопії легень та серцево-судинної системи, мамографії, комп'ютерної томографії внутрішніх органів та мозку, флуорографії кінцівок, зубів тощо.

Контроль металургійної продукції – сталевих та алюмінієвих виливок, трубопроводів, зварних швів тощо – також здійснюють за допомогою рентгенівських камер.

Цифровий кінематограф. ПЗЗ-матриці з перенесенням кадру, які використовуються в цифрових кінокамерах, повинні мати підсилювачі, здатні працювати на частотах понад 50 МГц, щоб забезпечити частоту кадрів у діапазоні 24–60 кадр/с.

Системи наведення ракет.

Лідари та ладари, про які вже йшлося у розділі 20.6 першого тому, використовують для ідентифікації об'єкта та знаходження відстані до нього. В одному з варіантів ладару на об'єкт спрямовується ультракороткий лазерний імпульс, який на плоскій поверхні утворює пряму лазерну лінію, а на викривленій поверхні (наприклад, корпусі ракети чи літака) – лазерну просторову криву. Кожен з фотоприймачів матриці фіксує амплітуду та час надходження зображення елемента цієї лазерної кривої, що дозволяє відтворити фронт хвилі, відбитої від об'єкта, а відтак – і його форму.

Зауважмо, що останнім часом терміни «лідар» та «ладар» використовують як синоніми, хоча більш узагальнюючим є перший термін, який допускає використання в якості джерел випромінювання і лазерів, і світлодіодів, у той час як другий – тільки лазерів.

Застосування в лідарах напівпровідникових датчиків зображення (так званих часо-пролітних камер) надало лідарам можливостей, притаманним спочатку тільки ладарам, а саме – ідентифікації об'єкта за його просторовою формою. Більш детально про можливості лідарів йтиметься у розділі 7.2.

Системи відеоспостереження дозволяють контролювати ситуацію в аеропортах, на вулицях та на об'єктах, які знаходяться під охороною. Цифрову камеру разом з комп'ютером використовують для ідентифікації людини за обличчям чи відбитком пальця, для розпізнавання перешкод на дорогах, наприклад, великих тварин, які часто є причиною аварій.

Космічні дослідження. В астрономії часто доводиться мати справу з надслабкими потоками випромінювання, тому важливо не втрачати фотони на поглинання в прозорому електроді з полікристалічного кремнію. Для подібного застосування були розроблені матриці з тильним освітленням, в яких світло потрапляє у фоточутливу область з боку підкладки товщиною 10–15 мкм. Це дозволяє позбутися втрат світла у прозорому електроді, через який світло має пройти у звичайних матрицях з фронтальним освітленням, перш ніж потрапити у фоточутливу область напівпровідника.

Цифрові камери використовують також для моніторингу поверхні Землі і для зондування інших планет. Спостереження здійснюють у різних спектральних діапазонах, що потребує відповідних цифрових камер.

Дослідження процесів в інфрачервоній ділянці спектра. До таких процесів відносять екзотермічні хімічні реакції, вибухи, запалювання ракетного двигуна, нагрівання елементів мікросхем в процесі роботи.

Гіперспектральне спостереження. Спектральний діапазон цифрової камери досить вузький, здебільшого це видимий і ближній інфрачервоний діапазони. Спектри більшості молекул розташовані в середньому та дальньому інфрачервоних діапазонах, де зберігають чутливість лише деякі фоторезистори (за глибокого охолодження) та болометри.

Для діапазону 8–14 мкм створені матричні фотоприймачі на основі неохолоджуваних мікроболометрів. Для таких датчиків зображення

використовують оптичні системи дзеркального типу, які не вносять в зображення хроматичних аберацій.

2.14. Сканери та їх застосування

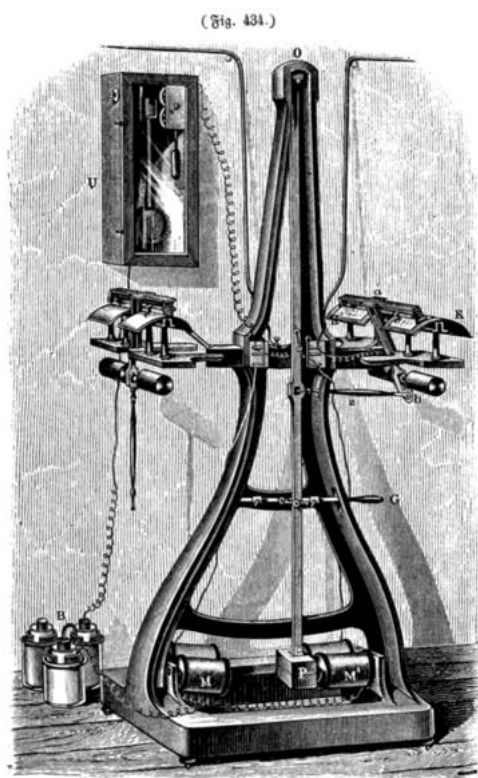


Рис. 2.18. Пантелеграф

У 1856 р. флорентійський абат Джованні Казеллі винайшов факсимільний апарат, який дістав назву «пантелеграф», що у перекладі з грецької означало «усе далеко пишу». Текст, підпис або рисунок наносились струмонепровідними чорнилами на металічний барабан і зчитувались голкою, яка за допомогою маятника годинникового механізму ковзала по поверхні обертового барабану і розмикала електричний контакт у разі потрапляння на чорнильний слід. Сформований у такий спосіб електричний сигнал передавався проводами (телеграфом) на відстань, де в аналогічному апараті голка ковзала по аркушу паперу, просоченого червоною кров'яною сіллю, $K_3[Fe(CN)_6]$, яка темнішала у

разі протікання струму між голкою та барабаном.

Датчики одномірного зображення. Окрема лінійка пікселів, яка в датчику зображення формує рядок цифрового зображення, може в деяких випадках бути ефективнішою за весь датчик зображення з тисячами таких лінійок. Так, лінійні КМОН-датчики можуть мати більшу роздільну здатність, оскільки в них з'являється можливість винести транзистори, які підсилюють сигнали з фототодіодів, з проміжків між фотодіодами у лінійку транзисторів, розташовану поруч з лінійкою фотодіодів. Одночасно при цьому збільшується такий параметр, як коефіцієнт заповнення датчика.

Швидкість зчитування одномірного зображення лінійним датчиком може бути на декілька порядків вищою за швидкість зчитування цього зображення датчиком зображення. Але висока

швидкість зчитування (висока частота лінійного сканування) суттєво зменшує кількість фотонів, поглинутих окремим фотодіодом, а відповідно і кількість генерованих електронно-діркових пар, що знижує відношення «сигнал-шум» на виході датчика.

Однією з цінних властивостей лінійних датчиків є можливість з'єднати до сотні лінійних датчиків і об'єднати сигнали, наприклад, зі ста пікселів одного стовпчика такої матриці. На разі утворюється «суперпіксель», який складається зі 100 пікселів, з у 100 разів збільшеною фоточутливою поверхнею, а відповідно і більшою кількістю поглинутих фотонів. За такого використання ПЗЗ-датчики мають перевагу над КМОН-датчиками: відношення «сигнал-шум» в них збільшується у 100 разів, а в КМОН-датчиках тільки у 10 разів (корінь квадратний від кількості паралельних пікселів), що забезпечує ПЗЗ-датчикам значно ширший динамічний діапазон. Така різниця в параметрах обох типів лінійних датчиків є наслідком того, що в ПЗЗ-датчиках у разі об'єднання сигналів з паралельних пікселів їх шуми не додаються.

Матричні датчики, які складаються з декількох десятків паралельних лінійних датчиків і в яких об'єднані сигнали пікселів, розташованих в одному стовпчику матриці, дістали назву *TDI*-датчиків (англ. *time delay and integrate sensor* – датчик з часовою затримкою та інтегруванням).

Зауважмо, що режим роботи ПЗЗ-матриці з часовою затримкою та інтегруванням іноді використовують для отримання контрастних зображень в умовах спостереження рухомих погано освітлених об'єктів, особливо в інфрачервоному діапазоні. У цьому разі за допомогою перенесення сигнальних зарядів, сформованих у різних лінійках ПЗЗ, синхронно з рухом об'єкта, здійснюється інтегрування зарядів тотожних пікселів і, як наслідок, збільшення контрасту зображення.

Один з найкращих *TDI*-датчиків американської фірми *Fairchild Imaging*, а саме *CCD 21241*, має такі параметри:

- розмір пікселя $8,75 \times 8,75$ мкм²;
- 24000 пікселів в лінійці;
- 64 лінійки з паралельно об'єднаними пікселями;
- частота лінійного зчитування 12 кГц;

- швидкість передачі даних по кожному з 16 виходів 18 МГц;
- сумарна швидкість передачі даних 300 МГц.

В рентгенівському діапазоні також існують подібні датчики, які використовують для контролю виробничих процесів у машинобудуванні, будівництві, харчовій промисловості та інших галузях. Наведімо параметри високочутливого *TDI*-датчика *C10650* японської фірми *Hamamatsu Photonics*, побудованого на основі ПЗЗ-матриці:

- розмір пікселя 48 мкм;
- матриця 4608×128 пікселів;
- частота лінійного зчитування 2,3 кГц (2300 ліній/с);
- глибина пікселя 12 біт (2^{12} відтінків сірого кольору);
- сцинтилятор CsI:Tl (оптимізований для перетворення рентгенівського випромінювання з енергіями фотонів 20–80 кеВ);
- розмір зображення 220×6 мм;
- захист матриці від рентгенівського випромінювання за допомогою волоконно-оптичної пластини.

Конструкції сканерів. За конструкцією сканери поділяють на:

- планшетні (найбільш поширений тип офісних сканерів формату А4); листопротягувальні, в яких документ протягується напрямними роликками повз зчитувальну головку;
- барабанні, які використовують для швидкого зчитування документів;
- планетарні (орбітальні), які дозволяють сканувати старі книжки без їх розкриття на 180°, що може пошкодити обкладинку книги;
- ручні (портативні сканери для зчитування штрих-кодів, а також автономні батарейні сканери з пам'яттю до 500 сторінок);
- слайд-сканери, призначені для зчитування окремих нерухомих кадрів фотоплівки;
- сканери кіноплівки, які використовують для перетворення в цифровий формат рухомих кадрів кінофільму;
- 3D-сканери, призначені для отримання цифрового об'ємного зображення предмета для подальшого використання в системах автоматизованого проектування, комп'ютерних іграх, медицині тощо.

У сканерах використовують два типи датчиків – ПЗЗ та контактний датчик зображення (англ. *contact image sensor, CIS*), побудований на основі КМОН-технології. Джерелами світла у *CCD*-сканерах є ксенонові та люмінесцентні лампи, а в *CIS*-сканерах – червоний, синій та зелений світлодіоди. Хоча світлодіоди не потребують прогрівання, як лампи, вони дають гіршу передачу кольорів.

На рис. 2.19 зображена спрощена схема планшетного *CCD*-сканера з трьома лінійками ПЗЗ-датчиків зображення (відповідно з червоним, зеленим та синім фільтрами перед ними).

У сканерах з контактними датчиками зображення (*CIS*-сканерах) червоний, зелений та синій світлодіоди по чергово освітлюють зчитуваний оригінал, якщо він кольоровий, або освітлюють одночасно, якщо чорно-білий. Випромінювання світлодіодів збирається на оригіналі світловодом (рис. 2.20). Відбите від документа світло через лінійку стрижневих лінз потрапляє на лінійку фотоприймачів КМОН-датчика зображення, причому внаслідок невеликої відстані між документом та датчиком (приблизно 13 мм) лінзи формують зображення у масштабі 1:1, такому як при контактному фотокопіюванні.

Якщо порівнювати *CCD*- та *CIS*-сканери, то можна відмітити, що перші мають більшу оптичну (апаратну) роздільну здатність (до 3000 *ppi*), кращу передачу кольорів, більшу глибину фокусу (до 30 мм), а другі хоча і мають оптичну роздільну здатність до 600 *ppi* і глибину

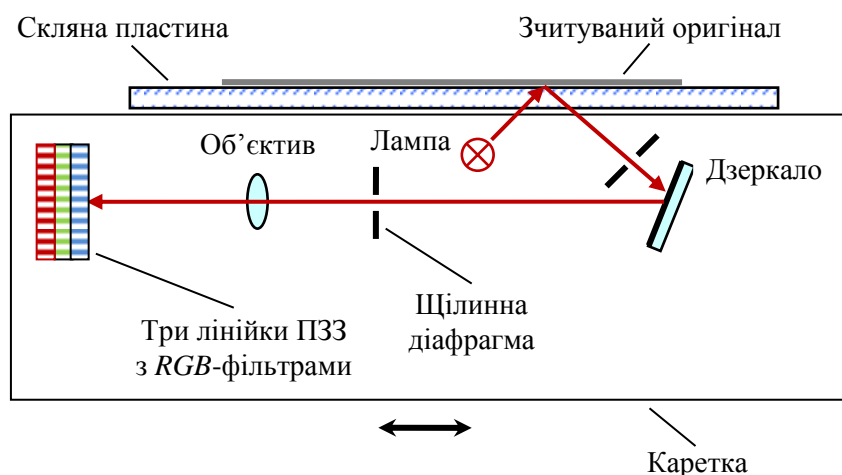


Рис. 2.19. Спрощена схема планшетного *CCD*-сканера

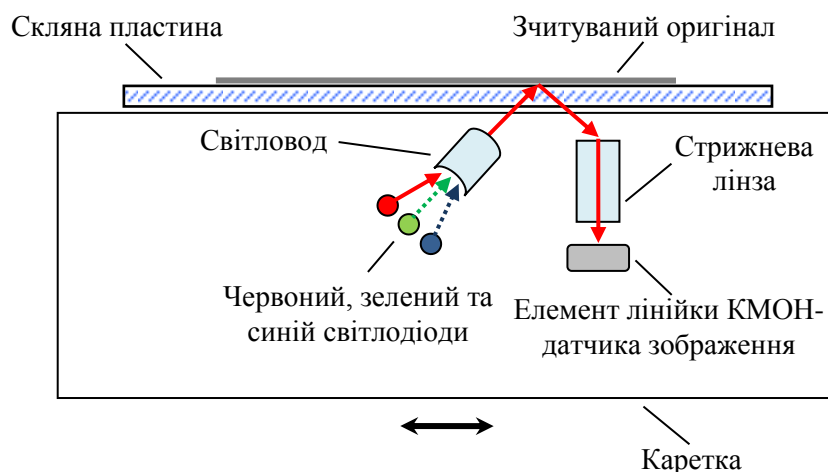


Рис. 2.20. Спрощена схема планшетного CIS-сканера

фокусу до 2 мм, але не потребують часу на прогрівання, споживають менше електроенергії, простіші за конструкцією, більш технологічні та компактні, і відповідно дешевші.

Важливим параметром сканера є його динамічний діапазон, тобто здатність сканера розрізняти проміжні відтінки оригіналу – від білого (прозорого) до чорного (непрозорого) у залежності від роботи сканера на відбиття світла від оригіналу чи пропускання крізь нього. Динамічний діапазон визначається різницею оптичних густин, між якими сканер розрізняє відтінки, $D_{\max} - D_{\min}$. Оптичну густину знаходять з формули $D = \lg(I_0/I)$, де I_0 – інтенсивність світла, падаючого на оригінал, I – інтенсивність світла відбитого або пропущеного оригіналом. Чим ширший динамічний діапазон, тим краще передаються відтінки на краях діапазону. Більшість офісних сканерів мають динамічний діапазон 2,5, що цілком достатньо для зчитування інформації, надрукованої на папері. Для сканування фотоплівки потрібен діапазон 3,0–4,0.

Професійні широкоформатні сканери будують на основі як *CCD*-так і *CIS*-технологій. Внаслідок гіршої передачі кольорів *CIS*-сканери більш придатні для зчитування креслень. *CCD*-сканери дозволяють зчитувати креслення та повнокольорову графіку шириною до 42 дюймів (1067 мм) з апаратною роздільною здатністю 1200 *ppi* і програмною (інтерполяційною) здатністю 9600 *ppi*, з глибиною кольору 48 біт.

Зауважмо, що у разі скануванні чорно-білого текстового документу А4 у форматі *TIFF* з роздільною здатністю 300 *ppi* формується файл об'ємом 50 кБ.

Застосування лінійних датчиків. Основною сферою застосування лінійних датчиків є сканери, які перетворюють текстову та графічну інформацію, надруковану на паперових носіях, у цифрові зображення. Механічний рух лінійного датчика, потрібний для формування двомірного зображення об'єкта, може бути рухом наземного транспортного засобу, літака, супутника і т.д., на якому встановлено лінійний датчик, або ж рухом об'єкта, зображення якого переміщується перпендикулярно нерухомому лінійному датчику. У цьому разі горизонтальна роздільна здатність цифрового зображення визначається кількістю пікселів лінійного датчика, а вертикальна – відносною швидкістю руху датчика та об'єкта.

Для ідентифікації особи використовують біометричні сканери, які зчитують папілярний рисунок пальця руки або рисунок сітківки ока.

Ручні сканери використовують для зчитування:

- штрих-коду з товару у магазинах;
- графічної, у тому числі текстової, інформації зі сторінки форматом до А4 (портативні автономні сканери, які підключаються до комп'ютера тільки для відтворення інформації та заряджання);
- зчитування та розпізнавання друкованого тексту з наступним перетворенням в комп'ютерний текстовий файл;
- зчитування з друкованого тексту окремих слів, їх перекладу та правильної вимови.

Фотодіодні лінійки. Фотодіодна лінійка є лінійним датчиком зображення, який має до 2048 фотодіодів з розміром фоточутливої поверхні $0,025 \times 1$ мм. Фотодіоди працюють незалежно один від одного, що дає можливість швидкої паралельної обробки інформації. Якщо, наприклад, фотодіод має сталу часу 1 нс, то швидкість перетворення оптичної інформації в електричний сигнал всією лінійкою може сягати 2 Тбіт/с.

2.15. Природні матричні фотоприймачі

Людське око. Око людини є інтелектуальним процесором зображень, тому порівнювати його з фотоприймачем, навіть матричним, можна тільки за параметрами, характерними для штучних фотоприймачів.

Сітківка ока, площа якої приблизно 10 см^2 , складається з паличок та колбочок. Палички мають вищу чутливість, ніж колбочки, і максимум їх чутливості спостерігається на довжині хвилі 510 нм . Колбочки працюють переважно за високої освітленості і максимум чутливості має місце на довжині хвилі 550 нм . Спектральна чутливість ока перекриває діапазон від 380 до 760 нм , з максимумом на довжині хвилі 550 нм . Характеристика спектральної чутливості ока називається кривою видимості; про неї йшлося в розділі 6.4. Ця характеристика відображає відносну чутливість середньостатистичного ока на різних довжинах хвиль. А яка ж порогова чутливість ока?

Дослідження порогової чутливості природних зорових систем показали, що око людини в середньому здатне відчувати потік приблизно у 7 фотонів/с, а око kota – від 2 до 3 фотонів/с [2.11].

Око людини відрізняється від штучного фотоприймача великим часом темної адаптації (через годину перебування у повній темряві чутливість ока зростає приблизно у мільйон разів, а повна адаптація відбувається майже через три години. Світлова адаптація протікає значно швидше і потребує $2\text{--}3$ хв. для звикання до світла середньої інтенсивності.

Око має величезний динамічний діапазон – 10^{11} ; воно здатне реагувати на світло яскравістю від $2 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^5 \text{ кд/м}^2$.

Сітківка ока налічує приблизно 125 млн. фоторецепторів і здавалося б роздільна здатність ока повинна бути рівною 125 мегапікселям. Насправді роздільна здатність людського ока складає приблизно 105 Мп , причому 5 Мп є внеском колбочок, здатних розрізняти кольори, а 100 Мп – чорно-білих паличок, які забезпечують різкість зображення.

Контрольні запитання і задачі

- 2.1. Рентгенівське випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0,1$ нм поглинається кремнієвим фотоприймачем. Скільки електронів генерується одним фотоном такого випромінювання, якщо відомо, що на генерацію у кремнії електронно-діркової пари потрібна енергія $E = 3,65$ еВ?
- 2.2. Як у контактному датчику зображення передається колір оригіналу?
- 2.3. Як колір оригіналу передається у планшетному сканері з люмінесцентною лампою?
- 2.4. Які існують типи сканерів?
- 2.5. Для чого іноді в датчиках зображення формують суперпікселі?
- 2.6. Як можна збільшити коефіцієнт заповнення ПЗЗ-датчика зображення?
- 2.7. Як під затвором ПЗЗ утворюється потенціальна яма для електронів?
- 2.8. Як у ПЗЗ протидіють блюмінгу?
- 2.9. Які існують методи збільшення чутливості ПЗЗ?
- 2.10. Порівняйте ПЗЗ- та КМОН-датчики зображення.
- 2.11. Як кодується колір у прямому датчику зображення?
- 2.12. Що таке глибина пікселя?
- 2.13. У *RGB*-моделі кольору комп'ютерної графіки використовують 24-бітні кольори. Скільки всього кольорів відображується при цьому?
- 2.14. Чим визначається динамічний діапазон цифрової камери?
- 2.15. Що показує квантовий еквівалент шуму датчика зображення?
- 2.16. Як відбувається перетворення рентгенівського випромінювання в електричний сигнал у разі прямого та непрямого перетворення?

Література до глави 2

- 2.1. Lally E. F. Mosaic Guidance for Interplanetary Travel / E. F. Lally. – Space Flight Report to the Nation. – American Rocket Society, New York, October 9-15, 1961. – P. 2249–2261.
- 2.2. Janesick J. Fano-noise-limited CCDs / J. Janesick et al. – Proc. SPIE, 1988, vol. 982. – P. 70–94.
- 2.3. Kozlowski L. J. Performance limits in visible and infrared image sensors / L. J. Kozlowski et al. – IEDM'99 Technical Digest, 1999. – P. 865–870.
- 2.4. Magnan P. Detection of visible photons in CCD and CMOS: a comparative view / P. Magnan. – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2003, vol. A 504. – P. 199–212.

- 2.5. Анисимова И. Д. Полупроводниковые фотоприёмники: Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра / И. Д. Анисимова, И. М. Викулин, Ф. А. Зайтов и др. // под ред. В. И. Стафеева. – М.: Радио и связь, 1984. – 216 с.
- 2.6. Росс М. Лазерные приёмники / М. Росс. – М.: Мир, 1969. – 520 с.
- 2.7. Electro-optics handbook / Editors: R. W. Waynant, M. N. Ediger. – 2nd ed. – New York : McGraw-Hill Inc., 2000. – 911 p. – ISBN 0-07-068716-1.
- 2.8. Роуз, А. Зрение человека и электронное зрение / А. Роуз. – М.: Мир, 1977. – 216 с.
- 2.9. Ишанин Г. Г. Источники и приёмники излучения: Учебное пособие для вузов / Г. Г. Ишанин, Э. Д. Панков, А. Л. Андреев и др. – СПб.: Политехника, 1999. – 240 с.
- 2.10. Тарасов В. В. Инфракрасные системы «смотрящего» типа / В. В. Тарасов, Ю. Г. Якушенков. – М.: Логос, 2004. – 444 с. – ISBN 5-94010-372-8.
- 2.11. Barlow H. B. Responses to single quanta of light in retinal ganglion cells of the cat / H. B. Barlow, W. R. Levick, M. Yoon. – Vision Res. Supplement, 1971, № 3. – P. 87–101.
- 2.12. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. Sources and effects of ionizing radiation / UNSCEAR 2008. Report to the General Assembly with Scientific Annexes, vol. 1. – New York : United Nations, 2010. – P. 221–463.
- 2.13. CCD cameras for imaging, microscopy and spectroscopy [Электронный ресурс]. – Режим доступа: www.tautec.com/4817/index.html.
- 2.14. HyperVision HPV-2 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.ssi.shimadzu.com/products/product.cfm?product=hpv2>.
- 2.15. Giraud G. Fluorescence lifetime biosensing with DNA microarrays and a CMOS-SPAD imager / G. Giraud, H. Schulze, D. Li et al. – Biomedical Optics Express, 2010, vol. 1, № 5. – P. 1302–1308.
- 2.16. Howell, S.B. Handbook of CCD astronomy / S.B. Howell. – Cambridge: Cambridge University Press, 2000. – 164 p. – ISBN 978-052-164-834-9.
- 2.17. MPP mode [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.photometrics.com/resources/learningzone/mppmode.php>.
- 2.18. Rogalski A. Infrared detectors for the future / A. Rogalski. – Acta Physica Polonica A, 2009, vol. 116, № 3. – P. 389–406.

- 2.19. Лавриненко В. В. Пьезоэлектрические двигатели / В. В. Лавриненко, И. А. Карташев, В. С. Вишнеvский – М.: Энергия, 1980. – 111 с.
- 2.20. Imaging sensors (CMOS, CCD, EMCCD) [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://www.e2v.com/products/high-performance-imaging-solutions/imaging-sensors-cmos-ccd-emccd>.
- 2.21. Imaging IR thermometer FLIR TG165 [Електронний ресурс]. – Режим доступу: www.flir.com.

Глава 3

СОНЯЧНІ БАТАРЕЇ

Ейнштейн пояснював мені свою теорію кожного дня, і невдовзі я був уже цілком певний, що він її зрозумів.

Хаїм Вейцман, британський хімік

3.1. Сонячна енергетика

Історичні відомості. Сонячна енергія використовується людством з давніх-давен. Існує легенда про те, що Архімед під час оборони Сіракуз роздав захисникам дзеркала і ті, збираючи сонячне випромінювання на вітрильниках римлян, спалили ворожий флот. Сучасні експерименти підтвердили таку можливість.

Енергію сонячного випромінювання можна перетворити в теплову, хімічну або електричну енергію. Завдяки накопиченій тепловій енергії земна поверхня не охолоджується вночі до космічних температур. В результаті фотосинтезу на Землі накопичується хімічна енергія – енергія рослинного світу, частково перетворена за мільйони років життя нашої планети на потенціальну енергію вугілля, нафти та газу. Після відкриття у XVIII–XIX ст. різних електричних ефектів людство зрозуміло, що без електричної енергії подальший прогрес просто неможливий.

Розвиток сонячної енергетики розпочався ще у XIX ст. Перетворення сонячної енергії в електричну можна здійснити за допомогою теплових двигунів, фотоелектричних або фотоелектрохімічних перетворювачів. Першими були сонячні теплові двигуни. У 1866 р. французьким винахідником Августіном Мушо був створений параболо-циліндричний концентратор сонячної енергії. У 1869 р. Мушо побудував перший сонячний паровий двигун. У 1878 р. на Всесвітній виставці у Парижі Мушо продемонстрував сонячний генератор – параболоїдне дзеркало діаметром 5 м із встановленим у його фокусі паровим двигуном (рис. 3.1).

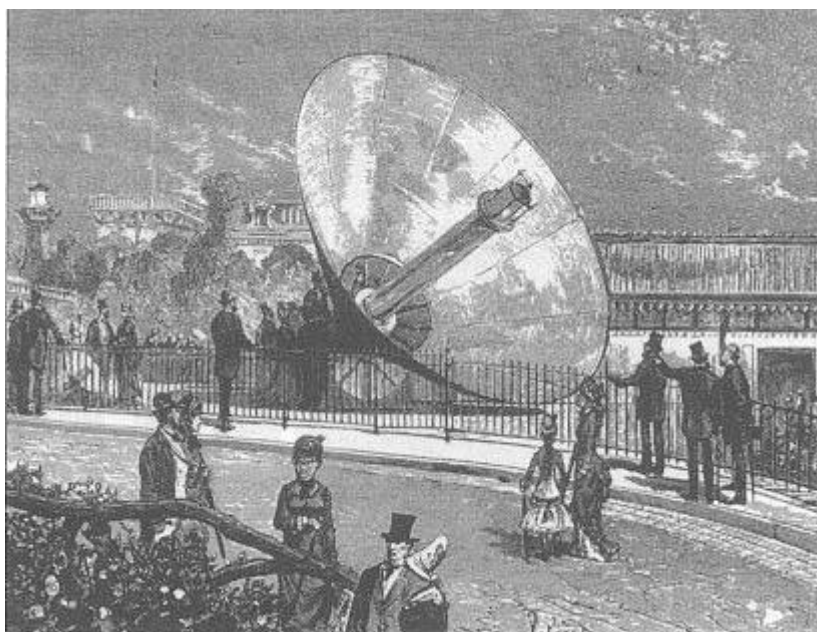


Рис. 3.1. Сонячний паровий двигун Мушо на Всесвітній виставці 1878 р. у Парижі

У 1839 р. французький фізик Едмон Беккерель помітив, що освітлення посрібленої платинової пластини, зануреної в електроліт, викликає появу в ньому електричного струму. Фотоелектричне перетворення сонячної енергії ґрунтується на властивостях контакту матеріалів з різним характером провідності (напівпровідник-напівпровідник, метал-напівпровідник). Перший сонячний елемент створив у 1883 р. американський винахідник Чарльз Фрітс, який наніс на поверхню селенової пластини дуже тонкий шар золота і отримав ефективність елемента приблизно 1%. Винахід p - n -переходу зазвичай приписують американському фізику Расселу Олу, який у 1939 р. провів перші дослідження контакту напівпровідників з різною провідністю, і запатентував у 1941 р. перший сонячний елемент на p - n -переході [3.1].

Про створення першого кремнієвого сонячного елемента, ефективність якого сягала 6%, повідомили у 1954 р. американські дослідники Деріл Чапін, Келвін Фуллер та Джеральд Пірсон [3.5].

У 1958 р. кремнієві сонячні батареї з ефективністю приблизно 5% стають основними джерелами електроенергії на радянських та американських супутниках. Ціна \$200/Вт була надто високою, щоб сонячні батареї можна було розглядати у найближчій перспективі як наземні джерела електроенергії. Лише

паливна криза 1970-х років спонукала до пошуку альтернативних джерел енергії і до інвестицій у дослідження сонячних елементів.

Американські фізики Вільям Шоклі (один з винахідників транзистора) та Ганс Квайсер визначили у 1961 р. теоретичну межу ефективності сонячного елемента на одному переході без концентрації випромінювання; вона виявилася рівною 31 % [3.3].

Перше покоління сонячних елементів з'явилося на початку 70-х років ХХ ст. Монокристалічні кремнієві елементи досягли на той час ефективності 10 %. До першого покоління відносять одноперехідні елементи на основі досить дорогих пластин моно- та мультикристалічного кремнію (відповідно *c-Si* та *mc-Si*). Друге покоління сонячних елементів ґрунтується на одноперехідних тонкоплівкових структурах, виготовлених з аморфного та полікристалічного кремнію (відповідно *a-Si* та *pc-Si*), телуриду кадмію CdTe, диселеніду індію-міді CuInSe₂ та диселеніду індію-міді-галію Cu(InGa)Se₂, причому підкладкою для напівпровідникової плівки може бути досить дешевий матеріал – скло, нержавіюча сталь або полімер. Третє покоління – це триперехідні сонячні елементи з арсеніду галію GaAs, які працюють з концентраторами сонячної енергії і демонструють найвищу ефективність фотоелектричного перетворення (42 %); сюди також відносять сонячні елементи на диспергованих у рідині або гелі наночастинках двоокису титану TiO₂, зв'язаних з молекулами барвника-сенсibilізатора, а також сонячні елементи на органічних сполуках та фулеренах.

У 1976 р. Алан Хігер та Алан Макдіармід (США), а також Хідекі Шіракава (Японія) відкрили новий тип матеріалів – електропровідних полімерів, за що у 2000 р. були удостоєні Нобелівської премії з хімії [3.20]. У 1994 р. Хігер, змішавши напівпровідниковий полімер з фулереном C₆₀ і утворивши об'ємний гетероперехід, різко збільшив ефективність органічного сонячного елемента, конструкцію якого з плоским гетеропереходом продемонстрував у 1986 р. американський дослідник Чінг Танг, винахідник органічного світлодіода [3.21].

Сонячні елементи на наночастинках TiO₂, сенсibilізованих барвником (елементи Гретцеля), з'явилися у 1991 р. і стали першими фотоелектрохімічними перетворювачами сонячної енергії з 7 % ефективності на той час.

У 2008 р. стартував міжнародний проект «Аполон», метою якого до 2013 р. знизити вартість сонячних батарей до 2 євро/Вт.

Станом на 2010 р. сукупна потужність усіх сонячних електростанцій досягла 20 ГВт. Очікується, що у 2020 р. вона зросте до 6 ТВт.

Сонячна енергія. Без енергії, яка передається Землі від Сонця через 150 млн км космічного простору, життя на нашій планеті було б просто неможливим. Ця енергія передається випромінюванням з довжинами хвиль від 0,3 до 2,4 мкм. Потужність сонячного випромінювання, яке падає на Землю, сягає $2 \cdot 10^{17}$ Вт. Цієї потужності вистачає, щоб на більшій частині земної поверхні вода не замерзала навіть вночі, а там, де є вода, там є хімічні реакції розчинених у ній речовин. Приблизно 4 млрд років тому сонячне випромінювання запустило на Землі хімічні реакції фотосинтезу і забезпечило умови для утворення молекул ДНК, РНК та білків – будівельного матеріалу живих організмів. Земля перетворилася на велетенський акумулятор сонячної енергії. У наш час 80 % енергії, яку споживає людство, забезпечують якраз ці запаси Землі, збережені у вигляді вугілля, нафти та природного газу. Зрозуміло, що ці запаси не бескінечні і людству треба шукати альтернативні методи перетворення та акумулювання сонячної енергії.

Розрахунки показують, що навіть на півночі Європи, де сонячних днів не так вже й багато, використання 50 м^2 похилого даху будинку, спрямованого на південь, під сонячні модулі з ефективністю 15 % дозволяє отримати за рік 6000 кВт·год. електроенергії, що перекриває річну потребу в електроенергії однієї сім'ї.

Напрямки розвитку сонячної енергетики. Існує два типи сонячних енергетичних систем:

- системи з точковим фокусуванням сонячного випромінювання (англ. *point focus systems*);
- щільні матричні системи (англ. *dense array systems*).

Одним з суттєвих недоліків щільних матричних систем є необхідність в охолодженні.

Фотоелектричні процеси у напівпровідниках. Бездомішковий напівпровідник поглинає випромінювання, енергія фотонів якого

перевищує ширину забороненої зони E_g (власне поглинання). Електрон валентної зони, якому було передано імпульс фотона, переходить у зону провідності і бере участь у створенні фотоструму. При цьому і фотон з енергією $h\nu \approx E_g$, і фотон, наприклад, з енергією $h\nu \approx 2E_g$ дають однаковий внесок у фотострум, тобто у даному випадку втрачається половина енергії, яку приніс фотон у напівпровідник. Виявляється, що високоенергетичний електрон вже через ~ 1 пс опиняється на нижньому енергетичному рівні зони провідності, там же, куди зразу попадає низькоенергетичний електрон; надлишок енергії «гарячий» електрон передає кристалічній решітці. Здавалося б, що за такий короткий проміжок часу скористатися цим надлишком енергії неможливо. Але дослідження показали, що за наявності поруч шару з електронною провідністю електрон може перейти в нього за значно коротший час – приблизно за 50 фс. Така можливість була продемонстрована за допомогою колоїдних нанокристалів селеніду свинцю PbSe, як елементарних фотоприймачів, та шару двоокису титану TiO_2 , як електронного провідника. Оскільки нанокристал є фактично квантовою точкою, то квантове обмеження приводить до частіших зіткнень електронів і більш тривалого охолодження «гарячих» електронів, яке може продовжуватися до ~ 1 нс.

У домішковому напівпровіднику до власного поглинання додається домішкове поглинання, зумовлене переходами носіїв заряду між домішковими рівнями забороненої зони та дозволеними зонами. Домішкове поглинання розширює спектр випромінювання, поглинутого сонячним елементом, і збільшує його ефективність. Для розширення спектра поглинання сонячного випромінювання створюють напівпровідникові структури з двома чи трьома p - n -переходами і декількома напівпровідниковими шарами зі взаємно доповнювальними спектрами поглинання.

Ієрархія фотоелектричних сонячних систем. За потужністю (і відповідно складністю) перетворювачі сонячної енергії поділяються на:

- сонячні елементи, які виробляють 1–2 Вт електроенергії;
- сонячні модулі, які складаються з декількох десятків сонячних елементів і можуть розвивати потужність до 300 Вт;
- сонячні батареї, кожна з яких складається, наприклад, з 10 модулів, акумулятора, контролера заряду акумулятора та перетворювача постійного струму у змінний струм зі стандартною мережевою напругою; батареї розвивають потужності до декількох кіловат;
- сонячні електростанції, пікова потужність яких складає сотні мегават.

Класифікація фотоелектричних перетворювачів сонячної енергії.

За матеріалом перетворювачі поділяються на неорганічні та органічні.

За ефективністю перетворювачі можна поділити на:

- низькоефективні (ефективність $<10\%$);
- середньоефективні (ефективність $10\text{--}20\%$);
- високоефективні (ефективність $>20\%$).

За технологією виготовлення перетворювачі поділяють на:

- тонкоплівкові, виготовлені методом вакуумного напилення аморфної напівпровідникової плівки на гнучкі полімерні або сталі підкладки, а також скло;
- кристалічні, основою яких є кристалічна підкладка, на якій вирощують методом епітаксії необхідні кристалічні плівки;
- нанокристалічні, утворені нанокристалами напівпровідника, зв'язаними з молекулами барвника;
- нанопористі, виготовлені методом фрагментарного видалення матеріалу з тонкої напівпровідникової плівки, нанесеної на

скляну підкладку, або багаторазовим нанесенням колоїдного розчину напівпровідника на нагріту скляну підкладку з високою електропровідністю.

Як уже зазначалося, окрім перетворювачів з одним p - n -переходом, останнім часом з'являються більш ефективні багатоперехідні перетворювачі.

Перетворювачі бувають безконцентраторні та концентраторні. У абсолютної більшості перетворювачів на сонячні елементи потрапляє пряме сонячне випромінювання. Концентрація випромінювання (здебільшого у 500 разів) дозволяє ефективніше використовувати перетворювач і менше витратити дорогих напівпровідникових матеріалів, але при цьому ускладнюється конструкція перетворювача і постає проблема відведення зайвого тепла.

Матеріали сонячних елементів. На поверхню Землі найбільше падає фотонів з енергією 1,4 еВ, тому найвищу ефективність мають сонячні елементи на напівпровідниках з шириною забороненої зони $E_g = 1,1-1,7$ еВ.

Основними матеріалами сонячних елементів є такі напівпровідники як:

- монокристалічний кремній c -Si ($E_g = 1,12$ еВ);
- мультикристалічний кремній mc -Si та mc -Si:H ($E_g = 1,0-1,1$ еВ);
- полікристалічний кремній pc -Si ($E_g = 1,1$ еВ);
- нанокристалічний кремній nc -Si (E_g зростає зі зменшенням розміру нанокристалів);
- аморфний кремній a -Si та a -Si:H ($E_g = 1,7-1,8$ еВ);
- арсенід галію GaAs ($E_g = 1,42$ еВ);
- телурид кадмію CdTe ($E_g = 1,44$ еВ);
- фосфід індію InP ($E_g = 1,34$ еВ);
- диселенід міді-індію CuInSe₂ (скорочено – CIS, $E_g = 1,0$ еВ);

- диселенід галію-індію-міді $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Se}_2$ (*CIGS*, $E_g = 1,0$ еВ для $x = 1$ та $E_g = 1,7$ еВ для $x = 0$).

Перспективними матеріалами для сонячної енергетики є також нітрид індію-галію GaInN , у якого багато заборонених зон, що уможлиблює поглинання майже всього спектра сонячного випромінювання, і телурид марганцю-цинку, здатний поглинути понад 50 % сонячного випромінювання.

Полікристалічний кремній використовують для створення дешевих тонкоплівкових сонячних елементів. Для запобігання погіршанню фотоелектричних параметрів важливо, щоб розмір зерна у полікристалічному кремнії був більшим за довжину дифузії носіїв заряду. Розмір зерна зумовлюється такими факторами як:

- температура осадження;
- склад газової суміші;
- матеріал легуючої домішки;
- швидкість кристалізації;
- тип підкладки, на яку наносять полікристалічну плівку.

Привабливою властивістю диселеніду міді-індію (*CIS*) є те, що 99 % сонячного випромінювання поглинається у шарі товщиною 1 мкм.

Сонячні елементи на основі тонкого шару диселеніду галію-індію-міді (*CIGS*), нанесеного на поліїмідну плівку, досягли у 2013 р. ефективності перетворення у 20,8 %. Вибір поліїмідної плівки в якості підкладки зумовлений високими фізико-технічними параметрами цієї плівки.

Вакуумне напилення шару Cu(In,Ga)Se_2 на поліїмідну плівку відбувається за температури 720 К, причому в процесі росту плівки змінюють концентрацію Ga і здійснюють легування плівки Na. Цим досягається приріст ширини забороненої зони по товщині напівпровідникової плівки та збільшення її гранулярності, що сприяє підвищенню ефективності сонячного елемента.

Телурид кадмію CdTe теж дуже сильно поглинає сонячне випромінювання і є перспективним матеріалом для сонячних елементів, причому досить дешевим.

Технології сонячних елементів спрямовані на більш ефективне використання сонячної енергії, пошук більш дешевих матеріалів та економічніше використання існуючих, розробку та вдосконалення процесів, орієнтованих на масове виробництво.

Технологія монокристалічного кремнію. Монокристалічний кремній (c-Si) вирощують переважно методом Чохральського (див. підрозділ 11.9 першого тому), отримуючи циліндричні заготовки діаметром 150 або 200 мм.

Технологія мультикристалічного кремнію. Мультикристалічний кремній отримати значно простіше, ніж монокристалічний, тому його широко використовують в сонячних елементах у вигляді підкладок, на яких вирощують додаткові шари. Сировиною для виготовлення мультикристалічного кремнію слугують гранули та шматки полікристалічного кремнію. Їх завантажують у кварцовий тигель прямокутної форми, навколо якого розміщена котушка індуктора. Під час протікання через котушку високочастотного струму в кремнії виникають струми Фуко, які сильно нагрівають і розплавляють кремній до однорідної рідкої фази. Потім котушка повільно піднімають і відбувається поступове охолодження розплаву знизу вгору, яке супроводжується затвердінням розплаву і утворенням у ньому гранул монокристалічного кремнію розміром 0,1–10 мм. Блок мультикристалічного кремнію, маса якого може сягати 500 кг, дістають з тиглю і розрізають за допомогою сталюого дроту та абразивної суспензії на брикети, а останні ріжуть на пластини (підкладки) товщиною менше 0,2 мм. За товщини пластини 0,2 мм на сонячні елементи площею 1 м² потрібно приблизно 0,5 кг кремнію.

Технологія полікристалічного кремнію. Технічний кремній отримують у дуговій печі в результаті відновлення розплаву SiO₂ коксом за температури приблизно 2100 К. Потім технічний кремній перетворюють в летючі сполуки – силани (моносилан SiH₄, хлорсилани SiCl₄, SiCl₃H або фторсилан SiF₄) і змішують їх з воднем. Утворення полікристалічного кремнію відбувається за температури 1200–1400 К на нагрітих кристалах-затравках. Структурно полікристалічний кремній відрізняється від мультикристалічного розміром

кристаликів: у полікристалічного кремнію вони здебільшого не перевищують 2 мкм, а у мульткристалічного знаходяться у межах 1–10 мм.

Технологія нанокристалічного кремнію налічує декілька методів:

- утворення пористого кремнію внаслідок анодного окислення кристалічного кремнію;
- розпилення;
- випаровування;
- синтез в іонному пучку;
- утворення нанокристалів у плівках аморфного кремнію або оксиду SiO_2 , збагаченого кремнієм, за високих температур (див підрозділ 11.1 першого тому);
- плазмохімічне парофазне осадження (*PECVD*, див. підрозділ 11.9 першого тому).

Перспективи сонячної енергетики. Очікується, що до 2030 р. основні зусилля в галузі сонячної енергетики будуть спрямовані на розробку та удосконалення сонячних елементів третього покоління:

- тонкоплівкових кремнієвих сонячних елементів з ефективністю перетворення 15 % та площею скляної підкладки 1000 см^2 ;
- надтонких сонячних елементів з кристалічного кремнію (товщина кристалічної підкладки 0,1 мм) з ефективністю перетворення 16 %;
- тонкоплівкових сонячних *CIS*-елементів на легких підкладках з ефективністю до 16 % та площею 1000 см^2 ;
- тонкоплівкових сонячних *CIGS*-елементів на легких підкладках з ефективністю понад 20 % та площею 1000 см^2 ;
- сонячних елементів, сенсibilізованих барвниками, з ефективністю до 8% та площею 1000 см^2 ;
- органічних тонкоплівкових сонячних елементів з ефективністю 7 % та площею 1 см^2 .

3.2. Математична модель сонячного елемента на $p-n$ -переході

Мета моделювання. Фізичні процеси, які протікають у сонячному елементі, дуже близькі до тих, які були розглянуті при описанні фотогальванічного режиму роботи фотодіодів (див. підрозділ 1.6 другого тому). Проте у фотодіода та сонячного елемента зовсім різні призначення та критерії якості – основні параметри, які характеризують дані прилади і за якими їх порівнюють із собі подібними. Якщо для фотодіода основними параметрами є чутливість та стала часу, то для сонячного елемента, як компонента сонячної батареї – ефективність перетворення сонячної енергії в електричну та собівартість 1 кВт електричної енергії (або собівартість сонячної батареї у перерахунку на 1 Вт її потужності). Проаналізуємо вплив фізичних процесів, які протікають у сонячному елементі, на його ефективність. Основними процесами у сонячному елементі є:

- поглинання сонячного випромінювання;
- генерація електронно-діркових пар;
- дифузія носіїв заряду;
- дрейф носіїв заряду;
- рекомбінація електронів та дірок;
- утворення фотоЕРС;
- протікання фотоструму.

Співвідношення, які описують ці процеси, і утворюють математичну модель сонячного елемента. Математична модель повинна дати інформацію про залежності фотонапруги або фотоструму від матеріалу та конструкції елемента, його освітленості, температури, а також про можливості підвищення ефективності сонячного елемента.

Спектр сонячного випромінювання. У середніх широтах спектральна характеристика сонячного випромінювання при куті

падіння 30° має вигляд, показаний на рис. 3.2. Найбільшого значення спектральна освітленість E_λ сонячного елемента досягає на довжині хвилі $\lambda \approx 0,5$ мкм.

Поглинання сонячного випромінювання. Перші втрати енергії сонячного випромінювання починаються на межі повітря-напівпровідник. Напівпровідники, які використовують в сонячних елементах, мають високі показники заломлення (наприклад, у кремнію $n = 4,0$).

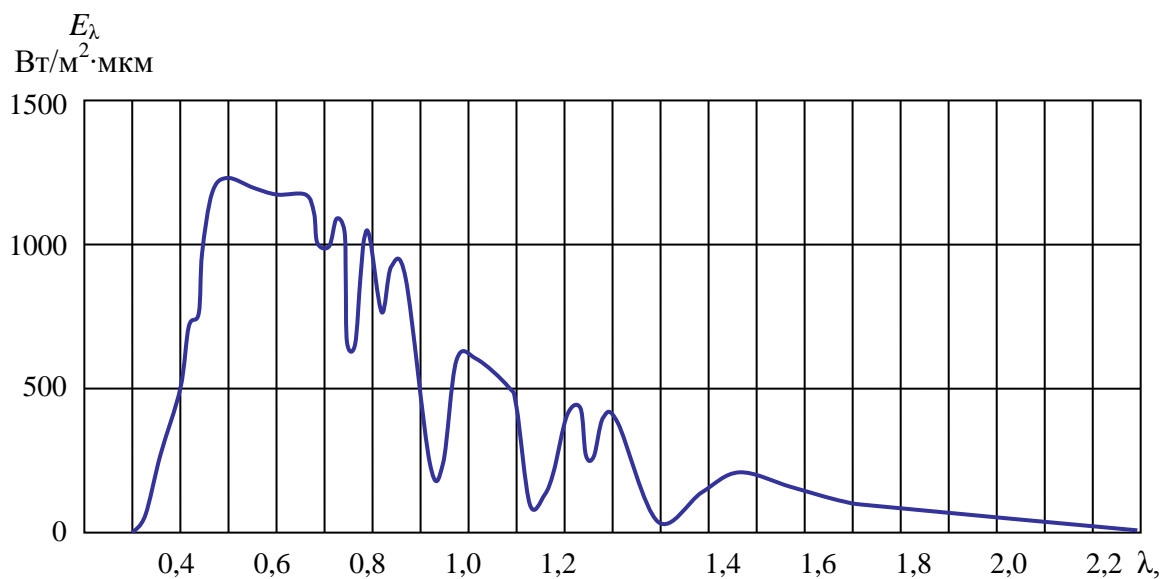


Рис. 3.2. Спектральна характеристика сонячного випромінювання для середніх широт і кута падіння 30°

Якщо на поверхні напівпровідника спектральна освітленість становить E_λ , то всередину напівпровідника через одиничну площадку за одиницю часу потрапляє число фотонів, рівне $(1-R)(\lambda/hc)E_\lambda$, де R – коефіцієнт відбиття поверхні напівпровідника; λ – довжина хвилі спектральної компоненти сонячного випромінювання. Внаслідок поглинання на глибині x залишається кількість фотонів, рівна $(1-R)(\lambda/hc)E_\lambda \exp(-\alpha x)$, де α – коефіцієнт поглинання напівпровідника. Число фотонів, поглинуте у приповерхневому шарі напівпровідника товщиною w дорівнює $\alpha(1-R)(\lambda/hc)E_\lambda \exp(-\alpha w)$.

Спектральні характеристики поглинання деяких напівпровідників, використовуваних у сонячних елементах, зображені на рис. 3.3.

Приклад 3.1. Знайти кількість електронно-діркових пар, генерованих за 1 с в емітері кремнієвого сонячного елемента товщиною $w = 50$ мкм, якщо його освітити випромінюванням гелій-неонового лазера з довжиною хвилі $\lambda = 0,63$ мкм та потужністю $\Phi_0 = 1$ мВт. Прийняти для даної довжини хвилі випромінювання коефіцієнт поглинання кремнію $\alpha = 7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, показник заломлення $n = 4$ та внутрішню квантову ефективність $\eta_{int} = 1$.

У даному випадку потужність випромінювання Φ_0 – це енергія N_Φ фотонів, які падають на поверхню сонячного елемента за 1 с. Якщо окремий фотон має енергію $h\nu$, то $\Phi_0 = N_\Phi h\nu$. Всередину емітера за 1 с потрапляє

число фотонів, рівне $(1 - R)N_\Phi = \left[1 - \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \right] N_\Phi = \frac{4nN_\Phi}{(n+1)^2}$.

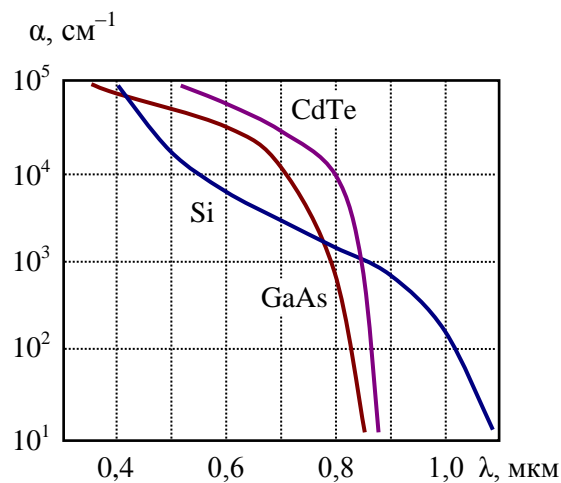


Рис. 3.3. Спектральні характеристики поглинання деяких напівпровідникових матеріалів, використовуваних в сонячних елементах

Кількість електронно-діркових пар, генерованих в емітері за 1 с, дорівнює кількості фотонів, поглинутих за цей же час в емітері – шарі напівпровідника товщиною w :

$$N_{e-h} = \frac{4\eta_{int}nN_\Phi}{(n+1)^2} \int_0^w \exp(-\alpha x) dx = \frac{4\eta_{int}\alpha n\lambda\Phi_0}{(n+1)^2 hc} [1 - \exp(-\alpha w)].$$

Підставляючи числові дані, отримаємо

$$N_{e-h} = \frac{4 \cdot 1 \cdot 7 \cdot 10^5 \cdot 4 \cdot 0,63 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-3}}{(4+1)^2 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8} \left[1 - \exp(-7 \cdot 10^5 \cdot 50 \cdot 10^{-6}) \right] = 1,4 \cdot 10^{20}.$$

Генерація нерівноважних носіїв заряду. За теплової рівноваги вільні носії заряду (рівноважні носії) з'являються внаслідок теплових коливань вузлів кристалічної решітки, причому швидкість генерації рівноважних носіїв дорівнює швидкості їх рекомбінації. У разі освітлення напівпровідника випромінюванням з довжинами хвиль $\lambda < hc/E_g$ до них добавляються нерівноважні носії, причому швидкість генерації нерівноважних носіїв може бути на багато порядків більшою за швидкість генерації рівноважних носіїв. За освітлення напівпровідника неконцентрованим сонячним випромінюванням можна вважати, що швидкість генерації нерівноважних носіїв заряду у приповерхневому шарі напівпровідника товщиною w (число пар носіїв заряду, генерованих в одиничному об'ємі за одиницю часу) пропорційна спектральній освітленості напівпровідника E_λ :

$$G = \eta_{int} \alpha(\lambda/hc) E_\lambda \exp(-\alpha w),$$

де η_{int} та α – відповідно внутрішня квантова ефективність та коефіцієнт поглинання напівпровідника для випромінювання з довжиною хвилі λ . Спектральна характеристика внутрішньої квантової ефективності кремнієвого сонячного елемента показана на рис. 3.4.

У прямозонних напівпровідниках світло викликає прямий перехід електрона з валентної зони в зону провідності. У непрямозонних напівпровідниках, до яких, зокрема, належить кремній, перехід електрона між зонами здійснюється за участю так званих глибоких енергетичних рівнів, розташованих поблизу середини забороненої зони. Глибокі рівні у кремнії можуть бути утворені як домішками

перехідних металів (наприклад, заліза, нікелю, міді), так і дефектами кристалічної решітки. Одним з таких дефектів є поверхня кристала; поверхневі рівні теж розташовані вглибині забороненої зони.

Глибокі рівні здатні поглинути різницю в імпульсах фотона та електронно-діркової пари, як при генерації, так і при рекомбінації електронів та дірок у непрямозонному напівпровіднику. Процеси генерації та рекомбінації, які йдуть через ці рівні, називають процесами Шоклі-Ріда-Холла.

Приклад 3.2. Знайти концентрацію фотонів у прозорій пластині з

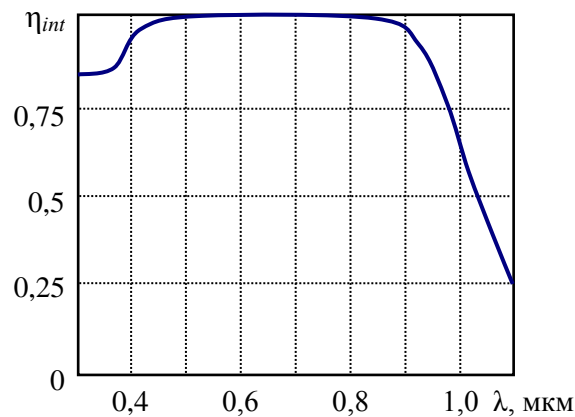


Рис. 3.4. Спектральна характеристика внутрішньої квантової ефективності кремнієвого сонячного елемента

показником заломлення $n = 2,4$ за освітленості $E_\lambda = 1 \text{ Вт/м}^2$, створеної випромінюванням з довжиною хвилі $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$.

У вакуумі через нормальну площадку площею A з освітленістю E_λ за $\Delta t = w/c$ пролетить $\lambda E_\lambda A \Delta t / hc = \lambda E_\lambda A w / hc^2$ фотонів і ці фотони займуть об'єм $A w$, так що концентрація фотонів становитиме

$$N_{ph0} = \lambda E_\lambda / hc^2.$$

Якщо припустити, що за шаром вакууму з товщиною w і об'ємом $A w$ знаходиться такий же шар матеріалу з показником заломлення n , то за його освітленості E_λ за час $\Delta t = n w / c$ через поверхню шару пролетить

$4\lambda n^2 E_\lambda A\omega/hc^2 (n+1)^2$ фотонів і вони також заповняють об'єм $A\omega$. На разі концентрація фотонів у середовищі стане рівною

$$N_{ph} = \frac{4n^2}{(n+1)^2} N_{ph0} = \frac{4n^2 \lambda E_\lambda}{(n+1)^2 hc^2}.$$

Підставляючи числові дані, знайдемо, що

$$N_{ph} = \frac{4 \cdot 2,4^2 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6} \cdot 1}{(2,4+1)^2 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot (3 \cdot 10^8)^2} = 7 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3},$$

тобто 7 фотонів в 1 мм^3 .

Дифузія носіїв заряду. Під час поглинання світла в емітері сонячного елемента утворюються градієнти концентрації нерівноважних електронів та дірок – відповідно dn_p/dx та dp_p/dx . При цьому виникає дифузійний струм електронів з густиною

$$j'_e = eD_e (dn_p/dx)$$

та дифузійний струм дірок з густиною

$$j'_h = -eD_h (dp_p/dx);$$

тут D_e та D_h – коефіцієнти дифузії електронів та дірок у даному матеріалі. Зауважмо, що потоки електронів та дірок співпадають з напрямком осі x , а напрямком сумарного струму співпадає з напрямком руху дірок.

За певної температури коефіцієнт дифузії пропорційний рухомості носіїв заряду і визначається формулою Ейнштейна; наприклад, для електронів коефіцієнт дифузії дорівнює

$$D_e = (kT/e)\mu_e,$$

де μ_e – рухомість електронів.

Дрейф носіїв заряду. Оскільки рухомість електронів є своєрідною чутливістю електронів до електричного поля у даному матеріалі і визначає швидкість дрейфу електронів в електричному полі з

напруженістю E як $V_e = \mu_e E$, то формула Ейнштейна фактично зв'язує процеси дифузії та дрейфу, які виникли внаслідок появи градієнтів концентрації носіїв заряду. Якщо у деякому розподілі носіїв заряду є градієнт концентрації, то там присутнє і внутрішнє електричне поле.

За наявності електричного поля густина дрейфового струму електронів описується співвідношенням

$$j_e'' = N_e e \mu_e E,$$

де N_e – концентрація електронів.

Рекомбінація носіїв заряду. У напівпровіднику присутні три види рекомбінації:

- пряма рекомбінація, коли електрон здійснює прямий перехід із зони провідності у валентну зону і займає місце дірки у кристалічній решітці; дірка зникає, а електрон стає зв'язаним, причому його енергія виявляється меншою, ніж у вільного електрона; надлишок енергії у разі рекомбінації електрона та дірки йде на випромінювання фотона; цей процес характерний для прямозонних напівпровідників;
- непряма рекомбінація через глибокі рівні у забороненій зоні (процес Шоклі-Ріда-Холла); цей процес є основним для непрямоzonних напівпровідників;
- оже-рекомбінація, за якої енергія рекомбінації електронно-діркової пари передається третій частинці, наприклад, іншому електрону зони провідності, а він вже, спускаючись до дна зони провідності, віддає надлишок енергії тепловим коливанням кристалічної решітки; цей процес характерний для напівпровідників з високою концентрацією нерівноважних носіїв заряду та малою шириною забороненої зони.

Генерація фотоЕРС в сонячному елементі. Розгляньмо спрощену та дещо ідеалізовану схему сонячного елемента на $p-n$ -переході (рис. 3.5). Для спрощення моделі зробимо ряд припущень:

- емітер має одиничну площу поверхні і товщину w ;
- товщиною збідненого шару можна знехтувати ($d \rightarrow 0$);
- швидкість поверхневої рекомбінації як з боку емітера, так і з боку бази дорівнює нуля ($S_p = S_n = 0$);
- довжини дифузії електронів у p -емітері та дірок у n -базі однакові ($L_e = L_h$);
- товщина бази значно більша за довжину дифузії ($b \gg L_e$).

У разі освітлення закороченого сонячного елемента квазі-монохроматичним випромінюванням струм через нього можна розглядати як суму струмів електронів в емітері (J_e) та дірок в базі (J_h) [3.6]. Для всього спектра сонячного випромінювання (між довжинами хвиль λ_{\min} та λ_{\max}) струм короткого замикання визначається інтегралом

$$J_{\Phi} = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (J_e + J_h) d\lambda.$$

За незмінних зовнішніх умов процеси в емітері сонячного елемента описуються рівнянням неперервності [3.6]:

$$D_e \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} + \frac{\eta_{int} \alpha \lambda E_{\lambda}}{hc} (1 - R) \exp(-\alpha x) - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_p} = 0, \quad (3.1)$$

де D_e – коефіцієнт дифузії електронів; n_p та n_{p0} – нерівноважна та рівноважна концентрації електронів у p -шарі; τ_p – час життя нерівноважних електронів у p -шарі.

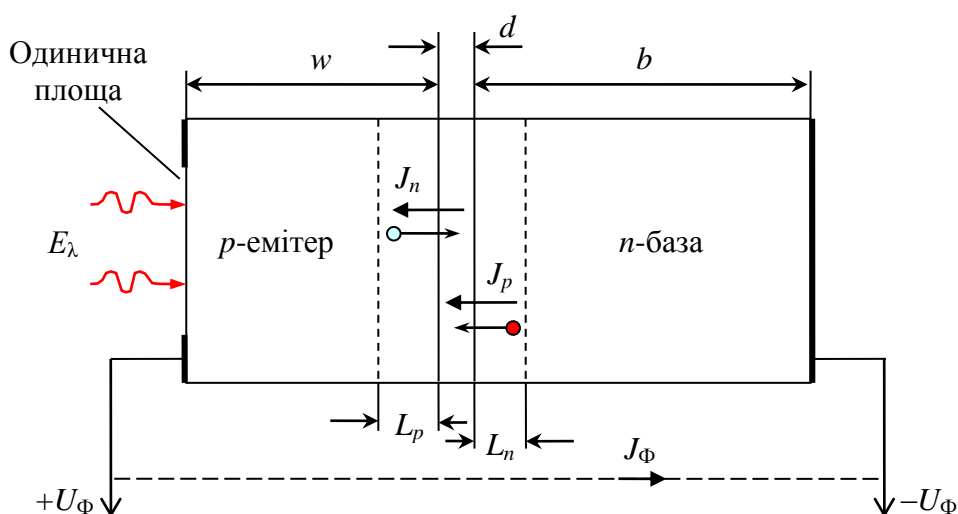


Рис. 3.5. До моделі сонячного елемента на p - n -переході

Поглинання випромінювання з довжиною хвилі λ у приповерхневому шарі емітера з одиничною площею та товщиною x , описується другим членом цього диференціального рівняння. Цей член задає швидкість зростання кількості нерівноважних електронів у шарі завдяки поглинанню фотонів.

Третій член рівняння описує швидкість зменшення кількості нерівноважних електронів у шарі внаслідок рекомбінації.

Першим членом рівняння задається швидкість збільшення кількості електронів у шарі внаслідок дифузії, спрямованої вглиб напівпровідника.

Струм електронів визначається зі співвідношення

$$J_e = eD_e \left. \frac{\partial n_p}{\partial x} \right|_{x=w}.$$

У приповерхневому шарі емітера картина трохи змінюється: у забороненій зоні з'являються поверхневі рівні, як свого роду рівні дефектів кристалічної решітки, які виникли внаслідок її обриву і порушення симетрії. На цих рівнях відбувається так звана поверхнева рекомбінація зі швидкістю S_n . Тоді біля поверхні, де $x = 0$, маємо

$$D_n \frac{\partial n_p}{\partial x} = S_n (n_p - n_{p0}). \quad (3.2)$$

Урахування поверхневої рекомбінації значно ускладнює модель реального сонячного елемента, тому для спрощення зробимо припущення: $S_p = S_n = 0$.

Рівняння неперервності для бази має вигляд:

$$D_h \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} + \frac{\eta_{int} \alpha \lambda E_\lambda}{hc} (1 - R) \exp(-\alpha x) - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_n} = 0, \quad (3.3)$$

де D_h – коефіцієнт дифузії дірок; p_n та p_{n0} – нерівноважна та рівноважна концентрації дірок у n -шарі; τ_n – час життя нерівноважних дірок у n -шарі.

Нехтуючи товщиною збідненого шару, струм дірок можна знайти як

$$J_h = e D_h \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=w}.$$

Система рівнянь неперервності (3.1) та (3.3) є математичною моделлю сонячного елемента на p - n -переході, яка відображає основні процеси в глибинній області емітера та в базі, а включення в цю систему рівняння (3.2) дозволяє урахувати і поверхневу рекомбінацію.

Фотострум короткого замикання, викликаний спектральною компонентою сонячного випромінювання з довжиною хвилі λ , можна розрахувати за формулою [3.6]:

$$J_\Phi = \frac{\eta_{int} (1 - R) \alpha L_e E_\lambda}{(\alpha L_e)^2 - 1} \cosh^{-1} \left(\frac{w}{L_e} \right) \left[\alpha L_e - \exp \left(\frac{\alpha L_e - 1}{L_e} w \right) \right]. \quad (3.4)$$

Приклад 3.3. Користуючись формулою (3.4), визначити товщину емітера w_{\max} , за якої досягається максимальне значення фотоструму короткого замикання. Виразити w_{\max} через коефіцієнт поглинання матеріалу α та довжину дифузії носіїв L_e за умови $\alpha L_e \gg 1$.

Для знаходження w_{\max} та $J_{\Phi \max}$ продиференціюймо J_{Φ} за w і прирівняймо похідну dJ_{Φ}/dw до нуля:

$$\tanh\left(\frac{w_{\max}}{L_e}\right)\left[\alpha L_e - \exp\left(\frac{\alpha L_e - 1}{L_e} w_{\max}\right)\right] + \frac{1}{\alpha L_e - 1} \exp\left(\frac{\alpha L_e - 1}{L_e} w_{\max}\right) = 0.$$

Використовуючи умову $\alpha L_e \gg 1$, спростимо це рівняння:

$$\tanh\left(\frac{w_{\max}}{L_e}\right)\left[\alpha L_e - \exp(\alpha w_{\max})\right] + \frac{1}{\alpha L_e} \exp(\alpha w_{\max}) = 0.$$

Ураховуючи, що $w_{\max} > L_e$ і $\exp(\alpha w_{\max}) \gg \alpha L_e$, отримаємо

$$\tanh\left(\frac{w_{\max}}{L_e}\right) = \frac{1}{\alpha L_e},$$

звідки шукана товщина емітера $w_{\max} = L_e \operatorname{acoth}(\alpha L_e)$.

Напруга холостого ходу сонячного елемента. Для сонячного елемента на p - n -переході напруга холостого ходу визначається співвідношенням [3.6]

$$U_{\Phi} = \frac{mkT}{e} \ln\left(\frac{J_{\Phi}}{J_0} + 1\right), \quad (3.5)$$

де m – коефіцієнт ідеальності p - n -переходу ($m=1$ для ідеального переходу з дифузійним струмом, і $m=2$ для переходу, в якому переважає рекомбінаційний струм; для реального переходу m набуває проміжного значення між 1 та 2). У цій формулі J_0 – струм насичення, який можна знайти із співвідношення

$$J_0 = en_i^2 \left(\frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{D_e}{\tau_p}} + \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{D_h}{\tau_n}} \right), \quad (3.6)$$

де n_i – концентрація носіїв заряду у нелегованому напівпровіднику.

Для збільшення напруги холостого ходу сонячного елемента потрібно, щоб носії заряду мали якомога більший час життя, а емітер та база сильно легувалися такими домішками, які мало впливають на час життя. Для кремнію такими домішками донорного типу є фосфор (P), миш'як (As) та сурма (Sb), акцепторного – бор (B), алюміній (Al) та галій (Ga).

Для тонкоплівкових елементів з кристалічного кремнію напруга холостого ходу сягає 0,6 В.

Ефективність сонячного елемента. На вольт-амперній характеристиці сонячного елемента на $p-n$ -переході (рис. 3.6) є три характерні точки:

- напруга холостого ходу (фотоЕРС) U_{Φ} за струму через елемент $J = 0$;
- струм короткого замикання J_{Φ} за напруги на елементі $U = 0$;
- точка, в якій у навантаження передається максимальна потужність $P_m = U_m I_m$.

Названі величини визначають такий параметр сонячного елемента, як *коефіцієнт заповнення* (англ. *fill factor, FF*)

$$K_{FF} = U_m J_m / U_{\Phi} J_{\Phi}.$$

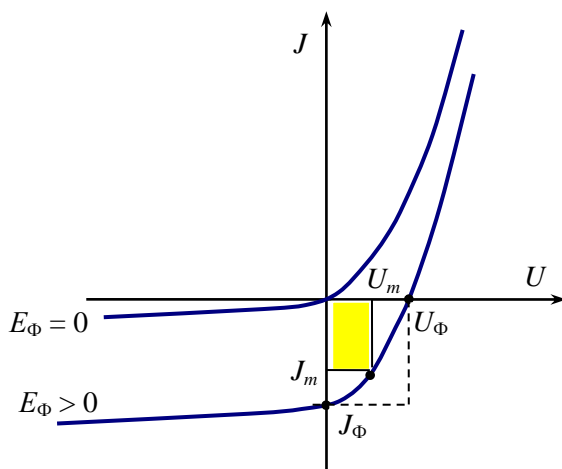


Рис. 3.6. Вольт-амперні характеристики неосвітленого та освітленого сонячного елемента на $p-n$ -переході

Чим більшу площу займає за освітленості E_{Φ} виділений на рис. 3.6 прямокутник в пунктирному прямокутнику, тим вища ефективність сонячного елемента. Площа пунктирного прямокутника $U_{\Phi} J_{\Phi}$ – це теоретична межа потужності, яку можна отримати від сонячного елемента. Коефіцієнт

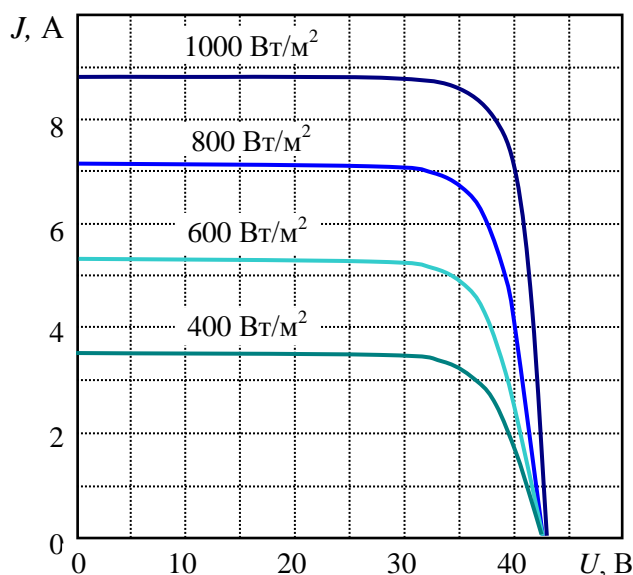


Рис. 3.7. Вольт-амперна характеристика полікристалічного кремнієвого модуля за різних освітленостей E_{Φ}

заповнення здебільшого знаходиться у межах від 0,4 до 0,7.

Типова вольт-амперна характеристика полікристалічного кремнієвого модуля потужністю 290 Вт (72 елементи розміром $156 \times 156 \text{ мм}^2$) зображена на рис. 3.7.

Коефіцієнт заповнення може бути виражений через напругу холостого ходу як [3.6]

$$K_{FF} = \frac{eU_{\Phi}/kT - \ln(0,72 + eU_{\Phi}/kT)}{1 + eU_{\Phi}/kT}. \quad (3.7)$$

Ефективність перетворення визначається як відношення максимальної електричної потужності, генерованої сонячним елементом, до потужності (потіку) сонячного випромінювання:

$$\eta = K_{FF} U_{\Phi} I_{\Phi} / \Phi. \quad (3.8)$$

З нагріванням напівпровідника ефективність перетворення сонячного елемента зменшується; температурний коефіцієнт потужності, наприклад, для монокристалічного та полікристалічного Si дорівнює відповідно $-0,004 \text{ К}^{-1}$ та $-0,005 \text{ К}^{-1}$, тобто за

нагрівання елемента на 10 К максимальна потужність знизиться відповідно на 4 та 5 %.

Термодинамічна границя ефективності перетворення сонячної енергії в електричну для сонячного елемента на одному переході дорівнює 31 %. Цю границю (границю Шоклі-Квайсера) можна подолати, використовуючи:

- декілька переходів (тобто матеріалів з різною шириною забороненої зони і відповідно різними спектрами поглинання, які краще перекривають спектральний діапазон сонячного випромінювання);
- багатозональні матеріали (матеріали, в яких є декілька заборонених зон);
- помноження носіїв заряду внаслідок ударної іонізації;
- «гарячі» електрони (вищій швидкості електронів відповідає більший струм);
- термофотоелектричний ефект (використання світіння тіла, нагрітого сонячним випромінюванням).

Оцінити, наскільки ефективно сонячний елемент використовує сонячне випромінювання можна за допомогою такого параметра як оптична ефективність (ефективність збирання світла). *Оптична ефективність* – це відношення поглинутої оптичної потужності (Φ_{abs}) до падаючої (Φ_0):

$$\eta_{opt} = \Phi_{abs} / \Phi_0 = (1 - R) / \Phi_0 . \quad (3.9)$$

Оптичну ефективність можна збільшити, якщо:

- нанести на поверхню емітера просвітлювальне покриття;
- збільшити ефективну площу емітера за рахунок перетворення плоскої поверхні на рельєфну, наприклад, сформувавши на поверхні емітера фотонний кристал (див. підрозділ 11.6 першого тому) або утворивши наноструктурований емітер;

- у наноструктурованих сонячних елементах з наночастинок утворити агрегати – скупчення наночастинок діаметром у декілька сотень нанометрів, які краще «захоплюють» падаюче світло, ніж самі наночастинок;
- у сонячних елементах, сенсibiliзованих барвником, вибрати барвник з великим коефіцієнтом поглинання та зробити наноструктурований емітер достатньої товщини.

Внутрішня квантова ефективність η_{int} – це частка загальної кількості поглинутих фотонів, яка викликає струм у зовнішньому ланцюзі сонячного елемента.

Зовнішня квантова ефективність η_{ext} – це частка загальної кількості фотонів, падаючих на сонячний елемент, яка викликає струм у зовнішньому ланцюзі.

Оптична ефективність та квантові ефективності зв'язані між собою співвідношенням

$$\eta_{ext} = \eta_{opt} \eta_{int} \cdot \quad (3.10)$$

Отже, математична модель сонячного елемента на $p-n$ -переході утворюється системою рівнянь, деякі з яких були наведені у цьому розділі.

Моделювання є потужним інструментом дослідження оптоелектронних приладів, пристроїв та систем. Особливо актуальним моделювання стає під час проектування наноелектронних приладів та дослідження квантово-розмірних явищ. Для студента або аспіранта стає можливим планувати та проводити найсучасніші віртуальні експерименти, реалізувати які в натурі можна лише в добре оснащених лабораторіях.

3.3. Кристалічні сонячні елементи

Підкладка. Підкладкою у кристалічному сонячному елементі є пластина товщиною 200–400 мкм, вирізана із заготовки – монокристалічної або мультикристалічної. Мультикристалічні підкладки є більш дешевими, тому вони поступово витісняють з ринку монокристалічні підкладки. Найпоширенішими залишаються кремнієві кристалічні елементи і за прогнозами вони не здадуть своїх позицій аж до 2020 р., не зважаючи на те, що вартість сонячного модуля на 40–50 % складається з вартості кремнію. Основною причиною такого успіху є використання під час виготовлення сонячних елементів стандартної кремнієвої технології мікроелектроніки, яка передбачає вирощування кристалічних або мультикристалічних заготовок і розрізання їх на підкладки.

Технологія кордової стрічки. У разі використання стандартної кремнієвої технології втрачається до половини дорогого чистого кремнію, оскільки відходи під час різання забруднюються і можуть бути повторно використані хіба що як сировина.

У технології кордової стрічки (англ. *string ribbon*) майже немає втрат кремнію. У розплав кремнію опускають вертикально два паралельні графітові стрижні (корди), нагріті до високої температури, а потім починають їх повільно піднімати. Проміжок між стрижнями заповнюється розплавленим кремнієм і, коли стрижні піднімаються над розплавом, кремній між стрижнями кристалізується і з розплаву витягується пластина кремнію товщиною 200–300 мкм, шириною до 80 мм і довжиною до 2 м. Залишається лише розрізати стрічку на квадратні пластини і підкладки готові.

Недоліками методу є коливання товщини витягнутої кристалічної стрічки, так що не всі пластини можуть бути зразу ж використані як підкладки, а також менша ефективність сонячних елементів, виготовлених за такою технологією.

Просвітлювальні покриття. Для зменшення оптичних втрат на відбиття, які для напівпровідників з показником заломлення у межах $n = 3-4$ складають до третини енергії падаючого сонячного

випромінювання, на поверхню напівпровідника наносять одно- або двошарове просвітлювальне (протівідбивне) покриття. Одношарове покриття має оптичну товщину у чверть довжини хвилі λ , на яку воно розраховане: $n_1 d = \lambda/4$, де n_1 – показник заломлення, а d – товщина покриття. Оптимальним матеріалом для покриття є такий матеріал, показник заломлення якого задовольняє співвідношенню $n_1 = \sqrt{n_0 n}$, де n_0 – показник заломлення середовища, до якого примикає напівпровідник з покриттям (повітря або захисне скло). Одношарові покриття виготовляють з двоокису кремнію SiO_2 ($n_1 = 1,48$ для $\lambda = 405$ нм), нітриду кремнію Si_3N_4 ($n_1 = 2,02$ для $\lambda = 589$ нм), сульфїду цинку ZnS ($n_1 = 2,45$ для $\lambda = 468$ нм), фториду магнію MgF_2 ($n_1 = 1,38$ для $\lambda = 405$ нм). Двошарові покриття роблять з MgF_2 та ZnS , але їхнє використання дуже обмежене внаслідок високої вартості.

Іноді функції просвітлювального покриття виконує прозорий електрод, оптичну товщину якого роблять рівною чверті середньої довжини хвилі видимого випромінювання.

Електроди сонячного елемента. Фронтальні ґратчасті електроди виготовляють на основі срібла; для кращого узгодження з кремнієм вони складаються з декількох шарів титану, паладію та срібла (наприклад, Ti/Pd/Ag/Pd з відповідними товщинами 50/60/4000/60 нм), які послідовно напиляються через маску. Ґратчастий електрод перекриває до 5 % сонячного випромінювання, яке падає на сонячний елемент.

Тильні електроди роблять суцільними, зазвичай з алюмінію. В органічних сонячних елементах використовують графітовий порошок та графен.

Прозорі електроди виготовляють зазвичай з диоксиду індію, легованого оловом ($\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$), та диоксиду олова, легованого фтором ($\text{SnO}_2:\text{F}$). Перший матеріал має кращі параметри, зокрема, його

інтегральна прозорість за товщини 80 нм сягає 86 %, але він містить дорогий і рідкісний індій. Недоліками обох матеріалів є мала прозорість в інфрачервоному діапазоні та здатність іонів мігрувати у сусідній шар, що призводить до зниження ефективності сонячного елемента.

Для виготовлення прозорих електродів використовують й інші оксиди металів, зокрема, оксид кадмію-олова Cd_2SnO_4 та оксид цинку-олова $ZnSnO_x$.

Новим матеріалом для електродів є графен, який має високу прозорість та провідність у тонкому шарі, а також є хімічно стійкішим за $In_2O_3:Sn$ та $SnO_2:F$. У графені (моноатомному шарі вуглецю) поглинається лише 2,3 % падаючого випромінювання, причому ця величина залишається сталою у дуже широкому спектральному діапазоні.

Одноперехідні сонячні елементи. Найпростіший фотоелектричний перетворювач на одному $p-n$ -переході мав би виглядати так, як було показано на рис. 3.5. Теоретична межа його ефективності за температури $T = 300$ К становить 31 % без концентратора (межа Шоклі-Квайсера) та 41 % – за максимальної концентрації сонячної енергії. Без концентратора досягнуто ефективності 15 %.

На рис. 3.8 показана конструкція сонячного елемента на основі кристалічного кремнію, яка дозволила ще у 1999 р. групі австралійських дослідників досягти ефективності у 24,7 % [3.16]. Для зменшення оптичних втрат поверхню напівпровідника за допомогою фотолітографії зробили текстурованою (із заглибленнями у формі перевернутих пірамід), пасивували шаром SiO_2 і використали двошарове просвітлювальне покриття. Тильний алюмінієвий електрод виконував також функції дзеркала, збільшуючи шлях сонячного випромінювання у напівпровіднику.

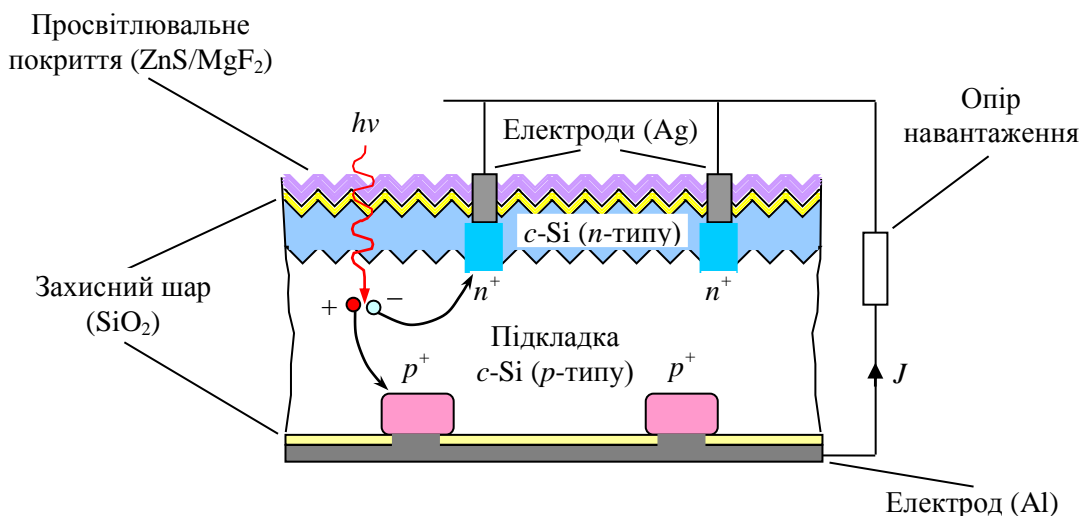


Рис. 3.8. Конструкція одноперехідного кремнієвого сонячного елемента з профільованою поверхнею, яка має більшу поглинальну здатність, ніж плоска

Гетероструктурні сонячні елементи. На основі кристалічного та аморфного кремнію створені гетероструктурні сонячні елементи з ефективністю 23 %. Структура такого елемента показана на рис. 3.9. Товщина шарів аморфного кремнію дорівнює 5–10 нм, а шар кристалічного кремнію має товщину 100–200 мкм. Перевагою гетероструктурного елемента порівняно з гомоструктурним є можливість використати переваги обох матеріалів – кристалічного та аморфного кремнію.

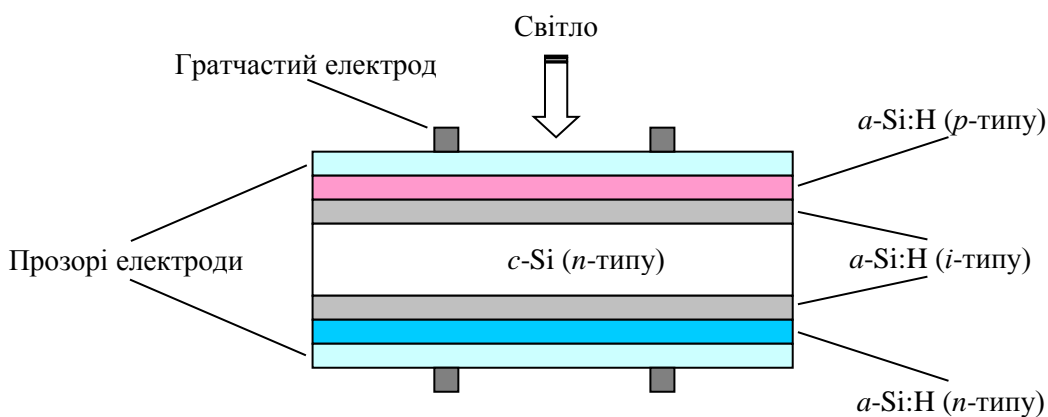


Рис. 3.9. Структура кремнієвого сонячного елемента на подвійній гетероструктурі $a\text{-Si:H}/c\text{-Si}$

Багатоперехідні сонячні елементи. Сонячний елемент на одному p - n -переході перетворює випромінювання тільки тієї частини сонячного спектра, яка поглинається напівпровідником. Змінюючи легування напівпровідника, можна змістити спектр поглинання у бік коротших або довших довжин хвиль. Цьому сприяють переходи носіїв заряду під дією світла між домішковими рівнями забороненої зони та дозволеними зонами.

Найбільш повно енергію сонячного випромінювання використовують в багатоперехідних сонячних елементах. На рис. 3.10 наведені для порівняння спрощені структури одно-, дво- та триперехідних сонячних елементів. В елементах з чотирма переходами ефективність перетворення наближається до 50 % [3.11].

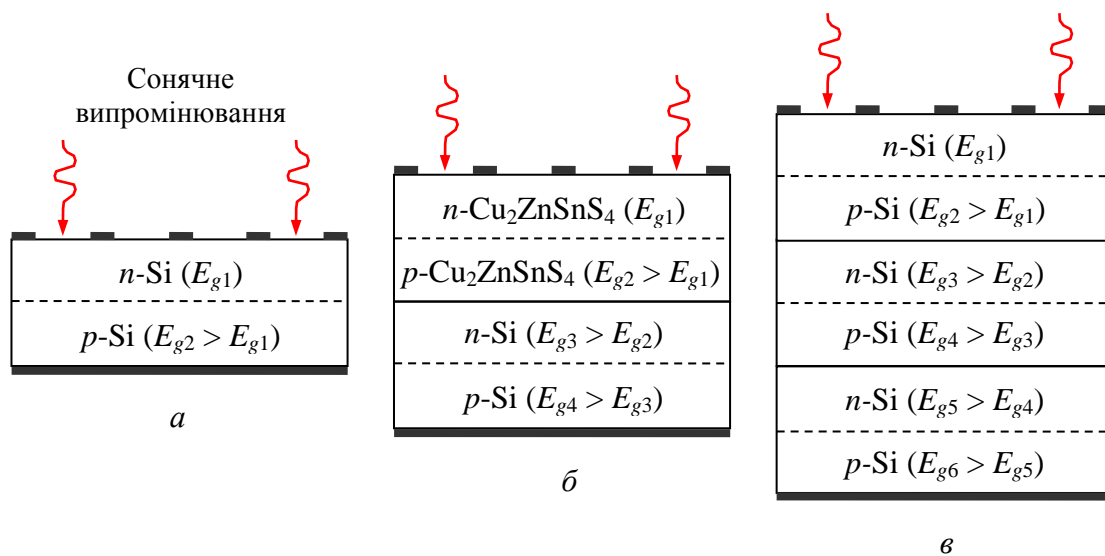


Рис. 3.10. Сонячні елементи з одним (а), двома (б) та трьома (в) p - n -переходами

Технологія багатоперехідного сонячного елемента. Для того, щоб було зрозуміло, якою ціною досягається ефективність понад 40 % у багатоперехідному сонячному елементі, на рис. 3.11 наведена структура сучасного триперехідного елемента [3.13].

У разі створення багатоперехідного сонячного елемента виникає досить складна технологічна проблема: для епітаксiального вирощування сплавів з потрібною шириною забороненої зони, на зразок InGaAs ($E_g = 1,1$ eV), InGaAsP (1,6 eV) або AlGaInP (2,1 eV), немає підкладок, узгоджених за періодом

кристалічної решітки. Для вирішення цієї проблеми запропоновано здійснювати епітаксціальний ріст напівпровідникового шару з потрібною шириною забороненої зони на віртуальній підкладці, роль якої виконує буферний шар.

Буферні шари використовують в метаморфічних (неузгоджених) структурах для узгодження кристалічних решіток. Наприклад, для узгодження решіток у триперехідному сонячному елементі зі структурою GaInP/GaInAs/Ge, зображеному на рис. 3.11, між шарами GaInAs та Ge створюють буферний шар, який в свою чергу має дев'ять шарів GaInAs з поступовим зменшенням у кожному вмісту індію з наближенням до германієвої підкладки. Бар'єрний шар, як і буферний, запобігає поширенню дислокацій і загрубленню поверхні епітаксціальної плівки.

Покривний шар потрібний у цьому сонячному елементі для зменшення структурної нестабільності верхнього епітаксціального шару (n^+ -AlInP), яка виникає внаслідок неузгодженості кристалічних решіток n^+ -AlInP та n -GaInP. Ця неузгодженість викликає пружну деформацію епітаксціальної плівки і, як наслідок, загрублення поверхні верхнього шару і утворення на ній нановиступів. Груба поверхня верхнього епітаксціального шару викликає поверхневу дифузію, яка значно підсилюється під час високотемпературного процесу нанесення верхнього електроду. Покривний шар наноситься за порівняно невисокої температури, що зменшує ймовірність утворення дислокацій в епітаксціальній плівці; до того ж завдяки своїй жорсткості покривний шар ослаблює деформаційну напругу у цій плівці [3.14].

Тунельні діоди у багатоперехідному сонячному елементі потрібні для переходу носіїв заряду від одного сонячного елемента до іншого і утворення фотоструму.

Арсенід-галієві сонячні елементи з трьома переходами та коефіцієнтом концентрації сонячного випромінювання $K_s = 500$ мають ефективність перетворення приблизно 42 %. Максимальна ефективність досягається за оптимального значення коефіцієнта концентрації, характерного для вибраних матеріалу та структури фотоелектричного перетворювача.

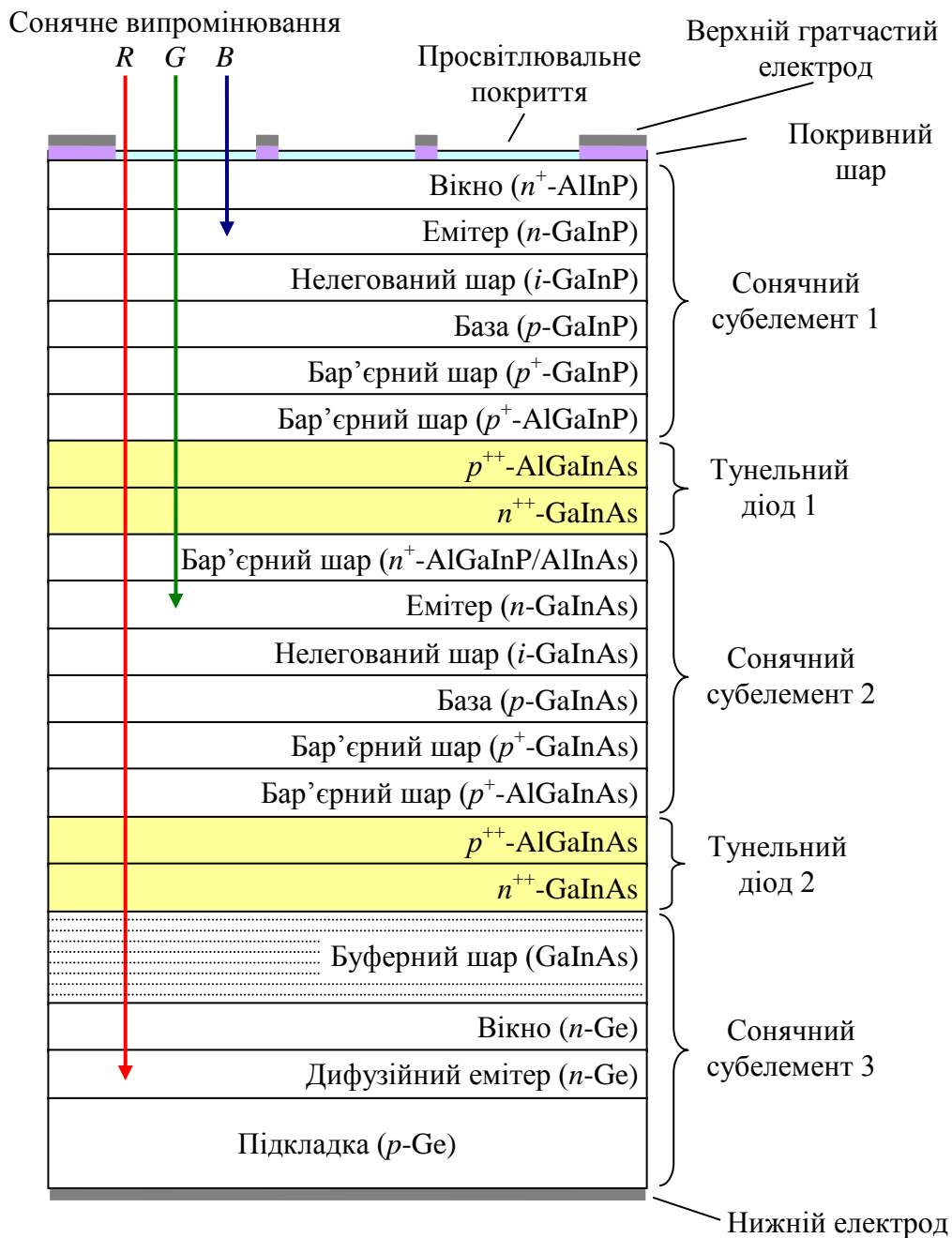


Рис. 3.11. Структура триперехідного сонячного елемента

Багатозонні сонячні елементи. Чистий напівпровідник поглинає тільки ті фотони, енергія яких перевищує ширину забороненої зони ($h\nu > E_g$) і якої достатньо для «закидання» електрона з валентної зони в зону провідності; цей процес називають *власним поглинанням*. Легування напівпровідника викликає появу у забороненій зоні домішкових рівнів (E_d – для донорної домішки, E_a – для акцепторної),

на які електрони також можна «закинути», причому енергія фотонів для цього може бути відповідно $E_g > hv > E_d$ та $E_g > hv > E_a$; це процес *домішкового поглинання*.

Створення у забороненій зоні зони домішкових рівнів означає сенсibilізацію напівпровідника до випромінювання з більшими довжинами хвиль. За певних умов можна розщепити зону провідності напівпровідника і утворити в забороненій зоні вузьку проміжну зону дозволених рівнів – аналог зони домішкових рівнів (рис. 3.11). Розщеплення зони провідності спостерігається в сильно неузгоджених сплавах (англ. *highly mismatched alloys*), уперше отриманих американськими дослідниками у 2004 р. [3.22].

Сильно неузгоджені сплави – це новий клас напівпровідникових матеріалів, в яких частина атомів металу замінена на атоми кисню (наприклад, $Zn_{1-x}Mn_xO_yTe_{1-y}$) або азоту ($GaN_xAs_{1-x-y}P_y$ та $GaN_{1-x}As_x$).

Технологія сильно неузгоджених сплавів. Сплав $GaN_xAs_{1-x-y}P_y$ отримують шляхом бомбардування іонами N^+ (іонної імплантації) епітаксiальної плівки $GaAs_{1-y}P_y$ товщиною 500 нм, вирощеної на арсенід-галієвій підкладці, швидкого розплавлення і рекристалізації епітаксiальної плівки 30-нс імпульсом Krf-лазера ($\lambda = 224$ нм). Для зняття напружень здійснюють швидкий термічний відпал плівки у потоці азоту N_2 (приблизно на протязі 100 с і за температури 1220 К).

Сильно неузгоджені сплави можна також синтезувати в процесі молекулярно-променевої епітаксiї. Сплав $GaN_{1-x}As_x$ виготовляють на поверхні сапфірової підкладки, нагрітої до температури 900–1100 К, шляхом опромінення її потоком атомів галію та мишьяку у формі As_2 у присутності азоту, активованого високочастотною плазмою. Недоліком методу молекулярно-променевої епітаксiї є мала швидкість осадження плівок – до 1мкм/год.

Деякі із сильно неузгоджених сплавів можна отримати методом метал-органічної парофазної епітаксiї (МОС-гідридної епітаксiї), яка може забезпечити випуск порівняно дешевих сонячних елементів.

У сонячному елементі з проміжною дозволеною зоною електрони здійснюють три види оптичних переходів (рис. 3.12):

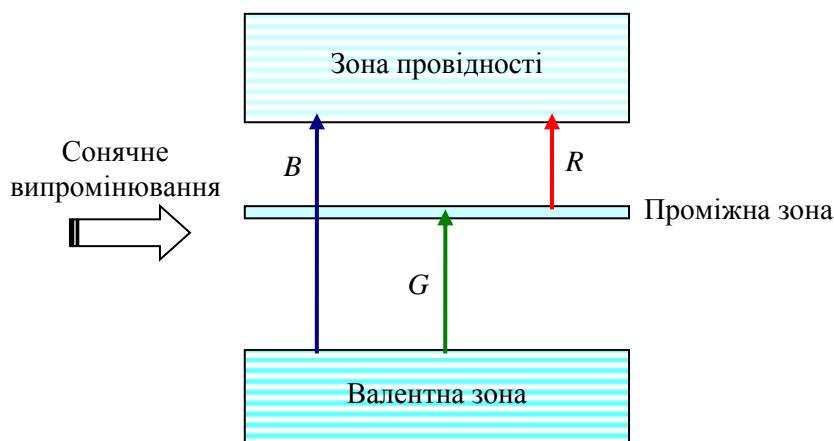


Рис. 3.12. Оптичні переходи електронів у багатозонному напівпровіднику (R , G , B – переходи, викликані відповідно червоною, зеленою та синьою компонентами сонячного випромінювання)

- перехід з валентної зони в зону провідності;
- перехід з валентної зони у проміжну зону;
- перехід з проміжної зони в зону провідності.

Для того, щоб електрони проміжної зони не перейшли передчасно до електродів, утворивши відповідний струм, а «дочекалися» фотонів, які переведуть їх у зону провідності, поглинальний напівпровідниковий шар з обох боків оточений блокувальними шарами. Електрони у зоні провідності мають вищі енергії, більші швидкості, ніж у проміжній зоні, що забезпечує більший струм у зовнішньому ланцюзі.

Завдяки збільшеному у такий спосіб поглинанню інфрачервоного випромінювання суттєво зростає ефективність сонячного елемента. Аналіз показує, що сонячні елементи з проміжною зоною можуть мати ефективність приблизно 60 % [3.23].

Термофотоелектричні перетворювачі. Більша частина енергії поглинутого випромінювання витрачається на нагрівання матеріалу фотоелектричного перетворювача. Для підвищення ефективності було запропоновано розмістити перед сонячним елементом поглинач оптичного випромінювання, який би під дією випромінювання нагрівався, передавав надлишкове тепло емітеру, а емітер зі звуженим спектром випромінювання «освітлював» сонячний елемент,

виготовлений з напівпровідника з малою шириною забороненої зони (рис. 3.13). Для термофотоелектричного перетворювача подібного типу теоретична межа ефективності становить 54 % без використання концентратора та 85 % з концентратором [3.5].

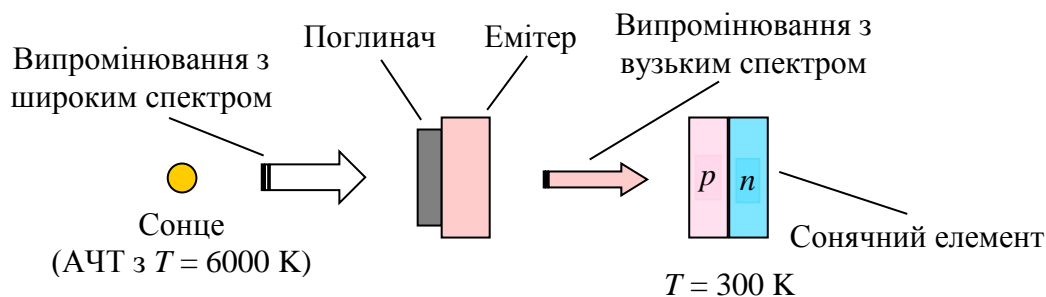


Рис. 3.13. Принцип дії термофотоелектричного перетворювача сонячної енергії

3.4. Тонкоплівкові сонячні елементи

Підкладка. Підкладкою для тонкоплівкового сонячного елемента може бути:

- скляна пластина;
- фольга, виготовлена з нержавіючої сталі або молібдену;
- полімерна плівка.

Більшість полімерних плівок не дуже підходить до ролі гнучкої підкладки сонячних елементів. Причиною є високий коефіцієнт теплового розширення таких плівок. Нанесення напівпровідникового шару відбувається за високої температури (приблизно 700 К), коли плівка трохи розтягнута; під час охолодження до нормальної температури плівка стискається і сонячні елементи тріскаються та відходять від її поверхні. Придатною для гнучких сонячних елементів виявилася поліімідна плівка. Ця плівка є високоміцним ізоляційним та антифрикційним матеріалом, еластичним у широкому діапазоні температур, стійким до органічних розчинників, придатним до металізації.

Фотоелектричний шар. Для максимального використання сонячної енергії напівпровідниковий шар, який поглинає сонячне випромінювання та генерує носії заряду, має бути або достатньої товщини або шлях світла у цьому шарі повинен значно перевищувати його товщину. Перший метод реалізується у кристалічних сонячних елементах, товщина яких складає сотні мікрометрів, другий – у тонкоплівкових, які мають товщину до декількох мікрометрів.

Основними матеріалами тонкоплівкових елементів є телурид кадмію CdTe, аморфний кремній a -Si, диселенід міді-індію CuInSe₂ (CIS) та диселенід галію-індію-міді Cu(In,Ga)Se₂ (CIGS). Іноді сонячні елементи на цих диселенідах об'єднують під назвою CIS-елементи.

Сонячний елемент на основі CIGS є гетероструктурою, в якій роль p -напівпровідника виконує Cu(In,Ga)Se₂, а роль n -напівпровідника – CdSe. Контакт до p -шару є молібден Mo, а до n -шару – окис цинку ZnO.

Промислові зразки CIS-елементів досягла у 2010 р. ефективності 12 %, хоча у лабораторних умовах отримана ефективність 20 % [3.12].

У аморфного кремнію коефіцієнт поглинання значно вищий, ніж у кристалічного. У шарі аморфного кремнію a -Si товщиною 1 мкм поглинається 90 % сонячного випромінювання. Для a -Si:H товщина шару може бути зменшена до 200–400 нм.

Для збільшення шляху світла у фотоелектричному шарі на підкладку наносять текстуроване діелектричне дзеркало, яке значну частину світлового потоку спрямовує вздовж шару.

Суттєвою відмінністю кремнію a -Si:H від кремнію a -Si є те, що водень пасивує вільні зв'язки атомів кремнію і це приводить до того, що упорядкованість атомів, на зразок кристалічної, спостерігається лише в невеликих об'ємах матеріалу. Як наслідок, для непрямозонного кремнію a -Si:H закон збереження імпульсу у разі збудження електрона фотоном задовольняється без участі фонона, тобто поглинання фотона

викликає прямий перехід електрона з валентної зони в зону провідності, як у прямозонному напівпровіднику [3.6].

Аморфний та мультикристалічний кремній мають різну ширину забороненої зони, що дозволяє створювати тандемні сонячні елементи на цих матеріалах, які використовують майже весь спектр сонячного випромінювання. За оцінками експертів такі тандемні кремнієві елементи складатимуть у 2020 р. майже третину європейського ринку сонячних елементів [3.6].

Технологія двофазних кремнієвих плівок. Перспективними матеріалами для виготовлення сонячних елементів є гідратизовані плівки аморфного кремнію α -Si:H та нанокристалічного кремнію *nc*-Si:H, а також двофазні гідратизовані плівки кремнію *nc*/ α -Si:H, які в аморфній кремнієвій матриці містять нанокристали кремнію. Несподіваною властивістю плівки нанокристалічного кремнію є її провідність, вища на п'ять порядків, ніж у плівки аморфного кремнію [3.18].

Плівку гідратизованого двофазного кремнію товщиною 1 мкм отримують шляхом розкладання суміші моносилану SiH_4 та водню H_2 у плазмі високочастотного тліючого розряду за температури кварцової підкладки 500 К. Об'ємне відношення силану до водню може змінюватися у межах від 1:5 до 1:40. Вирощену плівку відпалюють за тиску 10^{-3} Па і температури 450 К [3.18].

3.5. Сонячні елементи на наночастинках, сенсibilізованих барвником

Сонячні елементи, сенсibilізовані барвником (англ. *dye-sensitized solar cells, DSSC*), відрізняються від звичайних сонячних елементів тим, що у них процеси поглинання світла, генерації та перенесення заряду протікають у різних середовищах. Фотоелектричним перетворювальним середовищем у сонячних елементах цього типу є наноструктурований напівпровідник, розміщений в рідкому електроліті між двома електродами і утворений наночастинками, нанопроволоками або нанопорами, вкритими барвником. Роль наноструктурованого *n*-напівпровідника у сонячних елементах

виконують діоксид титану (TiO_2) або оксид цинку (ZnO), рідше – діоксид олова (SnO_2), оксид ніобію (Nb_2O_5) та селенід кадмію (CdSe).

Діоксид титану є одним з найдешевших напівпровідникових матеріалів (*n*-типу), який широко використовують як пігмент титанових білил та харчовий барвник. У сонячних елементах знайшла застосування одна з модифікацій діоксиду титану – анатаз, який має тетрагональну сингонію кристалічної решітки (форму її елементарної комірки; *сингонія* – це вид симетрії кристалічної решітки, за яким кристали можна виокремити у групу). Діоксид титану має ширину забороненої зони $E_g = 3,2$ еВ і прозорий для видимого випромінювання.

Оксид цинку також є поширеним напівпровідниковим матеріалом, який використовують як складову керамік, стекол, фарб, мастил тощо. Кристалічна модифікація ZnO – вюрцит – має гексагональну сингонію. Завдяки широкій забороненій зоні ($E_g = 3,2$ еВ) цей напівпровідник використовують в кремні, який захищає організм людини від ультрафіолетового випромінювання, а також як добавка до пластмаси і гуми тієї ж дії (нагадаймо, що ультрафіолетове випромінювання здатне запускати в організмі людини небажані фотохімічні реакції). В електроніці з ZnO виготовляють прозорі електроди рідкокристалічних дисплеїв, світлодіоди, ультрафіолетові фотоприймачі та тонкоплівкові транзистори. Для сонячної енергетики ZnO привабливий значно більшою за TiO_2 рухомістю електронів (200 проти $30 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ для TiO_2) та ширшим спектром методів виготовлення різноманітних наноструктур (сферичних частинок, стрижнів, проволоку та трубок). Але поки що елементи на ZnO поступаються їх аналогам на основі TiO_2 своєю ефективністю (5 проти 11 % для TiO_2) та стабільністю [3.6].

На рис. 3.14 зображена спрощена схема сонячного елемента на основі наноструктурованого електрода з TiO_2 або ZnO , сенсibilізованого барвником. Розгляньмо, як працює сонячний

елемент на основі TiO_2 . Молекули барвника поглинають фотони і генерують електрони, які швидко переходять до наночастинок TiO_2 , потрапляючи в зону провідності цього напівпровідника. Інжектвані електрони дифундують у напівпровіднику до межі поділу TiO_2 з прозорим електродом, де вони переходять в електрод і спрямовуються у зовнішній ланцюг. Позитивно заряджені молекули барвника відновлюються аніонами йоду I^- до нейтрального стану, утворюючи аніони I_3^- . Ці аніони дифундують в електроліті до платинового електрода, де вони відновлюються до I^- .

Проаналізуємо роль окремих компонентів сонячного елемента цього типу у перетворенні сонячної енергії в електричну. У перших елементах електроди з TiO_2 та ZnO мали плоску форму, що сильно обмежувало можливість хемісорбції молекул барвника на поверхні оксидів металів. Нанопористі електроди значно збільшили площу поверхні оксидів і відповідна зросла кількість молекул барвника, які адсорбуються наноструктурованою поверхнею. Більша кількість молекул барвника може поглинути більше фотонів і відповідно генерувати більше електронів, тобто забезпечити вищу оптичну ефективність сонячного елемента. Зазвичай наночастинки або нанопори мають розміри від одиниць до десятків нанометрів, що створює ідеальні умови для адсорбції молекул барвника і значно гірші умови для захоплення наноструктурованим електродом великої кількості фотонів.

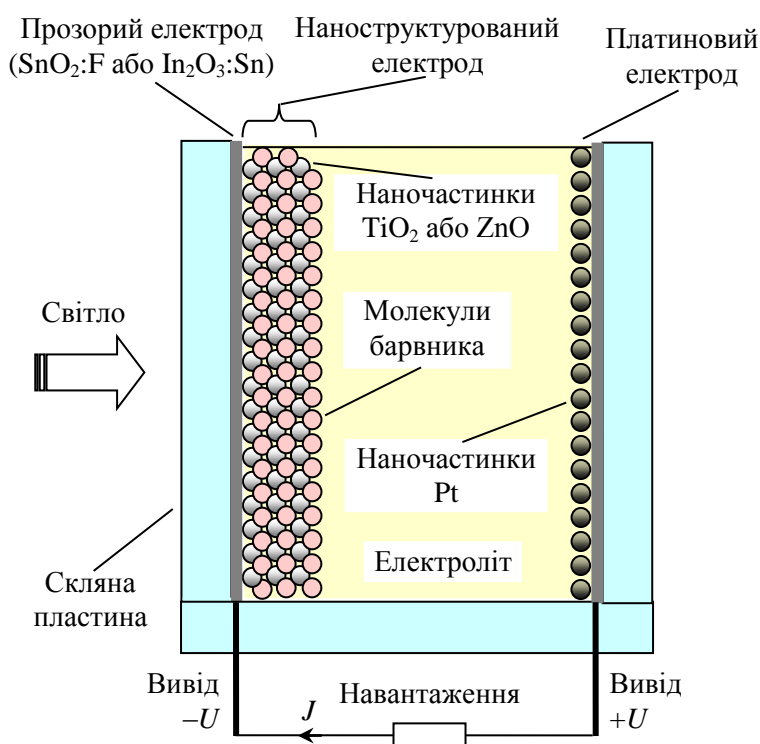


Рис. 3.14. Схема наноструктурованого сонячного елемента, сенсибілізованого барвником

Зменшити втрати фотонів вдалося за рахунок утворення з наночастинок агрегатів – кульок зі скріплених між собою наночастинок. Розмір наночастинкових агрегатів сягає сотень нанометрів і світло майже повністю поглинається поверхнею, вкритою такими кульками. Отже, агрегати з наночастинок сприяють підвищенню оптичної ефективності сонячного елемента [3.15].

Збільшити внутрішню квантову ефективність можна, впливаючи на коефіцієнти інжекції та збирання носіїв заряду. Коефіцієнт інжекції залежить від величини зазору між енергетичними рівнями дна зони провідності напівпровідника та найнижчої незаповненої молекулярної орбіталі барвника, концентрації акцепторів у напівпровіднику і відстані між поверхнею напівпровідника та молекулами барвника.

Коефіцієнт збирання носіїв заряду визначається співвідношенням між довжиною дифузії електронів L_e та товщиною наноструктурованого електрода w ; має бути $L_e > w$, щоб електрони встигли дійти до прозорого електрода, перш ніж відбудеться їх рекомбінація з

акцепторами (катіонами барвника та іонами I_3^-). Довжина дифузії електронів $L_e = (D_e \tau_e)^{1/2}$, де D_e – коефіцієнт дифузії електронів, а τ_e – їх тривалість життя. Для нанопористого TiO_2 коефіцієнт дифузії $D_e = 10^{-6} - 10^{-4}$ см²/с, а тривалість життя електронів залежить від освітленості, причому в середньому $\tau_e = 10^{-2} - 10^{-1}$ с. За вищої температури спікання площа наночастинок зменшується, але при цьому D_e і τ_e зростають. Збільшити τ_e можна також, створюючи на поверхні наночастинок TiO_2 ізоляційний шар, який зменшує ймовірність рекомбінації (переходу електронів із зони провідності TiO_2 до катіонів барвника та аніонів I_3^-) [3.6].

Фотони сонячного випромінювання мають енергію у діапазоні 0,5–3,5 еВ. Ширина забороненої зони диоксиду титану дорівнює 3,0–3,2 еВ, тому диоксид поглинає переважно ультрафіолетове випромінювання і потрібна його сенсibilізація барвником, здатним поглинати випромінювання з довжинами хвиль від 400 до 800 нм і утворювати вільні електрони (рис. 3.15). Найчастіше барвником в таких сонячних елементах є комплекс на основі рутенію Ru, але це

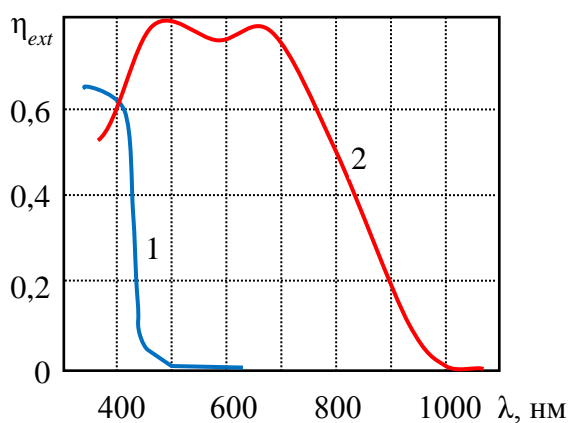


Рис. 3.15. Спектральні характеристики зовнішньої квантової ефективності наночастинок TiO_2 , несенсибілізованих (1) та сенсibilізованих барвником $RuL^*(NCS)_3$ (2)

рідкісний і досить дорогий метал, тому дослідники намагаються замінити його органічним барвником (зокрема, на основі індоліну).

У сонячному елементі електроліт є середовищем, в якому окислювально-відновлювальні хімічні реакції компенсують втрати електронів молекулами барвника. Зазвичай роль електроліта

виконує йодна окислювально-відновлювальна пара I^-/I_3^- . У разі занурення наноструктурованого електрода в електроліт останній заповнює нанопори. Іонізовані світлом молекули барвника (катіони) відновлюються аніонами йоду I^- до нейтрального стану, утворюючи аніони I_3^- .

Аніони I_3^- дифундують до платиногового електрода, де відбувається їх відновлення до I^- . Для підвищення ефективності цього процесу платиновий електрод повинен мати велику площу, що досягається утворенням його зі спечених наночастинок Pt. Платина є чудовим каталізатором, але це надто дорогий матеріал для масової продукції. Були невдалі спроби замінити платину графітом. Графіт також є каталізатором для пари I^-/I_3^- , але його параметри значно поступаються Pt.

Якщо в конструкції, зображеній на рис. 3.14, наноструктурований електрод замінити на монокристалічну пластину з TiO_2 (анатазу), то це призведе до зменшення ефективної площі поверхні діоксиду титану у тисячу разів, а на цій поверхні адсорбовані молекули барвника, які поглинають фотони сонячного випромінювання і дають електрони. Наноструктурований TiO_2 , сенсibilізований барвником, генерує таких електронів у тисячі разів більше і ефективно передає їх у зовнішній ланцюг. Перехід у подібній конструкції від плоского електрода до наноструктурованого збільшив внутрішню квантову ефективність від 0,18 до 88 % [3.17].

Технологія наноструктурованого сонячного елемента, сенсibilізованого барвником. На поверхню скляної пластини з прозорим електродом $SnO_2:F$ або $In_2O_3:Sn$ тонким шаром (за допомогою скребка) наносять колоїдну суспензію, який містить, наприклад, наночастинок TiO_2 діаметром приблизно 20 нм. Потім скляну пластину нагрівають до температури приблизно 770 К, за якої наночастинок TiO_2 спікаються між собою і прикріплюються до електрода. Наноструктурований електрод має велику площу поверхні (приблизно $50 \text{ м}^2/\text{г}$).

Для сенсibiliзації електрод занурюють у спиртовий розчин барвника з концентрацією 0,5 ммоль/л. Завдяки хемісорбції на поверхні TiO_2 утворюється мономолекулярний шар барвника. Міцний зв'язок молекул барвника з наночастинками забезпечують карбоксильні групи, присутні у барвнику; ці групи мають властивість адсорбуватися на поверхні оксиду металу.

Електроліт, яким заповнюють сонячний елемент, окрім аніонів окислювально-відновлювальної пари I^-/I_3^- , повинен містити катіони, призначені для підтримки електричної нейтральності електроліту.

Удосконалити цей тип сонячного елемента намагаються шляхом створення повністю твердотільної конструкції, в якій рідкий електроліт замінюють *p*-напівпровідником, у тому числі органічним, з широкою забороненою зоною (рис. 3.16). Спочатку на скляну пластину з прозорим електродом $\text{SnO}_2:\text{F}$, нагріту до 730 К, спреєм наносять прекурсор титану (спиртовий розчин оксиактилактанату титану з концентрацією 50 ммоль/л), який внаслідок термічного розкладання без доступу повітря (піролізу) перетворюється на TiO_2 . Шар діоксиду титану служить бар'єром, який запобігає в сонячному елементі внутрішньому короткому замиканню; він має бути з одного боку бездефектним (без «проколів»), а з іншого – досить тонким (приблизно 100 нм), щоб не збільшувати опір елемента.

Шар нанопористого TiO_2 товщиною приблизно 10 мкм створюють, повторно наносячи колоїдний розчин діоксиду титану на нагріту поверхню бар'єрного шару. Занурення нанопористого електроду на декілька годин в розчин барвника на основі рутенієвого комплексу або індоліну дозволяє створити на поверхні TiO_2 мономолекулярну плівку барвника. Наступним етапом в технології твердотільного сонячного елемента є заповнення пор наноструктурованого електрода напівпровідником *p*-типу, наприклад, йодидом міді (CuI), розчиненим в ацетонітрилі (за температури 350 К). Завершальним етапом є нанесення на наноструктурований електрод, заповнений напівпровідником, графітового порошку, притискання його скляною пластиною з прозорим електродом і герметизація сонячного елемента епоксидною смолою. Ефективність твердотільних сонячних елементів з наноструктурованим електродом, сенсibiliзованим барвником, сягає 4 % [3.6].

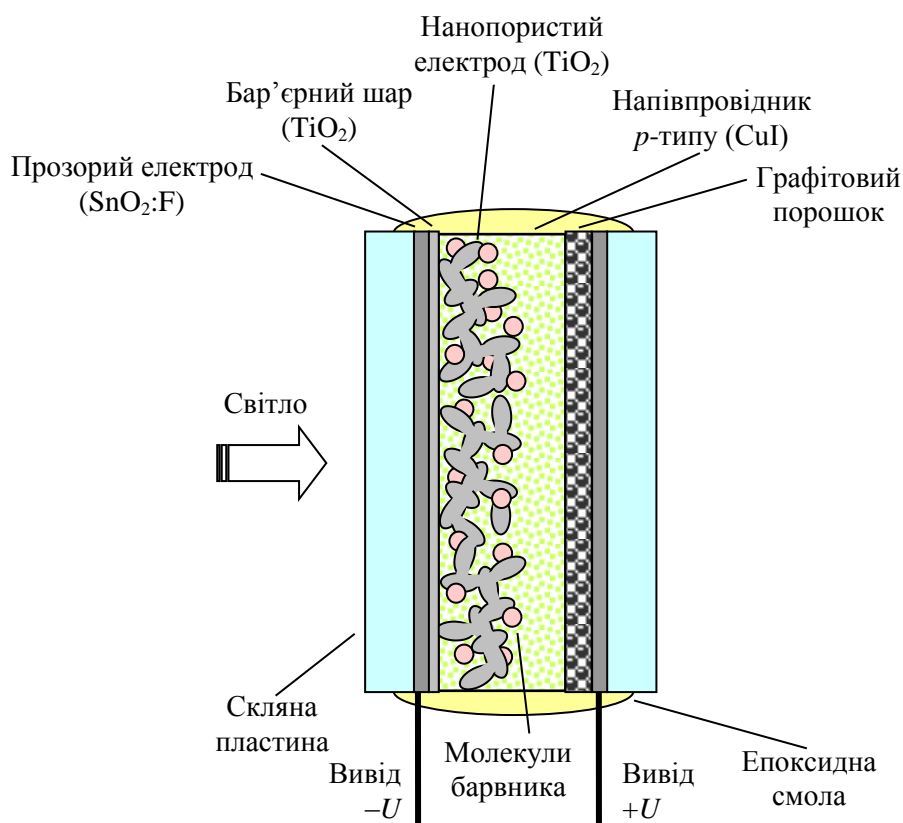


Рис. 3.16. Конструкція твердотілого наноструктурованого сонячного елемента, сенсibilізованого барвником

Використання органічних напівпровідників у фотоелектрохімічних перетворювачах дозволяє розширити їх спектральний діапазон перетворення. Такими напівпровідниками є селенорганічні сполуки – пігменти, розчинені, наприклад, у дихлоретані. Пігментний шар товщиною 400 нм здатний повністю поглинути випромінювання. Нанести тонкий шар органічного напівпровідника на електрод можна шляхом випаровування насиченого розчину цього напівпровідника.

Наночастинки напівпровідника мають деякі властивості, зовсім не притаманні об'ємному напівпровіднику:

- внаслідок малих розмірів у наночастинках не утворюється збіднений шар;
- наноструктурований напівпровідник може проявляти електронну або діркову провідність, залежно від того, носії якого знаку будуть швидше переходити в окислювально-відновлювальний електроліт;

- за розміру наночастинки менше 10 нм утворюється квантова точка з квантованими енергіями носіїв заряду;
- носії заряду наночастинок можуть брати участь в окислювально-відновлювальних реакціях, на що нездатні носії об'ємного напівпровідника [3.17].

Наноструктуровані сонячні елементи, сенсibilізовані барвником, мають ряд переваг над кремнієвими елементами, а саме:

- простіша та дешевша технологія виготовлення, яка зменшує в декілька разів термін окупності у порівнянні з кремнієвими елементами;
- двостороння робоча поверхня (нема непрозорої підкладки), що дозволяє перетворювати не тільки пряме, але і розсіяне сонячне випромінювання;
- можливість створення прозорих сонячних елементів з сенсibilізаторами ближнього інфрачервоного діапазону;
- підвищення температури збільшує ефективність сонячних елементів на барвниках, у той час як у кремнієвих – зменшує.

3.6. Сонячні елементи на квантових точках

Недоліком сонячних елементів з барвниками та електролітами є фотохімічна деградація цих матеріалів, що обмежує експлуатацію елементів терміном у 5 років. Ця проблема знайшла своє вирішення в сонячних елементах, в яких нестабільні компоненти замінили двома неорганічними напівпровідниками з різними властивостями. У таких елементах перший напівпровідник є сенсibilізатором, який поглинає випромінювання і в якому відбувається генерація носіїв заряду. Напівпровідниковий сенсibilізатор може бути у вигляді наночастинок (квантових точок) або надтонкого поглинача. Другий напівпровідник служить для перенесення до електрода дірок.

Енергія фотонів сонячного випромінювання знаходиться у межах 0,5–3,5 еВ. Якщо енергія фотона $h\nu$ менша за ширину забороненої зони напівпровідника E_g , то такий фотон не поглинається і не утворює пару електрон-дірка. Якщо $h\nu = E_g + W_{e-h}$, то надлишкова енергія носіїв заряду W_{e-h} (які на разі називають «гарячими») передається фононам кристалічної решітки і витрачається на її нагрівання. Якщо температура кристалічної решітки складає 300 К, то температура фотогенерованих електронів може сягати 3000 К [3.6]. Постає проблема ефективного використання цієї надлишкової енергії, враховуючи те, що в об'ємному напівпровіднику передача енергії від «гарячих» носіїв заряду до фононів відбувається менш, ніж за 1 пс. Частково вирішити цю проблему вдається у напівпровідникових нанокристалах, менших за довжину дебройлівської хвилі для електронів (у напівпровідниках приблизно 20 нм) – так званих квантових точках (див. підрозділ 16.11 першого тому [3.30]).

У квантовій точці фотогенеровані електрон та дірка утворюють екситон – зв'язану пару носіїв заряду, а у разі появи у носіїв заряду надлишкової енергії, утворюється збуджений екситон. Завдяки дискретності енергетичних рівнів квантової точки процес охолодження збудженого екситона сповільнюється і надлишкову енергію стає можливим передати на утворення нового екситона (мультиекситонна генерація) або на просторове розділення електрона та дірки.

Теоретична межа ефективності Шоклі-Квайсера в 31 % стосується сонячного елемента на одному p - n -переході. Подолати цю межу можна, використовуючи:

- багатоперехідні сонячні елементи з різною шириною забороненої зони кожного переходу, що дає змогу більш ефективно використати сонячний спектр;
- сонячні елементи на «гарячих» носіях заряду;
- генерацію одним фотоном декількох пар носіїв заряду;

- термофотоелектричні перетворювачі, які об'єднують фотоелектричне перетворення сонячного випромінювання та утилізацію виділеного ним тепла.

У сонячному елементі на основі наночастинок TiO_2 , сенсibilізованих барвником, молекула барвника, поглинаючи фотон, генерує вільний електрон, який переходить до наночастинок, а потім і до прозорого електрода. Якщо замінити у цьому ланцюжку молекулу барвника на квантову точку, утворену в наночастиці напівпровідника (див. підрозділ 16.11 першого тому [3.30]), то отримаємо сонячний елемент на квантових точках (рис. 3.17). Після уходу електрона в наночастиці напівпровідника утворюється дірка, яка переходить у провідниковий полімер p -типу, де вона дифундує до протилежного електрода (у сонячних елементах електрод, розташований навпроти фоточутливого наноструктурованого електрода, називають протиелектродом, англ. *counter electrode*).

Розміри наночастинок TiO_2 у такому елементі вибирають рівними приблизно 300 нм, а напівпровідника (CdSe, CdS, InP, PbS, CuInS₂ тощо) – 3–4 нм.

У порівнянні з найбільш поширеними нині полікристалічними сонячними елементами на квантових точках дешевші, а їх спектром поглинання досить просто маніпулювати (менші наночастинки поглинають коротші хвилі). Є всі передумови до збільшення їх квантової ефективності від нинішніх 5 % до 15–20 %, характерних для полікристалічних елементів.

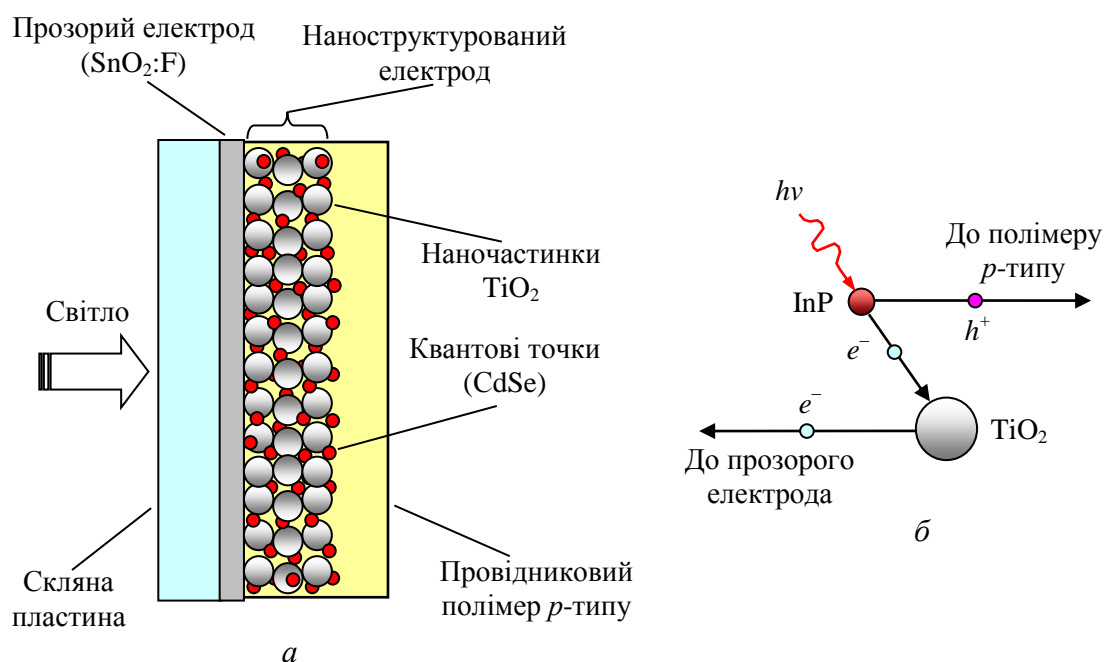


Рис. 3.17. Наноструктурований електрод сонячного елемента на квантових точках, утворених в наночастинках напівпровідника (а) та схема переходів електронів та дірок у процесі фотоелектричного перетворення (б)

3.7. Сонячні елементи з надтонким поглиначем

У такому елементі фотоелектричне перетворення відбувається у надтонкому шарі напівпровідникового сенсibilізатора, який сильно поглинає сонячне випромінювання.

На рис. 3.18 зображено сонячний елемент на основі нанопористого TiO_2 (з $E_g = 3,2$ еВ), який суттєво збільшує площу поглинання світла надтонким шаром CuInS_2 і тим самим підвищує ефективність фотоелектричного перетворення. Зауважмо, що наноструктурована поверхня внаслідок багаторазових відбиттів майже повністю поглинає падаюче випромінювання. Цей ефект називають захопленням світла.

Надтонкий (2–3 нм) шар поглиначя з вузькозонного напівпровідника CuInS_2 , якого іноді називають напівпровідниковим сенсibilізатором, розташований між шарами гетеропереходу, утвореного широкозонними напівпровідниками p - та n -типу, відповідно CuSCN та TiO_2 . Поглинач має ширину забороненої зони $E_g = 1,5$ еВ

і для випромінювання з $\lambda = 500$ нм його коефіцієнт поглинання $\alpha = 10^5$ см⁻¹. Поглинач також роблять з телуриду кадмію CdTe ($E_g = 1,5$ еВ, $\alpha = 1,6 \cdot 10^4$ см⁻¹), сульфїду міді Cu_{1,8}S (1,7 еВ, $2,3 \cdot 10^4$ см⁻¹) та деяких інших матеріалів [3.6].

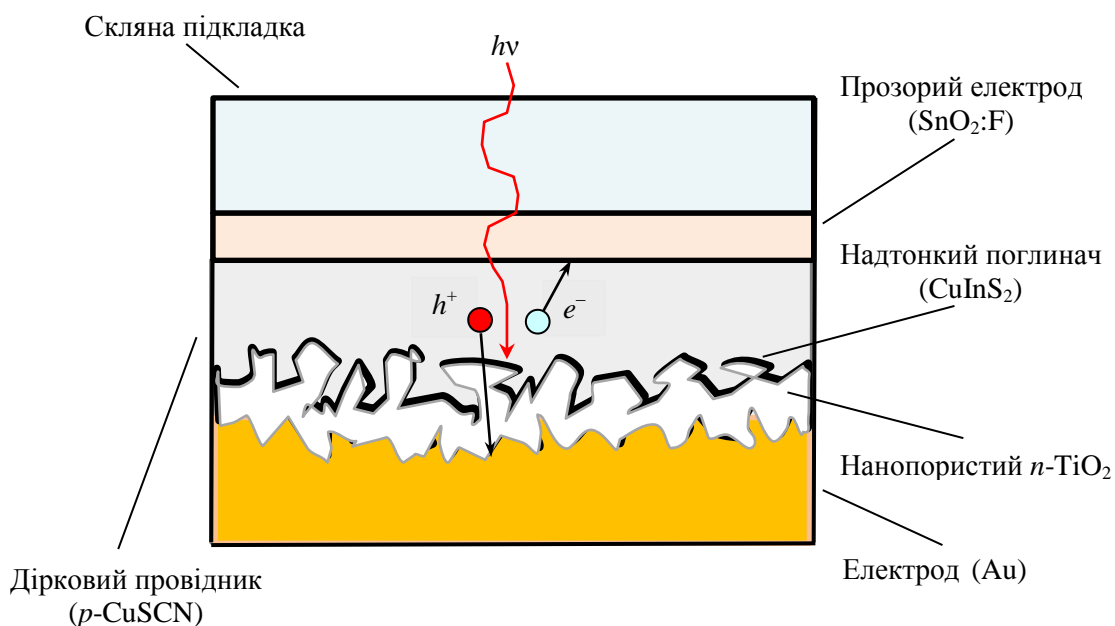


Рис. 3.18. Структура сонячного елемента з надтонким CuInS₂-поглиначем (проміжним шаром CuSCN/TiO₂-гетеропереходу)

У подібних сонячних елементах гетероперехід є об'ємним, наноструктурованим (з наночастинок, нанопор або нанопроволок), що збільшує поглинання світла і одночасно зменшує шлях носіїв заряду у поглинальному шарі та ймовірність їх рекомбінації. Поглинуте світло викликає появу у поглиначі нерівноважних електронів та дірок, які не рекомбінуючи, майже миттєво дифундують відповідно у *n*- та *p*-шари, оскільки відстань до них від місця генерації носіїв дуже мала.

Неорганічна сполука CuSCN (роданід міді) – це новий широкозонний напівпровідник *p*-типу, прозорий для сонячного випромінювання ($E_g = 3,6$ еВ). У сонячному елементі шар CuSCN виконує для дірок, генерованих у CuInS₂-поглиначі, функції провідникового матеріалу (колектора дірок). У 2013 р. на цьому матеріалі створені перші тонкоплівкові транзистори *p*-типу (з

рухомістю дірок $0,1 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), отримані з розчину за кімнатної температури [3.27].

Поширеним органічним колектором дірок є електропровідний полімер *PEDOT:PSS* – полі(3,4-етилендиокситіофен), легований полі(стиролсульфонатом). Легування надає полімеру високої провідності. Полімер має роботу виходу 5,2 еВ.

В сонячному елементі, показаному на рис. 3.19, наноструктура утворена масивом нанопроволок з оксиду цинку (ZnO), сенсibilізованого тонким шаром селеніду кадмію (CdSe).

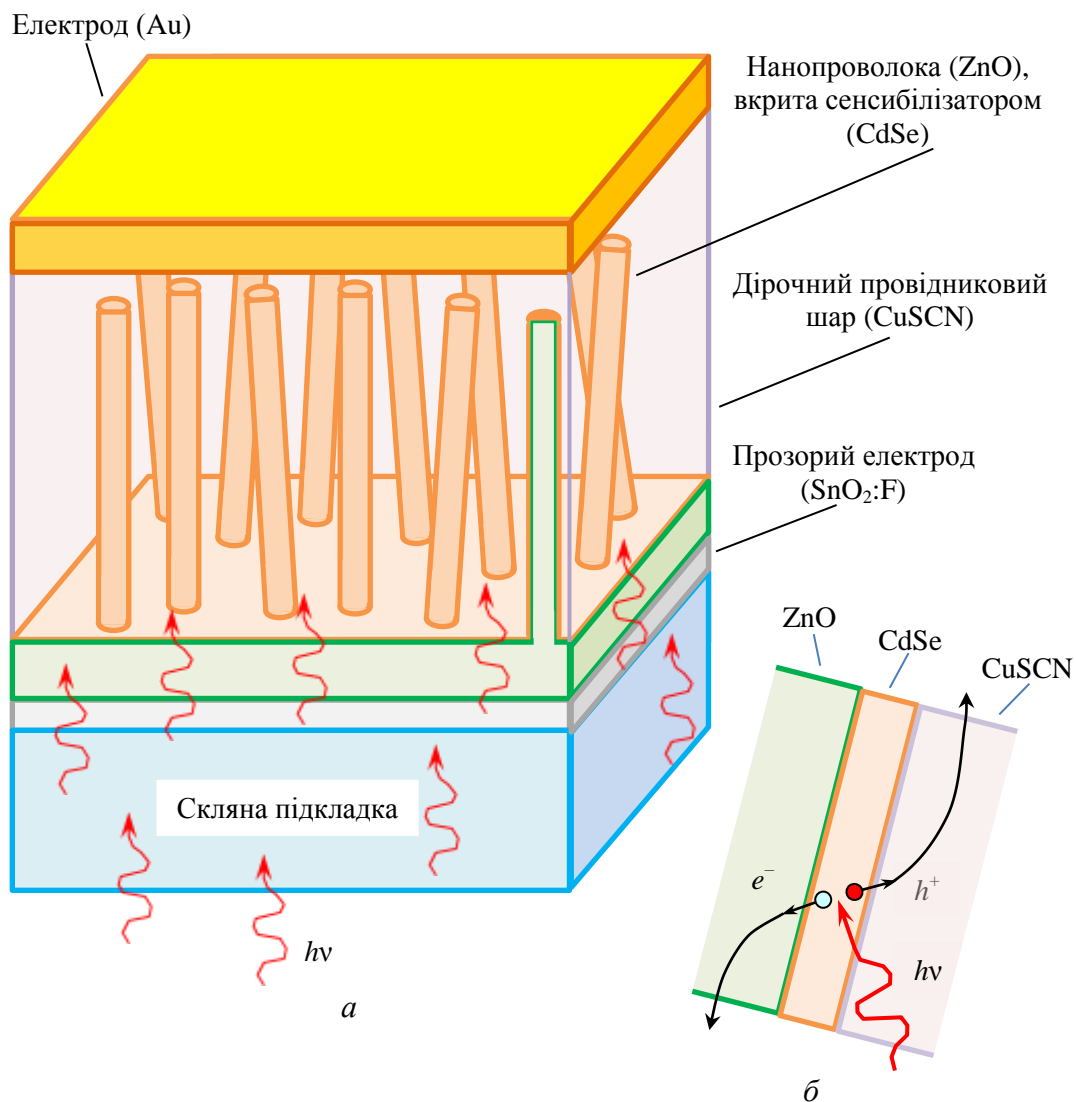


Рис. 3.19. Структура сонячного елемента на масиві нанопроволок (а) та схема розділення фотогенерованих носіїв заряду (б)

Нанопроволока має діаметр 100–150 нм та довжину 1–2 мкм. Поверхня такого наноструктурованого сонячного елемента має ефективний коефіцієнт поглинання 0,89 для випромінювання у діапазоні 400–800 нм. Такі елементи досить просто отримати електрохімічним шляхом, проте їх ефективність зазвичай менша 1 % [3.28].

Поки що такі сонячні елементи мають ефективність перетворення сонячної енергії в електричну не більше 3 %, що у декілька разів менше, ніж у подібних елементах з електролітом, хоча розрахунки показують, що їх ефективність може бути збільшена до 15 % [3.6].

3.8. Органічні сонячні елементи

Органічні напівпровідники. Електропровідні полімери з їх унікальними електричними, оптичними та механічними властивостями відкрили нові можливості в електроніці. Найбільш вражаючим прикладом є органічні світлодіоди високої яскравості (див. підрозділ 11.8 першого тому); ці матеріали намагаються використати також в польових транзисторах, лазерах, фотодіодах та сонячних елементах.

Назвімо деякі привабливі властивості органічних напівпровідників:

- низька вартість синтезу матеріалів;
- простота технологій створення тонкоплівкових приладів (вакуумне випаровування, нанесення органічних матеріалів з розчинів);
- можливість використання технології струминного друку;
- високий коефіцієнт поглинання, який для видимого випромінювання може перевищувати 10^5 см^{-1} ;
- можливість в процесі хімічного синтезу змінювати в широких межах ширину забороненої зони напівпровідника, а відтак і його колір випромінювання (для більшості органічних напівпровідників $E_g > 2\text{eV}$).

Явище електропровідності спостерігають у спряжених полімерах, тобто полімерах, в яких чергуються одинарні, подвійні та потрійні вуглецеві зв'язки. Легування полімерів різними домішками дозволяє збільшувати їх провідність від величин, характерних для діелектрика (наприклад, кварцу), до величин, притаманних металу (наприклад, міді). Органічні напівпровідники знайшли застосування в органічних світлодіодах, польових транзисторах, хімічних джерелах світла (наприклад, світних паличках як аварійних джерелах світла), а також в сонячних елементах.

У сонячних елементах використовують такі органічні напівпровідники:

- фталоціаніни з рухомістю дірок $0,1 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, зокрема мідний та цинковий фталоціаніни, відповідно CuPc та ZnPc;
- тетрацен;
- пентацен, в якому рухомість дірок $5,5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, вища ніж у аморфного кремнію;
- рубрен, який має найвищу серед полімерів рухомість дірок – до $40 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

Технологія органічних сонячних елементів не потребує дорогого вакуумного обладнання і дорогих матеріалів, що робить її привабливою для масового виготовлення дешевих фотоелектричних перетворювачів сонячної енергії, у тому числі – на гнучких підкладках. Досить великим є вибір органічних матеріалів, придатних для сонячних елементів, причому матеріалів нетоксичних. Зрештою, у природі є приклад реалізації органічного сонячного елемента – зелений листок рослини, в якому хлоропласти перетворюють сонячну енергію на хімічну з ефективністю 8–9 % [3.7].

Механізми електропровідності неорганічних матеріалів та полімерів суттєво відрізняються. Якщо, наприклад, у неорганічного напівпровідника перенесення заряду відбувається внаслідок руху

носіїв заряду у дозволених зонах, то в органічному напівпровіднику носії «перескакують» з молекули на молекулу і відповідно рухомість носіїв при такому механізмі перенесення заряду виявляється на декілька порядків меншою – не більше 10^{-4} см²/(В·с).

Органічні сонячні елементи створюють на основі об'ємних гетероструктур. Гетеропереходи можна утворити між двома полімерами, між полімером та фулереном, а також між полімером на наночастистинками неорганічного напівпровідника. Половинку гетероструктури, яка поглинає світло і генерує зв'язану електронно-діркову пару (екситон), називають *донором*, друга половина, здатну прийняти електрон, *акцептором*. Дірки залишаються у донорному матеріалі, забезпечуючи діркову провідність, а електрони переходять в акцепторний матеріал, створюючи у ньому електронну провідність. Для кращого збирання зарядів донорна та акцепторна половинки гетероструктури мають бути сильно розгалуженими, добре проникати одна в одну і бути близько розташованими біля електродів [3.24].

Поглинання донорним полімером фотона супроводжується переходом електрона з найвищої зайнятої молекулярної орбіталі (англ. *highest occupied molecular orbital*, *HOMO*) на найнижчу незайняту молекулярну орбіталь (*lowest unoccupied molecular orbital*, *LUMO*). Внаслідок такого переходу утворюється екситон, який дифундує у донорі до гетеропереходу, де відбувається розділення зарядів; рівень *LUMO* акцептора має меншу енергію, ніж у донора, і електрон переходить на цей рівень (рис. 3.20).

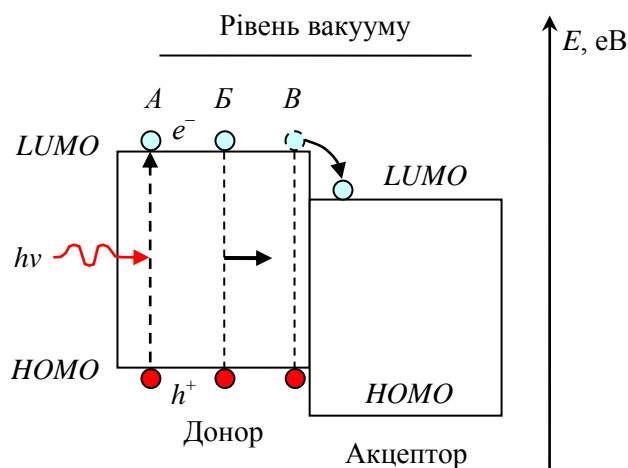


Рис. 3.20. Процеси в органічному сонячному елементі:
 А – поглинання фотона молекулою донора та утворення екситона;
 Б – дифузія екситона до гетеропереходу донор/акцептор;
 В – розділення зарядів (перехід електрона до молекули акцептора)

Довжина дифузії екситонів коливається у межах 5–20 нм, тому для ефективного розділення екситона на електрон та дірку потрібна наноструктура з об’ємним гетеропереходом, в якій полімерні області були б приблизно удвічі більшими за довжину дифузії екситонів.

Перший органічний сонячний елемент на плоскій гетероструктурі, створений у 1986 р. Ч. Тангом (рис. 3.21), мав ефективність менше 1 % [3.21]. Перехід до об’ємної гетероструктури, здійснений А. Хігером, збільшив ефективність майже на порядок.

Органічний провідниковий матеріал *p*-типу може досить легко заповнити пори в сенсibiliзованому барвником наноструктурованому TiO_2 (напівпровіднику *n*-типу), утворивши гетероперехід з великою

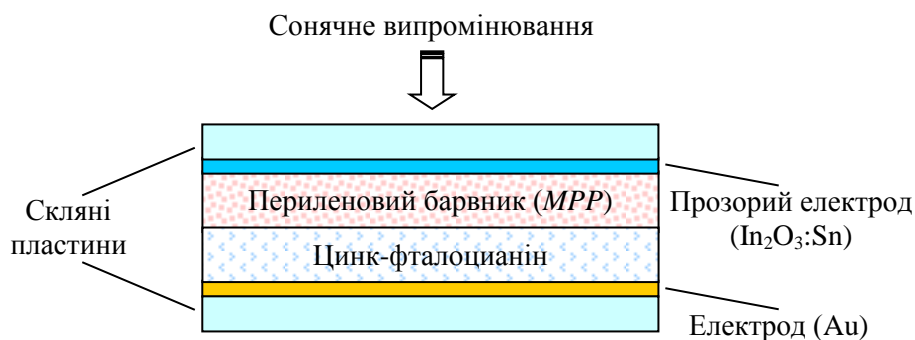


Рис. 3.21. Органічний сонячний елемент з плоскою гетероструктурою

площею поверхні, яка розділяє обидва матеріали. Такі гетеропереходи називають об'ємними, на відміну від звичайних, плоских.

Наноструктурований (нанопористий) TiO_2 -електрод має товщину 1,6–2 мкм, залежно від барвника, який використовують для його сенсibilізації (1,6 мкм у разі сенсibilізації індоліном). Для кожного барвника існує оптимальне значення товщини TiO_2 -електроду: товстіший електрод поглинає більше світла, але він має більший опір, що призводить до зростання внутрішнього опору всього сонячного елемента.

Гетероструктурні сонячні елементи, сенсibilізовані барвником, мають дві цінні властивості:

- можливість окремого вибору найкращого матеріалу для поглинання світла і найкращого матеріалу для перенесення заряду;
- генерація носіїв заряду відбувається в гетеропереході, де існує сильне електричне поле, яке сприяє швидкому просторовому розділенню електронів і дірок.

Органічні сонячні елементи мають низьку ефективність – менше 10 %, але цей недолік компенсується простотою та дешевизною технології.

Полімер-фулеренові сонячні елементи. У 1994 р. американські дослідники помітили, що домішування фулерена C_{60} до електрон-донорного напівпровідникового полімера *МЕН-PPV* збільшує ефективність фотоелектричного перетворення більш як на два порядки [3.19, 3.20]. Ще більш ефективним виявилось використання фулерена C_{70} .

Під дією світла молекула спряженого полімера стає джерелом (донором) електронів. Молекула C_{60} є приймачем (акцептором) електронів і може прийняти до 6 електронів, причому міжмолекулярний перехід електрона здійснюється дуже швидко – всього за 40 фс. Поєднання властивостей цих молекул в одному приладі створює умови

для просторового розділення зарядів, що власне і потрібно для сонячного елемента.

Ефективність полімер-фулеренових сонячних елементів сягнула 5 % і є можливості збільшення ефективності до 10 % [3.6].

Окрім фулеренів C_{60} та C_{70} , в сонячних елементах намагаються використати цінні властивості вуглецевих нанотрубок та металофулеренів.

Завдяки великій питомій площі поверхні нанотрубок ($1600 \text{ м}^2/\text{г}$ для одностінних нанотрубок) та їх високій електропровідності створюються сприятливі умови для перехоплення електронів та їх швидкого перенесення вздовж нанотрубок. Нанотрубки мають зазвичай діаметр 1 нм та довжину до 10 мкм.

Металофулерен – це фулерен, в каркас молекул якого убудований атом лантаноїду. Наприклад, металофулерен з дипропорієм (Dy) позначають як $\text{Dy}@C_{82}$. Цей матеріал має не тільки кращі акцепторні властивості, ніж фулерен C_{60} , але й здатний бути донором електронів [3.6].

3.9. Перовскітові сонячні елементи

Перовскіти – це група кристалічних матеріалів, об'єднаних загальною формулою ABO_3 та подібністю кристалічної структури до структури перовскіту – мінералу з формулою титанату кальцію (CaTiO_3). Такі перовскіти як BaTiO_3 , KTaO_3 та $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$ (*KTN*) використовують в електрооптичних модуляторах світла, а титанат барію (переважно у складі п'єзокераміки) ще й у п'єзозбуджувачах акустичних коливань.

Метил-амонієвий йодид-хлорид $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{Cl}_2\text{I}$ та метил-амонієвий йодид свинцю $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ також відносять до групи перовскітів. У сонячних елементах ці органічні сполуки поглинають світло та генерують електронно-діркові пари.

Структура перовскітового сонячного елемента показана на рис. 3.22. Елемент з таким розміщенням шарів іноді називають інвертованим або з тильним освітленням (через підкладку) і відповідно нанесення шарів структури відбувається у напрямку від скляної підкладки до катоду.

На підкладку спочатку наносять прозорий анод з диоксиду олова, легованого фтором ($\text{SnO}_2:\text{F}$), а на нього блокуючий шар TiO_2 . Потім створюють тонкий шар перовскітового поглинача ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$), який наносять або з розчину або шляхом одночасного термічного випаровування метил-амонієвого йодиду ($\text{CH}_3\text{NH}_3\text{I}$) та хлориду свинцю (PbCl_2). Зверху перовскітового поглинача наносять шар матеріалу, який переносить дірки, генеровані у поглиначі, у розташований вище золотий катод (що рівнозначно руху електронів з катоду у цей шар). Шар напівпровідника, який переносить до анода дірки називають транспортером дірок, а до катода електрони – транспортером електронів.

У ролі транспортера дірок поки що найбільш ефективним є органічний матеріал *spiro-OMeTAD*, але він більш як у 10 разів дорожчий за золото, тому його намагаються замінити дешевим



Рис. 3.22. Структура перовскітового сонячного елемента

неорганічним транспортером дірок, а саме йодидом міді (CuI), більш стабільним, хоча і менш ефективним матеріалом. (*Spiro-OMeTAD* – це скорочена назва органічної сполуки з довжелезною хімічною формулою на декілька рядків).

Блокуючий шар TiO_2 товщиною 100 нм з одного боку не дає діркам рухатись у бік анода і рекомбінувати з електронами, зменшуючи фотострум, а з іншого боку захищає органічний шар перенесення дірок від деградації внаслідок ультрафіолетового опромінення.

Перовскітові сонячні елементи досягли у 2013 р. ефективності 15 % і є резерви її подальшого збільшення.

Цікаво, що на основі перовскітів $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbX}_3$, де X – Cl, Br або I, можна створити сонячні елементи, які вночі під дією прикладеної напруги працюватимуть як освітлювальні панелі. У перовскітів є ще одна цінна властивість: у спектральному діапазоні 390–790 нм в них спостерігається явище підсиленого спонтанного випромінювання, що уможлиблює їх використання для генерації лазерного випромінювання.

3.10. Напівпрозорі сонячні елементи

Сучасні офісні та торгівельно-розважальні центри мають напівпрозорі скляні стіни, які можна перетворити на енергогенеруючі вікна. Для цього на їх поверхні треба розмістити напівпрозорі сонячні елементи, які б у видимому діапазоні пропускали у середньому не менше 30 % видимого випромінювання, переважно червоного та зеленого.

На рис. 3.23 зображена структура напівпрозорого органічного сонячного елемента, нанесеного на внутрішній бік віконного скла. Поглинання світла відбувається в активному шарі – суміші

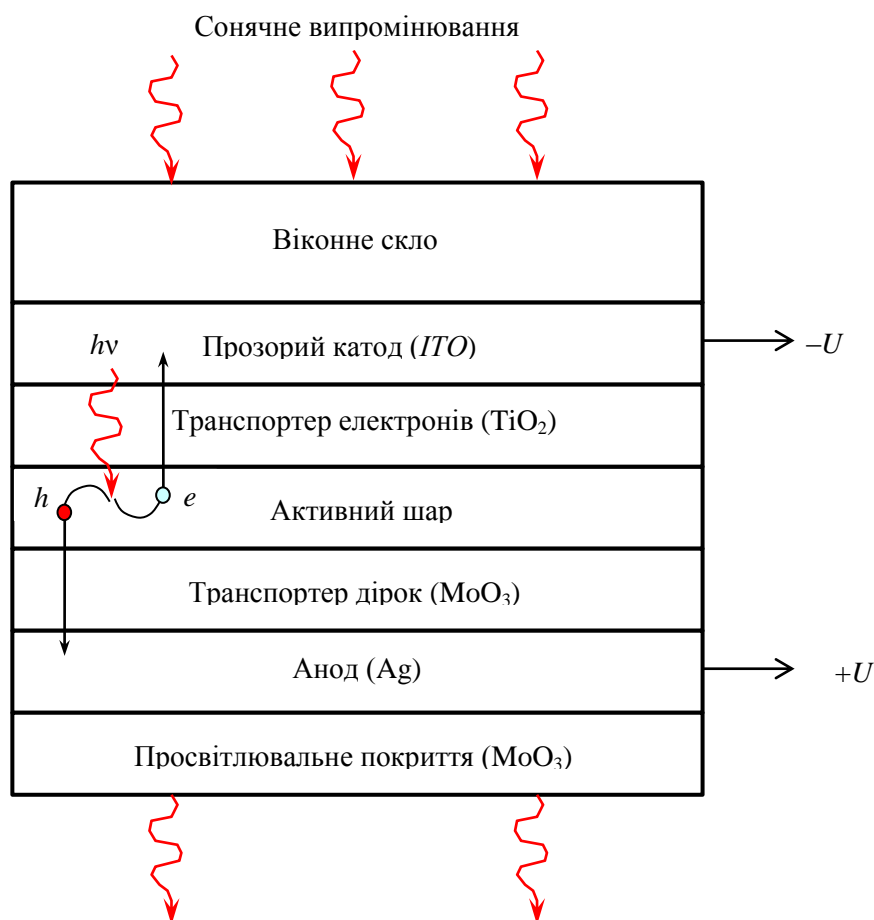


Рис. 3.23. Структура енергогенеруючого віконного скла

органічних напівпровідників *PCPDTBT* та *PCBM*, причому фотогенеровані електрони та дірки переходять відповідно в шар перенесення електронів (TiO₂) та шар перенесення дірок (MoO₃), а далі в суміжні з цими шарами прозорі електроди з оксиду індію-олова (ITO) та срібла.

Такі вікна мають у видимому діапазоні ($\lambda = 400\text{--}700$ нм) середню прозорість до 40 %, а для зеленого світла (550–570 нм) – приблизно 70 %; ефективність перетворення сягає 7,2 %.

Ще одним кандидатом на роль матеріалу фотоелектричного шару енергозберігаючих вікон є перовскіт, який за невеликою товщини є напівпрозорим.

3.11. Сонячні модулі, батареї та електростанції

Сонячні модулі. Сонячний модуль містить до сотні сонячних елементів. Наприклад, модуль з монокристалічного кремнію китайської фірми *Jinko Solar* має 96 елементів розміром 125×125 мм², має потужність до 265 Вт та ефективність 15,6 % [3.10].

Сонячні модулі на основі мультикристалічного кремнію досягли у 2010 р. пікової потужності 236 Вт за ефективності 17 %.

Слідкуючі системи. Найвища ефективність фотоелектричного перетворення досягається за нормального падіння світла на поверхню сонячного модуля, тому потрібна слідкуюча система, яка спрямовує на Сонце оптичну вісь модуля, перпендикулярну до його поверхні.

Сонячні електростанції. У 2012 р. сонячні електростанції виробили 0,6 % всієї електроенергії на нашій планеті. Якщо на початок 2013 р. сумарна потужність сонячних електростанцій складала 100 ГВт, то на початок 2016 р. очікується її зростання до 250 ГВт.

З 1985 р. найбільш потужною у світі (354 МВт) залишається сонячна електростанція у штаті Каліфорнія (США). Найбільш потужна українська електростанція, розташована в Криму, складається з 440 тис. сонячних модулів і має пікову потужність 106 МВт. Третина електроенергії, генерованої в Криму, є сонячною.

Найбільш потужна у світі (550 МВт) сонячна станція *Toraz* будується в Каліфорнії. Її основою є тонкоплівкові CdTe-елементи.

3.12. Концентратори сонячного випромінювання

Про значення концентрації сонячного випромінювання на поверхні сонячного елемента свідчать такі цифри. Для генерації 1 Вт електроенергії концентраторному фотоелектричному перетворювачу з коефіцієнтом концентрації $K_s = 1000$ та ефективністю 25 % достатньо мати у 1775 разів меншу площу напівпровідникової поверхні, ніж

звичайному перетворювачу з ефективністю 14 % [3.9]. Концентратори вигідно використовувати разом з дорогими, але разом з тим і виокоефективними багатоперехідними сонячними елементами.

Концентратори сонячного випромінювання поділяють на:

- дзеркальні, в яких відбивачі мають параболоїдну або циліндричну форму;
- лінзові, в яких використовують плоскі френелівські лінзи, а також циліндричні лінзи;
- голографічні, побудовані на дифраційних ґратах, отриманих голографічним методом.

Прикладом ефективного використання сонячної енергії є концентраторна фотоелектрична система Z20 ізраїльської фірми *Zenith Solar*. У системі використані триперехідні GaAs-перетворювачі та дзеркальні концентратори сонячного випромінювання з $K_s = 1000$ із загальною площею квазіпараболоїдних відбивачів 325 м^2 . Відбивачі утворені маленькими плоскими дзеркалами, приклеїними до пластмасової основи. Двовісна слідкуюча система розвертає концентратор слідом за рухом Сонця на небосхилі. Завдяки одночасному використанню енергії сонячного випромінювання для генерації 250 кВт електроенергії та забезпечення гарячою водою 220 помешкань ефективність системи сягає 72 % [3.8].

Зазвичай концентраторні сонячні модулі з високим K_s використовують разом з дорогими арсенід-галієвими сонячними елементами, які мають декілька переходів. Для ефективної роботи таких модулів потрібні слідкуючі системи. Якщо використати ефективні кремнієві елементи і невисокий коефіцієнт концентрації K_s , то можна обійтися без слідкуючих систем, що дозволяє розміщувати сонячні модулі на дахах будинків.

Альтернативою багатоперехідним сонячним елементам є багатодіапазонні елементи, в яких спектр сонячного випромінювання

розщеплюються спектральними оптичними елементами на декілька діапазонів і в кожному діапазоні працює свій сонячний субелемент, матеріал якого забезпечує у цьому діапазоні найвищу ефективність перетворення. Для розщеплення спектра сонячного випромінювання можна використати призми або дихроїчні дзеркала, які, наприклад, відбивають зелене світло, а пропускають – червоне. На декілька діапазонів сонячне випромінювання можна розділити за допомогою голографічних дифракційних ґрат.

3.13. Економічні та екологічні аспекти сонячної енергетики

Технологія сонячних елементів має ґрунтуватися на дешевих, нетоксичних та довговічних матеріалах, які можуть забезпечити масове виробництво елементів з ефективністю до 10–20 %.

На виготовлення тонкоплівкових сонячних модулів витрачається приблизно на 95 % менше напівпровідникових матеріалів, ніж на виробництво кристалічних модулів.

Для виготовлення 1 м² кремнієвого модуля потрібно 5 ГДж електроенергії [3.17].

Термін окупності кремнієвих модулів дорівнює 5–7 років, CIS-модулів – 2 роки, CdTe-модулів – 1,5 роки [3.12].

Розгляньмо можливості забезпечення сонячної енергетики необхідними матеріалами.

Кремній – найпоширеніший у природі після кисню хімічний елемент, який складає до 28 % маси земної кори, переважно у вигляді двоокису кремнію SiO₂ (білого піску, кварцу, кварцитів та польових шпатів) та сполук кремнію (силікатів та алюмосилікатів). У 2013 р. для використання в сонячних елементах було вироблено 200 тис. т полікристалічного кремнію

Індій є порівняно рідкісним елементом у природі; його щорічний світовий видобуток складає 500 т. На Індії побудовані технології виробництва не тільки сонячних елементів, але й рідкокристалічних дисплеїв телевізорів, ноутбуків та мобільних телефонів. Нестача матеріалу на ринку може викликати підвищення ціни на Індій, а відповідно і на сонячний модуль, де він використовується.

Кадмій – це важкий метал, який є токсичною речовиною, хоча телурид кадмію (CdTe) є стабільною і безпечною речовиною. Кадмій отримують як побічний продукт очищення цинку.

Щорічний видобуток телуру не перевищує 800 т. Для виготовлення сонячних модулів із сумарною потужністю 1 ГВт потрібно за сучасних технологій приблизно 93 т телуру.

Окрім енергозберігаючих вікон, ще одним перспективним напрямком впровадження відновлюваних, екологічно чистих джерел енергії є автомобільний транспорт. У 2014 р. американським концерном «Ford» розроблений концепт автомобіля *Ford C-Max Solar Energi*, в якому на даху знаходиться кремнієвий сонячний модуль, складений з гнучких сонячних елементів із загальною площею 0,14 м². Модуль розвиває максимальну потужність 350 Вт, що дозволяє за 6–8 годин повністю зарядити літій-іонний акумулятор ємністю 8 кВт·год. і проїхати на заряді 34 км [3.29].

Контрольні запитання і задачі

- 3.1.** Назвіть основні параметри сонячного елемента.
- 3.2.** Які існують типи кремнієвих сонячних елементів?
- 3.3.** Опишіть технологію енергозберігаючих вікон.
- 3.4.** Які напівпровідникові матеріали використовують в сонячних елементах?
- 3.5.** Порівняйте ефективності монокристалічних та полікристалічних кремнієвих сонячних елементів.

- 3.6. Яка теоретична межа ефективності сонячного елемента на одному переході без концентрації випромінювання?
- 3.7. Як можна збільшити поглинання випромінювання поверхнею сонячного елемента?
- 3.8. Як можна розширити спектр випромінювання, перетворюваного сонячним елементом в електричну енергію?
- 3.9. Поясніть принцип дії термофотоелектричних перетворювачів сонячної енергії.
- 3.10. Назвіть діапазон довжин хвиль сонячного випромінювання, яке потрапляє на Землю.
- 3.11. Яку ефективність мають багатоперехідні сонячні елементи?
- 3.12. Поясніть принцип дії наноструктурованого сонячного елемента.
- 3.13. З яких матеріалів виготовляють прозорі електроди?
- 3.14. Яка роль наноструктурованого TiO_2 в сонячному елементі, сенсibilізованому барвником?
- 3.15. Поясніть принцип дії сонячного елемента на квантових точках.
- 3.16. Як відбувається фотоелектричне перетворення в сонячному елементі з надтонким поглиначем?
- 3.17. Які переваги органічні напівпровідники мають над неорганічними?
- 3.18. Який механізм електропровідності в органічних напівпровідниках?
- 3.19. Яку ефективність мають перовскітові сонячні елементи?
- 3.20. Що таке оптична ефективність сонячного елемента?
- 3.21. Чим відрізняється зовнішня квантова ефективність сонячного елемента від його ефективності перетворення?
- 3.22. Яким умовам має задовольняти матеріал просвітлювального покриття сонячного елемента?
- 3.23. Які сонячні елементи вважають найбільш перспективними?
- 3.24. Які існують типи концентраторів сонячного випромінювання?
- 3.25. З якими сонячними елементами вигідно використовувати концентратори сонячного випромінювання?
- 3.26. Які коефіцієнти концентрації мають концентратори сонячної енергії?
- 3.27. Чи є в Україні сонячні електростанції?
- 3.28. Яку потужність мають найбільші сонячні електростанції?

Література до глави 3

- 3.1. Riordan M. The origins of the p–n junction / M. Riordan, L. Hoddeson. – IEEE Spectrum, 1997, № 6. – P. 46–51.
- 3.2. Li Y. Nanowire electronic and optoelectronic devices / Y. Li, F. Qian, J. Xiang, C. M. Lieber. – Materials Today, 2006, vol. 9, № 10. – P. 18–27.
- 3.3. Shockley W. Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells / W. Shockley, H. Queisser. – Applied Physics, 1961, vol. 32, № 3. – P. 510–519.
- 3.4. Rephaeli E. Absorber and emitter for solar thermo-photovoltaic systems to achieve efficiency exceeding the Shockley-Queisser limit / E. Rephaeli, S. Fan. – Optics Express, 2009, vol. 17, № 17. – P. 15145–15159.
- 3.5. Performance improvement of a solar cell using particular window material (GaP) [Електронний ресурс]. – Режим доступу:
https://www.academia.edu/16399070/Performance_Improvement_of_a_Solar_Cell_Using_Particular_Window_Material_GaP
- 3.6. Nanostructured materials for solar energy conversion / Edited by Tetsuo Soga. – Amsterdam: Elsevier, 2007. – 600 p. – ISBN-13:978-0-444-52844-5.
- 3.7. Паращук Д. Ю. Современные фотоэлектрические и фотохимические методы преобразования солнечной энергии / Д. Ю. Паращук, А. И. Кокорин. – Рос. хим. ж., 2008, т. LI, № 6. – С. 107–117.
- 3.8. Solar tracking [Електронний ресурс]. – Режим доступу:
<http://www.zenithsolar.com/technology.html>.
- 3.9. Current status of concentrator photovoltaic (CPV) technology [Електронний ресурс]. – Режим доступу:

<http://www.cpvtoday.com/photovoltaic-solar-panels/report-summary.pdf>.

- 3.10. Возобновляемые источники энергии [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://energy.hse.ru/Wiie>
- 3.11. King R. R. 40 % efficient metamorphic GaInP/GaInAs/Ge multijunction solar cells / R. R. King et al. – Appl. Phys. Letts., 2007, vol. 90, № 183516. – P. 1–3.
- 3.12. Wirtz H. Development and marketing of solar innovations: a case study / H. Wirtz, M. Janssen. – J. Technol. Manag. Innov., 2010, vol. 5, issue 2. – P. 92–104.
- 3.13. Canovas E. Photorefectance analysis of GaInP/GaInAs/Ge multijunction solar cell / E. Canovas et al. – Appl. Phys. Letts., 2010, vol. 97, № 203504. – P. 1–3.
- 3.14. Liu H. Effect of a cap layer on morphological stability of a strained epitaxial film / H. Liu, R. Huang. – J. Appl. Phys., 2005, vol. 97, № 113537. – P. 1–8.
- 3.15. Liu J. Nanomaterials for energy conversion and storage / J. Liu, G. Cao, Z. Yang et al. – ChemSusChem, 2008, № 1. – P. 676–697.
- 3.16. Zhao J. 24,5 % efficiency silicon PERT cells on MCZ substrates and 24,7 % efficiency PERL cells on FZ substrates / J. Zhao, A. Wang, M. A. Green. – Progress in photovoltaics: research and applications, 1999, № 7. – P. 471–474.
- 3.17. Graetzel M. Photoelectrochemical cells / M. Graetzel. – Nature, 2001, 15 Nov., vol. 414. – P. 338–344.
- 3.18. Казанский А. Г. Фотопроводимость пленок гидрированного кремния с двухфазной структурой / А. Г. Казанский, Е. И. Теруков, П. А. Форш и др. – Физика и техника полупроводников, 2010, т. 44, вып. 4. – С. 513–516.

- 3.19. Yu G. Polymer photovoltaic cells: enhanced efficiencies via a network of internal donor-acceptor heterojunctions / G. Yu, J. Gao, J. C. Hummelen et al. – *Science*, 1995, vol. 270, № 5243. – P. 1789–1791.
- 3.20. Heeger A. Semiconducting and metallic polymers: the fourth generation of polymeric materials. Nobel lecture [Електронний ресурс]. – Режим доступу:
http://nobelprize.org/nobel_prizes/chemistry/laureates/2000/heeger-lecture.pdf.
- 3.21. Tang C. W. 2-layer organic photovoltaic cell / C. W. Tang. – *Appl. Phys. Letts.* – 1986, vol. 48, № 2. – P. 183–185.
- 3.22. The practical full-spectrum solar cell comes closer [Електронний ресурс]. – Режим доступу: [http://newscenter.lbl.gov/features-stories/2011/01/24/practical-full-spectrum](http://newscenter.lbl.gov/features/stories/2011/01/24/practical-full-spectrum).
- 3.23. Lopez N. Engineering the electronic band structure for multiband solar cells / N. Lopez, L. A. Reichertz, K. M. Yu et al. – *Phys. Rev. Letts.*, 2011, vol. 106, issue 2. – P. 028701-1–028701-4.
- 3.24. Mayer A. C. Polymer-based solar cells / A. C. Mayer, S. R. Scully, B. E. Hardin et al. – *Materials Today*, 2007, vol. 10, № 11. – P. 28–33.
- 3.25. Nanocrystal quantum dots / Edited by V. I. Klimov. – 2nd ed. – Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2010. – 469 p. – ISBN 978-1-4200-7926-5.
- 3.26. Burschka J. Sequential deposition as route to high-performance perovskite-sensitized solar cells / J. Burschka et al. – *Nature*, 2013, vol. 499, 18 July 2013. – P. 316–319.
- 3.27. Pattanasattayavong P. Hole-transporting transistors and circuits based on the transparent inorganic semiconductor copper (I) thiocyanate (CuSCN) processed from solution at room

- temperature / P. Pattanasattayavong, N. Yaacobi-Gross, K. Zhao et al. – *Advanced Materials*, 2013, vol. 25, issue 10. – P. 1504–1509.
- 3.28. Peng Q. ZnO nanowires and their application for solar cells [Електронний ресурс] – Режим доступу: <http://www.intechopen.com/books/nanowires-implementations-and-applications/zno-nanowires-and-their-application-for-solar-cells>.
- 3.29. Ford C-Max Solar Energi [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://spectrum.ieee.org/green-tech/advanced-cars/2014-top-ten-tech-cars#ford-c-max-solar-energi>.
- 3.30. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Генерація оптичного випромінювання. Книга друга [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://ela.kpi.ua/handle/123456789/30527>

Глава 4

МОДУЛЯЦІЯ ТА РОЗГОРТКА ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

У всіх справах корисно ставити питання стосовно того, що ви здавна сприймали як незаперечну істину.

Бертран Рассел, англійський філософ та математик

4.1. Вплив середовища на параметри оптичного випромінювання

Історичні відомості. Явище подвійного променезаломлення описав у 1669 р. датський вчений та медик Еразм Бартолін, який помітив, що кристал ісландського шпату (кальциту) подвоює зображення. Шотландський фізик Девід Брюстер описав у 1815 р. явище фотопружності, за якого деформація прозорого середовища викликала зміну його показника заломлення, причому у деяких ізотропних матеріалах (наприклад у склі) наведена анізотропія проявлялася у вигляді подвійного променезаломлення і поляризаційних ефектів, які дозволяли візуалізувати напруження у матеріалі.

У 1875 р. шотландський фізик Джон Керр помітив, що сильне електричне поле приводить до появи у склі подвійного променезаломлення. Пізніше Керр спостерігав таку ж дію поля на рідині. Електричне поле змінювало показник заломлення середовища, причому приріст показника заломлення виявився пропорційним квадрату напруженості поля. Ефект дістав назву квадратичного електрооптичного ефекту або ефекту Керра. У 1883 р. німецькі фізики Август Кундт та Вільгельм Рентген аналогічне явище спостерігали у кварці, але приріст показника заломлення був пропорційним напруженості електричного поля, а не її квадрату. Ефект у кристалах спостерігав у 1894 р. німецький фізик Фрідріх Поккельс. Лінійний електрооптичний ефект ще називають ефектом Поккельса.

З появою у 1960 р. лазерів активізувалися дослідження методів, матеріалів та конструкцій, придатних для модуляції та розгортки монохроматичного випромінювання, оскільки для лазерного зв'язку потрібні модулятори, здатні ефективно працювати у гігагерцовому діапазоні, а для систем обробки та відображення інформації треба швидко змінювати просторове положення лазерного променя.

Види модуляції оптичного випромінювання. Для передачі інформації оптичним випромінюванням потрібно змінювати за певним законом, тобто модулювати, один або декілька параметрів

електромагнітної хвилі. Модуляцію електромагнітної хвилі можна здійснювати за амплітудою, частотою, фазою та поляризацією. Оптичне випромінювання найзручніше модулювати за інтенсивністю – квадратом амплітуди, бо фотоелектричні приймачі є квадратичними детекторами, вихідний струм або напруга в яких пропорційні квадрату напруженості електричного поля світлової хвилі. Модуляцію оптичного випромінювання за інтенсивністю часто називають амплітудною модуляцією.

Модуляцію можна здійснювати в самому джерелі випромінювання, впливаючи на процес генерації випромінювання (*внутрішня модуляція*). Найпростіше це вдається зробити у світлодіоді чи лазерному діоді, де зміна інжекційного струму викликає пропорційну зміну потужності випромінювання. Внутрішню модуляцію можна також здійснювати у твердотільних або рідинних лазерах зі світлодіодною та лазерною накачкою, напівпровідникових лазерах з інжекційною, світлодіодною, лазерною та електронною накачкою, а також у лазерах на вільних електронах.

Зовнішня модуляція здійснюють над випромінюванням, яке вже вийшло із джерела випромінювання, шляхом пропускання випромінювання через оптичне середовище, властивості якого змінюються під дією електричного або акустичного сигналу. Перевагами зовнішньої модуляції є:

- її універсальність, тобто незалежність від типу джерела випромінювання;
- відсутність чирпінгу, який спостерігається у лазерному діоді за внутрішньої модуляції (див. підрозділ 16.7 першого тому);
- менший рівень модуляційних шумів;
- можливість повністю або частково заглушити оптичну несучу, зменшивши тим самим повну потужність випромінювання, яка потрапляє в оптичне волокно, і викликані нею паразитні нелінійно-оптичні ефекти.

Амплітудна модуляція може ще поділятися на аналогову та імпульсну (широко-імпульсну, імпульсно-кодову).

Оптичне кодування – це способи подання даних оптичними імпульсами в лінії передачі або елементарними зображеннями (точками, штрихами) на носії інформації. У цифрових інформаційних

системах задачею оптичного модулятора є перенесення двійкового коду з електричного сигналу на оптичний, що зручніше всього зробити за допомогою таких методів як:

- амплітудна маніпуляція (англ. *on-off keying, OOK*), дворівнева амплітудна модуляція за принципом «1» – увімкнено, «0» – вимкнено, коли в заданому часовому інтервалі з'являється чи не з'являється оптичний імпульс;
- фазово-імпульсна модуляція (англ. *pulse-position modulation, PPM*), за якої інформація кодується положенням імпульсу в одному з 2^M часових інтервалів, на які розбито кадри ємністю у M біт.

Фазово-імпульсна модуляція потребує, щоб синхрогенератор приймача був налаштований таким чином, щоб моменти початку часових інтервалів (слотів, англ. *slot* – щілина, інтервал) співпадали з моментами приходу бітів переданої інформації. Удосконаленим варіантом цього методу є *диференціальна фазово-імпульсна модуляція*, за якої положення імпульсу у кадрі визначається не слотом, а положенням попереднього імпульсу. Це потребує від приймача лише вимірювати різницю у часі надходження сусідніх імпульсів і унеможливорює поширення помилки.

Порівняно з амплітудною фазово-імпульсна модуляція має менші затрати енергії на передачу одного біта.

Якщо M -бітовий кадр передається за T секунд, то швидкість передачі інформації за фазово-імпульсною модуляцією складає M/T біт/с.

В оптичному зв'язку використовують переважно два види фізичного кодування:

- без повернення до нуля (англ. *nonreturn to zero, NRZ*);
- з поверненням до нуля (англ. *return to zero, RZ*).

Код без повернення до нуля є найпростішим серед існуючих кодів і може бути реалізований для електричного сигналу у вигляді уніполярного або біполярного (полярного) дворівневих кодів. Оскільки амплітуди оптичних імпульсів не можуть набувати від'ємних значень, то біполярні коди в оптичному зв'язку не використовують.

В уніполярному коді без повернення до нуля (рис. 4.1 а) логічному нулю («0») відповідає низький потенціал зміщення (потенціал, близький до нульового, який є водночас рівнем незайнятої лінії), а логічній одиниці («1») – високий потенціал від +5 до +12 В (інколи від

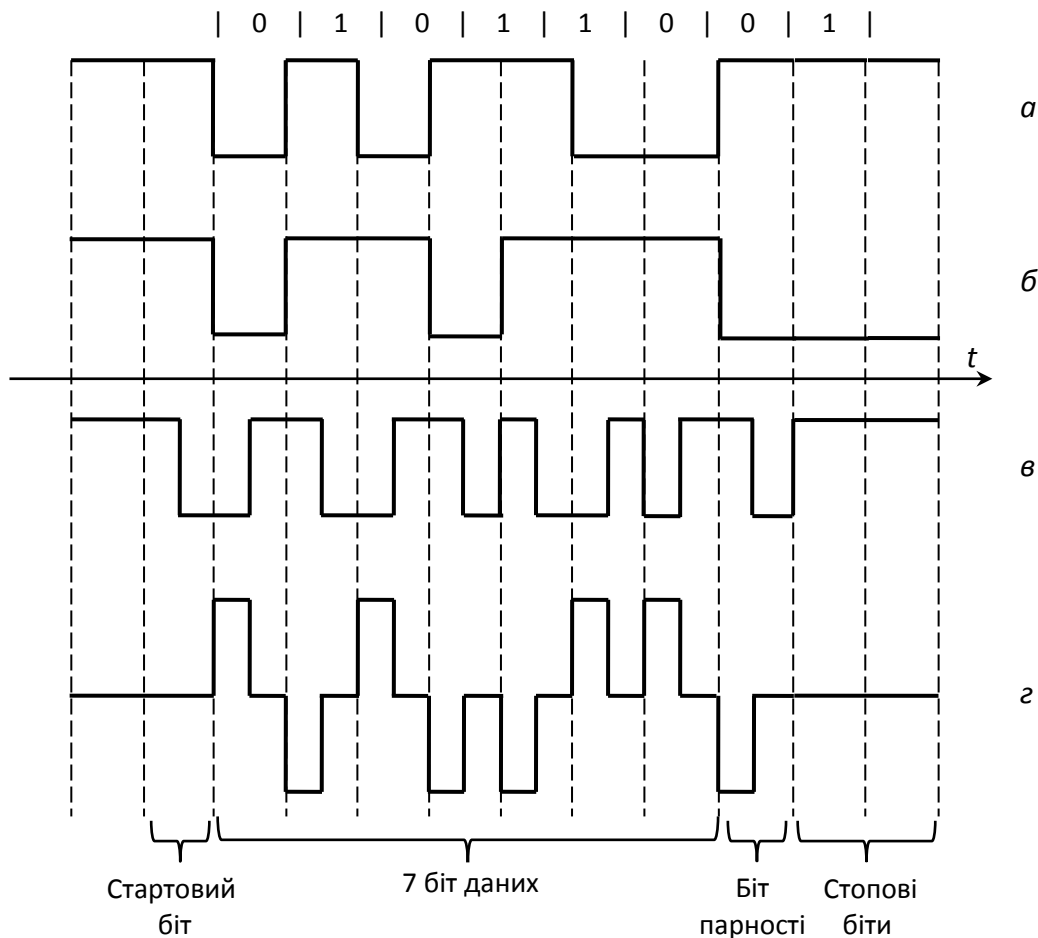


Рис. 4.1. Коди без повернення до нуля – уніполярний (а), уніполярний інвертований (б), код Манчестер-2 (в) та код з поверненням до нуля (г)

–5 до –12 В). Таке кодування використано у стандарті RS232, за яким працює послідовний порт персонального комп'ютера. Його недоліками є низька швидкість передачі інформації та можливість втрати синхронізації за довгої послідовності логічних одиниць або нулів і незмінюваного потенціалу.

Більш швидкої та надійної передачі інформації досягають за використання інвертованого коду без повернення до нуля (англ. *nonreturn to zero inverted, NRZI*). У цьому коді «0» кодується як збереження попереднього потенціалу, а «1» – як зміна потенціалу на протилежний.

У біполярному коді «0» відповідає потенціал від +5 до +12 В, а «1» – потенціал від –5 до –12 В. Цей код використовується для передачі коротких пакетів, зазвичай байтів, між якими для синхронізації розташовані старт-стопові біти з потенціалом незайнятої лінії.

Оскільки одному біту відповідає одна зміна електричного потенціалу або інтенсивності світла (півперіоду коливання у випадку чергування бітів), то канал зв'язку зі смугою пропускання 5 ГГц забезпечує передачу інформації зі швидкістю 10 Гбіт/с.

Будь-яка модуляція розширює спектр лазерного випромінювання. Для передачі інформації оптичними імпульсами за принципом є імпульс – «1», нема імпульсу – «0» зі швидкістю 10 Гбіт/с потрібен канал шириною приблизно 0,12 нм, а зі швидкістю 40 Гбіт/с – 0,48 нм, причому внаслідок розширення каналу у чотири рази у стільки ж разів зросте потужність шумів [4.4].

Код з поверненням до нуля є біполярним трирівневим кодом. Для електричного сигналу двійковий нуль кодується потенціалом від -5 до -12 В, а двійкова одиниця потенціалом від $+5$ до $+12$ В, причому в середині періоду кожного біту потенціал повертається до нульового значення (рис. 4.1 б). Одному біту відповідає дві зміни потенціалу (один період коливання з чергуванням біт), тому канал зв'язку з пропускнуою здатністю 10 Мбіт/с забезпечує передачу інформації зі швидкістю 10 Мбіт/с.

За пакетної (асинхронної) передачі дані передаються у вигляді несинхронізованих між собою байтів (пакетів по 8 біт). Генератор синхроімпульсів вмикається стартовим імпульсом, який передує байту, і вимикається стоповими бітами, які завершують передачу байта. Байт складається з 7 біт даних і біта парності. Семи біт якраз вистачає для кодування будь-якого зі 128 символів таблиці *ASCII* (англ. *American standard code for information interchange* – Американський стандартний код для інформаційного обміну). У цій таблиці, наприклад, літера *R* має десятковий порядковий номер 82, якому відповідає двійкове число 1010010, і це число є кодом літери *R* під час передачі інформації.

Після передачі даних передається біт перевірки парності, який дозволяє виявити деякі помилки і запросити за можливості повторну передачу байта. Значення біта парності (0 або 1) має бути таким, щоб число одиниць у байті було парним. Якщо приймач інформації виявить непарне число одиниць у байті, значить під час передачі сталася помилка і передачу байта потрібно повторити. Перевірка парності є найпростішою перевіркою правильності коду, яка спрацьовує, якщо у байті непарне число помилок. Так, наприклад, здійснюється обмін

інформацією між послідовним портом *RS-232* комп'ютера та монітором (за протоколом передачі даних *RS-232* інформація передається послідовно по електричному кабелю довжиною до 15 м).

Кадрова (фреймова) організація передачі даних передбачає передачу певної кількості біт даних (наприклад, 2048 біт) – кадру або фрейму, який розпочинається зразу ж за кадровим синхроімпульсом і заголовком. Фрейм складається з підфреймів, які мають таку ж організацію, як фрейм (англ. *frame* – кадр, структурна одиниця інформаційних об'єктів).

Залежно від використовуваного фізичного ефекту розрізняють електромеханічну, електро-, акусто- та магнітооптичну модуляцію.

Електромеханічна модуляція – це переривання потоку випромінювання непрозорим обертовим диском з отворами або електромагнітним переривачем, яке використовується зазвичай для формування змінного потоку у вимірювальних системах з фотоелектричними перетворювачами випромінювання у змінний струм (підсилення сигналу на постійному струмі ускладнене внаслідок дрейфу, притаманному підсилювачам постійного струму). Мабуть, єдиний приклад інформаційного застосування електромеханічної модуляції – це її використання для оптичної передачі інформації кодом Морзе (наприклад, між кораблями на морі).

Приклад 4.1. Цифровий сигнал передається двома рівнями оптичної потужності – $P = 0$ для логічного нуля і $P = 1$ мВт для логічної одиниці, причому тривалість передачі одного біта складає $\tau_p = 1$ мкс. Знайти швидкість передачі даних R_{bit} і визначити, як вона зміниться у разі переходу до кодування з числом рівнів $q = 3$ (наприклад з $P = 0$ для логічного нуля, $P = 1$ мВт для рівня незайнятої лінії та $P = 2$ мВт для логічної одиниці).

Швидкість передачі даних можна знайти за формулою

$$R_{bit} = \frac{1}{\tau_p} \log_2 q.$$

Для дворівневого кодування знайдемо, що

$$R_{bit} = \frac{1}{10^{-6}} \log_2 2 = 10^6 \text{ біт/с} = 1 \text{ Мбіт/с}.$$

У разі трирівневого кодування швидкість зросте до

$$R_{bit} = \frac{1}{10^{-6}} \log_2 3 = 1,6 \text{ Мбіт/с.}$$

4.2. Електрооптична модуляція випромінювання

Електрооптичний ефект – це анізотропна зміна показника заломлення середовища n під дією прикладеного електричного поля з напруженістю E і утворення наведеного подвійного променезаломлення. Якщо показник заломлення змінюється на величину $\Delta n \sim E$, то спостерігається лінійний електрооптичний ефект (ефект Поккельса), якщо $\Delta n \sim E^2$ – квадратичний (ефект Керра).

Серед усіх ефектів, які використовують для модуляції випромінювання, електрооптичний ефект є найменш інерційним; його стала часу може бути меншою за 10^{-12} с. Правда, це не означає, що є модулятори з такою швидкодією. Швидкодія модулятора зазвичай на декілька порядків менша і визначається електродною або хвилевідною системою, яка прикладає модулююче електричне поле до електрооптичного матеріалу.

Якщо лінійний ефект спостерігається тільки в кристалах, то квадратичний ефект присутній також у деяких аморфних матеріалах, причому як у твердих тілах, так і в рідинах та газах.

Кристал є анізотропним середовищем. Аморфний матеріал, наприклад скляну пластину, можна зробити анізотропною, якщо її стиснути (фотопружний ефект). Анізотропія середовища часто викликає появу подвійного променезаломлення. Анізотропію кристала можна зобразити геометрично у вигляді *оптичної індикатрис* – еліпсоїда, осі якого співпадають з головними осями кристала Ox , Oy та Oz і мають відповідно довжину, рівну подвоєним значенням показників заломлення вздовж цих осей, а саме $2n_x$, $2n_y$ та $2n_z$.

За відсутності електричного поля рівняння оптичної індикатрис можна записати як

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1,$$

де a_{k0} – коефіцієнти індикатрис; $k = 1, 2, 3, 4, 5, 6$; $a_{40} = a_{50} = a_{60} = 0$.

В одноосному кристалі у площині, перпендикулярній оптичній осі Oz , показники заломлення однакові і рівні n_o – показнику заломлення для

звичайної хвилі. Уздовж оптичної осі кристала показник заломлення дорівнює показнику заломлення для незвичайної хвилі n_e .

Електричне поле деформує індикатрису та змінює напрямок її осей. В аморфних речовинах під дією електричного поля виникає наведена анізотропія.

Якщо вектор електричного поля паралельний хвильовому вектору, то спостережуваний електрооптичний ефект називають поздовжнім. У разі перпендикулярності зазначених векторів ефект є поперечним.

Модулятори з лінійним електрооптичним ефектом. Усі матеріали, в яких спостерігається лінійний електрооптичний ефект, є п'єзоелектричними кристалами. Такі кристали не мають центра симетрії. Широкого застосування знайшли одноосні кристали дигідрофосфату калію KH_2PO_4 (*KDP*) та дигідрофосфату амонію $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (*ADP*), які мають великі електрооптичні коефіцієнти, котрі визначають зміну показника заломлення вздовж певної осі кристала під дією прикладеного електричного поля. Ці кристали досить просто виростити з водних розчинів. Їх недоліком є висока гігроскопічність та низька механічна міцність.

Значні електрооптичні коефіцієнти мають також сегнетоелектричні кристали класу $3m$ ніобат літію (LiNbO_3) і танталат літію (LiTaO_3), які відрізняються від зазначених вище кристалів високою прозорістю, негігроскопічністю та твердістю. Оскільки в цих кристалах спостерігається також фоторефракційний ефект інтенсивність модульованого випромінювання не повинна перевищувати 1 Вт/см^2 у LiNbO_3 і 10 Вт/см^2 у LiTaO_3 [4.1].

Кристалічний кварц (SiO_2) має невисокий електрооптичний коефіцієнт, але завдяки високій прозорості і можливості використовувати кристали з великим відношенням L/d (довжини L до товщини d) вдається створювати на ньому модулятори з порівняно невисокою модулюючою напругою. Нагадаймо, що аморфний кварц (плавлений кварц, кварцове скло) широко використовують і в мікроелектроніці (як діелектричний та захисний шар напівпровідникової структури), і в оптиці (як вікна газорозрядних лазерних трубок, колби ультрафіолетових ламп, оптичні волокна).

Перспективним матеріалом для електрооптичних модуляторів є ніобат стронцію-барію ($\text{Sr}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{Nb}_2\text{O}_6$) з дуже низькою півхвильовою напругою – лише 37 В [4.1].

У разі лінійного електрооптичного ефекту електричне поле змінює коефіцієнти індикатриси, так що

$$a_k - a_{k0} = r_{k1}E_x + r_{k2}E_y + r_{k3}E_z.$$

Коефіцієнти r_{kn} зручно записувати у вигляді тензора третього рангу \mathbf{r}_{kn} , який має у загальному випадку 18 компонент. У зазначених вище кристалів не дорівнюють нулю лише три компоненти [4.1].

Накладання електричного поля на такі кристали змінює рівняння індикатриси на

$$a_{10}(x^2 + y^2) + a_{30}z^2 + 2r_{41}(E_x yz + E_y zx) + 2r_{63}E_z xy = 1.$$

Кристали стають двоосними, тобто показники заломлення вздовж осей Ox , Oy та Oz виявляються різними. Якщо електричне поле спрямоване вздовж оптичної осі кристала Oz , то у перерізі індикатриси, перпендикулярному цій осі, коло перетворюється на еліпс з осями Ox' та Oy' , повернутими на кут 45° відносно осей Ox та Oy (рис. 4.2).

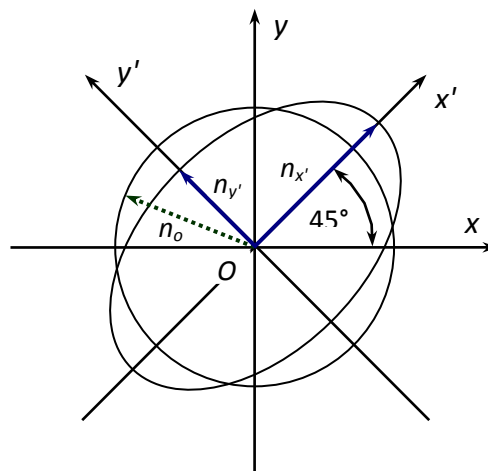


Рис. 4.2. Переріз оптичної індикатриси площиною xy ($z = 0$)

Розгляньмо, як змінюється показник заломлення кристала за поздовжнього електрооптичного ефекту.

Випромінювання, яке поширюється вздовж оптичної осі кристала і поляризоване, наприклад, вздовж осі Ox , розпадається на дві однакові за амплітудою компоненти, поляризовані вздовж Ox' та Oy' , причому ці компоненти мають різні фазові швидкості і їм відповідають показники заломлення

$$n_{x'} = n_o + \frac{1}{2}n_o^3 r_{63}E, \quad n_{y'} = n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{63}E.$$

На виході кристала довжиною L між цими компонентами спостерігатиметься різниця фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{x'} - n_{y'})L = \frac{2\pi}{\lambda}n_o^3 r_{63}U,$$

де U – напруга, прикладена вздовж оптичної осі кристала ($U = EL$). Поляризація хвилі на виході з кристала залежить від різниці фаз між цими двома компонентами (рис. 4.2).

Отже, за допомогою електрооптичного ефекту можна здійснити три види модуляції:

- фазову, якщо вхідне випромінювання поляризоване вздовж осі Ox' або Oy' ;
- поляризаційну, якщо вхідне випромінювання поляризоване вздовж осі Ox або Oy ;
- амплітудну, яку можна отримати з поляризаційної, поставивши на виході електрооптичного модулятора аналізатор (поляризатор, який використовується не для поляризації випромінювання, як це часто потрібно на вході в оптичний прилад, а для перетворення поляризаційно-модульованого випромінювання в амплітудно-модульоване).

Амплітудну модуляцію використовують частіше за інші види модуляції, оскільки фотоприймачі реагують тільки на зміни інтенсивності випромінювання (квадрату амплітуди, звідки й назва «квадратичні приймачі»). Випромінювання, яке мало інший вид модуляції у процесі передавання інформації, перед її прийманням фотоприймачем перетворюється на амплітудно-модульоване. Інші застосування амплітудної модуляції:

- оптичні перемикачі, наприклад, для ввімкнення добротності

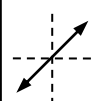
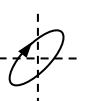
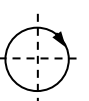

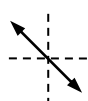
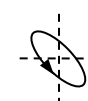
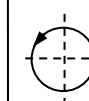
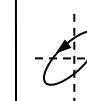

$\Delta\varphi$	0	$\pi/4$	$\pi/2$	$3\pi/4$	π	$5\pi/4$	$3\pi/2$	$7\pi/4$	2π
Поляризація									

Рис. 4.3. Залежність виду поляризації випромінювання, яке пройшло крізь середовище з подвійним променезаломленням, від різниці фаз $\Delta\varphi$ між звичайною та незвичайною хвилями

резонатора і генерації ультракороткого лазерного імпульсу високої потужності;

- селектори окремих імпульсів з імпульсної послідовності;
- амплітудні маніпулятори для кодування лазерного випромінювання.

Фазова модуляція знаходить застосування:

- для підстроювання довжини хвилі одночастотного лазера модулятором, розташованим всередині лазерного резонатора;
- в інтерферометрії, коли потрібно точно налаштувати довжину опорного плеча інтерферометра;
- в стабілізаторах частоти лазерного випромінювання;
- в схемах фазово-імпульсного кодування;
- для генерації частотної «гребінки» – широкого спектра, який складається з вузьких еквідистантних ліній випромінювання (за допомогою такого спектра вимірюють, наприклад, лінії лазерного випромінювання, причому з точністю, недосяжною для інших методів).

Поляризаційну модуляцію використовують для швидкого переключення стану поляризації лазерного випромінювання. Згадаймо, що для перетворення поляризації лазерного випромінювання використовують також хвильові пластини, виготовлені, наприклад, з кристалічного кварцу. Чвертьхвильова пластинка ($\lambda/4$ -пластинка) створює між звичайною та незвичайною хвилями різницю ходу у $\lambda/4$, що перетворює лінійну поляризацію у кругову і навпаки. Півхвильова пластинка ($\lambda/2$ -пластинка) створює між хвилями різницю ходу у $\lambda/2$ і повертає площину поляризації на кут 2θ , де θ – кут між вектором поляризації та швидкою віссю кристала.

У разі перпендикулярності площини поляризації вхідного випромінювання (інтенсивністю I_0) та осі поляризації аналізатора інтенсивність випромінювання на виході аналізатора

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}.$$

Якщо випромінювання поляризоване в площині xz або yz , то модуляційна характеристика, зображена на рис. 4.4, описується формулою

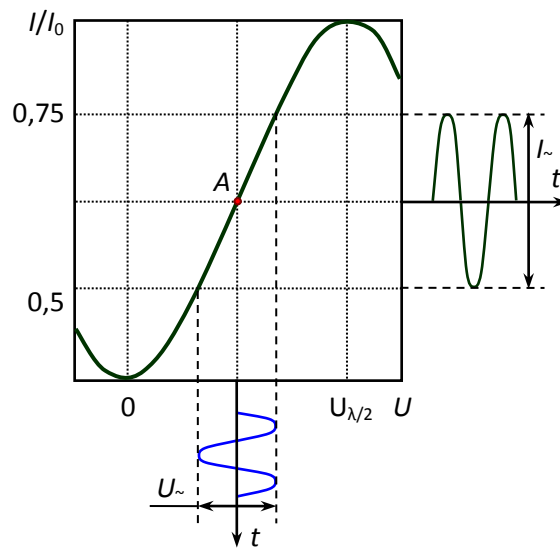


Рис. 4.4. Залежність відносної інтенсивності випромінювання на виході модулятора з лінійним електрооптичним ефектом від напруги

$$I/I_0 = \sin^2 \frac{\pi n_o^3 r_{63} U}{2\lambda}.$$

Напругу, за якої на виході кристала між звичайною та незвичайною хвилями спостерігається різниця фаз $\Delta\varphi = \pi$, називають *півхвильовою напругою* і позначають $U_{\lambda/2}$.

Одним з параметрів, які характеризують модулятор, є *глибина модуляції*

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} 100 \%,$$

де I_{\max} та I_{\min} – максимальна та мінімальні інтенсивності випромінювання на виході модулятора (у разі просторової модуляції випромінювання, як це має місце в інтерференційній картині, цей параметр називають контрастом інтерференційної картини). Як видно з модуляційної характеристики, максимальні глибина модуляції та лінійність досягаються у разі вибору робочої точки A на середині характеристики, коли прикладається напруга зміщення $U_{\lambda/2}/2$. За продольного ефекту глибина модуляції не залежить від довжини кристала L .

На рис. 4.5 зображена конструкція електрооптичного модулятора з поздовжнім ефектом, яка складається з електрооптичного кристала з електродами, а також поляризатора та аналізатора зі схрещеними

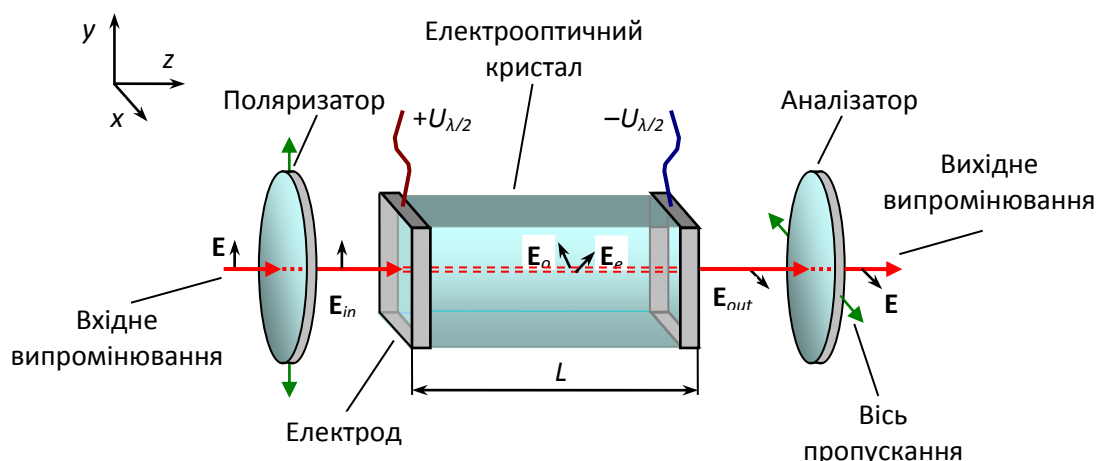


Рис. 4.5. Схема електрооптичного модулятора з поздовжнім ефектом Поккельса

(перпендикулярними) осями пропускання. Якщо у кристал вздовж його оптичної осі входить випромінювання з вертикально орієнтованим вектором поляризації \mathbf{E}_{in} , то за відсутності електричного поля ($U = 0$) випромінювання не змінює свою поляризацію на виході з кристала і не пропускається аналізатором. Штриховими лініями у кристалі зображені звичайна та незвичайна хвилі, які за нормального падіння випромінювання на кристал накладені просторово одна на одну, мають ортогональну поляризацію і поширюються з різними швидкостями, якщо $U \neq 0$. У разі прикладання до кристала півхвильової напруги вектор поляризації випромінювання повертається на 90° і випромінювання вільно проходить крізь аналізатор.

Якщо на модулятор з поздовжнім ефектом подати синусоїдальний сигнал з амплітудою U_0 та кутовою частотою ω , то різниця фаз на виході кристала змінюватиметься як

$$\Delta\varphi(t) = \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U_0 \right) \sin \omega t = \Delta\varphi_0 \sin \omega t .$$

Інтенсивність випромінювання на виході модулятора у разі роботи на лінійній ділянці характеристики

$$\begin{aligned} I(t) &= I_0 \sin \left(\frac{\Delta\varphi_0}{2} \sin \omega t \right) = \\ &= \frac{I_0}{2} \left[1 + 2 \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(\Delta\varphi_0) \cos(2k+1)\omega t \right], \end{aligned}$$

де I_0 – амплітудне значення інтенсивності випромінювання, $J_k(\Delta\varphi_0)$ – функція Бесселя k -го порядку [4.1]. Аналіз останнього виразу показує, що за малих $\Delta\varphi_0$ на виході модулятора спостерігається синусоїдальний сигнал з частотою ω , а за великих – сигнал перестає бути синусоїдальним, оскільки в ньому з'являються вищі гармоніки з частотами 3ω , 5ω і т.д.

Розгляньмо прояв у кристалі поперечного електрооптичного ефекту. Якщо випромінювання поширюється вздовж осі Ox' і поляризоване під кутом 45° до осей Oy' та Oz , а електричне поле прикладене вздовж осі Oz , то випромінювання розпадається на дві компоненти, рівних за амплітудою, між якими на виході з кристала спостерігається різниця фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda}(n_e - n_o) + \frac{\pi n_o^3 r_{63} LU}{\lambda d},$$

де d – товщина кристала у напрямку поля, а L – довжина кристала у напрямку поширення випромінювання. Перший доданок у цій формулі відповідає природній анізотропії кристала, а другий показує, що за поперечного ефекту півхвильова напруга зменшується в $L/2d$ разів у порівнянні з поздовжнім ефектом. Наявність природньої анізотропії дозволяє вивести робочу точку модулятора на лінійну ділянку модуляційної характеристики і без напруги зміщення U_0 . На рис. 4.6 зображена схема електрооптичного модулятора з поперечним ефектом Поккельса.

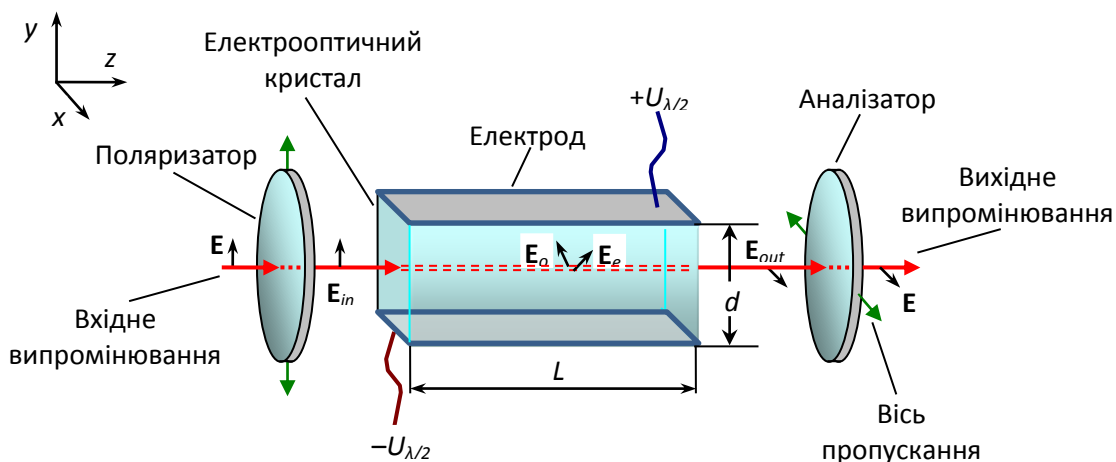


Рис. 4.6. Схема електрооптичного модулятора з поперечним ефектом Поккельса

Серед електрооптичних кристалів є група кристалів, в яких спостерігається подвійний поперечний ефект Поккельса, який уможливорює одночасну модуляцію світла двома сигналами, які подають на ортогональні системи електродів. Спільною рисою таких кристалів є наявність у них осі симетрії третього порядку. Усі кристали, наведені у табл. 4.1 (окрім *KDP* та *ADP*), мають таку властивість.

В електрооптичному модуляторі з поперечним ефектом зміна температури кристала на величину ΔT призводить до появи паразитного зсуву фаз між звичайною та незвичайною хвилями

$$\Delta\varphi_T = \frac{2\pi L}{\lambda} K_T \Delta T,$$

де K_T – температурний коефіцієнт подвійного променезаломлення кристала, який, наприклад, для *KDP* дорівнює $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [4.1]. Для боротьби з цим явищем використовують або термостабілізацію кристала, або термокомпенсацію (розміщують в модуляторі додатковий кристал, з ідентичними параметрами, і повертають його на 90° навколо оптичної осі відносно першого кристала).

Для порівняння модуляційних властивостей різних модуляторів використовують такий параметр, як *ефективність модулятора* – відношення змінної складової інтенсивності вихідного випромінювання до інтенсивності падаючого випромінювання. За наявності напруги зміщення $\eta = \sin \Delta\varphi_0$.

Деякі параметри кристалів з лінійним ефектом наведені в табл. 4.1.

У точці Кюрі електрооптичні коефіцієнти різко зростають за величиною і відповідно падає півхвильова напруга, але скористатися цим дуже важко – потрібна надто висока стабільність температури кристала.

Внаслідок того, що до п'єзоелектричного кристала прикладається електричне поле, у ньому спостерігається, окрім первинного електрооптичного ефекту, також і вторинний, зумовлений зворотним п'єзоелектричним ефектом, який деформує кристал і відповідно змінює розподіл показників заломлення.

Таблиця 4.1

**Основні параметри кристалів
з лінійним електрооптичним ефектом [4.1, 4.2]**

Кристал	Клас симетрії	r_{ij} , пм/В	λ , мкм	n_o	n_e	$U_{\lambda/2}$, В	$\lambda_{\min} - \lambda_{\max}$, мкм	T_C , К
KH_2PO_4 (<i>KDP</i>)	$\underline{4}2 m$		0,547			7500	?–1,34	122
$\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (<i>ADP</i>)	$\underline{4}2 m$		0,547			8600	?–1,7	148
LiNbO_3	$3 m$	$r_{13} = 8,6$ $r_{22} = 3,4$ $r_{33} = 30,8$ $r_{51} = 28$	0,633	2,313	2,299			1470
LiTaO_3	$3 m$	$r_{13} = 7,9$ $r_{22} = 3,4$ $r_{33} = 30,8$ $r_{51} = 28$	0,633	2,176	2,180			890
BaTiO_3 (<i>BTO</i>)	$4 mm$	$r_{13} = 8$ $r_{33} = 28$ $r_{51} = 820$	0,546	2,44	2,37			393
GaAs	$\underline{4}3 m$	$r_{41} = 1,2$	0,9	3,6			0,85–16	
$\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$	$mm 2$	$r_{13} = 13$ $r_{23} = 18$ $r_{33} = 57$	0,633	2,325	2,221	1570*	0,4–5	833
$\text{Sr}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{Nb}_2\text{O}_6$	$4 mm$	$r_{13} = 65$ $r_{33} = 1340$ $r_{51} = 42$	0,633	2,31	2,27	37*	0,4–5	353
$\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$ (<i>KTN</i>)	$4 mm$	$r_{33} = 600$		2,23			0,4–4	293
SiO_2	32	$r_{11} = 0,1$ $r_{41} = 0,2$	0,546	1,545	1,554		0,16–3,5	

*за рівних товщини та довжини кристала

Модулятори з квадратичним електрооптичним ефектом. У цих модуляторах використовують центросиметричні кристали (переважно перовскіти – титанат барію BaTiO_3 (*BTO*) та ніобат-танталат калію $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$ (*KTN*), а також такі рідини, як нітробензол $\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$ та сірковуглець CS_2 .

Для перовскитів характерна прозорість у діапазоні довжин хвиль 0,4–6,0 мкм і швидкодія до частот модуляції 200 ГГц [4.1].

Прикладення електричного поля до такої рідини, наприклад, як нітробензол, надає рідині властивостей одноосного електрооптичного кристала з оптичною віссю, спрямованою вздовж поля. Якщо випромінювання падає перпендикулярно наведеній оптичній осі, то його швидкість залежатиме від того, чи потрапляє оптична вісь у площину поляризації випромінювання, чи перпендикулярна їй. Між

ортогонально поляризованими компонентами випромінювання виникає різниця фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda}(n_e - n_o) = 2\pi C_{Kr} L E^2,$$

де C_{Kr} – стала Керра. Показники заломлення для звичайної та незвичайної хвиль задовольняють співвідношенню

$$n_e - n_o = -2(n_o - n_0),$$

де n_0 – показник заломлення рідини за відсутності поля.

Відносна інтенсивність випромінювання на виході модулятора з квадратичним ефектом

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = I_0 \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{U}{U_{\lambda/2}} \right)^2 \right].$$

Півхвильову напругу можна знизити, якщо вздовж напрямку поширення випромінювання прикласти постійне електричне поле.

Інтегрально-оптичний модулятор Маха-Цендера. Розгляньмо модулятор на основі планарного інтерферометра Маха-Цендера, який знайшов широке використання у надвисокочастотній фотоніці, про яку йтиметься у главі 12. Поширення світла в оптичному каналі з перерізом у декілька довжин хвиль, оточеному середовищем з меншим показником заломлення, використовують у волоконній та інтегральній оптиці [4.3, 4.6]. Про технологію волоконної оптики розповідається у главі 5, а інтегральної – у главі 13.

Конструкції симетричного та несиметричного інтегрально-оптичних модулаторів Маха-Цендера зображено на рис. 4.6. Методом дифузії титана у приповерхневому шарі пластини з кристала ніобату літію LiNbO_3 виготовлено каналні хвилеводи – два паралельних хвилеводи (плечі інтерферометра), кінці яких з обох боків з'єднані так званими Y-розгалужувачами, інтегрально-оптичними аналогами напівпрозорих дзеркал. Світло, як і в об'ємному (дзеркальному) інтерферометрі Маха-Цендера, поділяється на два світлові потоки, які поширюються, на відміну від об'ємного аналога, не в повітрі, а в електрооптичному матеріалі, що створює можливість впливати електричним полем на фазову затримку світла у кожному з плечей

інтерферометра. У симетричному модуляторі (рис. 4.7 а) обабіч обох паралельних хвильоводів зроблено електроди, які дозволяють за рахунок електрооптичного ефекту створювати фазову затримку як в одному, так і в обох плечах інтерферометра. У несиметричному модуляторі (рис. 4.7 б) електроди нанесено обабіч одного хвильоводу.

Пропускання несиметричного модулятора залежить як від прикладеної напруги, так і від довжини хвилі випромінювання у вакуумі λ :

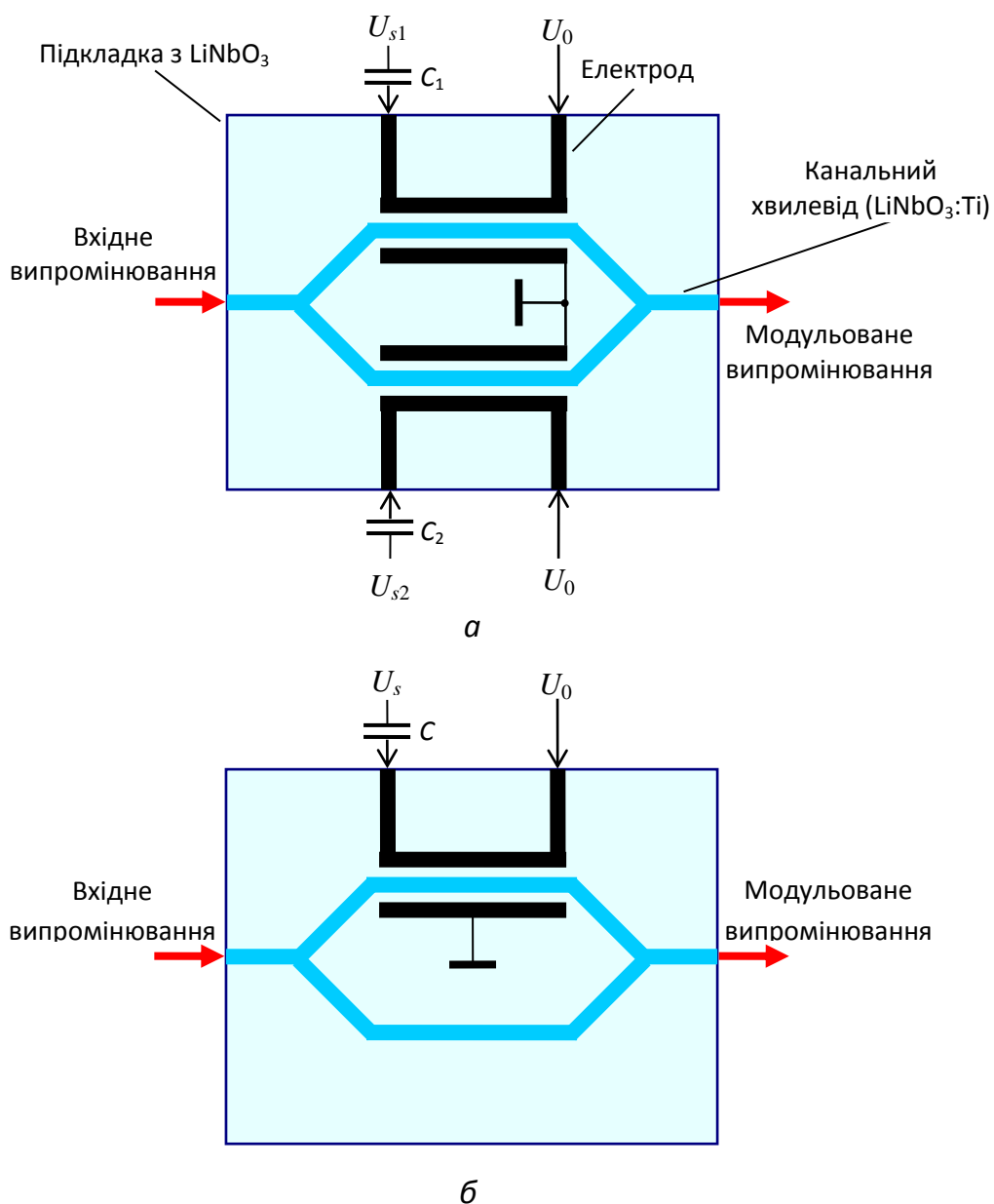


Рис. 4.7. Конструкції симетричного (а) та несиметричного (б) інтегрально-оптичних модуляторів Маха-Цендера

$$T(U, \lambda) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left[\pi \frac{U_s + U_0}{U_{\lambda/2}(\lambda)} + \varphi_0(\lambda) \right] \right\},$$

де U_s – напруга сигналу, U_0 – напруга зміщення, $U_{\lambda/2}$ – півхвильова напруга, φ_0 – різниця фаз випромінювання на виході інтерферометра, зумовлена неоднаковою довжиною його плечей.

Спектральна залежність півхвильової напруги може бути подана як

$$U_{\lambda/2}(\lambda) = \frac{\lambda d}{2\Gamma(\lambda)n^3(\lambda)r(\lambda)L},$$

де d та L – відстань між електродами та їх довжина, Γ – коефіцієнт оптичного обмеження, який визначається як відношення приросту ефективного показника заломлення хвилеводу до приросту показника заломлення електрооптичного матеріалу, n та r – показник заломлення та електрооптичний коефіцієнт матеріалу хвилеводу. Початкова різниця фаз змінюється з довжиною хвилі як

$$\varphi_0(\lambda) = 2\pi \frac{n_1 L_1 - n_2 L_2}{\lambda},$$

де n_1 та n_2 – показники заломлення, а L_1 та L_2 – довжини паралельних хвилеводів за відсутності прикладеної напруги ($U_s + U_0 = 0$).

Інтегрально-оптичний модулятор Маха-Цендера можна також виготовити шляхом іонно-обмінної дифузії K^+ в скляну підкладку. Керують таким модулятором за допомогою термооптичного ефекту, за якого показник заломлення матеріалу одного з хвилеводів змінюється внаслідок нагрівання мікросекундним імпульсом струму, пропущеним через тонку смужку титану, нанесену на хвилевід. Стала часу одного з таких модуляторів складала 0,25 мс [4.2].

4.3. Електроабсорбційна модуляція випромінювання

Комутовані оптичні зв'язки відіграють важливу роль в надвеликих інтегральних схемах, у першу чергу завдяки більшій швидкодії, меншій розсіюваній потужності та нечутливості до електромагнітних полів.

Здавалося б, для чого в інтегральній схемі зовнішні модулятори, якщо оптичною потужністю можна керувати, змінюючи струм накачки лазерного діода, убудованого в схему. Насправді розміщення лазерних діодів на інтегральній схемі є небажаним, оскільки:

- струм накачки нагріває не тільки лазер, але й сусідні елементи інтегральної схеми, що може позначитися на їх роботі;
- нагрівання сусідніх елементів може викликати зсув довжини хвилі лазерного випромінювання і створити перешкоду для точного налаштування каналів зв'язку у разі використання мультиплексування за довжинами хвиль;
- лазер з торцевим випромінюванням займає досить велику площу інтегральної схеми, а технологія лазера з вертикальним резонатором та поверхневим випромінюванням є надто складною.

Можливим вирішенням зазначених проблем є розміщення лазера неперервної дії за межами інтегральної схеми, з'єднання лазера зі схемою оптичним волокном і використання оптичних модуляторів, убудованих в інтегральну схему.

Електрооптичні модулятори Маха-Цендера (рис. 4.7) широко використовують в інтегральних оптичних схемах, але для інтегральних електронних схем вони завеликі (декілька міліметрів). До того ж внаслідок малості електрооптичних коефіцієнтів у напівпровідників модулятори на їх основі малоефективні.

Для побудови інтегрально-оптичних модуляторів, співрозмірних з елементами електронної інтегральної схеми, використовують електроабсорбційні явища – ефект Франца-Келдиша та квантово-розмірний ефект Штарка [4.6].

Ефект Франца-Келдиша проявляє себе в тому, що під дією зовнішнього електричного поля змінюється спектр поглинання напівпровідника, зокрема напівпровідник починає поглинати фотони, енергія яких менша за ширину забороненої зони (рис. 4.8).

У разі квантово-розмірного ефекту Штарка прикладання електричного поля до нано-розмірної подвійної гетеро-структури (наприклад квантової ями) викликає зближення енергетичних рівнів електронів та дірок та зменшення енергій фотонів, які поглинаються напівпровідником.

Електроабсорбційний модулятор виготовляють у вигляді інтегрально-оптичного хвилеводу, розташованого між двома електродами, до яких прикладають напругу у декілька вольт (електрооптичний модулятор аналогічних розмірів потребує на 1–2 порядки вищої напруги).

Існуючі електроабсорбційні модулятори працюють на частотах у декілька терагерц і є можливість розширити смугу робочих частот до десятків терагерц.

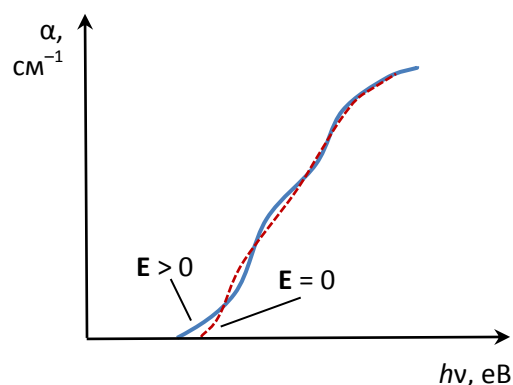


Рис. 4.8. Спектри поглинання напівпровідника за наявності та відсутності прикладеного електричного поля E

4.4. Акустооптична модуляція випромінювання

Акустична хвиля є хвилею стискання і, поширюючись у прозорому твердому тілі або рідині, періодично змінює показник заломлення середовища, утворюючи об'ємні дифракційні ґрати. Зміну показника заломлення середовища внаслідок його стискання або розтягнення називають явищем *фотопружності*. На цьому явищі працюють два типи акустооптичних модуляторів, в яких використано або дифракцію Брегга, або наведене подвійне променезаломлення.

Схема дифракційного модулятора показана на рис. 4.9. Для формування об'ємних ґраток можна використати як біжучу, так і стоячу хвилі, які генеруються у фотопружному матеріалі п'єзозбуджувачем. Особливістю дифракції Брегга є наявність лише двох порядків дифракції – нульового та плюс-першого, за умови падіння випромінювання під кутом Брегга θ_{Br} , який задовольняє закону Брегга $2\Lambda \sin \theta_{Br} = \lambda$, де Λ – довжина акустичної хвилі. Змінюючи амплітуду синусоїдального сигналу з частотою Ω , який подається на п'єзозбуджувач, можна перерозподіляти інтенсивність падаючого випромінювання між обома порядками дифракції.

В акустооптичних модуляторах використовують тверді аморфні матеріали – кварцове скло та інші стекла, рідини – ксилол C_8H_{10} та

чотирихлористий вуглець CCl_4 , а також кристали – ніобат літію $LiNbO_3$, дигідрофосфати калію та амонію KDP і ADP у видимому діапазоні, арсенід галію $GaAs$, ітрієвий гранат YIG та телур Te – в інфрачервоному. Збудження акустичних коливань здійснюється за допомогою титанату барію $BaTiO_3$ або кварцу X -зрізу. У табл. 4.2 наведені параметри деяких фотопружних матеріалів.

На рис. 4.10 зображена схема акустооптичного модулятора з подвійним променезаломленням. Уздовж стоячої акустичної хвилі, створюваної п'єзозбуджувачем, виникає наведене подвійне променезаломлення. Як і в електрооптичному модуляторі, плоскополяризована хвиля, яка входить у фотопружне середовище, розкладається на звичайну та незвичайну хвилі, між якими на виході з середовища спостерігається різниця фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda}(n_e - n_o) = \frac{\pi L}{\lambda} n_o^3 p_{ii},$$

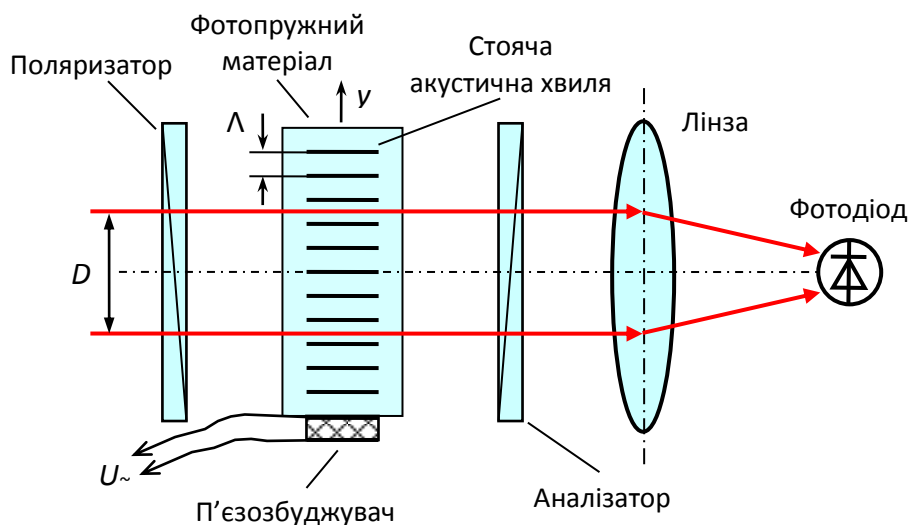


Рис. 4.10. Схема акустооптичного модулятора на ефекті подвійного променезаломлення

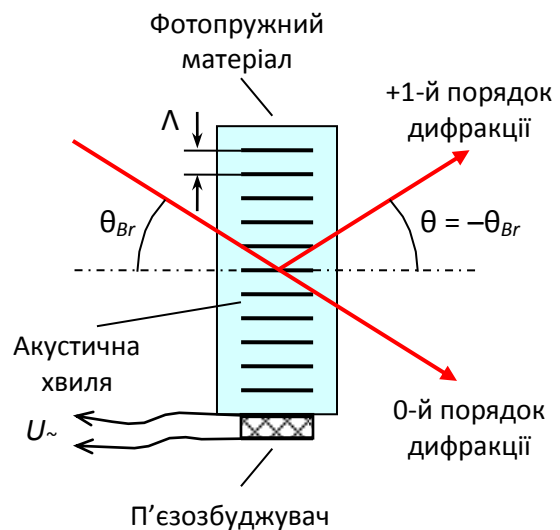


Рис. 4.9. Схема модулятора на дифракції Брегга

де L – товщина середовища у напрямку поширення випромінювання; p – ефективний пружнооптичний коефіцієнт, u – відносна деформація (стискання) середовища.

Таблиця 4.2

Параметри деяких фотопружних матеріалів за $T = 300$ К

Матеріал	λ , мкм	Показник заломлення n_0	Максимальний фотопружний коефіцієнт p_{mn}
LiNbO ₃	0,63	2,20	0,178
ADP	0,63	1,58	0,302
KDP	0,63	1,51	0,251
YIG	1,15	2,22	0,073
CdS	0,63	2,44	0,49
GaAs	10,6	3,04	0,168
Te	10,6	4,8	0,155
Si	5,0	3,42	0,081
Кварцове скло	0,63	1,46	0,270

Інтенсивність випромінювання на виході такого модулятора так само пропорційна $\sin^2(\Delta\varphi/2)$, як і в електрооптичному модуляторі, але на разі різниця фаз залежить від координати у напрямку поширення акустичної хвилі (осі y), тому інтенсивність можна знайти інтегруванням розподілу $\Delta\varphi(y)$ за діаметром пучка випромінювання D :

$$I = \frac{I_0}{D} \int_{-D/2}^{+D/2} \sin^2 \frac{\Delta\varphi(y)}{2} dy.$$

Інтегрування приводить до бesselевої функції нульового порядку

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 - J_0 \left(\frac{2\pi n_0^3}{\lambda} L p u_0 \cos \Omega t \right) \right],$$

розкладаючи яку у ряд Фур'є, знайдемо, що на виході модулятора присутні лише парні гармоніки частоти акустичної хвилі Ω :

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 - J_0^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0}{2} \right) + 2J_1^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0}{2} \right) \cos 2\Omega t - 2J_2^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0}{2} \right) \cos 4\Omega t + \dots \right],$$

де

$$\Delta\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} L n_0^3 p u_0.$$

Титанат барію BaTiO_3 працює на частотах $\Omega < 30$ МГц. Більші частоти модуляції можна отримати за допомогою плівкових п'єзозбуджувачів. Так, плівки сульфїду кадмію CdS уможливають роботу на частотах у декілька гігагерц, але з частотою стискання матеріалу слабшає і падає відносна зміна показника заломлення [4.1].

4.5. Магнітооптична модуляція випромінювання

Існує декілька магнітооптичних ефектів:

- *ефект Фарадея* – поворот площини поляризації випромінювання у середовищі, до якого прикладене магнітне поле;
- *ефект Коттона-Мутона* – подвійне променезаломлення, наведене магнітним полем;
- *ефекти Керра* (екваторіальний, полярний та меридіональний), які полягають у тому, що інтенсивність випромінювання, відбитого від феромагнетика, залежить від його намагніченості; зокрема, екваторіальний ефект спостерігається за перпендикулярності вектора намагніченості та площини падіння випромінювання.

З названих ефектів у магнітооптичних модуляторах використовують зазвичай ефект Фарадея, який забезпечує значно кращі параметри модулятора у порівнянні з іншими ефектами. Ефект Фарадея спостерігають навіть у воді, але достатньо великі для практичного застосування питомі кути повороту забезпечують лише феромагнетика (за кімнатних температур) та парамагнетика (за глибокого охолодження). У табл. 4.3 наведені параметри деяких оптичних середовищ, яким притаманний ефект Фарадея.

Таблиця 4.3

Параметри деяких магнітооптичних матеріалів

Матеріал	Стала Верде, град/А	Довжина хвилі, мкм	Температура, К
$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	2,09	0,7	300
	0,14	1,15	300
$\text{Tb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	0,013	0,63	300
	-2,14	0,45	4,2
CS_2	0,0014	0,49	300
Кварц	0,00052	0,49	300
Вода	0,00040	0,49	300

Якщо на таке середовище падає електромагнітна хвиля з плоскою (лінійною) поляризацією, то під дією магнітного поля відбувається поворот площини поляризації на кут

$$\Psi = C_{Vrd} HL,$$

де C_{Vrd} – стала Верде; H – напруженість магнітного поля; L – товщина середовища вздовж напрямку поширення випромінювання. Хвилю з лінійною поляризацією можна розкласти на дві рівні за амплітудою хвилі з лівою та правою круговими поляризаціями, які за наявності магнітного поля поширюються з різними швидкостями, причому хвилі з лівою поляризацією відповідає показник заломлення n_+ , а хвилі з правою поляризацією – n_- . Прирости кожного з цих показників заломлення відносно показника заломлення середовища без поля n_0 однакові і пропорційні H . Кут повороту площини поляризації пов'язаний з цими показниками заломлення формулою

$$\Psi = \frac{\pi L}{\lambda} (n_+ - n_-).$$

Одним з найважливіших параметрів магнітооптичного модулятора є *питоме обертання* – кут повороту площини поляризації випромінювання у кристалі на шляху в 1 см. Ферит-гранат $Y_3Fe_5O_{12}$ на довжинах хвиль $\lambda > 4,5$ мкм має питоме обертання 63 град/см за температури $T = 290$ К [4.1].

Схема магнітооптичного модулятора випромінювання, який працює на ефекті Фарадея, зображено на рис. 4.11. Поляризатор пропускає у кристал плоскополяризоване випромінювання. За

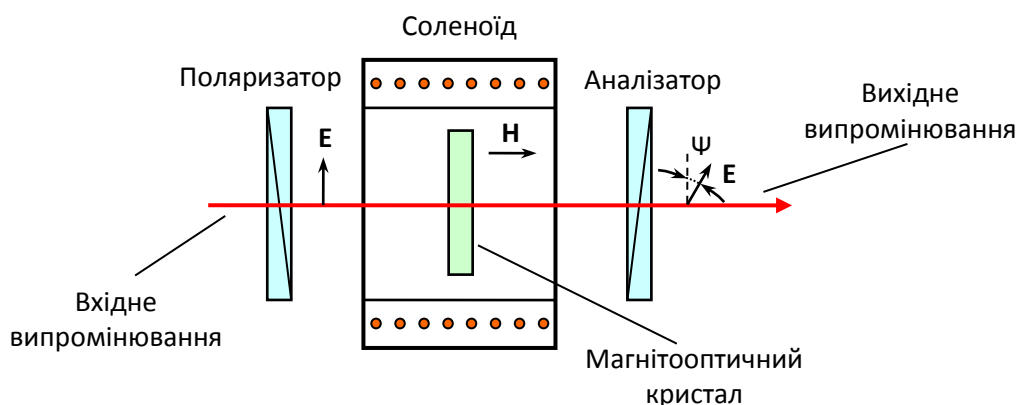


Рис. 4.11. Конструкція магнітооптичного модулятора на ефекті Фарадея

допомогою соленоїда вздовж оптичної осі кристала прикладається магнітне поле, яке повертає площину поляризації випромінювання на величину, пропорційну струму через соленоїд. Аналізатор перетворює поляризаційну модуляцію випромінювання в амплітудну. Найбільш ефективно це перетворення відбувається за кута 45° між осями пропускання поляризатора та аналізатора.

Приклад 4.2. Довести, що максимальна ефективність перетворення поляризаційної модуляції в амплітудну досягається у фарадеївському модуляторі за кута 45° між осями пропускання поляризатора та аналізатора.

Якщо осі пропускання поляризатора та аналізатора знаходяться під кутом ψ , то вхідне випромінювання інтенсивністю I_0 матиме на виході інтенсивність $I = I_0 \cos^2 \psi$. Знайдемо другу похідну від вихідної інтенсивності за кутом ψ : $d^2I/d\psi^2 = -2I_0 \cos 2\psi$. Прирівнюючи цю похідну до нуля, отримаємо, за якого кута ψ досягається максимальна ефективність перетворення поляризаційної модуляції в амплітудну: $-2I_0 \cos 2\psi = 0$, звідки $\psi = 45^\circ$.

У порівнянні з електрооптичними магнітооптичними модуляторами мають меншу швидкодію, значно меншу прозорість, особливо у видимому діапазоні, а також більшу споживану потужність. Так, модулятор на кристалі $Y_3Fe_5O_{12}$ працює на частотах модуляції $f_{mod} < 200$ МГц, споживає потужність $P_{el} = 0,1$ Вт і має у видимому діапазоні коефіцієнт поглинання $\alpha > 100$ cm^{-1} , а у ближньому інфрачервоному діапазоні навіть $0,1$ cm^{-1} . Напруженість магнітного поля у такому модуляторі $H = 160$ кА/м, глибина модуляції $m = 40$ %. Для роботи у видимому діапазоні використовують кристалічні пластинки товщиною приблизно 100 мкм [4.1].

4.6. Просторово-часова модуляція випромінювання

Загальна характеристика дефлекторів. Якщо часова модуляція оптичного випромінювання, розглянута вище, потрібна для внесення інформації в оптичний промінь або для перетворення постійного потоку випромінювання у змінний, то *просторово-часова модуляція* передбачає ще і просторове переміщення цього променя або розділення широкого потоку випромінювання на множину просторово

рознесених елементарних потоків (растр), над кожним з яких здійснюється незалежна часова модуляція.

Пристрої, які формують растр, розглянуто у главі 10, присвяченій дисплеям, тому зупинімося на методах та засобах розгортки оптичного променя. Пристрій, який здійснює поворот або паралельне зміщення оптичного променя, називають *дефлектором*. Хоча нижче йтиметься про відхилення оптичного променя, практичною реалізацією якого є вузький паралельний пучок лазерного випромінювання, але розглянуті методи відхилення застосовні і до широких паралельних пучків некогерентного випромінювання. Усі ми в дитинстві бавилися сонячним «зайчиком», змінюючи нахил дзеркальця у руці до потоку сонячного випромінювання. Подібний світловий «зайчик» на шкалі дзеркального гальванометра фізики використовували ще у ХІХ ст. у своїх лабораторіях під час експериментів.

Дефлектори бувають неперервної та дискретної дії, залежно від того, чи займає промінь довільні або фіксовані просторові положення.

Дефлектор можна охарактеризувати декількома основними параметрами.

Спектральний діапазон $\lambda_{\min}-\lambda_{\max}$ визначає, на які довжини хвиль розрахований даний дефлектор. Цей параметр можна вважати зайвим лише для дзеркальних дефлекторів, в яких відсутня хроматична дисперсія.

Роздільна здатність N_{\max} – максимальне число просторових положень оптичного променя, розрізняваних за критерієм Релея.

Максимальний кут відхилення оптичного променя $\Delta\theta_{\max}$ залежить від його дифракційної розбіжності $\Delta\theta_0$ і дорівнює $N\Delta\theta_0$.

Стала часу – час, потрібний для кутового або лінійного переміщення променя до сусіднього елемента лінії розгортки.

Робоча напруга, потрібна для нормального функціонування дефлектора.

Розгляньмо основні типи дефлекторів.

Електромеханічний дефлектор. Дефлектор з розгорткою оптичного променя за допомогою поворотного дзеркала є найпростішим типом дефлектора. Залежно від того, як здійснюється поворот дзеркала, розрізняють такі типи дефлекторів як:

- електромагнітні;
- п'єзоелектричні.

Електромагнітний привід дзеркала здійснюють електромагнітною рамкою, електромагнітом або електродвигуном.

У приводах оптичних дисків, дзеркальних гальванометрах, лазерних установках для розкрювання матеріалів, системах наведення ракет використовують поворотні дзеркала з одно- або двоосним приводом. Інколи у лабораторних умовах для розгортки лазерного променя користуються навіть електромагнітними системами гучномовців, навушників та реле, приклеюючи до відповідних рухомих елементів невеличкі дзеркала.

Найбільш поширеним різновидом електромагнітного дефлектора є барабанний дефлектор з багатогранною дзеркальною призмою, яка обертається; такий дефлектор використовують в лазерних принтерах, модуляторах добротності твердотільних лазерів, лазерних телевізійних установках, а також в установках, призначених для лазерного зміцнення виробів або лазерної терапії, тобто там, де потрібна періодична розгортка лазерного променя.

Розширення або стискання п'єзоелектричного матеріалу, а також його зсувова деформація під дією електричного поля уможливорює створення різноманітних пластинчатих та стрижневих конструкцій дефлекторів [4.5].

У залежності від способу закріплення п'єзокерамічного елемента пластинчаті дефлектори працюють на вигині та розширенні-стисканні однієї п'єзокерамічної пластини або ж пари склеєних пластин з п'єзокераміки (з протилежною дією) чи з п'єзокераміки та металу. Дзеркало приклеюють на вільному кінці консольно закріплених пластин (з боку або на торці).

На рис. 4.12 зображено біморфний п'єзоелектричний дефлектор. З частотою максимальний кут відхилення подібних дефлекторів зменшується (до 2° на частоті 3 кГц [4.5]). У стрижневому дефлекторі зсувова деформація викликає скручування стрижня і поворот дзеркала, закріпленого на його торці.

У п'єзоелектричних дефлекторах використовують переважно п'єзокераміку – синтетичні матеріали, отримані внаслідок відпалу за високої температури окислів деяких металів (титанат барію, BaTiO_3), а

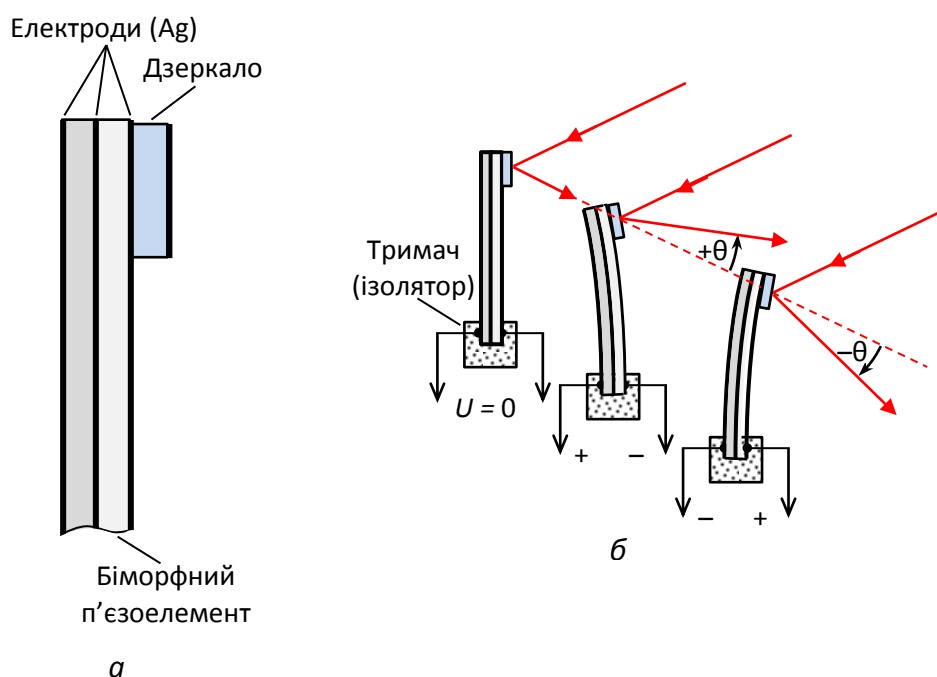


Рис. 4.12. Структура біморфного п'єзоелектричного дефлектора (а) та його принцип дії (б)

також утворення твердих розчинів (титанат барію-кальцію, $\text{BaTiO}_3\text{--CaTiO}_3$, ніобат натрію-калію, $\text{NaNbO}_3\text{--KNbO}_3$, цирконат-титанат свинцю, $\text{PbTiO}_3\text{--PbZrO}_3$). Цирконат-титанат свинцю (ЦТС, *PZT*) є найбільш поширеним серед цих матеріалів, у першу чергу завдяки його використанню в ультразвукових перетворювачах, генераторах (з частотами до 200 кГц) та конденсаторах.

Не зважаючи на електромеханічний принцип дії, який унеможливорює швидкий поворот лазерного променя, цей тип дефлектора дозволяє перекрити майже весь оптичний діапазон (за винятком піддіапазонів рентгенівського та гамма-випромінювання) і отримати найбільшу роздільну здатність. Завдяки високим оптичним параметрам, своїй простоті та невисокій вартості дзеркальний дефлектор вже понад століття не має гідних конкурентів.

Електрооптичний дефлектор. Зміна показника заломлення Δn електрооптичного кристала під дією прикладеного електричного поля дозволяє скористатися властивістю дахоподібної призми відхилити промінь на кут $\Delta\theta$, пропорційний Δn (рис. 4.13):

$$\Delta\theta = \frac{\sin \alpha}{\cos \psi \cos \theta} \Delta n,$$

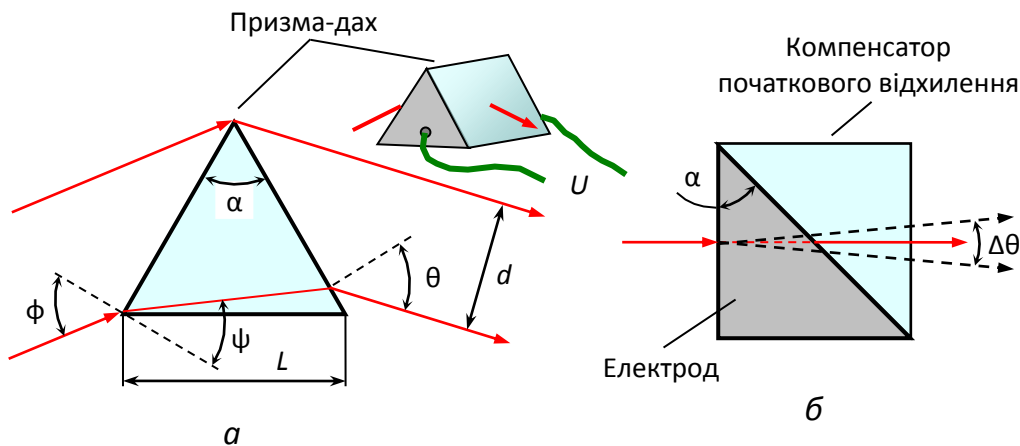


Рис. 4.13. Хід променів у дахоподібній призмі з електрооптичного кристала (а) та компенсація початкового відхилення променя за допомогою додаткової ідентичної призми, але без нанесеного електрода (б)

де α – кут при вершині призми, ψ – кут заломлення променя при переході з повітря у кристал, θ – кут заломлення при переході променя з кристала у повітря. Якщо на кристалічну призму падає пучок з дифракційним обмеженням розбіжності випромінювання, то роздільна здатність визначається співвідношенням

$$N = \frac{d \sin \alpha}{\lambda \cos \psi \cos \theta} \Delta n,$$

де d – діаметр пучка на виході з призми. Максимального значення ця величина набуває за кута падіння, рівного куту найменшого відхилення призми; тоді $N_{\max} = (l/\lambda)\Delta n$, де l – ширина основи кристалічної призми [4.1].

В електрооптичних дефлекторах використовують переважно кристали *KDP*, *KTN* ($\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3$) та BaTiO_3 . Для більшості електрооптичних дефлекторів роздільна здатність не перевищує декількох десятків.

Дискретний електрооптичний дефлектор. Принцип дії дискретного електрооптичного дефлектора ґрунтується на явищі подвійного променезаломлення. Один каскад дефлектора складається з двох кристалів. Перший кристал є електрооптичним (наприклад, *KDP*) і під дією півхвильової напруги повертає площину поляризації випромінювання на 90° . Подвійне променезаломлення другого кристала, не обов'язково електрооптичного (наприклад, CaCO_3), спрямовує промені з ортогональними поляризаціями різними шляхами

– промінь, наприклад, з вертикальною поляризацією проходить кристал як звичайний промінь, а промінь з горизонтальною – зміщується паралельно самому собі на величину

$$\Delta y = L \tan \psi ,$$

де L – довжина другого кристала; ψ – кут заломлення в ньому незвичайного променя. Це зміщення набуває максимального значення, якщо кристал вирізаний так, щоб оптична вісь кристала складала зі звичайним променем кут $\gamma = \arctan(n_o/n_e)$, а кут заломлення незвичайного променя задовольняв умові [4.1]

$$\tan \psi = \frac{n_o^2 - n_e^2}{2n_o n_e} .$$

Роздільна здатність дефлектора з N каскадів дорівнює 2^N . Ще у 1967 р. було продемонстровано 16-каскадний дефлектор з $N = 65536$, але поширення такий дефлектор не знайшов внаслідок складності конструкції [4.1]. На рис. 4.14 показана схема трикаскадного дефлектора. Особливістю цього дефлектора є те, що для рівновіддаленості усіх вихідних променів товщини кристалів з подвійним променезаломленням повинні співвідноситися як 1:2:4 і т.д.

Акустооптичний дефлектор. Розрізняють два типи акустооптичних дефлекторів – градієнтний та дифракційний. В обох випадках в оптичному середовищі збуджують п’єзоелементом акустичну хвилю, яка створює у середовищі фазові дифракційні ґрати з

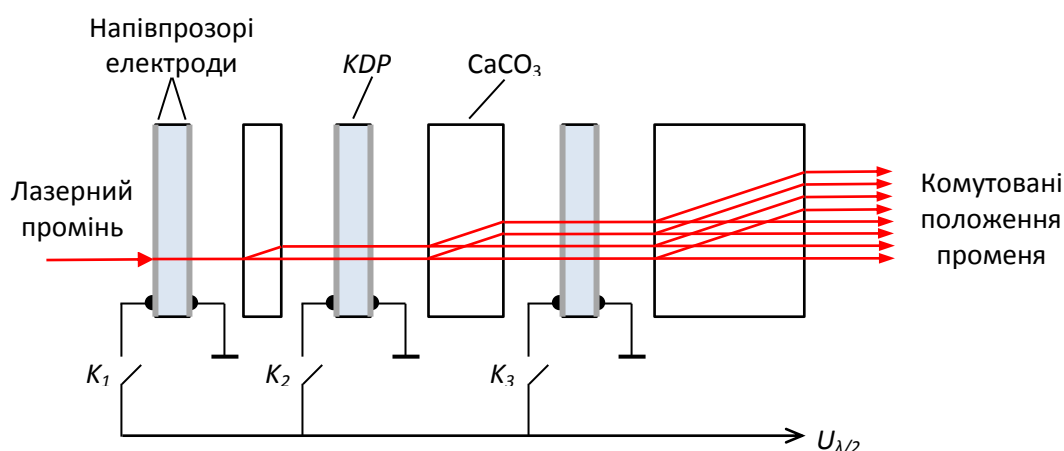


Рис. 4.14. Схема трикаскадного дискретного електрооптичного дефлектора

розподілом показника заломлення у напрямку поширення акустичної хвилі

$$n(y) = n_0 + \Delta n \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda} y\right) \cos \Omega t,$$

де Λ – довжина акустичної хвилі, а Ω – її частота.

У градієнтному дефлекторі збуджується стояча акустична хвиля. Поблизу вузлів стоячої хвилі градієнт показника заломлення не залежить від координати:

$$\text{grad } n = \frac{2\pi\Delta n}{\Lambda} \cos \Omega t.$$

Саме цю область стоячої хвилі і використовують для відхилення випромінювання. Достатньо змінити фазу акустичної хвилі на π і градієнт поміняє знак на протилежний, що викличе симетричне (відносно осі z) відхилення променя в інший бік (рис. 4.15).

У градієнтному дефлекторі існує оптимальний діаметр променя D_{opt} , за якого досягається найвища роздільна здатність [4.1]:

$$N = \frac{2\pi L D_{opt}}{\lambda \Lambda} \Delta n.$$

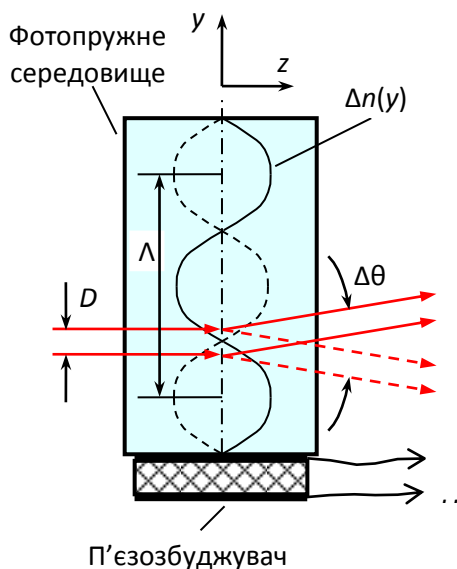


Рис.4.15. Акустооптичний дефлектор на градієнті показника заломлення

Акустооптичний дефлектор на дифракції Брегга може перемикає напрямку поширення вихідного променя між нульовим та першим порядками дифракції, якщо на дефлектор падає дифракційно обмежений пучок випромінювання. У цьому дефлектор подібний до бреггівського модулятора, зображеного на рис. 4.6. Але якщо модуляція (принаймні – неперервна) досягається поступовою зміною напруги збудження п'єзоелемента, що

перерозподіляє інтенсивність падаючого пучка між нульовим та

першим порядками дифракції, то відхилення здійснюється вмиканням та вимиканням напруги збудження, потрібної для досягнення максимальної інтенсивності пучка у першому порядку дифракції. Якщо на дефлектор спрямувати розбіжний пучок випромінювання, то дефлектор пропустить на вихід лише той промінь, кут падіння якого задовольняє умові Брегга для даної довжини акустичної хвилі. Змінюючи частоту збудження, можна задовольнити умові Брегга для іншого променя, який падає на дефлектор і виходить з нього під кутом до першого, і у такий спосіб здійснити відхилення променя [4.3].

За нормального падіння випромінювання на акустооптичний дефлектор на виході спостерігаються, окрім нульового, ще й +1-й та – 1-й порядки дифракції, симетрично нахилені відносно оптичної осі дефлектора на кут

$$\theta = \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{\lambda \Omega}{2\pi V},$$

де V – швидкість звуку в матеріалі дефлектора. Зміна частоти акустичної хвилі на $\Delta\Omega$ викликає поворот дифрагованого променя на кут

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{2\pi V} \Delta\Omega.$$

Для дифракційно обмеженого променя роздільна здатність такого дефлектора пропорційна зміні частоти:

$$N = \frac{D}{2\pi V} \Delta\Omega.$$

В одному з дефлекторів, в якому фотопружним середовищем була вода, роздільна здатність сягала $N = 74$, якщо частота акустичної хвилі змінювалася від 40 до 45 МГц [4.1].

Інші фізичні принципи відхилення лазерного променя також намагалися використати у дефлекторах, а саме:

- керування умовами відбиття світла на межі двох середовищ [4.5];
- створення градієнта показника заломлення внаслідок локального нагрівання матеріалу дефлектора імпульсами електричного струму, який протікає через резистивний електрод дефлектора [4.9];

- використання сильної зміни показника заломлення на краю лінії поглинання напівпровідника у разі прикладання до нього електричного поля (ефект Франца-Келдиша) [4.9];
- перетворення переміщувального електронного променя у лазерний внаслідок локального накачування напівпровідникової пластини [4.1, 4.9];
- використання кінчної рефракції у двовісного кристалу, за якої поворот площини поляризації вхідного лазерного променя викликає паралельне переміщення вихідного променя вздовж циліндричної поверхні [4.9];
- кутове переміщення променя, сформованого лазерною решіткою (внаслідок керованої зміни фаз окремих лазерних діодів решітки; див. підрозділ 16.15 першого тому).

Контрольні запитання та задачі

- 4.1. Чи можливо використати електромеханічну модуляцію для оптичної передачі інформації?
- 4.2. Як досягається переміщення лазерного променя у дискретному електрооптичному дефлекторі?
- 4.3. Які кристали використовують в електрооптичних модуляторах?
- 4.5. Поясніть, як квантово-розмірний ефекту Штарка використовують в модуляторах світла.
- 4.6. Що визначає такий параметр дефлектора, як роздільна здатність?
- 4.7. Як п'єзоелектричний ефект використовують для відхилення оптичного променя?
- 4.8. Назвіть сфери застосування дефлекторів лазерного випромінювання.
- 4.9. Поясніть, чому змінюється поляризація лазерного пучка на виході електрооптичного кристала, якщо змінювати напругу на ньому.
- 4.10. Що таке півхвильова напруга оптичного модулятора?
- 4.11. Поясніть принцип дії електрооптичного модулятора.
- 4.12. Що характеризує оптична індикатриса кристала?
- 4.13. Намалюйте, як виглядатиме сигнал у разі кодування двійкової послідовності 1001011 кодом з поверненням та без повернення до нуля.
- 4.14. Як можна виміряти глибину модуляції випромінювання?
- 4.15. Як перетворити лінійну поляризацію у кругову?
- 4.16. Як перетворити кругову поляризацію у лінійну?
- 4.17. У чому полягає ефект Франца-Келдиша?

4.18. Поясніть, як працює дефлектор Бреґґа.

4.19. Покажіть, на якій ділянці модуляційної характеристики має працювати електрооптичний модулятор.

4.20. Поясніть принцип дії градієнтного акустооптичного дефлектора.

Література до глави 4

- 4.1. Мустель Е. Р. Методы модуляции и сканирования света / Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. – М.: Наука, 1970. – 296 с.
- 4.2. Electro-optics handbook / Editors: R.W. Waynant, M.N. Ediger. – 2nd ed. – New York.: McGraw-Hill Inc., 2000. – 911 p. – ISBN 0-07-068716-1.
- 4.3. Интегральная оптика / Под ред. Т. Тамира. – М.: Мир, 1978. – 344 с.
- 4.4. Козанне А. Оптика и связь / А. Козанне, Ж. Флере, Г. Мэтр, М. Руссо. – М.: Мир, 1984. – 504 с.
- 4.5. Ребрин Ю. К. Управление оптическим лучом в пространстве / Ю. К. Ребрин. – М.: Сов. радио, 1977. – 336 с.
- 4.6. Хансперджер Р. Интегральная оптика / Р. Хансперджер. – М.: Мир, 1985. – 384 с.
- 4.7. Катус Г. П. Автоматическое сканирование / Г. П. Катус. – М.: Машиностроение, 1969. – 520 с.
- 4.8. Байбородин Ю. В. Основы лазерной техники / Ю. В. Байбородин. – 2-е изд., перераб. и доп. – Киев: Выща школа, 1988. – 383 с.
- 4.9. Катус Г. П. Модуляция и отклонение оптического излучения / Г. П. Катус, Н. В. Кравцов, Л. Е. Чирков, С. М. Коновалов. – М.: Наука, 1967. – 175 с.

Глава 5

НЕЛІНІЙНА ОПТИКА

Людина освічена – це той, хто знає, де знайти те, що він не знає.

Георг Зіммель, німецький філософ

5.1. Нелінійні оптичні явища

Історичні відомості. Вплив електричного поля світлової хвилі на середовище був помічений у 1926 р. радянськими вченими Сергієм Вавіловим та Вадимом Левшиним, які виявили, що зміна інтенсивності світла, яке пройшло крізь уранове скло, не пропорційна зміні інтенсивності падаючого світла [5.1]. Вавілов назвав подібні явища непропорційної реакції середовища на зміну інтенсивності падаючого світла *нелінійною оптикою*. Нелінійні явища в оптиці існували і до цього спостереження і ґрунтувалися на різних проявах насичення поглинання: згадати хоча б фотографічний процес, фотосенсибілізацію і фотознебарвлення.

Подвоєння частоти випромінювання уперше спостерігалось у 1961 р. групою американських дослідників (Пітер Франкен та інші), коли вони пропустили червоне імпульсне випромінювання рубінового лазера через кристал кварцу і отримали імпульси ультрафіолетового випромінювання [5.2]. Проте ефективність перетворення частоти випромінювання була дуже мала – мільйонна доля відсотка. Значного росту ефективності вдалося досягти, коли у 1962 р. американські вчені Джозеф Джордмейн [5.3] і Пол Мейкер зі співробітниками [5.4] одночасно запропонували метод узгодження показників заломлення кристала для звичайної хвилі основної частоти та незвичайної хвилі подвоєної частоти (метод фазового синхронізму).

Американські фізики Роберт Терхьюн, Пол Мейкер та Крейг Сейвидж у 1962 р. уперше спостерігали генерацію кристалом кальциту третьої гармоніки випромінювання рубінового лазера, але ефективність перетворення була лише 10^{-15} [5.27]. У 1963 р. ці ж вчені спостерігали лазерну іскру, яка виникала внаслідок електричного пробоя повітря у фокусі потужного лазерного пучка (гігантського імпульсу).

У 1965 р. радянські фізики Сергій Ахманов та Рем Хохлов зі співробітниками отримали за допомогою кристалів дигідрофосфату калію третю та четверту гармоніки випромінювання неодимового лазера з ефективністю декілька відсотків [5.5, 5.32].

З часом стало зрозуміло, що отримати вищі гармоніки випромінювання можна не тільки в монокристалах, але і в рідинах та газах [5.6–5.8]. Генерацію

третьої гармоніки у газах виявили у 1967 р., причому газ, як це не дивно, забезпечував більшу ефективність перетворення для вищих гармонік, ніж тверде тіло чи рідина [5.9]. У 1965 р. П. Мейкер зі співробітниками помітив, що вищі гармоніки виникають не лише всередині середовища, а і за відбиття від нього [5.10].

У 1977 р. вищі гармоніки були помічені у плазмі, утвореній над мішенню випромінюванням CO₂-лазера [5.11].

Генерацію сумарної частоти у 1962 р спостерігав американський фізик М. Басс зі співробітниками [5.31]. Випромінювання двох рубінових лазерів, пройшовши кристал тригліцинсульфату, утворювало на виході спектральну компоненту з сумарною частотою і дві компоненти з подвоєною частотою кожного з лазерів. В експерименті довжини хвиль лазерів відрізнялися на 1 нм.

Теорію параметричної генерації світла в нелінійному оптичному середовищі запропонували у 1962 р. американські фізики Норман Кролл [5.12] та радянські фізики С. Ахманов і Р. Хохлов [5.13]. Перший параметричний генератор світла побудували американські дослідники Джозеф Джордмейн та Роберт Міллер [5.14].

Явище самофокусування лазерного випромінювання передбачив у 1962 р. радянський фізик-теоретик Гурген Аскар'ян [5.15]. Це явище уперше спостерігалось у 1964 р. у склі та рідинах декількома радянськими та американськими дослідниками [5.16, 5.17]. Попутно досліджено також явище автоколімації лазерного пучка.

Багатофотонне поглинання уперше спостерігав у 1961 р. Вернер Кайзер, спрямувавши випромінювання рубінового лазера на кристал фториду кальцію, легованого європієм [5.18]. Багатофотонні явища поглинання випромінювання, іонізації та фото ефекту американські фізики Ніколас Бломберген та Артур Шавлов застосували до вивчення властивостей речовин і «за дослідження лазерної спектроскопії» були у 1981 р. нагороджені Нобелівською премією з фізики [5.19].

Досліджуючи модуляцію добротності рубінового лазера за допомогою елемента Керра з нітробензолом, американські вчені Ерік Вудбері та Вон Нг помітили у лазерному випромінюванні інфрачервону компоненту, викликану розсіянням основного видимого випромінювання лазера (гігантського імпульсу) на молекулах нітробензолу [5.35]. Так було відкрите явище вимушеного комбінаційного розсіяння світла і створено перший раманівський лазер.

Комбінаційне розсіяння світла ще називають раманівським розсіянням – на честь індійського фізика Чандрасекхари Рамана, який у 1928 р. відкрив явище спонтанного розсіяння світла у рідинах, супроводжуване зсувом частоти розсіяного світла (Нобелівська премія з фізики 1930 р.). Співавтором відкриття був Карьяманікам Кришнан, який дослідив розсіяння світла у багатьох рідинах. Практично одночасно явище комбінаційного розсіяння світла у твердих тілах

було відкрито радянськими вченими Леонідом Мандельштамом та Григорієм Ландсбергом [5.30].

У 1963 р. радянський фізик Олександр Прохоров відкрив явище світлогідравлічного удару – виникнення ударної звукової хвилі в рідині у разі проходження інтенсивного лазерного випромінювання; він також розробив теоретичні основи багатофотонних явищ, явища багатофокусного самофокусування і поширення оптичних солітонів [5.17]. У 1980 р. в оптичному волокні було помічено звуження пікосекундного імпульсу та утворення солітону [5.25].

Явище оптичної бістабільності – гістерезисну зміну прозорості оптичного середовища для змінного світлового потоку – уперше спостерігали у 1974 р. у парах натрію [5.20]. Фізики різних країн зрозуміли, що це явище може стати основою для створення елементної бази цифрових оптичних комп'ютерів, тому за перше ж десятиліття було запропоновано сотні бістабільних оптичних пристроїв [5.26].

У 1972 р. радянський фізик Борис Зельдович зі співробітниками виявив явище обернення хвильового фронту після відбиття від нелінійно-оптичного середовища. Відбита хвиля ніби поверталася у минуле, знищуючи на своєму шляху усі нанесені їй спотворення [5.33]. З'явилася реальна можливість компенсувати фазові збурення оптичного сигналу, викликані неоднорідністю середовища, наприклад, турбулентністю атмосфери [5.34].

Поляризація діелектрика. Якщо прикласти до діелектрика електричне поле з напруженістю E , то спостерігається *поляризація діелектрика* – відносне зміщення позитивно та негативно заряджених частинок середовища вздовж поля і утворення в одиничному об'ємі середовища дипольного моменту P , який називають поляризацією середовища або діелектричною поляризацією. Поляризація середовища є нелінійною функцією напруженості електричного поля; для ізотропного середовища

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots), \quad (5.1)$$

де $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ та $\chi^{(3)}$ – діелектричні сприйнятливості (поляризованості) відповідно першого, другого та третього порядків, проте нелінійність проявляє себе лише в сильному електричному полі, зокрема, в електричному полі високоінтенсивного лазерного пучка. Вектори поляризації середовища та електричного поля, P і E , мають однакову спрямованість.

За малих інтенсивностей випромінювання $P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E$ або просто $P = \varepsilon_0 \chi E$ і така пропорційність характерна для лінійної оптики. Діелектрична проникність зв'язана з діелектричною сприйнятливістю співвідношенням $\varepsilon = 1 + \chi$. У вакуумі $\chi = 0$.

В ізотропному матеріалі величину $\kappa = \varepsilon_0 \chi = \varepsilon_0 (\varepsilon - 1)$ називають абсолютною діелектричною сприйнятливістю.

Поляризація анізотропного матеріалу описується системою рівнянь

$$P_x = \kappa_{xx} E_x + \kappa_{xy} E_y + \kappa_{xz} E_z,$$

$$P_y = \kappa_{yx} E_x + \kappa_{yy} E_y + \kappa_{yz} E_z,$$

$$P_z = \kappa_{zx} E_x + \kappa_{zy} E_y + \kappa_{zz} E_z,$$

коефіцієнти якої утворюють тензор сприйнятливості

$$\mathbf{\kappa} = \begin{pmatrix} \kappa_{xx} & \kappa_{xy} & \kappa_{xz} \\ \kappa_{yx} & \kappa_{yy} & \kappa_{yz} \\ \kappa_{zx} & \kappa_{zy} & \kappa_{zz} \end{pmatrix}.$$

Зауважмо, що в анізотропному середовищі вектори \mathbf{P} та \mathbf{E} не співпадають за напрямом.

У лінійній оптиці діє принцип суперпозиції, який дозволяє, наприклад, розглядати поширення оптичного імпульсу в лінійному середовищі як результат додавання синусоїдальних хвиль, які описуються членами ряду Фур'є, в який можна розкласти імпульсну функцію.

Електричне поле інтенсивного лазерного пучка або ультракороткого лазерного імпульсу може наближатися і навіть перевищувати за напруженістю внутріатомне електричне поле. Сильне електричне поле світлової хвилі деформує електронні орбіти атомів, що викликає невелике збільшення показника заломлення середовища та появу подвійного променезаломлення (*оптичний ефект Керра*).

Поляризацію анізотропного середовища в інтенсивному лазерному випромінюванні подають як суму скалярних добутків матриць:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} : \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots,$$

де двокрапкою позначають скалярний добуток матриць, причому i -ту компоненту вектора поляризації знаходять за формулою

$$P_i = \varepsilon_0 \sum_{j=1}^3 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \varepsilon_0 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \varepsilon_0 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots$$

Внутріатомне електричне поле, наприклад, атома водню має напруженість $5 \cdot 10^9$ В/см. У сучасних установках з фемтосекундними лазерами та схемами оптичного стиснення імпульсів напруженість електричного поля світлової хвилі може перевищувати 10^{14} В/см. В електричних полях інтенсивного лазерного випромінювання у вакуумі проявляють себе ефекти нелінійної квантової електродинаміки. За інтенсивностей понад 10^{24} Вт/см² можна спостерігати такі явища як:

- поляризація вакууму;
- комптонівське розсіяння випромінювання на вільних заряджених частинках зі зміною частоти розсіяного випромінювання;
- томсонівське розсіяння на вільних заряджених частинках зі збереженням частоти розсіяного випромінювання;
- черенковське випромінювання у вакуумі, поляризованому інтенсивним лазерним пучком.

Якщо інтенсивність лазерного пучка сягне 10^{30} Вт/см² (напруженість електричного поля приблизно 10^{16} В/см), то станеться оптичний пробій вакууму – відбудеться генерація електронно-позитронних пар.

Зверніть увагу, що поняття потужного пучка та інтенсивного пучка дещо відрізняються. У космосі, наприклад, пучок може досить довго зберігати свою потужність з відстанню (якщо знехтувати розсіянням на частинках космічного пилу), у той час як інтенсивність пучка неперервно спадатиме внаслідок його дифракційної розбіжності. Просто слід пам'ятати, що в ідеалізованого пучка з однорідним профілем потужність пучка дорівнює інтенсивності, помноженій на його площу. Фокусуючи лазерне випромінювання, можна у мільйони разів збільшити його інтенсивність.

Приклад 5.1. Знайти амплітудне значення напруженості електричного поля у кристалі *KDP*, освітлюваному паралельним пучком лазерного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0,55$ мкм та потужністю $P = 1$ Вт.

Лазерний пучок має у перерізі гауссів розподіл інтенсивності та діаметр $d_0 = 5$ мм. Кристал на даній довжині хвилі має показник заломлення $n = 1,47$ та діелектричну проникність $\epsilon = 42$.

Спочатку знайдемо інтенсивність на осі пучка (див. підрозділ 17.2 першого тому):

$$I_0 = \frac{8P}{\pi d_0^2} = \frac{8 \cdot 1}{3,14 \cdot 0,5^2} = 10,2 \text{ Вт/см}^2.$$

Амплітудне значення напруженості електричного поля світлової хвилі на осі пучка (див. підрозділ 6.3 першого тому)

$$E_0 = \sqrt{\frac{2nI_0}{\epsilon\epsilon_0 c}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,47 \cdot 1,02 \cdot 10^5}{42 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 3 \cdot 10^8}} = 1635 \text{ В/м} = 16,4 \text{ В/см}.$$

Середнє значення напруженості у перерізі пучка можна вважати удвічі меншим.

Приклад 5.2. Знайти амплітудне значення напруженості електричного поля світлової хвилі на осі пучка у попередній задачі, якщо неперервне випромінювання замінити імпульсним з тривалістю імпульсу $\tau_{pls} = 1$ фс та енергією $W_{pls} = 1$ Дж, а решту параметрів залишити без зміни.

Якщо відомі енергія та тривалість імпульсу, то його середню потужність можна знайти за наближеною формулою $P_{pls} = W_{pls} / \tau_{pls}$. Об'єднуючи цю формулу з обома формулами попередньої задачі, знайдемо амплітудне значення напруженості електричного поля на осі пучка:

$$E_0 = \frac{4}{d_0} \sqrt{\frac{nW_{pls}}{\pi c \epsilon \epsilon_0 \tau_{pls}}} = \frac{4}{0,005} \sqrt{\frac{1,47 \cdot 1}{3,14 \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 42 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-15}}} =$$

$$= 5,2 \cdot 10^{10} \text{ В/м} = 5,2 \cdot 10^8 \text{ В/см}.$$

Зауважмо, що сфокусувавши імпульсне випромінювання до $d_0 = 0,5$ мкм, можна збільшити напруженість електричного поля до $E_0 = 10^{12}$ В/см.

5.2. Генерація вищих гармонік випромінювання

Подвоєння частоти випромінювання. Найбільш відомим і найчастіше вживаним нелінійно-оптичним явищем є подвоєння частоти випромінювання, яке виникає внаслідок нелінійної поляризації електричним полем світлової хвилі середовища зі сприйнятливістю

другого порядку $\chi^{(2)}$. Це явище ще називають генерацією другої гармоніки випромінювання. Подвоєння частоти використовують для перетворення інфрачервоного випромінювання твердольних лазерів (таких як лазери на склі з неодимом або на ітрій-алюмогранаті) у видиме випромінювання, а також для перетворення видимого випромінювання в ультрафіолетове.

Для подвоєння частоти випромінювання використовують такі кристали як дигідрофосфат калію *KDP* (KH_2PO_4), дигідрофосфат амонію *ADP* ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$), фосфат калію-титанілу *KTP* (KTiOPO_4), ніобат літію LiNbO_3 , ніобат калію KNbO_3 , йодат літію LiJO_3 , *CDA* (CsH_2AsO_4), триборат літію LiB_3O_5 , β -борат барію *BBO* та деякі інші.

Приклад 5.3. Показати, що в діелектрику з поляризацією $P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2)$ під час проходження світлової хвилі з напруженістю електричного поля $E = E_0 \cos \omega t$ виникає додаткова хвиля з частотою 2ω .

Підставляючи напруженість електричного поля у формулу для поляризації і використовуючи тригонометричне співвідношення $\cos^2 x = (\cos 2x + 1)/2$, отримаємо

$$\begin{aligned} P &= \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E \cos \omega t + \chi^{(2)} E_0^2 \cos^2 \omega t) = \\ &= \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} E \cos \omega t + \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_0^2 \cos 2\omega t + \frac{1}{2} \chi^{(2)} E_0^2 \right). \end{aligned}$$

Як бачимо, поляризація електричним полем світлової хвилі середовища зі сприйнятливістю другого порядку викликає появу хвилі з частотою 2ω . Виникає також постійна поляризація, незалежна від частоти світлової хвилі.

У перших же експериментах з подвоєння оптичної частоти було помічено, що за певного кута між віссю кристала та напрямком випромінювання досягається різке зростання інтенсивності другої гармоніки. Таке ж явище спостерігалось у разі додавання частот двох колінеарних лазерних пучків. Дослідження показали, що максимальна інтенсивність другої гармоніки спостерігається тоді, коли поворотом кристала відносно лазерного променя добиваються рівності у певному напрямку швидкостей звичайної хвилі і другої гармоніки незвичайної хвилі. На цьому ґрунтується *метод фазового синхронізму*, який ще називають методом узгодження показників заломлення. За певного кута між віссю кристала та лазерним променем стає можливим

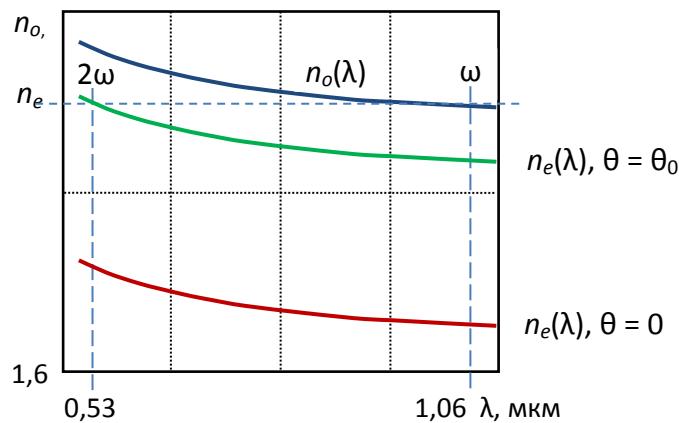


Рис. 5.1. Узгодження у кристалі з подвійним променезаломленням показників заломлення звичайної хвилі (з частотою ω) та другої гармоніки незвичайної хвилі (з частотою 2ω) за кута фазового синхронізму θ_0

зрівняти показник заломлення звичайної хвилі, яка має частоту ω , і показник заломлення другої гармоніки незвичайної хвилі, частота якої дорівнює 2ω (рис. 5.1).

Кут фазового синхронізму можна знайти з формули [5.7]

$$\theta_0 = \sqrt{\frac{n_o^{-2}(\omega) - n_o^{-2}(2\omega)}{n_e^{-2}(2\omega) - n_o^{-2}(2\omega)}}.$$

Така ситуація можлива лише у кристалі з аномальною дисперсією, наприклад, у кристалі *KDP*, де інтенсивність другої гармоніки у зазначеному напрямку на декілька порядків вища, ніж в інших напрямках [5.3, 5.4].

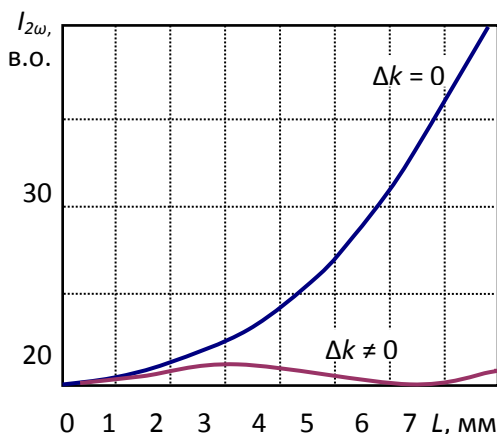


Рис. 5.2. Залежність відносної інтенсивності випромінювання другої гармоніки від шляху у кристалі у разі фазового синхронізму ($\Delta k = 0$) та його відсутності ($\Delta k \neq 0$)

Якщо у кристалі підтримується фазовий синхронізм між першою та другою гармоніками з хвильовими числами k_ω та $k_{2\omega}$, тобто $\Delta k = k_\omega - k_{2\omega} = 0$, то інтенсивність другої гармоніки не коливається біля деякого невисокого рівня зі збільшенням шляху L у кристалі, а зростає пропорційно L^2 (рис. 5.2). Фазовий синхронізм першої та другої гармонік випромінювання означає, що на одному періоді

коливань першої гармоніки вкладається два періоди другої гармоніки.

Зауважмо, що ефективна передача енергії від основної гармоніки до другої відбувається завдяки тому, що ці хвилі повільно рухаються одна *відносно* другої, а в ідеалі, коли точно виконується $\Delta k = 0$, залишаються *відносно* нерухомими. Подібний же принцип передачі енергії реалізований у лампі біжучої хвилі, де за допомогою спіральної сповільнювальної системи зрівнюють осьову швидкість електромагнітної хвилі та осьову швидкість електронних згустків, внаслідок чого останні рухаються у гальмівних півперіодах електричного поля електромагнітної хвилі, віддаючи їй свою енергію.

За порівняно невеликих інтенсивностей випромінювання спостерігається пропорційність інтенсивності випромінювання другої гармоніки $I_{2\omega}$ та інтенсивності падаючого на кристал випромінювання I_{ω} , а загалом у разі виконання умови фазового синхронізму ефективність подвоєння частоти випромінювання описується формулою

$$\eta_{2\omega} = \tanh^2(4,7 \cdot 10^{-2} I_{\omega}^{1/2} L), \quad (5.2)$$

де L – довжина кристала у сантиметрах, а I_{ω} виражена у мегаватах на квадратний сантиметр [5.28]. У перших експериментах з подвоєння частоти ця ефективність не перевищувала 10^{-8} .

У сучасних подвоювачах частоти ефективність наближається до 100 %.

Приклад 5.5. Для перетворення інфрачервоного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 1,06$ мкм у видиме випромінювання його пропускають крізь кристал *KDP* довжиною $L = 5$ см. Побудувати за допомогою програми *Mathcad* залежність ефективності перетворення інфрачервоного випромінювання у другу гармоніку, скориставшись формулою (5.2). Знайти, за якої інтенсивності досягається ефективність перетворення $\eta_{2\omega} = 0,5$.

Для побудови графіку спростимо позначення змінних, опустивши їх індекси: $\eta_{2\omega} = \eta$, $I_{\omega} = I$. Спочатку побудуємо графік у такому діапазоні зміни інтенсивності вхідного випромінювання, в якому простежується досягнення максимальної ефективності подвоєння частоти (рис. 5.3, а).

Для знаходження за графіком шуканої інтенсивності початкову ділянку графіку подамо у збільшеному вигляді з додатковими лініями сітки

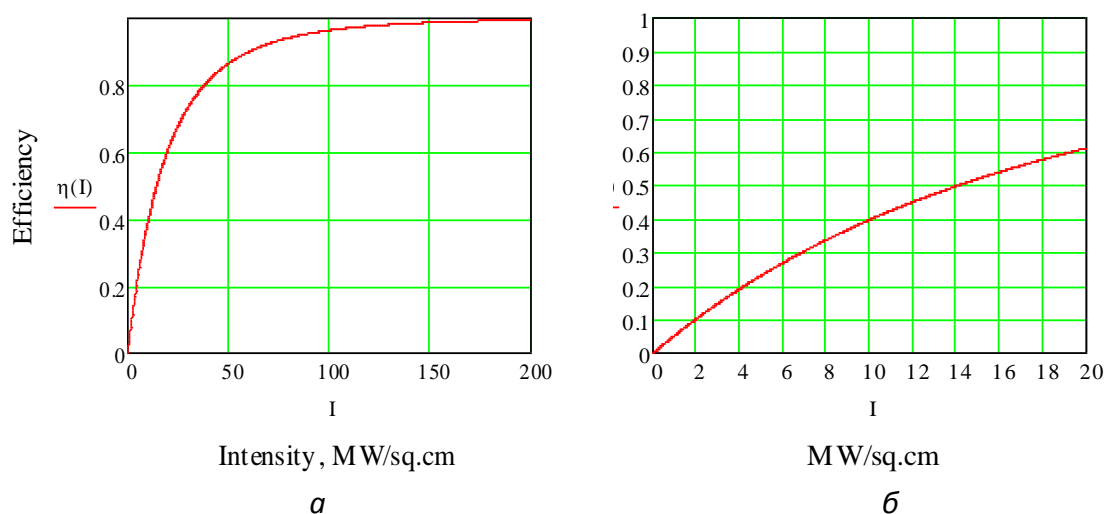


Рис. 5.3. Залежність ефективності перетворення кристалом *KDP* інфрачервоного випромінювання з $\lambda_{\omega} = 1,06$ мкм у другу гармоніку з $\lambda_{2\omega} = 0,53$ мкм, побудована для діапазону $I_{\omega} = 0 \dots 200$ МВт/см² (а) та діапазону $I_{\omega} = 0 \dots 20$ МВт/см² (б)

(рис. 5.3, б). З графіку видно, що ефективність $\eta_{2\omega} = 0,5$ досягається за інтенсивності випромінювання на вході кристала $I_{\omega} = 14$ МВт/см².

На рис. 5.4 зображена схема зеленої лазерної указки, в якій частота випромінювання твердотілого лазера з лазерною накачкою подвоюється нелінійним кристалом. Накачка здійснюється інфрачервоним випромінюванням арсенід-галієвого лазерного діода з $\lambda_{pmp} = 808$ нм за допомогою лінзи, яка фокусує випромінювання всередині активного середовища твердотілого лазера – кристала ортованадату ітрію, легованого неодимом (Nd:YVO₄). Твердотільний лазер генерує інфрачервоне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda_{\omega} = 1064$ нм, яке перетворюється кристалом *KTP* в зелене випромінювання з довжиною хвилі $\lambda_{2\omega} = 532$ нм.

Для формування на виході указки паралельного пучка використовують дволінзовий коліматор, а для запобігання потрапляння в очі інфрачервоного випромінювання його приглушують інфрачервоним режекторним фільтром.

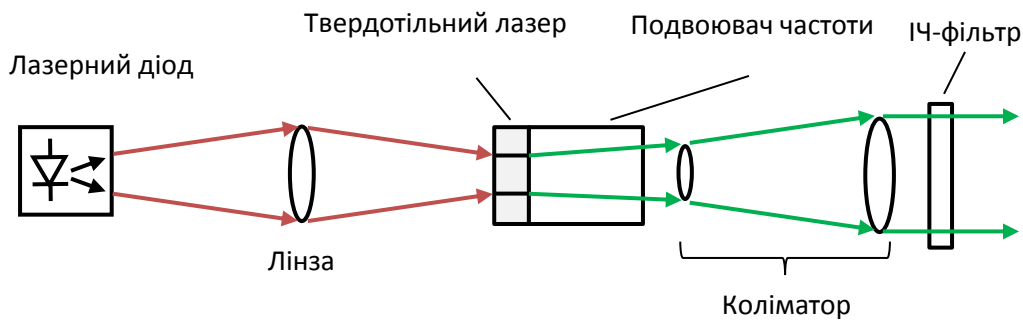


Рис. 5.4. Оптична схема зеленої лазерної указки

Потроєння частоти випромінювання. Для більшості помножувачів частоти джерелом випромінювання є імпульсний твердотільний лазер, тому що в імпульсі можна отримати дуже високу потужність випромінювання, недосяжну для лазерів неперервної дії. На рис. 5.5 показана схема установки, на якій уперше С. Ахманов зі співробітниками здійснили генерацію третьої та четвертої гармонік випромінювання неодимового лазера [5.7].

Завдяки призмі, яка оберталася з високою швидкістю і служила заднім відбивачем лазерного резонатора, лазер працював у режимі модуляції добротності, генеруючи пікосекундні імпульси з довжиною хвилі $\lambda_{\omega} = 1064$ нм та інтенсивністю 150 МВт/см². Кристал *KDP1* подвоював частоту випромінювання з ефективністю до 35%. Зелене випромінювання другої гармоніки з $\lambda_{2\omega} = 532$ нм через зелений смуговий фільтр потрапляло на кристал *KDP2*, де перетворювалося на

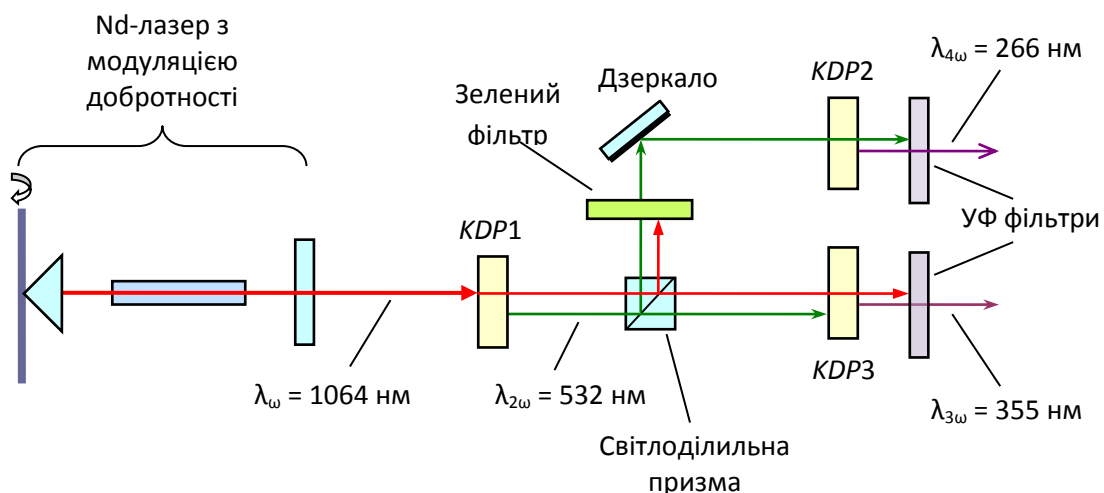


Рис. 5.5. Схема генерації третьої та четвертої гармонік випромінювання неодимового лазера

ультрафіолетове випромінювання четвертої гармоніки з $\lambda_{4\omega} = 266$ нм і відфільтровувалося від випромінювання другої гармоніки ультрафіолетовим смуговим фільтром. Для отримання третьої гармоніки на кристал *KDP3* подавали випромінювання першої та другої гармонік, які пройшли крізь кристал *KDP1*. Внаслідок додавання частот у кристалі *KDP3* виникало ультрафіолетове випромінювання третьої гармоніки з $\lambda_{3\omega} = 0,355$ мкм, яке пропускалося на вихід другим ультрафіолетовим смуговим фільтром.

Генерація вищих гармонік у газах. Помноження частоти у газах має цікаву особливість: спочатку зі збільшенням порядку гармоніки її інтенсивність зростає, потім стабілізується на певному рівні і за деякого порядку раптово стає рівною нулю (цей порядок називають відсічкою вищих гармонік). Максимальна енергія фотонів, генерованих внаслідок помноження частоти у газі з потенціалом іонізації U_{ion} , визначається співвідношенням

$$h\nu_{\max} = U_i + 9,96W_{pm},$$

де ν_{\max} – максимальна частота вищої гармоніки, W_{pm} – *пондеромоторна енергія*, середня за період енергія коливань вільного електрона в електричному полі світлової хвилі з частотою ν . Цю енергію можна визначити з формули

$$W_{pm} = \frac{1}{m_e} \left(\frac{\pi e E_0}{\nu} \right)^2.$$

За напівкласичною моделлю процес генерації вищих гармонік у газах виглядає так. У першому півперіоді світлової хвилі електрон під дією електричного поля долає потенціальний бар'єр атома та вилітає у вакуум. У другому півперіоді напрямок електричного поля змінюється, воно гальмує електрон і спрямовує його до свого атома. Для того, щоб електрон повернувся до атома потрібно, щоб лазерне випромінювання, яким збуджують генерацію вищих гармонік, було лінійно поляризованим і його інтенсивність не повинна перевищувати 10^{16} Вт/см². За більшої інтенсивності траєкторія електрона збурюється лоренцевою силою, викликаною магнітним полем світлової хвилі.

В експериментах з пропускання лазерного випромінювання інтенсивністю 10^{15} Вт/см² через інертні гази була зареєстрована

двадцять перша гармоніка випромінювання. За таких інтенсивностей розкладання нелінійної поляризації в ряд (5.1) стає неправомірним і втрачає сенс саме поняття нелінійної сприйнятливості.

Генерація вищих гармонік у газах широко використовують для створення компактних джерел когерентного випромінювання ультрафіолетового та рентгенівського діапазонів.

Додавання та віднімання частот випромінювання. Якщо в нелінійному середовищі змішати хвилі з частотами ω_1 та ω_2 , то на виході з середовища, окрім хвиль з кратними частотами, спостерігатимуться хвилі з сумарними та різницевиими частотами, тобто $\omega_1 + \omega_2$ та $\omega_1 - \omega_2$. Третю гармоніку отримують внаслідок додавання у кристалі частот першої та другої гармонік випромінювання.

Застосування перетворювачів оптичного випромінювання. Відомо, що найбільш потужні лазери працюють в інфрачервоному діапазоні, який широко використовують в лініях оптичного зв'язку, вимірювальних системах, спектроскопії (зокрема, екологічних лідачах), системах спостереження за об'єктами, медицині, технологічних установках для оброблення матеріалів, військовій сфері тощо. Разом з тим є велика потреба у потужних когерентних джерелах видимого та ультрафіолетового випромінювання, яка є наслідком того, що:

- випромінювання з коротшою довжиною хвилі можна сфокусувати у світлову пляму меншого діаметра, що важливо, наприклад, у разі запису інформації на оптичний диск;
- для систем візуального відображення інформації, наприклад, лазерних 3D-проекторів або голографічних систем, придатне тільки видиме випромінювання;
- для корекції зору найбільш придатні ультрафіолетові ексимерні лазери (випромінювання ArF-лазера з $\lambda = 193$ нм поглинається у шарі роговиці товщиною менше 1 мкм і, випаровуючи його, змінює фокусувальну здатність ока); для ангіопластики використовують як основне випромінювання ексимерних лазерів на XeCl (308 нм) та XeF (351 нм), так і третю гармоніку випромінювання Nd:YAG-лазера (355 нм);

- більшість експериментів з оптичним випромінюванням зручніше проводити у видимому діапазоні.

Прикладом використання подвоювача частоти випромінювання у побуті є описана вище зелена лазерна указка. Інший приклад з енергетики – американська установка лазерного термоядерного синтезу *NIF*, в якій випромінювання ітербієвого лазера з $\lambda_{1\omega} = 1047$ нм перетворюється двома кристалами *KDP* у третю гармоніку з $\lambda_{3\omega} = 349$ нм (див. підрозділ 15.6 першого тому [5.36]).

5.3. Параметрична генерація випромінювання

Параметричний резонанс. В основі роботи параметричних генераторів випромінювання лежить явище *параметричного резонансу* – наростання амплітуди коливань у коливальній системі за періодичної зміни параметра того елемента системи, в якому зосереджується енергія коливань.

Наприклад, в *LC*-контурі, складеному з котушки (соленоїда) з індуктивністю L і плоского конденсатора з ємністю C , такими елементами є конденсатор та котушка (рис. 5.6). Нехай у *LC*-контурі збуджені власні коливання з частотою $\omega_0 = 1/LC$ або періодом $T = 2\pi/\omega_0$. На протязі усього періоду енергію контуру можна вважати незмінною та рівною $W = Q^2/2C + LJ^2/2$, де Q – заряд конденсатора (змінна величина), а J – струм в котушці (теж змінна величина).

Через кожні півперіоду вся енергія контуру зосереджується у конденсаторі у вигляді електричної енергії $Q_{\max}^2/2C = W$, або в котушці у вигляді магнітної енергії $LJ_{\max}^2/2 = W$. Якщо в момент, коли вся енергія контуру знаходиться в котушці, відстань між пластинами конденсатора швидко зменшити вдвічі, то його ємність стане вдвічі більшою і для збереження енергії контуру через півперіоду має виконуватися

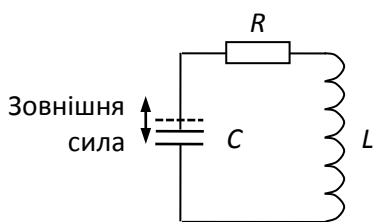


Рис. 5.6. Схема *LC*-контуру з періодичною зміною ємності

співвідношення $2Q_{\max}^2/4C = W$, тобто максимальний заряд конденсатора (а заодно і напруга на ньому $U = Q/C$) зростає в $\sqrt{2}$ рази. У цей момент відстань між пластинами конденсатора вдвічі збільшують, зменшуючи у стільки ж разів його ємність. Заряд залишається незмінним і тепер

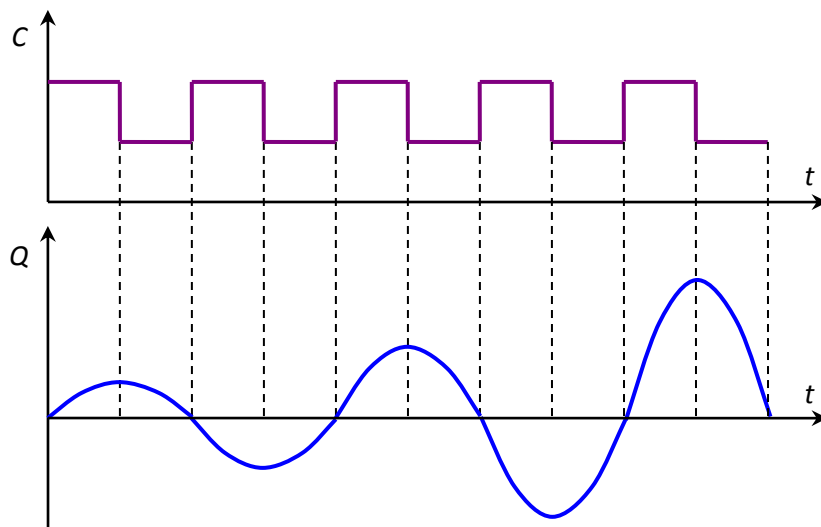


Рис. 5.7. Зростання амплітуди коливань заряду на конденсаторі LC -контурі внаслідок періодичної зміни ємності конденсатора та параметричного резонансу

співвідношення для максимальної електричної енергії перетворюється на $2Q_{\max}^2 / 2C = W'$, а повна енергія контуру змінюється на $W' = 2W$. Динаміка цього процесу проілюстрована рис. 5.8. У реальному контурі є опір (проводу котушки, з'єднувальних проводів), представлений на схемі LC -контурі резистором R , тому частина енергії коливань перетворюється у нього у джоулеве тепло.

Частота зовнішнього впливу на параметр енергонакопичувального елемента коливальної системи має бути вдвічі більшою за власну частоту коливань системи, причому момент і напрямок (знак) впливу повинні забезпечувати максимальний приріст амплітуди коливань. У цьому суть параметричного резонансу та підсилення коливань.

Нелінійна взаємодія трьох хвиль. Якщо у нелінійному середовищі, наприклад, зі сприйнятливістю $\chi^{(2)}$, поширюються вздовж осі z три плоскі світлові хвилі з комплексними амплітудами A_1 , A_2 та A_3 і відповідно хвильовими числами k_1 , k_2 та k_3 , то між ними виникає нелінійна взаємодія, яку можна описати системою рівнянь

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} &= \kappa A_2^* A_3 (-iz\Delta k), \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} &= \kappa A_1^* A_3 (-iz\Delta k), \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} &= -\kappa A_1 A_2 (-iz\Delta k), \end{aligned}$$

де κ – стала взаємодії, пропорційна $\chi^{(2)}$; Δk – фазова неузгодженість, $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$. У разі фазового синхронізму $\Delta k = 0$.

З першого рівняння видно, що хвиля з амплітудою A_1 може з'явитися внаслідок взаємодії двох інших хвиль, тобто її можна і не вводити спеціально в кристал, вона і так з'явиться. Цю хвилю називають холостою, хвилю з амплітудою A_2 – сигнальною, а з амплітудою A_3 – накачувальною. Задача параметричного підсилювача за допомогою накачувальної хвилі збільшити амплітуду сигнальної хвилі.

Чотирихвильове змішування. Якщо в середовищі з нелінійністю $\chi^{(3)}$ поширюються дві хвилі з частотами ω_1 та ω_2 , причому $\omega_2 > \omega_1$, то виникає модуляція показника заломлення з різницевою частотою $\omega_2 - \omega_1$, яка викликає появу хвиль з частотами $\omega_3 = \omega_1 - (\omega_2 - \omega_1) = 2\omega_1 - \omega_2$ та $\omega_4 = \omega_2 + (\omega_2 - \omega_1) = 2\omega_2 - \omega_1$. Цікаво, що якщо ввести в кристал випромінювання з частотою ω_3 або ω_4 , то відбудеться параметричне підсилення цього випромінювання.

Параметричний генератор. В оптиці роль енергонакопичувального елемента виконує резонатор, в якому розміщують нелінійний кристал (*KDP*, *ADP*, LiNbO_3 , LiIO_3 , $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$). На двох кристалах LiNbO_3 був, зокрема, побудований перший параметричний генератор світла, зображений на рис. 5.8. Один кристал служив у генераторі вихідним дзеркалом лазера на основі $\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{3+}$ і подвоювачем частоти лазерного випромінювання, а другий здійснював параметричну генерацію [5.16]. Розгляньмо принцип дії такого генератора.

У разі використання одноосного кристала нелінійна взаємодія відбувається між трьома хвилями – хвилею накачки з частотою ω_{pmp} (незвичайною хвилею), сигнальною хвилею з частотою ω_S (звичайною хвилею) та холостою хвилею з частотою ω_I (звичайною хвилею), причому можливі два параметричних ефекти, для яких умовами фазового синхронізму відповідно є

$$\omega_I = \omega_{pmp} + \omega_S, \quad (5.3a)$$

$$\omega_{pmp} = \omega_S + \omega_I. \quad (5.3b)$$

У кристалі можна знайти такий напрямок, в якому всі три хвилі поширюються з однаковою швидкістю, що забезпечує їх ефективну взаємодію. Для параметричного підсилення інтенсивність хвилі

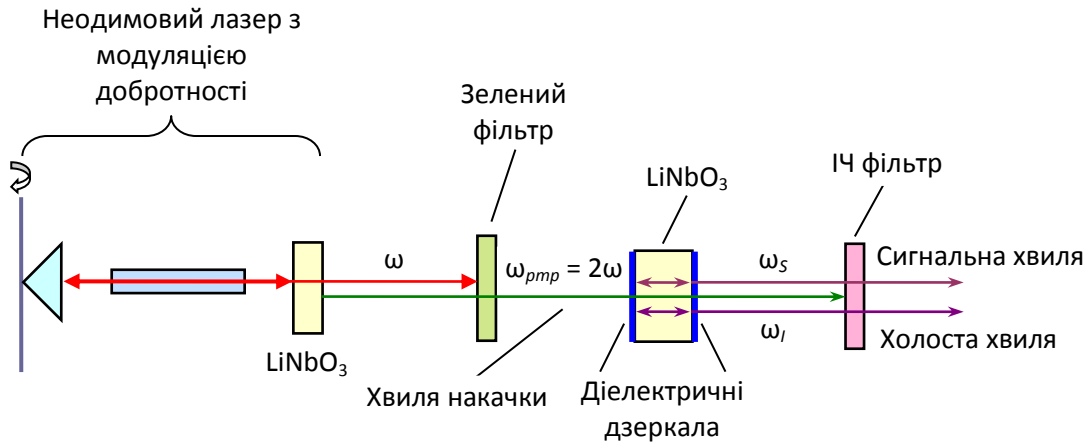


Рис. 5.8. Схема параметричного генератора випромінювання Джордмейна та Міллера

накачки має перевищувати деяке порогове значення. У даному генераторі порогова інтенсивність дорівнювала $4 \cdot 10^5$ Вт/см².

З першого кристала LiNbO₃ виходять основна та друга гармоніки лазерного випромінювання з частотами ω та $\omega_{pmp} = 2\omega$. Зелений смуговий фільтр пропускає другу гармоніку з $\lambda = 532$ нм і затримує основну. Випромінювання другої гармоніки використовується для накачування енергії в резонатор, утворений діелектричними дзеркалами на протилежних гранях другого кристала LiNbO₃.

Нехай оптична довжина резонатора підібрана так, щоб приблизно виконувалася умова фазового синхронізму (5.3 б). Якщо дзеркала резонатора мають високі коефіцієнти відбиття на частотах ω_s та ω_l (у резонаторі – частотах поздовжніх мод) і низький коефіцієнт відбиття на частоті накачки ω_{pmp} , то у кристалі виникають дві хвилі поляризації з частотами ω_s та ω_l . Викликана хвилею накачки поляризація кристала створює підсилювальне середовище для хвиль з частотами ω_s та ω_l , яке підсилює ці хвилі тільки у напрямку поширення хвилі накачки. У разі перевищення підсилення за один прохід резонатора над втратами за подвійний прохід спостерігатиметься параметрична генерація випромінювання, і на виході резонатора, окрім випромінювання накачки, з'являться хвилі з частотами ω_s та ω_l , які можна виділити інфрачервоним смуговим фільтром. Зміною температури

внутрірезонаторного кристала можна перестроювати частоту випромінювання. В інших типах параметричних генераторів перестройка здійснюється нахилом кристала.

Ефективність подвоєння частоти та параметричної генерації сильно залежить від фазового синхронізму. Якщо не можна досягти фазового синхронізму, вдаються до методу фазового квазісинхронізму, який ґрунтується на періодичній модуляції електричного поля в кристалі за допомогою нанесеної на кристал решітки електродів. Так, наприклад, параметричний генератор на LiNbO_3 з періодичною модуляцією в ньому електричного поля дозволив за накачки неодимовим лазером з $\lambda = 1064$ нм перестроювати довжину хвилі у діапазоні 1,4...4 мкм [5.21].

Параметричні генератори дозволяють отримувати довжини хвиль випромінювання, недосяжні для промислових лазерів, причому можна перестроювати у широкому діапазоні довжину хвилі, що є дуже цінною властивістю для спектроскопічних застосувань.

5.4. Самофокусування та автоколімація випромінювання

Самофокусування випромінювання у твердих тілах, рідинах та газах виникає внаслідок *оптичного ефекту Керра* – збільшення показника заломлення середовища під дією потужного лазерного випромінювання. Лазерний пучок має найбільшу інтенсивність на осі, де і спостерігається максимальний приріст показника заломлення, що створює лінзовий та хвилевідний ефекти. Лінзовий ефект викликає фокусування випромінювання у невеликій просторовій області, де сильне нагрівання середовища у більшості матеріалів приводить до зменшення показника заломлення (утворення теплової розсіювальної «лінзи») і, як наслідок, до розходження (розфокусування) випромінювання. Якщо інтенсивність лазерного пучка

$$I = \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_0 c}{2n} \right) E_0^2$$

у фокусі настільки висока, що напруженість електричного поля E_0 перевищує електричну міцність середовища, то відбувається електричний пробій середовища і спостерігається *лазерна іскра*.

Наприклад, електрична міцність сухого повітря складає 2 кВ/мм (вологого повітря 0,1 кВ/мм або навіть менше), гуми 20 кВ/мм, скла 25 кВ/мм, поліетилену 40 кВ/мм, а дистильованої води 65 кВ/мм.

Якщо випромінювання має інтенсивність I , то показник заломлення визначається за формулою

$$n = n_0 + n_2 I,$$

де n_0 – показник заломлення для випромінювання невеликої інтенсивності, коли нелінійністю середовища можна знехтувати (лінійна оптика), а n_2 – коефіцієнт нелінійності другого порядку, який ще називають нелінійним показником заломлення другого порядку, причому

$$n_0 = (1 + \chi^{(1)})^{1/2}, \quad n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{8n_0} I.$$

Для випромінювання з довжиною хвилі 0,8 мкм, яке поширюється у повітрі, можна вважати $n_0 = 1$, а $n_2 = 4 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2/\text{Вт}$.

Самофокусування внаслідок оптичного ефекту Керра спостерігається за потужностей випромінювання, більших за критичну потужність

$$P_{cr} = \frac{K_b \lambda^2}{4\pi n_0 n_2}, \quad (5.4)$$

де K_b – коефіцієнт, який залежить від профілю інтенсивності лазерного пучка, λ – довжина хвилі випромінювання у вакуумі. Для гауссова пучка $K_b = 1,896$.

За досягнення критичної потужності самофокусування стає процесом з позитивним зворотним зв'язком. Підвищення показника заломлення на осі пучка збільшує фокусувальну дію середовища на пучок, а заодно і інтенсивність пучка, зростання якої ще більше підвищує показник заломлення і пучок фокусується ще сильніше.

Приклад 5.6. Знайти тривалість лазерного імпульсу, необхідну для самофокусування гауссова лазерного пучка з довжиною хвилі $\lambda = 0,8$ мкм у повітрі, якщо енергія імпульсу $E_{pls} = 1$ Дж, профільний коефіцієнт пучка $K_b = 1,896$, а коефіцієнт нелінійності другого порядку для повітря $n_2 = 4 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2/\text{Вт}$.

Використовуючи формулу (5.4) та приймаючи для повітря $n_0 = 1$, знайдімо спочатку критичну потужність випромінювання, за перевищення якої спостерігається самофокусування:

$$P_{cr} = \frac{K_b \lambda^2}{4\pi n_0 n_2} = \frac{1,896 \cdot (0,8 \cdot 10^{-6})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 1 \cdot 4 \cdot 10^{-23}} = 2,41 \cdot 10^9 \text{ Вт.}$$

Вважаючи цю потужність середньою потужністю лазерного імпульсу, знайдемо, що самофокусування випромінювання у повітрі спостерігатиметься за тривалості імпульсів

$$\tau_{pls} < E_{pls} / P_{cr} = 1 / 2,41 \cdot 10^9 \approx 0,4 \text{ нс.}$$

Ще у 1962 р. Г. Аскар'ян відмітив важливу роль у нелінійно-оптичних явищах іонізованого стану речовини, який виникає в електричному полі потужного лазерного випромінювання [5.12]. Плазма є оптичним середовищем з високою нелінійністю, тому не лише у газовому, а й у твердотільному та рідкому середовищах вона може суттєво змінювати показник заломлення і викликати самофокусування та автоколімацію потужних лазерних пучків. Причиною самофокусування є виникнення у плазмі теплових, релятивістських та пондеромоторних явищ.

Поглинання плазмою частини лазерного випромінювання приводить до її нагрівання та швидкого розширення, що у свою чергу викликає збільшення показника заломлення, появу лінзового ефекту і сильніше нагрівання плазми (див. підрозділ 17.2 першого тому) .

Нагрівання плазми спричиняє наближення швидкостей електронів до швидкості світла і зростання їх мас, що викликає зміну показника заломлення плазми у відповідності зі співвідношенням

$$n_{pl} = \left(1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2} \right)^{1/2},$$

де плазмова частота визначається за формулою

$$\omega_{pl} = \left(\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e^*} \right)^{1/2}; \quad (5.5)$$

у цій формулі N_e – концентрація електронів, e – заряд електрона, ϵ_0 – електрична стала, m_e^* – релятивістська маса електрона. Зауважте, що $n_{pl} < 1$.

Пондеромоторна сила

$$F_{pm} = -\frac{e^2}{4m_e\omega^2} \nabla E_0^2$$

виштовхує електрони з електричного поля більш інтенсивного випромінювання, яке існує на осі лазерного пучка, що збільшує показник заломлення плазми (наближає до показника заломлення вакууму, рівного одиниці) і викликає самофокусування випромінювання.

Плазмове самофокусування випромінювання спостерігається за перевищення порогової потужності (релятивістської критичної потужності)

$$P_{cr} = \left(\frac{m_e c^2 \omega}{e \omega_{pl}} \right)^2, \quad (5.6)$$

де m_e – маса спокою електрона, ω – кутова частота випромінювання

Фемтосекундні лазери можуть мати значно більшу середню потужність оптичного імпульсу, ніж потрібна для самофокусування. Наприклад, за тривалості імпульсу в 50 фс та енергії в 1 Дж середня потужність лазерного імпульсу становить 20 ТВт.

У процесі самофокусування зазвичай утворюється багато фокусів: випромінювання центральної зони гауссового розподілу інтенсивності лазерного пучка сходиться у найближчий фокус, випромінювання кільцевих периферійних зон розподілу – у дальні фокуси (чим менша інтенсивність випромінювання у кільцевій зоні, тим менший створюваний нею приріст показника заломлення і тим більша фокусна відстань для такого випромінювання).

Приклад 5.7. Знайти релятивістську критичну потужність випромінювання P_{cr} неодимового лазера з довжиною хвилі $\lambda = 1,06$ мкм, енергією імпульсів $E_{pls} = 1$ Дж та їх тривалістю $\tau_{pls} = 50$ фс, за якої у плазмі з концентрацією електронів $N_e = 10^{19}$ см⁻³ спостерігається самофокусування випромінювання. Прийняти, що середня швидкість електронів плазми

дорівнює $V = 0,9c$. Електрон має масу спокою $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг і заряд $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл. Електрична стала $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Скористаймося для розрахунку формулою (5.6). У цій формулі кутова частота випромінювання

$$\omega = 2\pi c/\lambda = 2 \cdot 3,14 \cdot 3 \cdot 10^8 / 1,06 \cdot 10^{-6} = 1,78 \cdot 10^{15} \text{ Гц.}$$

Маса електрона за швидкості $V = 0,9c$ визначається із співвідношення

$$m_e^* = m_e / (1 - V^2/c^2) = 9,11 \cdot 10^{-31} / (1 - 0,9^2) = 4,79 \cdot 10^{-30} \text{ кг.}$$

Підставляючи релятивістську масу електрона у формулу (5.5), знайдемо плазмову частоту

$$\begin{aligned} \omega_{pl} &= (N_e e^2 / \epsilon_0 m_e^*)^{1/2} = \left[10^{19} \cdot 10^6 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2 / 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 9,11 \cdot 10^{-31} \right]^{1/2} = \\ &= 1,78 \cdot 10^{14} \text{ Гц.} \end{aligned}$$

Підстановка кутової та плазмової частот у формулу (5.6) приводить до

$$P_{cr} = \left(\frac{m_e c^2 \omega}{e \omega_{pl}} \right)^2 \left(\frac{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{16} \cdot 1,78 \cdot 10^{15}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,78 \cdot 10^{14}} \right)^2 = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ Вт} = 26 \text{ ТВт.}$$

Автоколімація випромінювання – це явище, за якого потужний лазерний пучок звужується на деякому шляху у нелінійному оптичному середовищі у діаметрі від декількох мікрометрів до сотні мікрометрів і поширюється з цим діаметром пучка до десятка сантиметрів, а потім знову розширюється. Автоколімація спостерігається за досягнення критичної потужності

$$P_{col} = 5,81 \cdot 10^{-3} \frac{c \lambda^2}{n_2}.$$

Випромінювання створює у нелінійному середовищі наведений хвилевід, в якому поширюється без дифракційних втрат. До утворення такого хвилеводу лазерний пучок радіусом a має пройти у середовищі шлях [5.7]

$$z = \frac{a}{E_0} \left(\frac{n_0}{n_2} \right)^{1/2}.$$

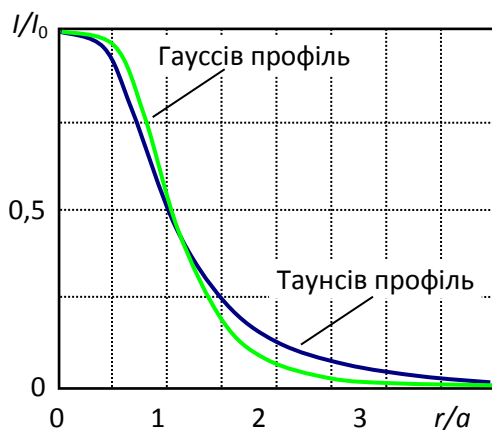


Рис. 5.9. Залежності відносної інтенсивності випромінювання від відносного радіуса для пучків з гауссовим та таунсовим профілями інтенсивності

Автоколімація лазерного пучка дозволяє збільшити довжину взаємодії надпотужного випромінювання з середовищем, що використовують для прискорення частинок, генерації вищих гармонік випромінювання та в деяких схемах лазерного термоядерного синтезу.

Самофокусування випромінювання можна описати за допомогою двовимірного нелінійного рівняння Шредінгера, яке описує поширення світлової хвилі у напрямку осі z в оптичному

середовищі, показник заломлення якого залежить від амплітуди електричного поля цієї хвилі $E = E(x, y, z)$:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = -\nabla^2 E - \frac{2k^2 n_2}{n_0} E^3,$$

де $k = 2\pi n_0 / \lambda$ – хвильове число; $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ – лапласіан.

Розв'язок цього рівняння показує, що хвиля сходиться («схлопується»), якщо нелінійне фокусування переважає лінійну дифракцію. Коли ці процеси врівноважують один одний, то незалежно від виду початкового профілю амплітуди хвиля набуває *таунсова профілю* (названого так на честь одного з винахідників лазера – американського фізика Чарльза Таунса, який разом зі співробітниками детально дослідив явище самофокусування випромінювання [5.13]). Таунсів профіль пучка близький за своєю формою до гауссова профілю (рис. 5.9).

Зазвичай самофокусування випромінювання є небажаним ефектом в оптичній системі, який може зруйнувати оптичний елемент внаслідок електричного пробоя та розтріскування його матеріалу, хоча контрольоване самофокусування можна використати для підвищення ефективності взаємодії випромінювання з середовищем.

5.5. Оптична бістабільність

Оптично бістабільною називають нелінійну систему зі зворотним зв'язком, в якій одному значенню інтенсивності вхідного випромінювання відповідають два значення інтенсивності вихідного випромінювання. Одне значення вихідної інтенсивності, зазвичай невисоке, спостерігають під час збільшення вхідної інтенсивності, а друге, зазвичай високе – під час її зменшення. Таким чином, залежності вихідної інтенсивності від вхідної, побудовані для зростаючої та спадаючої вхідної інтенсивності не співпадають, утворюючи гістерезисну криву (рис. 5.10). Нижній та верхній ділянкам гістерезисної кривої відповідають стійкі стани низького та високого пропускання оптичної системи, які можна розглядати як стани «0» та «1» оптичного логічного елемента.

За спостережуваним оптичним ефектом оптично бістабільні пристрої поділяють на абсорбційні та дисперсійні. В абсорбційних та дисперсійних пристроях зворотний зв'язок виникає внаслідок залежності відповідно коефіцієнта поглинання або показника заломлення нелінійного оптичного матеріалу від інтенсивності випромінювання. Інколи у бістабільному пристрої присутні обидва ефекти.

Оптичну бістабільність можна реалізувати або лише за допомогою оптичних сигналів (власна бістабільність), або з використанням оптичних сигналів та електричного сигналу у ланцюгу зворотного зв'язку (гібридна бістабільність).

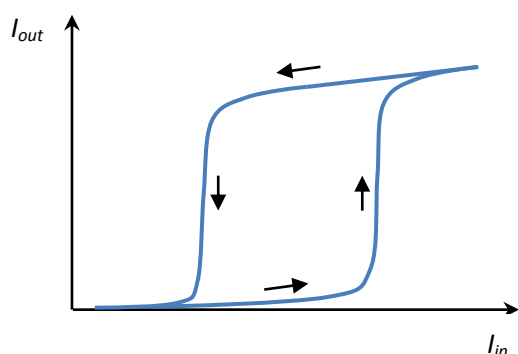


Рис. 5.10. Гістерезисна крива залежності інтенсивності випромінювання на виході оптично бістабільного пристрою від інтенсивності на його вході

На рис. 5.11 зображено приклад пристрою з власною абсорбційною бістабільністю – резонатор Фабрі-Перо з насичуваним поглиначем всередині. Властивістю насичуваного поглинача є збільшення його прозорості за досягнення випромінюванням інтенсивності насичення I_{sat} .

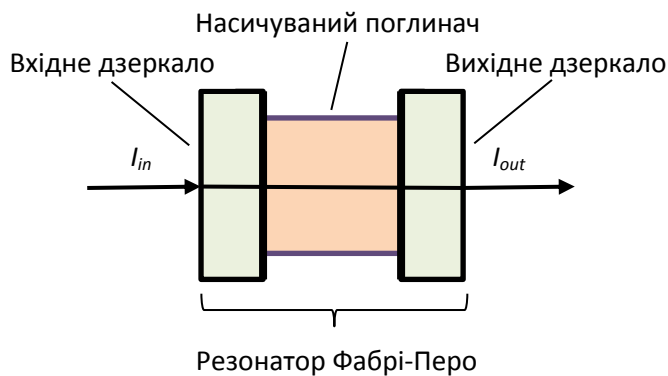


Рис. 5.11. Абсорбційний бістабільний пристрій

Насичуваний поглинач часто використовують для модуляції добротності твердотільного лазера; наприклад, для Nd:YAG-лазера це зазвичай барвник *BDN* (4-диметил-амінодитіобензил-нікель), розчинений у 1,2-дихлоретані або

полімерній плівці; для цього барвника $I_{sat} < 1 \text{ МВт/см}^2$.

Розгляньмо спрощену модель резонаторного бістабільного пристрою з насичуваним поглиначем [5.26]. Нехай резонатор довжиною L має дзеркала з коефіцієнтом відбиття R , а поглинач – за малої інтенсивності випромінювання всередині резонатора I_{res} коефіцієнт поглинання α_0 , а за великої інтенсивності – коефіцієнт поглинання

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I_{res}/I_{sat}}.$$

Опускаючи виведення рівняння абсорбційної моделі бістабільного пристрою, описане в роботі [5.26], наведемо саме рівняння:

$$Y = X \left(1 + \frac{K_0}{1 + X} \right)^2. \quad (5.7)$$

У цьому рівнянні Y та X – відповідно вхідна та вихідна нормовані інтенсивності, причому

$$Y = \frac{I_{in}}{(1 - R)I_{sat}}, \quad X = \frac{I_{out}}{(1 - R)I_{sat}}, \quad K_0 = \frac{R\alpha_0 L}{1 - R}.$$

Приклад 5.7. Побудувати за допомогою програми *Mathcad* залежність вихідної інтенсивності від вхідної $I_{out}(I_{in})$ для абсорбційного бістабільного пристрою, зображеного на рис. 5.11. Параметри пристрою такі: довжина резонатора Фабрі-Перо, а також поглинача $L = 20 \text{ мм}$, коефіцієнт відбиття дзеркал $R = 0,9$, коефіцієнт поглинання поглинача $\alpha_0 = 1 \text{ см}^{-1}$, а його інтенсивність насичення $I_{sat} = 10^5 \text{ Вт/см}^2$.

Знайдімо спочатку коефіцієнт K_0 у рівнянні моделі (5.7):

$$K_0 = \frac{R\alpha_0 L}{1-R} = \frac{0,9 \cdot 1 \cdot 2}{1-0,9} = 18.$$

Побудуємо графік функції (5.7) для $K_0 = 18$ (рис. 5.12). Зауважмо, що задля можливості побудови програмою *Mathcad* графіку функції, у якій одному значенню нормованої вхідної інтенсивності (наприклад $Y = 90$) відповідає два значення нормованої вихідної інтенсивності, остання слугуватиме аргументом X .

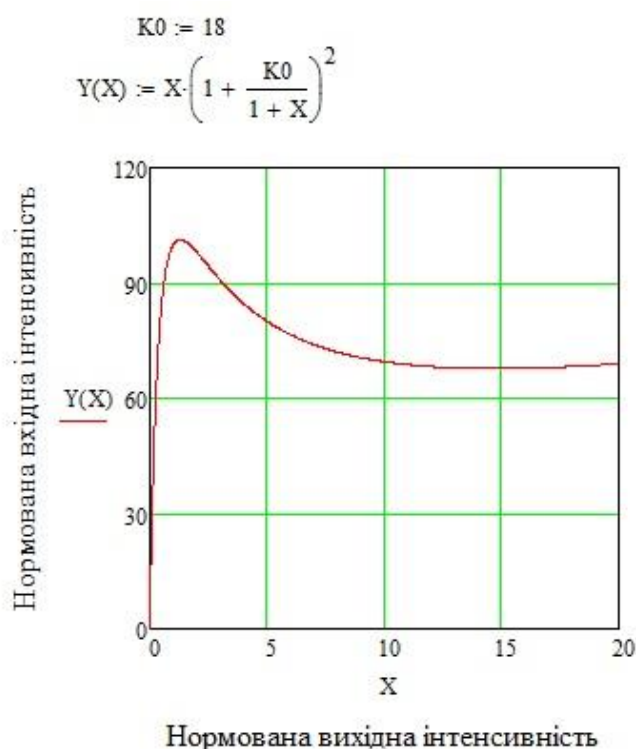


Рис. 5.12. Залежність вихідної інтенсивності від вхідної для бістабільного резонаторного пристрою з насичуваним поглиначем

5.6. Обернення хвильового фронту

Хвильовий фронт – це поверхня, у всіх точках якої фаза монохроматичної хвилі у даний момент є однаковою. На певній відстані від стаціонарного джерела випромінювання форма хвильового фронту залишається незмінною. Поширення хвилі відбувається вздовж променів, перпендикулярних до хвильового фронту, причому іноді з кожним променем пов'язують елементарну плоску хвилю. Зрозуміло, що у процесі поширення хвилі хвильовий фронт змінюється, розпливаючись у поперечному напрямку в ізотропному середовищі і змінюючи свою форму в анізотропному.

Хвильовий фронт правильної форми (сферичної або плоскої) утворює джерело монохроматичного випромінювання, яке можна розглядати як точкове за достатньо великої відстані до спостерігача. У разі квазімонохроматичного випромінювання утворюється пакет з практично однакових і співпадаючих спектральних хвильових фронтів, які у дисперсійному середовищі віддаляються один від одного у напрямку поширення хвилі.

Перетворити плоский хвильовий фронт у сферичний і навпаки можна за допомогою лінзи. У свою чергу лінза може стати джерелом спотворень хвильового фронту, які призводять до геометричних аберацій, таких як *сферична аберация* (промені, які проходять паралельно осі лінзи на різній відстані від осі, збираються у різні фокуси, розташовані вздовж осі), *кома* (косий пучок паралельних променів збирається у фокальну пляму некруглої форми), *астигматизм* (неосьова точка предмета фокусується у два коротких відрізка, розташованих у різних площинах) та *дисторсія* (спотворення геометричної форми зображуваної фігури).

Обернення хвильового фронту – це процес зміни знаку фази відбитої світлової хвилі на протилежний, який реалізують методами нелінійної оптики з метою мінімізації спотворення хвильового фронту середовищем. Оскільки світлова хвиля внаслідок цього процесу перетворюється на комплексно спряжену, то процес ще називають оптичним фазовим спряженням (англ. *optical phase conjugation*).

Обернення хвильового фронту деякою мірою означає обернення часу, оскільки напрямок поширення світла змінюється на протилежний. Для плоскої хвилі це можна реалізувати за допомогою плоского дзеркала, яке відбиває хвилю точно назад. Хвилю з фронтом складної форми можна подати як суперпозицію множини елементарних плоских хвиль і для обернення такого хвильового фронту потрібне було б дзеркало з такою поверхнею, яка була б перпендикулярною до кожної плоскої хвилі. Такі можливості є у матричних дзеркал, які складають інструментальну базу адаптивної оптики. Кожне елементарне дзеркало у матриці має п'єзопривід, керований комп'ютером, що дозволяє оперативно змінювати форму дзеркала відповідно до форми хвильового фронту.

Якщо, наприклад, зняти відео, як зі столу падає склянка води, як розлітаються у різні боки осколки та краплі води, а потім прокрутити це відео у зворотному напрямку, то отримаємо наочну ілюстрацію того, що відбувається внаслідок обернення процесу у часі.

На рис. 5.13 зображено узагальнену схему обернення хвильового фронту. У першому експерименті, здійсненому Зельдовичем зі співробітниками у 1972 р., паралельний лазерний пучок розсіювався матовою скляною пластиною, яка моделювала неоднорідне розсіювальне середовище, спотворююче хвильовий фронт. Пучок відбивався від обертального дзеркала і, проходячи крізь пластину, знову ставав паралельним. Процес спотворення середовищем плоского хвильового фронту внаслідок обернення перетворювався на процес відновлення плоского фронту зі спотвореного. Обертальним дзеркалом (середовищем, в якому фаза змінювала знак на протилежний) служив метан, який знаходився під високим тиском. Відбитий комплексно спряжений пучок виникав у метані внаслідок вимушеного розсіювання Мандельштама-Бриллюена [5.33].

Існує декілька нелінійно-оптичних методів обернення хвильового фронту:

- вимушене розсіювання випромінювання назад (вимушене комбінаційне розсіювання, ВКР, або вимушене розсіювання Мандельштама-Бриллюена, ВРМБ);
- чотирьоххвильове змішування;
- трьоххвильове обернення;
- використання фотонного еха;
- обернення фронту середовищем з нелінійним відбиттям та деякі інші методи.

Вимушене комбінаційне розсіювання світла спостерігається в діелектричному середовищі і виникає внаслідок поляризації атомів або молекул в сумарному електричному полі E_{Σ} падаючого випромінювання і випромінювання, розсіяного на коливаннях електронів в атомах або атомів в молекулах. За невеликих інтенсивностей випромінювання спостерігається спонтанне комбінаційне розсіювання (ефект Рамана) і інтенсивність розсіяного випромінювання зазвичай в мільйони разів менша за інтенсивність падаючого випромінювання, яке на разі називають випромінюванням

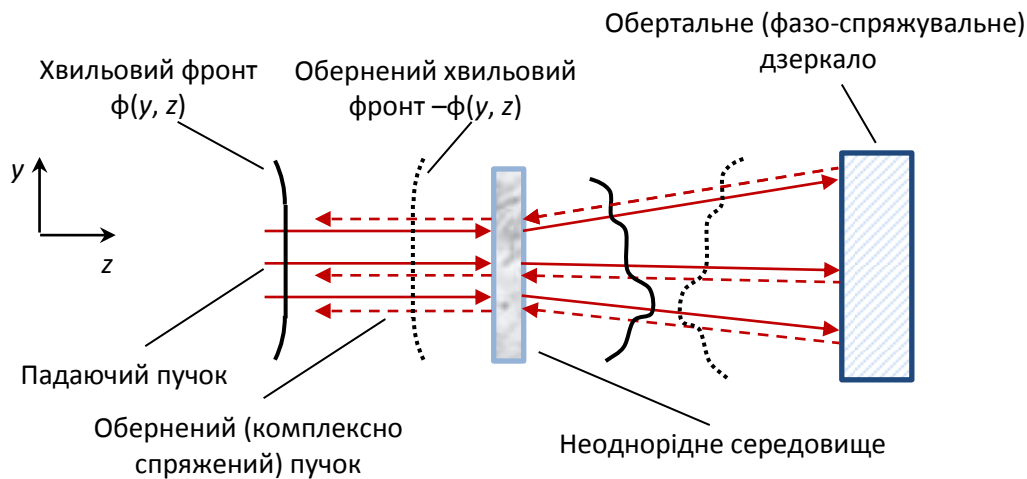


Рис. 5.13. Узагальнена схема обернення хвильового фронту

накачки. За інтенсивностей понад 10^9 Вт/см² інтенсивність розсіяного випромінювання може зрівнятися з інтенсивністю накачки. У спектрі розсіяного випромінювання є стоксові та антистоксові компоненти, які, наприклад, для молекулярного середовища відрізняються за частотою від випромінювання накачки ω_0 на частоту, кратну частоті внутрімолекулярних коливань Ω , тобто $\omega \pm \Omega$, $\omega \pm 2\Omega$, $\omega \pm 3\Omega$... Найсильнішими звичайно є компоненти $\omega \pm \Omega$.

Розсіяння називають вимушеним, тому що поляризація атомів або молекул пропорційна E_{Σ}^2 і розсіяння, яке виникає на поляризованих частинках, збільшує сумарне електричне поле, збільшує поляризацію частинок, що викликає сильніше розсіяння світла і подальше зростання E_{Σ} і т.д. Таким чином, розсіяння світла на атомах або молекулах, яке виникло внаслідок їх поляризації сумарним електричним полем, збільшує це поле і вимушує більш поляризовані частинки розсіювати більше світла.

Вимушене розсіяння Мандельштама-Бриллюена виникає у діелектричному середовищі внаслідок електрострикційного збудження потужним лазерним випромінюванням акустичної хвилі, і дифракції випромінювання на цій хвилі з доплерівським зменшенням або збільшенням частоти розсіяного назад випромінювання. Електрострикція як явище поляризації і відповідно деформації середовища в електричному полі пропорційна квадрату напруженості електричного поля, на разі – пропорційна інтенсивності

випромінювання. З точки зору квантової електродинаміки фотон падаючого випромінювання передає свою енергію молекулі середовища, а молекула перевипромінює фотон з меншою енергією (стоксове випромінювання) та фонон. Перевипромінювання фотона з більшою енергією (антистоксове випромінювання) можливе внаслідок передачі молекулі, збудженій випромінюванням накачки, енергії фонона, який з'явився у попередньому процесі.

Чотирьоххвильове змішування – це накладання у середовищі з ненульовою сприйнятливістю третього порядку $\chi^{(3)}$ електричних полів двох зустрічних хвиль накачки та спрямованої під кутом до них сигнальної хвилі, які внаслідок поляризації середовища і формування в ньому двох ортогональних решіток дифрагують на цих решітках і утворюють хвилю, комплексно спряжену із сигнальною хвилею.

Якщо частоти хвиль накачки та сигнальної хвилі однакові, то у нелінійному середовищі утворюються три статичні об'ємні решітки, викликані просторовою модуляцією показника заломлення середовища. Хвилі накачки з хвильовими векторами \mathbf{k}_1 та \mathbf{k}_2 утворюють решітку, площини якої перпендикулярні цим векторам, а сигнальна хвиля з хвильовим вектором \mathbf{k}_3 формує дві ортогональні решітки з хвилями накачки. На рис. 5.14 показано, як відбувається дифракція Брегга хвилі накачки на одній з цих ортогональних решіток.

Зауважмо, що наведена схема є фактично голографічною схемою запису сигнальної хвилі двома опорними хвилями і одночасного відтворення опорними хвилями двох хвиль, комплексно спряжених із

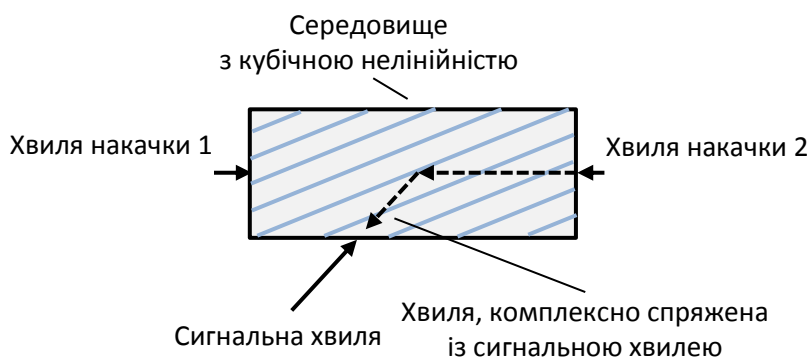


Рис. 5.14. Схема обернення хвильового фронту методом чотирьоххвильового змішування (пунктиром зображено дифракцію хвилі накачки 2 на решітці, утвореній хвилею накачки 1 та сигнальною хвилею)

сигнальною. Для одночасного запису і відтворення голограми потрібна динамічна голографія, в якій світлочутливе середовище дуже швидко реагує на зміни електричного поля світлової хвилі [5.34]. Таким середовищем можуть бути деякі барвники та пари металів, в яких спостерігається насичення поглинання, або оптичні матеріали, де має місце *оптичний ефект Керра* – подвійне променезаломлення зі зміною показника заломлення, пропорційною квадрату електричного поля світлової хвилі.

Фотонне ехо – це короткий імпульс когерентного випромінювання, який виникає після збудження диполів середовища (атомів або молекул) двома або декількома короткими імпульсами резонансного випромінювання. Електричне поле першого імпульсу поляризує середовище і синхронізує коливання диполів. Після припинення першого імпульсу поляризація поступово зменшується і відбувається розфазування коливань електричних диполів. Другий імпульс змінює знак фази у коливанні кожного диполя, внаслідок чого розфазування змінюється фазуванням. У момент співпадіння фаз коливань усіх диполів відбувається генерація ехо-імпульсу когерентного випромінювання.

Обернення хвильового фронту застосовують у таких галузях як:

- лазерний термоядерний синтез (самонаведення лазерного випромінювання на мішень);
- оптичний зв'язок (компенсація дисперсійного розпливання імпульсів в оптичних волокнах);
- нелінійна спектроскопія речовин (дослідження властивостей речовин за параметрами оберненої хвилі у методі чотирьоххвильового змішування);
- оптична обробка інформації (розпізнавання образів);
- військова техніка (фокусування лазерного випромінювання на цілі крізь турбулентну атмосферу).

На рис. 5.15 зображена схема волоконно-оптичної лінії зв'язку з компенсацією дисперсійного розпливання інформаційних імпульсів за допомогою обертального дзеркала. Оптичний імпульс тривалістю τ_p на вході волоконно-оптичної лінії зв'язку можна подати у вигляді набору монохроматичних хвиль з різними λ , кожна з яких також триває τ_p .

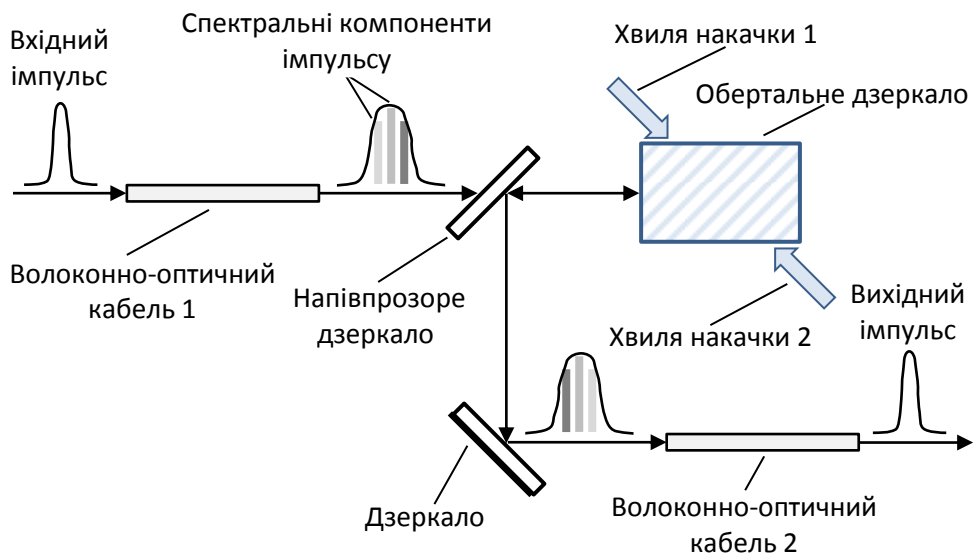


Рис.5.15. Схема компенсації дисперсійного розширення імпульсів у волоконно-оптичній лінії зв'язку за допомогою обернення хвильового фронту

Внаслідок дисперсії ці хвилі рухаються у волокні з різною швидкістю і оптичний імпульс розширюється з відстанню, що може призвести до злиття сусідніх імпульсів і спотворення інформації.

Лінія зв'язку складається з двох волоконно-оптичних кабелів, обертального дзеркала і двох допоміжних дзеркал. Роль обертального дзеркала полягає у тому, що воно ніби розвертає розширений в оптичному кабелі 1 імпульс у часі, ставлячи попереду більш повільні компоненти спектра розширеного імпульсу, а позаду – більш швидкі, що після проходження оптичного кабелю 2 звужує вихідний імпульс.

Для компенсації спотворення хвильового фронту випромінювання, яке пройшло лазерний підсилювач, достатньо відбити це

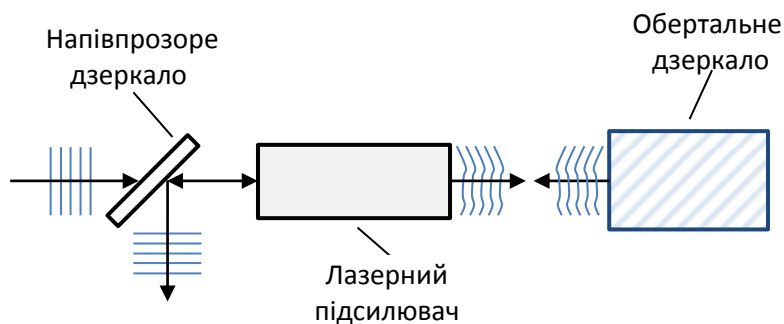


Рис.5.16. Схема виправлення обертальним дзеркалом хвильового фронту, спотвореного лазерним підсилювачем

випромінювання від обертого дзеркала і знову пропустити його крізь підсилувач (рис. 5.16).

5.7. Інші нелінійно-оптичні явища

Синхронізація мод оптично наведеною лінзою Керра. Якщо в активному середовищі твердотілого лазера поширюється потужний оптичний імпульс з гауссовим профілем інтенсивності, то внаслідок оптичного ефекту Керра осьовий приріст показника заломлення середовища буде більшим за периферійний приріст, що спричинить лінзовий ефект – появу так званої «лінзи Керра». Для випромінювання з довжиною хвилі λ і осьовою напруженістю електричного поля світлової хвилі E_0 профіль показника заломлення описується формулою

$$\Delta n(r) = C_{kr} \lambda E_0^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right).$$

Для формування в активному середовищі лінзи Керра здійснюють модуляцію добротності резонатора, наприклад, за допомогою насичуваного поглинача або насичуваного бреггівського відбивача (дзеркала *SESAM*, описаного у підрозділі 15.4 першого тому [5.36]). За досягнення наносекундних тривалостей імпульсів починається процес їх стискання за рахунок синхронізації мод, причому досягнуто стискання до декількох фемтосекунд. Зручним для стискання імпульсів виявився Ti:сапфіровий лазер.

Фемтосекундні імпульси використовують для генерації широкопasmового когерентного випромінювання – суперконтинууму, за допомогою якого можна, наприклад, здійснювати дистанційне виявлення та аналіз забруднювачів атмосфери одночасно за багатьма спектральними лініями. Суперконтинуум також використовують в оптичній когерентній томографії, яка дозволяє досліджувати біологічні тканини на глибині до 3 мм з роздільною здатністю в 1 мкм. Ще однією сферою застосування суперконтинууму є вимірювальна техніка, де суперконтинуум уможливив вимірювання частот та часових інтервалів з надзвичайно високою точністю.

Багатофотонне поглинання. Це явище спостерігають за інтенсивностей випромінювання понад 10^8 – 10^{10} Вт/см². Імовірність поглинання атомом одного фотона пропорційна інтенсивності випромінювання. Процеси поглинання декількох фотонів одним атомом вважають незалежними, тому за будь-якої інтенсивності випромінювання існує ненульова ймовірність акту багатофотонного поглинання, проте спостерігати це явище стало можливим лише з появою лазерів. Збільшення інтенсивності випромінювання на m порядків, на стільки ж порядків підвищує ймовірність одночасного поглинання m фотонів.

Світлогідравлічний удар. Якщо у рідину потрапляє інтенсивний пучок лазерного випромінювання, то спостерігається *світлогідравлічний удар* – різке розширення рідини з утворенням ударної хвилі, у фронті якої тиск сягає мільйона атмосфер, причому це явище супроводжується спалахом білого світла, викидом рідини з поверхні і руйнуванням або деформацією предметів, які опинилися на шляху ударної хвилі. Додаванням до рідини домішок, поглинаючих випромінювання, можна значно підсилити цей ефект. Теорії цього явища поки що не існує: надто багато взаємопов'язаних процесів протікають у рідині – самофокусування, поглинання, вимушене розсіяння випромінювання та люмінесценція, а також теплове розширення, утворення плазми, кавітація і формування ударної хвилі.

Світлогідравлічний удар використовують у промисловості для штампування деталей, їх зміцнювання та ударного зварювання.

Деякі нелінійно-оптичні явища мають теоретичне підґрунтя, але поки що не підтверджені експериментами. Так само, як на початку минулого століття класична фізика стала частиною квантової фізики, так і лінійна оптика входить у нелінійну оптику, яка об'єднує усі явища, пов'язані зі взаємодією оптичного випромінювання та середовища, у тому числі і вакууму.

Контрольні запитання та задачі

- 5.1.** Чим відрізняється нелінійна оптика від лінійної ?
- 5.2.** Що таке хвиля поляризації?
- 5.3.** Чому у перших експериментах ефективність подвоєння частоти була дуже низька?

- 5.4. Які кристали використовують для подвоєння частоти?
- 5.5. Як можна досягти потроєння частоти випромінювання?
- 5.6. Завдяки яким процесам відбувається самофокусування випромінювання у плазмі?
- 5.7. Де застосовують автоколімацію лазерного пучка?
- 5.8. Яке середовище краще використати для генерації п'ятої гармоніки випромінювання?
- 5.9. Чим відрізняється електрооптичний ефект Керра від оптичного?
- 5.10. Що таке плазмова частота?
- 5.11. Як протікає процес автоколімації лазерного пучка?
- 5.12. Де спостерігається таунсів профіль лазерного пучка?
- 5.13. За якої умови утворюється таунсів пучок?
- 5.14. Як пондеромоторна сила, яка діє на електрони, що знаходяться у лазерному пучку, впливає на показник заломлення плазми?
- 5.15. Як можна синхронізувати хвилю поляризації та другу гармоніку випромінювання?
- 5.16. Як релятивістські процеси впливають на самофокусування випромінювання?
- 5.17. Як можна реалізувати параметричну генерацію випромінювання?
- 5.18. Які нелінійні процеси спостерігаються в оптиці?
- 5.19. Як можна підсилити коливання в LC -контурі за допомогою параметричного резонансу?
- 5.20. Поясніть суть фазового синхронізму. Як його можна досягти у разі подвоєння частоти?
- 5.21. Які існують методи обернення хвильового фронту?
- 5.22. Поясніть, як відбувається обернення хвильового фронту у методі чотирьоххвильового змішування.
- 5.23. Як утворюється фотонне ехо?
- 5.24. Де використовують обернення хвильового фронту?

Література до глави 5

- 5.1. Левшин Л. В. Сергей Иванович Вавилов / Л. В. Левшин. – М.: Наука, 1977. – 432 с.
- 5.2. Franken P. A. Generation of optical harmonics / P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich. – Phys. Rev. Lett., 1961, vol. 7, № 4. – P. 118–120.

- 5.3. Giordmaine J. A. Mixing of light beams in crystals / J. A. Giordmaine. – Phys. Rev. Lett., 1962, vol. 8, № 1. – P. 19–20.
- 5.4. Maker P. D. Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics / P. D. Maker, R. W. Turhune, M. Nisenof, C. M. Savage. – Phys. Rev. Lett., 1962, vol. 8, № 1. – P. 21–23.
- 5.5. Ахманов С. А. О генерировании УФ-излучения путем использования каскадного преобразования частоты / С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, А. С. Пискарскас, Р. В. Хохлов. – Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 2. – С. 223.
- 5.6. Бломберген Н. Нелинейная оптика и спектроскопия / Н. Бломберген. – УФН, 1982, т. 138, вып. 2. – С. 185–203.
- 5.7. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров / Ф. Качмарек. – М.: Мир, 1981. – 540 с. – ISBN 83-01-00209-3.
- 5.8. Ахманов С. А. Физическая оптика / С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин. – 2-е изд. – М.: Изд-во МГУ, 2004. – 656 с. – ISBN 5-211-04558-X.
- 5.9. New G. H. C. Optical third-harmonic generation in gases / G. H. C. New, J. F. Ward. – Phys. Rev. Lett., 1967, vol. 19, issue 10. – P. 556–559.
- 5.10. Maker P. D. Measurements of nonlinear light scattering / P. D. Maker, R. W. Terhune, C. M. Savage. – Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, issue 17. – P. 681–684.
- 5.11. Burnett N. H. Harmonic generation in CO₂ laser target interaction / N. H. Burnett, H. A. Baldis, M. C. Richardson, G. D. Enright. – Appl. Phys. Lett., 1977, vol. 31, issue 3. – P. 172–174.
- 5.12. Kroll N. M. Parametric amplification in spatially extended media and application to the design of tuneable oscillators at optical frequencies / N. M. Kroll. – Phys. Rev., 1962, vol. 127, issue 4. – P. 1207–1211.
- 5.13. Ахманов С. А. Об одной возможности усиления световых волн / С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. – ЖЭТФ, 1962, т. 43, № 5. С. 351–353. <http://www.opticsinfobase.org/laserfest/Beginning-of%20the-Laser-Era-in-the-USSR.pdf>.

- 5.14. Giordmaine J. A. Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO_3 at optical frequencies / J.A. Giordmaine, R.C. Miller. – Phys. Rev. Lett., 1965, vol. 14, issue 24. – P. 973–976.
- 5.15. Аскарьян Г. А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы / Г. А. Аскарьян. – ЖЭТФ, 1962, т. 42, № 6. С. 1567–1570/
- 5.16. Chiao R. Y. Self-trapping of optical beams / R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes. – Phys. Rev. Lett., 1964, vol. 13, issue 15. – P. 479–482.
- 5.17. Луговой В. Н. Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде / В. Н. Луговой, А. М. Прохоров. – УФН, 1973, т. 111, вып. 2. – С. 203–247.
- 5.18. Kaiser W. Two-photon excitation in $\text{CaF}_2:\text{Eu}^{2+}$ / W. Kaiser, C. G. B. Garrett. – Phys. Rev. Lett., 1961, vol. 7, issue 6. – P. 229–231.
- 5.19. Бломберген Н. Нелинейная оптика / Н. Бломберген. – М.: Мир, 1966. – 424 с.
- 5.20. McCall S. L. Optical nonlinearity in sodium vapour / S. L. McCall, H. M. Gibbs, G. G. Churchill, T. N. K. Venkatesan. – Bull. Am. Phys. Soc., 1975, vol. 20. – P. 636–641.
- 5.21. Myers L. E. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO_3 / L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer et al. – JOSA, 1995, vol. 12, № 11. – P. 2102–2116.
- 5.22. Пекара А. Новый облик оптики / А. Пекара. – М.: Сов.радио, 1973. – 264 с.
- 5.23. Справочник по лазерам / В 2-х т. Т.2. Под ред. А. М. Прохорова. – М.: Сов. радио, 1978. – 402 с.
- 5.24. Electro-optics handbook / Editors: R. W. Waynant, M. N. Ediger. – 2nd ed. – New York.: McGraw-Hill Inc., 2000. – 911 p. – ISBN 0-07-068716-1.
- 5.25. Mollenauer L. F. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers / L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon. – Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, issue 13. – P. 1095–1098.

- 5.26. Гиббс Х. М. Оптическая бистабильность: управление светом с помощью света / Х. М. Гиббс. – М.: Мир, 1988. – 518 с.
- 5.27. Turhune R. W. Optical harmonic generation in calcite / R. W. Turhune, P. D. Maker, C. M. Savage. – Phys. Rev. Lett., 1962, vol. 8, issue 10. – P. 404–406.
- 5.28. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики / И. Р. Шен. – М.: Наука, 1989. – 560 с. – ISBN 5-02-014043-0.
- 5.29. Матвеев А. Н. Оптика / А. Н. Матвеев. – М.: Высшая школа, 1985. – 351 с.
- 5.30. Ландсберг Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. 5-е изд., перераб. – М.: Наука, 1976. – 928 с.
- 5.31. Bass M. Optical mixing / M. Bass, P. A. Franken, A. E. Hill et al. – Phys. Rev. Lett., 1962, vol. 8, issue 1. – P. 18.
- 5.32. Ахманов С.А. Проблемы нелинейной оптики / С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. – М.: ВИНТИ, 1964. – 254 с.
- 5.33. Зельдович Б. Я. О связи между волновыми фронтами отраженного и возбуждающего света при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна / Б. Я. Зельдович, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллов. – Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, вып. 3. – С. 160–164.
- 5.34. Винецкий В. Л. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков / В. Л. Винецкий, Н. В. Кухтарев, С. Г. Одулов, М. С. Соскин. – УФН, 1979, том 129, вып. 1. – С. 113–137.
- 5.35. Woodbury E. J. Ruby laser operation in the near IR / E. J. Woodbury, W. K. Ng. – Proc. IRE, 1962, vol. 50, № 11. P. 2347–2348.
- 5.36. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Генерація оптичного випромінювання. Книга друга [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://ela.kpi.ua/handle/123456789/30527>

Глава 6

ОПТИЧНІ ДАТЧИКИ

Кожна річ відома настільки, наскільки її можна виміряти.

Уільям Томсон (лорд Кельвін), англійський фізик

6.1. Класифікація оптичних датчиків

Історичні відомості. Оптичні вимірювальні прилади з'явилися декілька тисячоліть тому. Перші сонячні годинники, виявлені археологами на території Єгипту, датуються 3500 р. до н.е. Вони мали вигляд обелісків і час в них визначався за довжиною тіні.

Дифракційні ґрати уперше описав шотландський математик та астроном Джеймс Грегорі, який через рік після того, як Ньютон розклав призмою сонячне світло у спектр, продемонстрував той же ефект, пропустивши світло через пташине перо. У 1785 р. американський астроном та винахідник Девід Ріттенхауз виготовив перші дифракційні ґрати – 50 волосків, закріплених на різьбі двох гвинтів. Німецький оптик Йозеф Фраунгофер у 1814 р. винайшов призмовий спектроскоп і, удосконалюючи його, використав дифракційні ґрати для освітлення спектроскопа однією спектральною компонентою сонячного випромінювання. Фраунгофер розробив теорію дифракційних ґрат. Спектральна роздільна здатність дифракційних ґрат пропорційна кількості штрихів і точності їх розміщення. Американському фізику Генрі Роуланду, який присв'ятив значну частину свого життя розробці технології та інструментарію для виготовлення дифракційних ґрат, вдалося у 1882 р. створити високоточні ґрати на вгнутому дзеркалі, що дозволило одночасно з розкладанням у спектр фокусувати випромінювання спектральних компонент. Якщо виготовлені Фраунгофером дифракційні ґрати мали всього 300 штрихів/мм, то у 1899 р. англійському винахіднику Генрі Грейсону вдалося побудувати машину, яка нарізала на склі дифракційні ґрати з 4700 штрихів/мм. Американський фізик Роберт Вуд у 1910 р. розробив технологію виготовлення ешелета – відбивних ґрат з трикутним профілем дзеркальних штрихів, які концентрували енергію відбитого випромінювання у заданому порядку дифракції. Використання дифракційних ґрат у різного роду датчиках дозволяє досягти дуже високої точності вимірювання [6.1, 6.2].

У 1887 р. двоє американських фізиків Альберт Майкельсон та Едвард Морлі безуспішно спробували виявити ефір за допомогою розробленого Майкельсоном

інтерферометра. Експеримент Майкельсона-Морлі неодноразово повторювався у більш сучасних модифікаціях. У 2009 р. німецький фізик Свен Херман разом зі співробітниками, використавши два перпендикулярних резонатори Фабрі-Перо, які освітлювалися лазерним випромінюванням і оберталися, продемонстрував з точністю 10^{-17} , що світло у різних напрямках поширюється з однаковою швидкістю, що рівнозначно твердженню про ізотропність простору [6.3].

Французький вчений Анрі Пуанкаре у 1895 р. поширив принцип відносності на електромагнітні та оптичні явища, що стало через десять років основою спеціальної теорії відносності Ейнштейна. На початку ХХ ст. Майкельсон висловив припущення, що за допомогою електромагнітних дослідів можна виміряти абсолютну кутову швидкість тіла. Французький фізик Жорж Саньяк, намагаючись виявити відносний рух ефіру, у 1913 р. за допомогою сконструйованого ним кільцевого інтерферометра показав, що різниця фаз між зустрічними хвилями на виході інтерферометра пропорційна його абсолютній кутовій швидкості (ефект Саньяка). У 1962 р. на основі ефекта Саньяка американський фізик Уорен Мацек розробив кільцевий лазерний гіроскоп, який знайшов застосування в інерціальних навігаційних системах літаків, ракет, кораблів та підводних човнів [6.7].

На початку 50-х років минулого століття з'явилися перші лідари – пристрої для контролю параметрів атмосфери за допомогою коротких оптичних імпульсів, сформованих за допомогою імпульсних ламп та швидкодійних затворів. З 60-х років у лідарах з'явилося потужне джерело когерентного випромінювання – лазер, що розширило сферу їх застосування у бік вимірювання дальності. З 1967 р. лазерними далекомірами стали оснащувати американські танки.

У 1962 р. група фізиків з Масачусетського технологічного інституту (США) здійснила локацію Місяця, спрямувавши імпульс рубінового лазера на один з кратерів. Для формування та прийому випромінювання були використані телескопи Касегрена діаметром відповідно 30 та 122 см. Перші вимірювання відстані до Місяця (з точністю 200 м) здійснили фізики Кримської астрофізичної обсерваторії (СРСР) у 1965 р., використавши телескоп діаметром 2,6 м. У 1969 р. американські астронавти в рамках місії «Аполон 11» встановили на Місяці кутикові відбивачі, які значно підвищили інтенсивність відбитого випромінювання та точність вимірювання відстані до Місяця. За відстані приблизно 300 000 км у наш час досягнута точність у декілька міліметрів (у разі використання відбивача з трьомастами кутиковими відбивачами, встановленими у 1971 р. під час місії «Аполон 15»).

Поява на початку 60-х років минулого століття лазерів та оптичних волокон відкрила широкі можливості для створення нового типу датчиків – волоконно-оптичних. За два десятиліття було створено понад триста датчиків з унікальними властивостями.

Наприкінці 1940-х років радянський винахідник Лев Термен розробив пристрій, який дозволяв за допомогою пучка інфрачервоного випромінювання, спрямованого ззовні на вікно та відбитого на фотоприймач, підслуховувати розмову, яка відбувається у приміщенні. Через двадцять років на цьому принципі були створені «лазери-шпигуни» зі значно більшою дальністю дії.

Загроза біотероризму, яка стала реальною на початку нового тисячоліття, стимулювала розвиток технології оптичних біосенсорів, призначених для виявлення небезпечних бактерій та вірусів. У таких сенсорах біоселективні чутливі елементи (нуклеїнові кислоти, антитіла, ферменти тощо), прикріплені до поверхні оптичного матеріалу, пристиковують до себе внаслідок біохімічної реакції певні бактерії або віруси, що змінює властивості оптичної поверхні, а заодно і інтенсивність відбитого чи заломленого лазерного випромінювання.

Датчик – це перетворювач фізичної або математичної величини в сигнал, прийнятний для передачі у вимірювальну або автоматичну систему, а також пристрій для визначення концентрації хімічних сполук. Синонімами цього поняття є сенсор (лат. *sensorium* – орган чуттів) та детектор (англ. *detect* – виявляти).

Сигнал, в який перетворюється контрольована величина, може бути електричним, оптичним та акустичним (залежно від того, який вид енергії модулюється під дією цієї величини). Передача сигналу може здійснюватись як через необмежене середовище (вакуум, повітря, воду), так і через канал, заповнений середовищем, яке добре пропускає сигнал (наприклад, мідь електричного дроту – для електричного сигналу, скло оптичного волокна – для оптичного сигналу).

В елементарних оптичних датчиках носієм сигналу є випромінювання і воно модулюється за амплітудою, фазою, частотою та поляризацією. Такі датчики є аналоговими. У складних датчиках аналогові сигнали чутливих елементів можуть перетворюватися в цифровий код, і такі датчики називають цифровими.

Особливу групу датчиків складають *оптичні біосенсиори*, в яких для розпізнавання біомолекул використовують їх реакції з іншими біомолекулами, до яких приєднані молекули флуоресцентного барвника або які є каталізаторами хемілюмінесцентних реакцій, що дозволяє за інтенсивністю світіння визначати концентрацію виявлюваних органічних сполук.

Як бачимо, існує багато різних класифікацій датчиків. Розгляньмо класифікацію датчиків за контрольованою фізичною або математичною величиною. Пояснимо зразу ж, що деякі величини, контрольовані датчиками, є суто математичними величинами, які встановлюють певні просторові або часові співвідношення між фізичними об'єктами та процесами, в яких вони беруть участь (наприклад, кут, відстань, часовий інтервал, швидкість, концентрація).

Виділимо типи датчиків, в яких використання оптичного випромінювання розширило функціональні можливості, збільшило точність, підвищило чутливість; це датчики:

- лінійного переміщення;
- відстані (висоти, глибини) або розміру (довжини, ширини, товщини);
- лінійної швидкості;
- кутового переміщення (кута повороту);
- кутової швидкості (кількості обертів);
- плоскостності;
- температури;
- електричного поля;
- магнітного поля;
- електричного струму;
- електричної напруги;
- інтенсивності випромінювання;
- довжини хвилі випромінювання;
- хвильового фронту;
- акустичного поля;
- гравітаційних хвиль;
- концентрації.

Названі типи датчиків далеко не вичерпують все різноманіття оптичних датчиків. Одному з найважливіших оптичних датчиків – фотоприймачу, який можна розглядати як датчик інтенсивності випромінювання – була присв'ячена перша глава цього тому. Деякі датчики були вже описані у підрозділі 20.6 першого тому. Зауважмо, що лише волоконно-оптичних датчиків існує декілька сотень.

Волоконно-оптичний датчик – це датчик, в якому оптичне волокно є чутливим елементом або середовищем для передачі сигналу від віддаленого чутливого елемента до електронного пристрою, який обробляє сигнал. Волоконно-оптичні датчики мають ряд переваг порівняно з іншими типами датчиків:

- невеликі габарити та маса;
- відсутність у віддаленому чутливому елементі електричного джерела живлення;
- можливість мультиплексування в оптичному волокні сигналів з багатьох чутливих елементів, використовуючи для кожного сигналу свою довжину хвилі;
- можливість роботи в сильному електромагнітному полі, у вибухо-небезпечному та агресивному середовищах, а також за високої температури;
- відсутність перехресної модуляції між прилеглими волокнами, по яких поширюються сигнали від різних чутливих елементів.

6.2. Лазерні датчики лінійного переміщення, відстані та швидкості

Датчики переміщення. Датчиків, які фіксують переміщення у діапазоні від мікрометрів до метрів, було досить багато ще у долазерну епоху і лише з появою лазерів стало можливим вимірювати переміщення об'єкта на субатомні відстані.

З появою у сорокових-п'ятидесятих роках минулого століття в авіаційній, автомобільній, верстатобудівній промисловості програмних верстатів виникла потреба в точних і надійних датчиках малих переміщень. Такими датчиками стали растрові вимірювачі лінійних та кутових переміщень, побудовані на муаровому ефекті, які кожен спостерігав у вигляді бігаючих темних смуг на складках тюлевих занавісок. *Муаровий ефект* – це утворення комбінаційних смуг внаслідок накладання двох ґраток. Муарові смуги дуже чутливі до лінійного або кутового переміщення однієї ґратки відносно іншої, що дає змогу побудувати датчики лінійних переміщень з точністю 0,1 мкм і датчики кутових переміщень з точністю 0,2" [6.5].

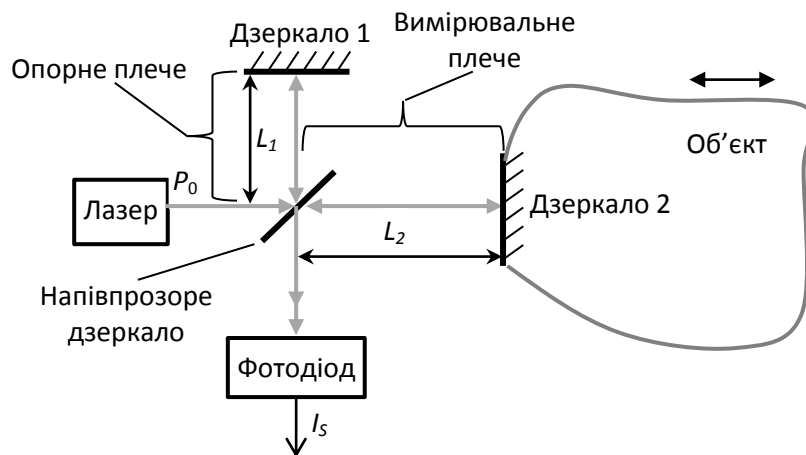


Рис. 6.1. Схема інтерферометра Майкельсона з фотоелектричною реєстрацією інтерференційного сигналу, утвореного внаслідок коливання об'єкта

Значно більшу точність можуть забезпечити інтерференційні датчики (див. підрозділ 20.6 першого тому [6.28]). Одним з перших таких датчиків став інтерферометр Майкельсона, використаний в експерименті Майкельсона-Морлі з виявлення ефіру [6.1]. Спрощена схема інтерферометра Майкельсона з фотоелектричною реєстрацією інтерференційних смуг зображена на рис. 6.1.

Приклад 6.1. Лазер інтерферометра Майкельсона генерує паралельний пучок випромінювання з довжиною хвилі λ , потужністю P_0 та діаметром d_b , який напівпрозорим дзеркалом ділиться на рівні за потужністю опорний та вимірювальний пучки (рис. 6.1). Після відбиття від дзеркал 1 та 2 відповідно з коефіцієнтами відбиття R_1 та R_2 пучки просторово суміщаються і спрямовуються на фотодіод зі спектральною чутливістю S_λ . Знайти змінну складову фотоструму $J_s(t)$ у разі гармонічного коливання дзеркала 2 вздовж осі вимірювального плеча з амплітудою δL та коловою частотою ω . Вважати, що лазерний пучок має у перерізі однорідний розподіл інтенсивності, а його діаметр менший за діаметр фоточутливої поверхні фотодіода.

Унаслідок інтерференції просторово суміщених когерентних пучків на фотодіоді формуються інтерференційні смуги нескінченної ширини з однорідним світловим полем інтенсивністю I_{ph} , яке забезпечує на вході фотодіода потужність випромінювання $P_{ph} = \pi d_b^2 I_{ph} / 4$, а на виході – фотострум $J_{ph} = S_\lambda P_{ph}$.

Інтенсивність лазерного пучка на вході інтерферометра $I_0 = 4P_0/\pi d_b^2$. Опорний та вимірювальний пучки мають на фотодіоді інтенсивності $I_1 = R_1 I_0/4$ та $I_2 = R_2 I_0/4$. Завдяки когерентності пучків утворюється інтерференційна картина інтенсивністю

$$I_{ph} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi, \quad (6.1)$$

де $\Delta\varphi$ – різниця фаз опорного та вимірювального пучків. Різницю фаз можна подати як

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + \delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda}(L_1 - L_2) = \frac{4\pi}{\lambda}\Delta L = \frac{4\pi}{\lambda}(\Delta L_0 + \delta L \cos \omega t),$$

де зміною шляху L_1 можна так підібрати величину ΔL_0 , щоб $\Delta L_0 = (2m+1)\lambda/8$ (m – велике ціле число). Тоді третій член у формулі (6.1), який описує змінну (сигнальну) компоненту інтенсивності інтерференційної картини, можна переписати як

$$I_s(t) = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[\frac{(2m+1)\pi}{2} + \frac{4\pi}{\lambda}\delta L \cos \omega t \right] = 2\sqrt{I_1 I_2} \sin \left(\frac{4\pi}{\lambda}\delta L \cos \omega t \right).$$

Для малих переміщень, коли $\delta L \ll \lambda/4\pi$, маємо

$$I_s(t) = \frac{8\pi\sqrt{I_1 I_2}}{\lambda} \delta L \cos \omega t,$$

а також інтерференційний сигнал (змінну компоненту потужності випромінювання на вході фотодіода):

$$P_s(t) = \frac{\pi d_b^2}{4} I_s = \frac{\pi^2 d_b^2 I_0 \sqrt{R_1 R_2}}{2\lambda} \delta L \cos \omega t = \frac{2\pi P_0 \sqrt{R_1 R_2}}{\lambda} \delta L \cos \omega t.$$

З урахуванням того, що $J_s = S_\lambda P_s$, змінний фотоелектричний струм можна подати як

$$J_s(t) = \frac{2\pi S_\lambda P_0 \sqrt{R_1 R_2}}{\lambda} \delta L \cos \omega t. \quad (6.2)$$

Приклад 6.2. В інтерферометрі Майкельсона (рис. 6.1) використано лазер з довжиною хвилі $\lambda = 650$ нм та потужністю $P_0 = 50$ мВт, а також кремнієвий фотодіод зі спектральною чутливістю на даній довжині хвилі $S_\lambda = 0,2$ А/Вт та середнім квадратичним значенням шумового струму $J_n = 1$ мкА. Скориставшись формулою (6.2), знайти мінімальну амплітуду коливання об'єкта, за якої відношення сигнал/шум на виході фотодіода

інтерферометра $S/N = 10$. Вважати, що темновий струм є основною компонентою шумів фотодіода, а рештою шумів можна знехтувати. Прийняти також, що напівпрозоре дзеркало ділить падаючий пучок порівну між опорним та вимірювальним плечами, а коефіцієнти відбиття дзеркал у цих плечах $R_1 = R_2 = 0,7$.

Якщо у формулі (6.2) виділити амплітуду змінного струму, позначивши її як I_{s0} , тобто

$$J_{s0} = \frac{2\pi S_\lambda P_0 \sqrt{R_1 R_2}}{\lambda} \delta L,$$

то відношення «сигнал/шум» $S/N = I_{s0}^2 / I_n^2$, що дозволяє записати

$$\frac{S}{N} = \frac{4\pi^2 S_\lambda^2 P_0^2 R_1 R_2}{\lambda^2 I_n^2} \delta L_{\min}^2,$$

звідки

$$\delta L_{\min} = \frac{\lambda I_n}{2\pi S_\lambda P_0} \sqrt{\frac{S/N}{R_1 R_2}}. \quad (6.3)$$

Підставляючи числові дані у формулу (6.3), знайдемо

$$\delta L_{\min} = \frac{650 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,2 \cdot 50 \cdot 10^{-3}} \sqrt{\frac{10}{0,7^2}} = 4,8 \cdot 10^{-11} \text{ м.}$$

Якщо експеримент Майкельсона-Морлі (див. підрозділ 2.2 першого тому [6.29]) мав за мету підтвердити або спростувати наявність світлоносного ефіру, то сучасні аналогічні експерименти більше спрямовані на виявлення анізотропії простору. Так, в одному з експериментів, схема установки якого зображена на рис. 6.2, використано два перпендикулярних резонатори Фабрі-Перо, коливання в яких збуджувалися двома Nd:YAG-лазерами [6.3].

У цій установці резонатори, утворені у кварцовому моноблоці, мали однакову довжину $L = 55$ мм (з різницею менше 2 мкм) і добротність, рівну $3,8 \cdot 10^5$. Настроювання та модуляція частоти лазерів здійснювалася п'єзоелементами, прикріпленими до лазерних кристалів. Частина випромінювання, відбитого від резонаторів, світлоподільними призми відводилася на фотоприймачі двох сервоприводів, які подавали на п'єзоелементи сигнали корекції та модуляції. Інша частина відбитого випромінювання поступала у лазери, утворюючи

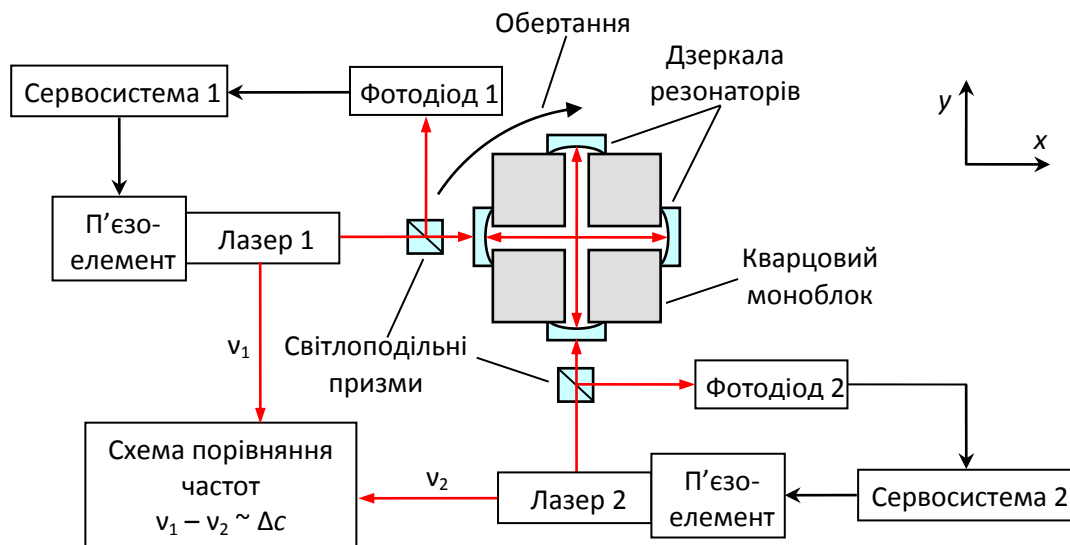


Рис. 6.2. Схема сучасної установки для перевірки сталості швидкості світла у вакуумі та ізотропії простору

таким чином дві пари зв'язаних резонаторів. Для запобігання стороннім впливам на результати експерименту резонатори зі світлоподільними призмами розташовували у вакуумній камері, а вся установка знаходилася на вібростійкому столі з активним заглушенням вібрацій.

У резонаторах Фабрі-Перо збуджувалися дві поздовжні моди, різниця частот яких

$$\Delta\nu = \frac{c_x}{2L} - \frac{c_y}{2L} = \frac{\Delta c}{2L},$$

де c_x та c_y – швидкості світла у двох взаємно перпендикулярних напрямках. У разі ізотропії простору $c_x = c_y$ і сигнал різницевої частоти $\Delta\nu = 0$, що і спостерігалось в експерименті з точністю 10^{-17} .

Для вимірювання надмалих переміщень (значно менших за λ) використовують лазерні інтерферометри:

- з тридзеркальним резонатором (лазерним резонатором та зовнішнім дзеркалом, яке утворює з вихідним дзеркалом лазера зовнішній резонатор); в окремому випадку такого інтерферометра роль дзеркала може виконувати і матова поверхня об'єкта;
- з чотирьозеркальним резонатором (із зовнішнім резонатором, співвісним з лазерним і утвореним двома власними дзеркалами);

- з декількома зовнішніми резонаторами, два з яких утворюють інтерферометр Майкельсона.

Останній тип лазерного інтерферометра дозволяє вимірювати переміщення об'єкта, на декілька порядків менші за діаметр атома водню, рівний 0,1 нм. Такі інтерферометри використовують у фізичних експериментах з дослідження фундаментальних властивостей простору-часу та матерії.

Детектор гравітаційних хвиль. На рис. 6.3 показано лазерний інтерферометр, який є основою детектора гравітаційних хвиль – складної надчутливої системи з вимірювальними плечами довжиною

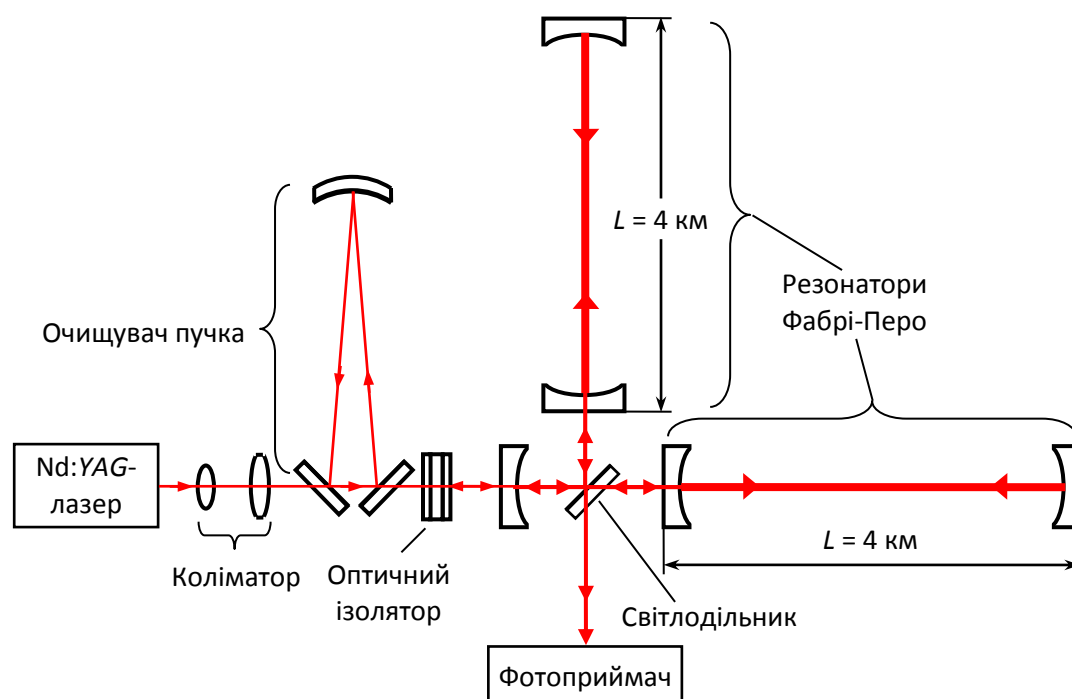


Рис. 6.3. Спрощена схема лазерного інтерферометра, призначеного для прийому гравітаційних хвиль (товстими лініями показані лазерні пучки)

до декількох кілометрів [6.11]. У США така система дістала назву *LIGO* (англ. *Laser Interferometric Gravitational-Wave Observatory* – лазерна інтерферометрична гравітаційно-хвильова обсерваторія). Станом на 2012 р. побудовано шість подібних обсерваторій – три в США, дві в Європі і одна в Японії, причому вони об'єднані у глобальну мережу.

Існування гравітаційних хвиль було передбачене загальною теорією відносності Ейнштейна. *Гравітаційна хвиля* – це періодичне збурення метрики

простору-часу, яке математично є розв'язком тензорного хвильового рівняння Ейнштейна для гравітаційного поля (або системи з десяти скалярних рівнянь). Гравітаційні хвилі виникають внаслідок прискороного руху матерії, причому для уможливлення виявлення цих хвиль маса матерії має бути космічних масштабів. Так, наприклад, унаслідок колапсу подвійного пульсару (двох близько розташованих нейтронних зірок масою у півтори маси Сонця та діаметром 10 км) в енергію гравітаційних хвиль може перетворитися за долі секунди до половини їх маси, що викличе гравітаційну хвилю, яка поширюватиметься зі швидкістю світла c і викличе біля Землі періодичну зміну метрики (викривлення) простору-часу з відносною амплітудою у межах 10^{-21} – 10^{-23} . У нашій галактиці таке злиття двох зірок трапляється приблизно раз на десятиліття, а взагалі за достатньої чутливості детекторів гравітаційних хвиль подібних подій може бути зареєстровано декілька на рік. Особливий інтерес представляють реліктові гравітаційні хвилі, якими заповнений весь Всесвіт, оскільки вони містять інформацію про перші миттєвості після Великого вибуху, який стався 13,7 млрд років тому і започаткував існування нашого Всесвіту.

Гравітаційні хвилі, як і електромагнітні, є поперечними хвилями, причому у поперечній площині вісь стискання ортогональна осі розтягування. Як і у електромагнітних хвиль, амплітуда гравітаційних хвиль спадає пропорційно відстані від їх джерела.

У плечах згаданого вище інтерферометра розташовані резонатори Фабрі-Перо, які завдяки багаторазовому проходу випромінювання через них збільшують потужність лазерного випромінювання з 10 Вт на виході лазера до 15 кВт всередині резонатора; збільшується також зсув фази цього випромінювання, викликаний гравітаційною хвилею (приблизно у 100 разів на частоті 100 Гц). Довжина кожного з плеч інтерферометра має бути якомога більшою, щоб забезпечити максимально можливу чутливість детектора гравітаційних хвиль. Зростання чутливості детектора у m разів збільшує об'єм досліджуваної частини Всесвіту у m^3 разів.

Дзеркала резонаторів відіграють роль пробних мас; вони виготовлені з плавленого кварцу мають діаметр 25 см, масу 10,7 кг і підвішені на проволочі. Відступ від сферичності у робочій частині дзеркал, яка має діаметр 8 см, не перевищує 0,5 нм, а мікронерівності поверхні менші за 0,2 нм. Багатошарові діелектричні покриття дзеркал нанесені методом іонно-променевого розпилення, який дозволяє отримати дзеркальне покриття з дуже малими оптичними втратами

(поглинається менше 10^{-5} , а розсіюється менше 10^{-4} потужності падаючого випромінювання).

У разі надходження гравітаційної хвилі дзеркала коливатимуться одне відносно одного, викликаючи фазову модуляцію лазерного випромінювання. Частота коливань залежатиме від маси та прискорення джерела гравітаційних хвиль; очікується, що частота гравітаційних хвиль потрапить у смугу частот чутливості детектора (45–2500 Гц). За амплітуди хвилі порядку 10^{-21} плечі інтерферометра змінюватимуть свою довжину лише на 10^{-18} м, що у тисячу разів менше за діаметр протону.

Усі оптичні елементи інтерферометра знаходяться всередині чотирикілометрової труби діаметром 1,2 м з нержавійної сталі, в якій підтримується надвисокий вакуум (приблизно 10^{-6} Па), що забезпечує лазерне випромінювання від паразитної фазової модуляції акустичними хвилями та від розсіяння на молекулах залишкового газу.

Джерелом випромінювання в інтерферометрі служить одночастотний Nd:YAG-лазер з довжиною хвилі 1064 нм та потужністю 10 Вт. І частота, і потужність випромінювання підтримуються на заданому рівні за допомогою систем активної стабілізації. Очищувачем пучка (довжиною 12 м) є прохідний кільцевий резонатор, який забезпечує фільтрацію лазерного шуму і формування пучка з дифракційною розбіжністю; власні частоти кільцевого резонатора використовуються також як опорні в системі стабілізації частоти лазерного випромінювання.

Оптичний ізолятор, використаний в інтерферометрі, запобігає поверненню випромінювання, відбитого від дзеркал інтерферометра, назад у лазер, що викликало б паразитну модуляцію лазерного випромінювання. Такі ізолятори досить часто можна побачити в конструкціях лазерних вимірювальних систем. Ізолятор працює на ефекті Фарадея, тому його називають ще фарадеївським ізолятором. Принцип дії ізолятора проілюстрований рис. 6.4.

Випромінювання з лінійною вертикальною поляризацією проходить через поляризатор, вісь пропускання якого теж орієнтована вертикально, і потрапляє у фарадеївський обертач. Обертач виготовлений з магнітооптичного матеріалу – боросилікатного скла,

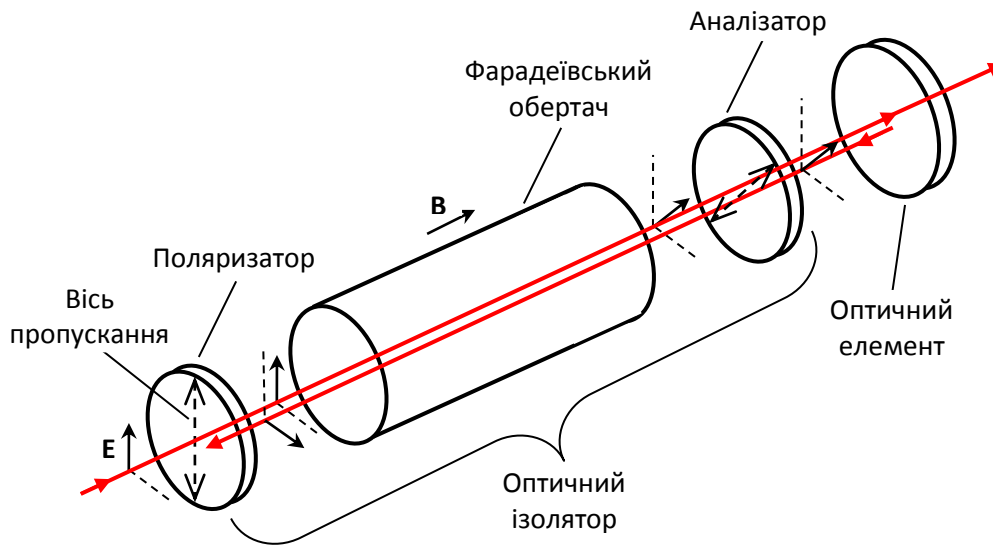


Рис. 6.4. Гасіння небажаного відбиття випромінювання від оптичного елемента за допомогою оптичного ізолятора

легованого тербієм (Тb), або кристала тербій-галієвого гранату (TGG). Ці матеріали використовують у спектральному діапазоні 700–1100 нм.

Під дією магнітного поля, прикладеного вздовж обертача, вектор поляризації випромінювання повертається на 45° за годинниковою стрілкою і випромінювання вільно проходить крізь аналізатор, вісь пропускання якого також нахилена на 45° відносно вертикалі. Унаслідок відбиття від оптичного елемента (на разі – від дзеркала) випромінювання знову проходить крізь аналізатор і фарадеївський обертач, причому вектор поляризації повертається на 45° уже проти годинникової стрілки, тобто вектор поляризації виявляється повернутим на 90° відносно осі пропускання поляризатора і відбите випромінювання через поляризатор не проходить.

Ізолятор запобігає потраплянню у лазер випромінювання, розсіяного на оптичних елементах у зворотному напрямку, та паразитній модуляції амплітуди та фази випромінювання; пряме та зворотне випромінювання на вхідному поляризаторі виявляється ортогонально поляризованим, що забезпечує ослаблення зворотного випромінювання у 10^6 – 10^9 разів (60–90 дБ).

В описаному вище детекторі гравітаційних хвиль використані найновіші досягнення у галузі вакуумної, лазерної та виміральної техніки (методи підтримання надвисокого вакууму у великих резервуарах, методи стабілізації частоти лазерного випромінювання,

технологія виготовлення дзеркал з надмалим поглинанням та розсіянням, методи віброзахисту оптичних елементів інтерферометра, а також алгоритми комп'ютерної обробки результатів вимірювання).

Датчики відстані. Для вимірювання відстані використовують:

- фіксацію часу проходження лазерного імпульсу до об'єкта і назад;
- фазовий метод;
- інтерференційний метод;
- триангуляційний метод.

За великої відстані до об'єкта відстань L вимірюють за часом t проходження короткого оптичного імпульсу від джерела випромінювання до об'єкта і назад, причому похибка вимірювання зумовлена точністю фіксації моментів генерації та прийому оптичного імпульсу (яка досягла 30 пс), варіаціями показника заломлення n внаслідок локальних змін температури, тиску та вологості атмосфери. Відстань знаходять за формулою $L = ct/2n$. Можливість генерації за секунду понад тисячу імпульсів і усереднення результатів вимірювання значно підвищує точність методу. Цей метод має найбільшу дальність дії і є менш небезпечним, ніж інші лазерні методи, оскільки за час імпульсу сітківка ока не пошкоджується поглинутою енергією.

У фазовому методі використовують неперервне лазерне випромінювання, промодульоване з частотою f_{mod} . Відстань визначають за різницею фаз $\Delta\varphi$ між відбитою та опорною хвилями: $L = c\Delta\varphi/4\pi n f_{mod}$.

Часо-пролітні датчики. Особливу групу датчиків відстані та швидкості складають часо-пролітні датчики (англ. *time-of-flight sensors*).

Для вимірювання швидкості потоку рідини або газу, в якому знаходяться мікрочастинки (іноді домішувані спеціально), у потік перпендикулярно його вектору швидкості \mathbf{V} спрямовують два плоскі лазерні пучки, кожен з яких після проходження потоку потрапляє на свій фотоприймач. У разі попадання мікрочастинки в лазерний пучок відбувається розсіяння випромінювання і на виході фотоприймача з'являється імпульс. За відомою відстанню між пучками L та

проміжком часу Δt між імпульсами на виходах фотоприймачів визначають швидкість потоку: $V = L/\Delta t$.

Датчики плоскостності. Датчиком плоскостності є інтерферометр Фабрі-Перо, в якому одна дзеркальна поверхня має практично ідеальну плоску поверхню, а інша поверхня є контрольованою на плоскостність. Якщо досліджувана поверхня плоска, то спостерігаються паралельні інтерференційні смуги, якщо є відхилення від плоскості, то смуги викривляються. За величиною вигину інтерференційної смуги можна знайти відхилення поверхні пластини від плоскої, причому подаючи зображення інтерференційної картини на цифрову камеру, підключену до комп'ютера, можна за допомогою програми обробки зображення автоматизувати процес виготовлення, наприклад, плоскопаралельної пластини.

6.3. Спектроаналізатори

Аналіз спектра оптичного випромінювання ґрунтується на явищах дисперсії матеріалу та дифракції випромінювання на плоских та об'ємних ґратах.

Матеріальна дисперсія (залежність показника заломлення матеріалу від довжини хвилі випромінювання) дозволяє, як це зробив уперше у 1672 р. Ісаак Ньютон, розкласти призмою паралельний пучок білого світла на множину квазімонохроматичних променів, кожен з яких тим більше відхиляється призмою, чим коротшою є його довжина хвилі.

Плоскі дифракційні ґрати з відомим періодом d перетворюють довжину хвилі λ у кут θ , під яким випромінювання дифрагує на ґратах у перший порядок дифракції ($m = 1$) за умови нормального падіння: $\lambda = d \sin \theta$. Розмістивши екран на відстані L від ґрат і вимірявши відстань a між нульовим та першим порядками дифракції, довжину хвилі випромінювання можна знайти як $\lambda = d \sin(\arctan a/L)$.

Для аналізу спектра використовують також об'ємні дифракційні ґрати, створювані в прозорому оптичному середовищі акустичною хвилею з довжиною Λ (див. рис. 4.8). Дифракція випромінювання на об'ємних ґратах має задовольняти формулі Брегга $2\Lambda \sin \theta = \lambda$.

Першим приладом, який дозволив виміряти довжину хвилі випромінювання, був інтерферометр Майкельсона. Якщо на протязі часу Δt переміщувати з відомою швидкістю V одне з дзеркал інтерферометра, то інтенсивність випромінювання на виході інтерферометра змінюватиметься як

$$I = I_0 \left(1 + \cos 4\pi \frac{V \Delta t}{\lambda} \right),$$

де I_0 – амплітудне значення інтенсивності випромінювання, що викличе появу змінного фотоелектричного струму з частотою $f = 2V/\lambda$. Знаючи швидкість переміщення дзеркала та вимірявши частоту фотоелектричного струму, можна знайти λ .

Зрозуміло, що такий метод можна застосувати лише до квазімонохроматичного випромінювання. Для виділення з широкого спектра однієї довжини хвилі в інтерферометрі замість дзеркал використовують пару плоских дифракційних ґрат з однаковим періодом d . Ґрати нахилені на кут β відносно оптичної осі свого плеча, так що на фотоприймач спрямовуються паралельно тільки промені з довжиною хвилі $\lambda_a = 2d \sin \beta / m$, де m – порядок дифракції. Це так звана умова автоколімації. Переміщуючи дифракційні ґрати в одному з плечей інтерферометра зі сталою швидкістю V , отримують фотоелектричний сигнал з частотою $f = 2V/\lambda$ [6.2].

Тільки для довжини хвилі λ_a глибина модуляції випромінювання

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 1.$$

Для $\lambda = 2\varepsilon D$, де D – діаметр лазерних пучків в інтерферометрі, $M = 0$. Такі прилади називають спектрометрами з інтерференційною селективною амплітудною модуляцією (СІСАМ).

6.3. Акселерометри

Датчики сили, прискорення, тиску, акустичних коливань тощо можна створити як на ефекті розтягування волокна вимірюваною величиною і відповідно зміни фази випромінювання, яке проходить крізь нього, так і на ефекті просторово-періодичного мікрозгинання волокна, збільшення втрат і відповідно зменшення інтенсивності

вихідного випромінювання. Так, один з найбільш чутливих датчиків прискорення (акселерометрів) можна створити на ефекті розтягування волокна інерційною масою M і фіксації у випромінювання, яке пройшло крізь волокно, зміни фази $\Delta\varphi$. Якщо волокно діаметром D має довжину L , а його матеріал – показник заломлення n та модуль Юнга E_Y , то чутливість до прискорення a_g визначається співвідношенням

$$\frac{\Delta\varphi}{a_g} = \frac{8MnL}{\lambda E_Y D^2},$$

де λ – довжина хвилі випромінювання.

У мікросгинальних датчиках багатомодове волокно затиснуте між двома пластинами з шипами, які утворюють так званий деформер (рис. 6.5, а). Шипи на пластинах розташовані з просторовим періодом Λ_{def} , причому шипи однієї пластини зміщені відносно шипів другої пластини на півперіоду.

Під дією сил, прикладених до пластин деформера, у волокні виникають мікросгини, які приводять до обміну енергією між модами серцевини (каналними модами) та модами оболонки (випромінювальними модами). Максимальний зв'язок між модами і відповідно найбільші зміни інтенсивності вихідного випромінювання ΔI , спостерігаються за просторового періоду розташування шипів на пластинах деформера

$$\Lambda_{def} = \frac{\sqrt{2}\pi n_c a}{NA},$$

де n_c – показник заломлення серцевини, a – її радіус, NA – числова апертура волокна; зазвичай $\Lambda_{def} \approx 2$ мм [6.4].

На рис. 6.5, б показано волоконно-оптичний мікросгинальний акселерометр, в якому інерційна маса M за допомогою гнучкої пластини прикріплена до корпусу. Горизонтальне прискорення викликає появу сили $F = Ma_g$, з якою інерційна маса тисне на деформер, волокно трохи деформується і вихідна інтенсивність випромінювання (сумарна інтенсивність каналних мод) зменшується на величину $\Delta I = Ka_g$, де K – коефіцієнт пропорційності.

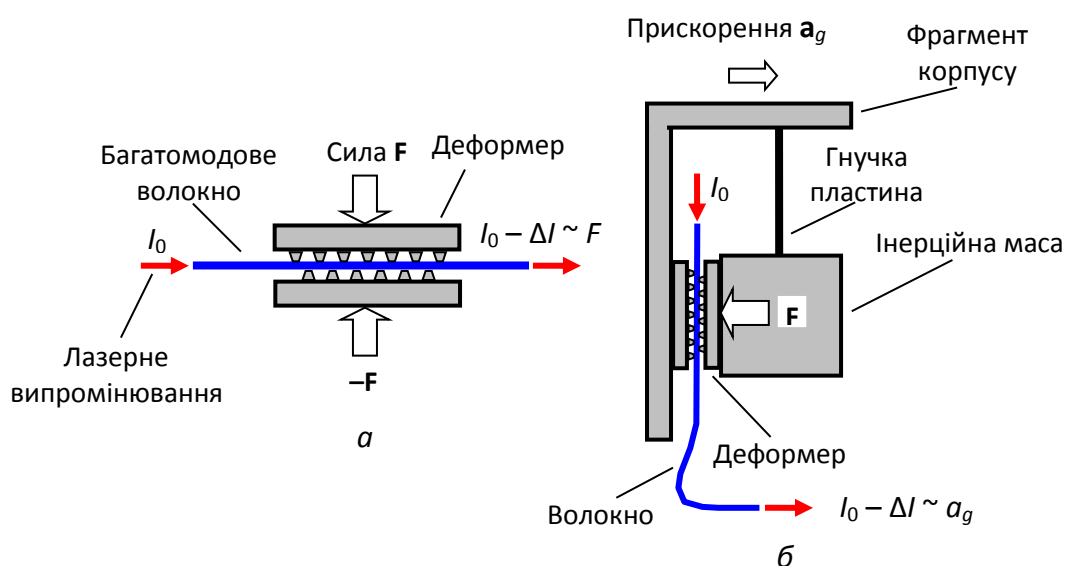


Рис. 6.5. Волоконно-оптичні мікрозгинальні датчики сили (а) та прискорення (б) з модуляцією оптичних втрат вимірюваною величиною

Чутливість як розтягувального, так і мікрозгинального волоконного акселерометра може сягати $10^{-6} g$, де g – прискорення вільного падіння, $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ [6.4].

6.4. Віброметри

Об'єкт, переміщення якого вимірюють, зазвичай має матову поверхню, яка дифузно розсіює падаюче випромінювання (таку поверхню ще називають дифузною). Для вимірювання переміщення подібного об'єкта на ньому закріплюють кутиковий відбивач або дзеркало (якщо рух об'єкта майже поступальний і нахил дзеркала під час руху не впливає на результат вимірювання), що дозволяє максимально реалізувати можливості інтерферометрії. Виміряти переміщення об'єкта можна і за його дифузно розсіяним випромінюванням, якщо останнє зібрати лінзою і спрямувати в лазер. Метод вимірювання, за якого вихідний оптичний сигнал є результатом накладання випромінювання, відбитого від об'єкта, на власне внутрірезонаторне випромінювання лазера, називають лазерною інтерферометрією зі самозмішуванням (англ. *laser self-mixing interferometry*).

На рис. 6.6 зображені схеми лазерних віброметрів, побудованих за таким принципом. На рис. 6.6, а показано лазерний тридзеркальний

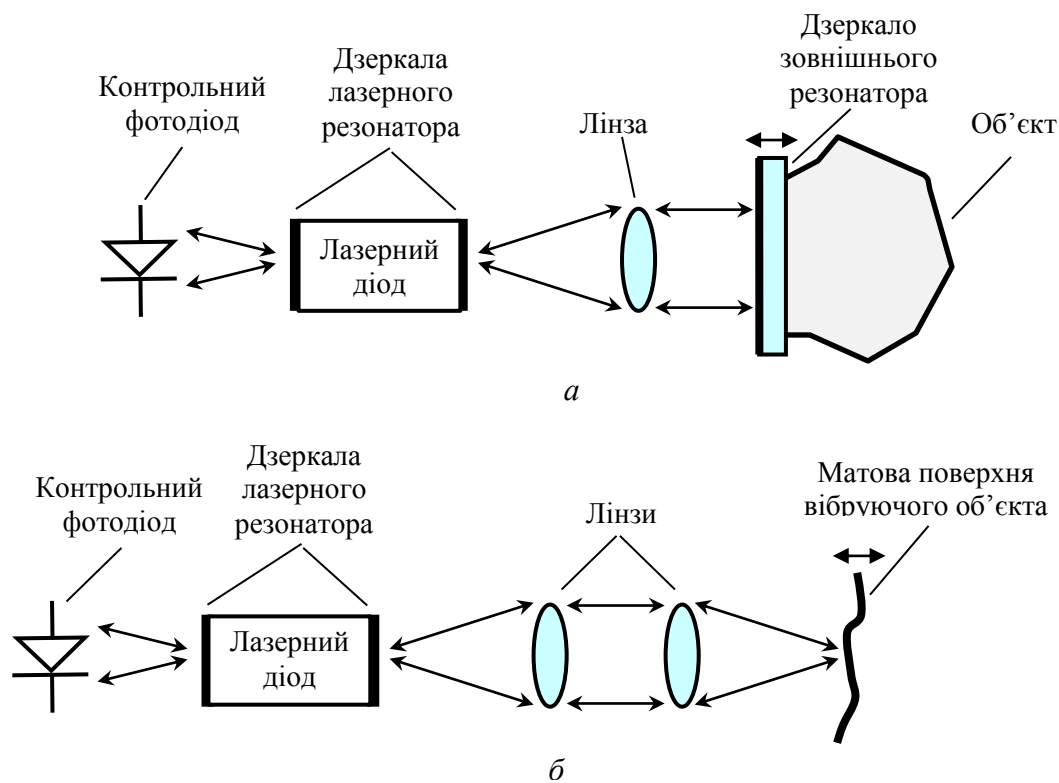


Рис. 6.6. Схеми віброметрів на основі лазерних інтерферометрів із самозмішуванням – з відбиттям від зовнішнього дзеркала, закріпленого на об'єкті (а), та з відбиттям від матової поверхні вібруючого об'єкта (б)

інтерферометр з двома зв'язаними резонаторами – лазерним та пасивним, утвореним вихідним дзеркалом лазера та зовнішнім дзеркалом, прикріпленим до вібруючого об'єкта. На рис. 6.6, б у лазерному інтерферометрі зовнішнє дзеркало замінено на матову поверхню вібруючого об'єкта, що значно розширює можливості віброметра.

У лазерній інтерферометрії із самозмішуванням використовують лазерні діоди, в корпусі яких знаходяться фотодіоди, призначені для контролю рівня лазерної потужності. Це спрощує схему інтерферометра, оскільки дозволяє з оптичного виходу лазерного діоду відправляти зондуєчий промінь у бік об'єкта, а з електричного – отримувати фотоелектричний сигнал з результатами зондування.

Лазерний інтерферометр із самозмішуванням знаходить низку застосувань у вимірювальній техніці [6.25, 6.26]:

- вимірювання лінійного переміщення (амплітуди вібрації) з чутливістю до $10 \text{ пм/Гц}^{1/2}$;
- вимірювання кутового переміщення;

- вимірювання лінійної швидкості (в одному з експериментів до 200 км/год з похибкою 5 %);
- вимірювання кутової швидкості з чутливістю до 10 град/год;
- вимірювання втрат на зворотне розсіяння у волоконно-оптичних елементах;
- оцінювання якості оптичного ізолятора; дослідження процесів всередині лазера.

Лазерний інтерферометр із самозмішуванням має високу чутливість і дає змогу вимірювати зміщення поверхні об'єкта на величину, меншу за 1 нм (і що важливо – без потреби кріпити дзеркало на об'єкті) [6.25].

Для успішного використання лазерного діода в інтерферометрії із самозмішуванням потрібно забезпечити стабілізацію температури лазерного кристала з $\Delta T < 1$ К, бо температурний дрейф лазерного діода може викликати перескок моди і відносну зміну довжини хвилі випромінювання приблизно на 10^{-4} (див. підрозділ 16.8 першого тому [6.28]). Стабілізований He–Ne-лазер має довготривалу стабільність $\Delta\lambda/\lambda$ до 10^{-10} , що принаймні на 5 порядків переважає лазерний діод за цим параметром.

6.5. Датчики електричного поля

Розгляньмо декілька прикладів побудови волоконно-оптичних датчиків. У таких датчиках вимірювана фізична величина змінює амплітуду, фазу або поляризацію випромінювання, яке поширюється вздовж волокна.

Амплітудна модуляція спостерігається у волоконно-оптичних датчиках, які використовують у вимірювачах температури, деформації, мікропереміщень, статичного тиску, а також динамічного тиску (у приймачах звукових коливань). Перевагою амплітудних датчиків є простота демодуляції, оскільки інтенсивність випромінювання на виході датчика (величина, пропорційна амплітуді) перетворюється фотоприймачем у фотострум або фотонапругу, пропорційні вимірюваній величині. Недоліком таких датчиків є залежність точності вимірювань від вихідної потужності джерела випромінювання, нестабільність якої може перевищувати 10 %. У разі використання

драйвера з контролем потужності за допомогою ланцюга зворотного зв'язку нестабільність можна знизити до 0,5 %.

У фазових датчиках використовують інтерферометри Саньяка, Маха-Цендера, Майкельсона та Фабрі-Перо (рис. 6.7), які фіксують зміни показника заломлення, довжини чи поперечного перерізу волокна під дією фізичного поля або додаткового перетворювача, який це поле трансформує в стискання або розтягування волокна. Фазові датчики є найбільш чутливими, причому в інтерферометрах Майкельсона та Маха-Цендера чутливість пропорційна довжині волокна вимірювального плеча, а в інтерферометрах Фабрі-Перо та Саньяка – довжині чутливої ділянки волокна.

Проаналізуємо, які фактори впливають на чутливість датчиків, побудованих на основі однопрохідних інтерферометрів (на рис. 6.7 – це інтерферометри Маха-Цендера, Майкельсона та Саньяка; інтерферометр Фабрі-Перо є багатопрохідним інтерферометром).

Нехай випромінювання лазера потужністю P_0 ділиться порівну між вимірювальним та опорним плечами інтерферометра. Тоді, нехтуючи втратами у плечах інтерферометра, потужність випромінювання на фотоприймачі можна подати співвідношенням

$$P = \frac{P_0}{2}(1 + \cos \Delta\varphi_s), \quad (6.4)$$

де $\Delta\varphi_s$ – сигнальна різниця фаз вимірювальної та опорної хвиль, створена вимірюваною величиною.

Для досягнення максимальної чутливості вигідно, щоб початкова різниця фаз між цими хвилями $\Delta\varphi_0 = 90^\circ$. Тоді формула (6.4) набуває вигляду:

$$P = \frac{P_0}{2}(1 - \sin \Delta\varphi_s). \quad (6.5)$$

Це наочно видно з рис. 6.8, де за різниці фаз $\Delta\varphi_0 = 0$ сигнальна фазова модуляція з амплітудою, наприклад, $\Delta\varphi_m = 10^\circ$ (викликана синусоїдальною зміною вимірюваної величини) приводить до значно менших коливань фотоструму на виході фотоприймача, ніж за $\Delta\varphi_0 = 90^\circ$. До того ж у першому випадку фотострум залежить від вимірюваної величини нелінійно; у другому випадку фотострум у

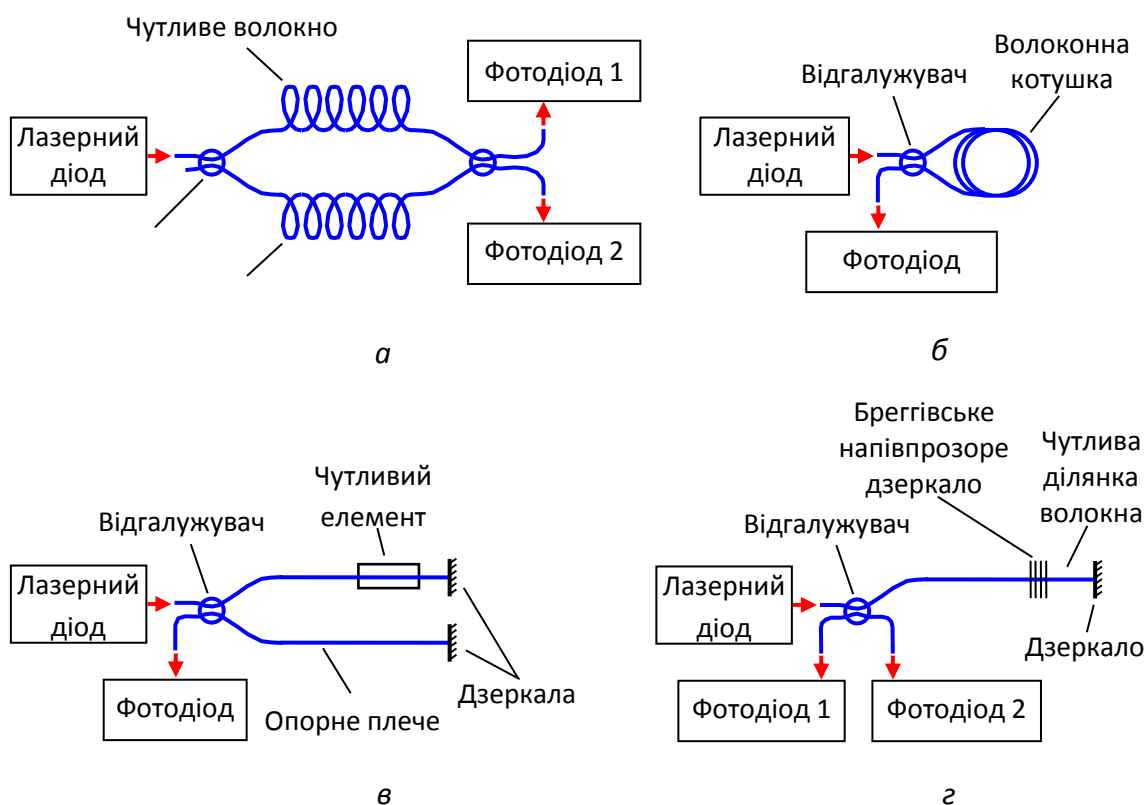


Рис. 6.7. Схеми волоконно-оптичних інтерферометрів Маха-Цендера (а), Саньяка (б), Майкельсона (в) та Фабрі-Перо (г)

широких межах пропорційний вимірюваній величині, що спрощує обробку сигналу.

Виведення робочої точки на середину лінійної ділянки характеристики не тільки підвищує чутливість датчика, а й покращує лінійність перетворення вимірюваної величини у фотострум. Подібні ж методи використовують в лампових або транзисторних підсилювачах, вхідні характеристики яких теж суттєво нелінійні.

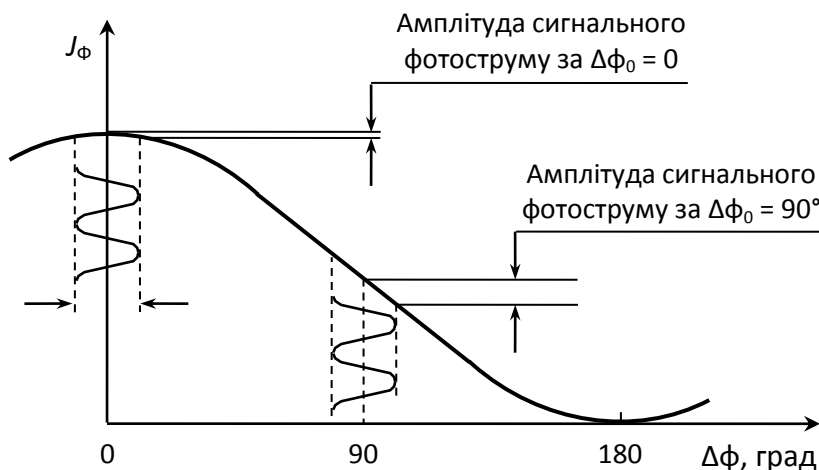


Рис. 6.8. Вплив початкової різниці фаз інтерферуючих хвиль $\Delta\phi_0$ на амплітуду сигнального фотоструму

Приклад 6.3. Знайти поріг чутливості інтерференційного датчика, якщо лазерне випромінювання потужністю $P = 50$ мВт та довжиною хвилі $\lambda = 0,6$ мкм порівну ділиться між плечами двопроменевого інтерферометра, початковий зсув фази між вимірювальною та опорною хвилями $\Delta\phi_0 = \pi/2$ і оптичними втратами можна знехтувати. Вважати, що ширина інтерференційних смуг значно більша за діаметр апертури фотоприймача.

Згідно з формулою (6.5) на фотоприймач падає оптичний сигнал потужністю $P_s = (P_0/2)\sin \Delta\phi_s$. Кількість фотонів N , яка падає на фотоприймач за певний час, є випадковою величиною, розподіленою за законом Пуассона [6.19]. Математичне сподівання кількості фотонів, прийнятих за час Δt , визначається співвідношенням

$$\bar{N} = (P_0/2h\nu)\Delta t = (P_0\lambda/2hc)\Delta t,$$

де h – стала Планка, ν – частота випромінювання. Середньоквадратичне значення кількості фотонів у разі пуассонівського розподілу $\sigma = \sqrt{\bar{N}}$. Флуктуації кількості фотонів у лазерному випромінюванні можна розглядати як фазовий шум, викликаний квантовою природою випромінювання. За кількості фотонів $N \gg 1$ середньоквадратичне значення цього шуму

$$\delta\phi_s = \frac{\sigma - \bar{N}}{\bar{N}} \approx \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}} = \sqrt{\frac{2hc\Delta f}{\lambda P_0}}, \quad (6.6)$$

де Δf – смуга частот фотоприйому, обмежена смуговим фільтром підсилювача, $\Delta f = 1/\Delta t$. Підставляючи у формулу (6.6) числові дані,

знайдемо що у разі використання смугового фільтра з $\Delta f = 1$ Гц поріг чутливості фазового інтерференційного датчика становить

$$\delta\varphi_s = \sqrt{\frac{2 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 1}{0,6 \cdot 10^{-6} \cdot 50 \cdot 10^{-3}}} = 3,64 \cdot 10^{-9} \text{ рад} \cdot \text{Гц}^{-1/2}.$$

Приклад 6.4. Волоконно-оптичний датчик, створений на основі інтерферометра Маха-Цендера, вимірює напруженість низькочастотного електричного поля $E(t) = E_0 \cos \omega t$, де E_0 – амплітудне значення напруженості, а ω – колова частота. За напруженості E_0 фаза вимірювальної хвилі змінюється на $\Delta\varphi_m = 10^\circ$. В опорному плечі інтерферометра знаходиться фазозсувний елемент, який створює між вимірювальною та опорною хвилями початкову різницю фаз $\Delta\varphi_0 = 90^\circ$. Знайти похибку вимірювання δ , зумовлену нелінійним характером залежності струму фотоприймача від напруженості вимірюваного електричного поля. Нелінійністю світлової характеристики фотоприймача можна знехтувати.

З формули (6.5) випливає, що за початкового зміщення $\Delta\varphi_0 = 90^\circ$ сигнальний фотострум J_s є змінною складовою загального фотоструму $J_\Phi = S_J I_0 = S_J I_0 (1 - \sin \Delta\varphi)$, тобто $J_s = S_J I_0 \sin \Delta\varphi$, де S_J – чутливість фотоприймача за струмом. Для невеликих амплітуд сигнальної фазової модуляції $\Delta\varphi_m$ синус можна замінити його аргументом і подати амплітуду сигнального фотоструму як $J_{s0} = S_J I_0 \Delta\varphi_m$.

Похибку, пов'язану з нелінійністю, можна записати як

$$\delta = \left| \frac{S_J I_0 \sin(\Delta\varphi_m) - S_J I_0 \Delta\varphi_m}{S_J I_0 \sin \Delta\varphi_m} \right| = \left| 1 - \frac{\Delta\varphi_m}{\sin \Delta\varphi_m} \right|,$$

що у разі перетворення $\Delta\varphi_m = 10^\circ = \pi/18$ і підстановки дає

$$\delta = \left| 1 - \frac{\pi/18}{\sin(\pi/18)} \right| = 0,005.$$

6.6. Датчики магнітного поля

Існує багато різних типів магнітометрів, призначених для вимірювання напруженості, індукції, потоку та інших параметрів магнітного поля різної величини – від найслабкіших полів біологічних

об'єктів до найсильніших полів надпровідникових магнітів. Найширший діапазон вимірювань (понад 14 порядків величини) має магнітометр з вимірювальною котушкою, який працює на збудженні змінним магнітним полем струму у нерухомій котушці або постійним полем струму у рухомій. Цей магнітометр може вимірювати поля з індукцією, яка перевищує поріг чутливості – мінімальну вимірювану індукцію $B_{\min} \approx 10^{-10}$ Тл (або напруженість $H_{\min} \approx 8 \cdot 10^{-3}$ А/м). Поля, слабкіші за це поле, можуть вимірювати лише сквіди, магнітометри з оптичною накачкою та волоконно-оптичні магнітометри. Про сквіди вже йшлося у підрозділі 5.4 першого тому; вони мають порогову чутливість $B_{\min} \approx 10^{-14}$ Тл, але працюють за температури у декілька кельвінів. Розгляньмо оптичні магнітометри.

Для вимірювання магнітного поля можна використати або ефект Фарадея або явище магнітострикції. Датчики на їх основі належать до розряду поляризаційних датчиків. Магнітострикційні датчики чутливіші за фарадеївські.

За ефекту Фарадея у магнітооптичному матеріалі відбувається поворот площини поляризації випромінювання (або еліпса поляризації без зміни його форми). У фарадеївських датчиках чутливим елементом зазвичай є кварцове волокно, леговане іонами рідкоземельних елементів. Стала Верде нелегованого кварцового волокна досить мала – $5,5 \cdot 10^{-12}$ рад/(Тл·м). У разі легування сталу можна збільшити до 10^{-10} рад/(Тл·м), але при цьому зростуть оптичні втрати. Параметри деяких магнітооптичних матеріалів були наведені в табл. 4.3. Теоретичним значенням порогу чутливості волоконно-оптичного фарадеївського датчика можна вважати магнітну індукцію $B_{\min} \approx 10^{-8}$ Тл. Такі датчики використовують для вимірювання сильних магнітних полів та великих електричних струмів.

Явище магнітострикції проявляється в тому, що магнітне поле деформує феро- або феримагнітний матеріал. Якщо до поверхні такого матеріалу приклеїти кварцове волокно, то розширення або стискання магнітострикційного матеріалу під дією магнітного поля наведе у кварцовому склі подвійне променезаломлення й ізотропний матеріал набуде властивостей одновісного кристала з оптичною віссю, спрямованою вздовж напрямку деформації. На відміну від ефекту Фарадея у магнітооптичному матеріалі магнітне поле у матеріалі з

подвійним променезаломленням змінює форму еліпса поляризації (залежно від різниці фаз між звичайною та незвичайною хвилями).

Магніточутливий елемент датчика виготовляють у вигляді циліндра, на якому закріплені витки оптичного волокна, або стрічки, до якої волокно приклеєне, або кожуха із запресованим всередині волокном.

Магнітострикційні датчики мають значно нижчий поріг чутливості, ніж фарадеївські датчики, а саме $B_{\min} = 5 \cdot 10^{-13}$ Тл/м (для волокна довжиною 1 м, приклеєного до метгласової смужки). Метгласи (англ. *metallic glass* – металічне скло), метали з аморфною структурою, яка утворюється за швидкого (до 10^6 К/с) охолодження розплавленого металу під час виготовлення фольги або проволоки. Найбільше відносне подовження ($\Delta L/L = 10^{-5} - 10^{-2}$) спостерігається у феромагнетиках та феримагнетиках (матеріалах з паралельними та антипаралельними магнітними моментами атомів). Параметри деяких магнітострикційних матеріалів подані в табл. 6.1.

В інтерференційних датчиках зміна оптичної довжини волокна зсуває фазу випромінювання, яке проходить по ньому, що перетворюється за допомогою, наприклад, інтерферометра Маха-Цендера у зміну інтенсивності вихідного випромінювання. За допомогою цього інтерферометра можна виявити зміну довжини вимірювального плеча на 10^{-13} м [6.18].

Таблиця 6.1

Параметри магнітострикційних матеріалів за $T = 300$ К

Матеріал	Вид матеріалу	Відносне подовження $\Delta L/L, 10^{-6}$	Кристалграфічний напрямок H у матеріалі
Fe	Феромагнетик	-10	Полікристал
Ni	Те саме	-37	Те саме
Co	Те саме	-71	Те саме
TbFe ₂	Феримагнетик	4700	[111]
Tb _x Dy _{1-x} Fe ₂	Те саме	2000	-
Fe ₈₁ Si _{3,5} B _{13,5} C ₂	Те саме	60	Метглас

На рис. 6.9 зображено магнітострикційний датчик магнітного поля, в якому чутливим елементом є котушка з кварцовим волокном, витки

якого приклеєні до бічної поверхні циліндра з магнітострикційного матеріалу (нікелю). Магнітне поле \mathbf{B} , спрямоване вздовж осі циліндра,

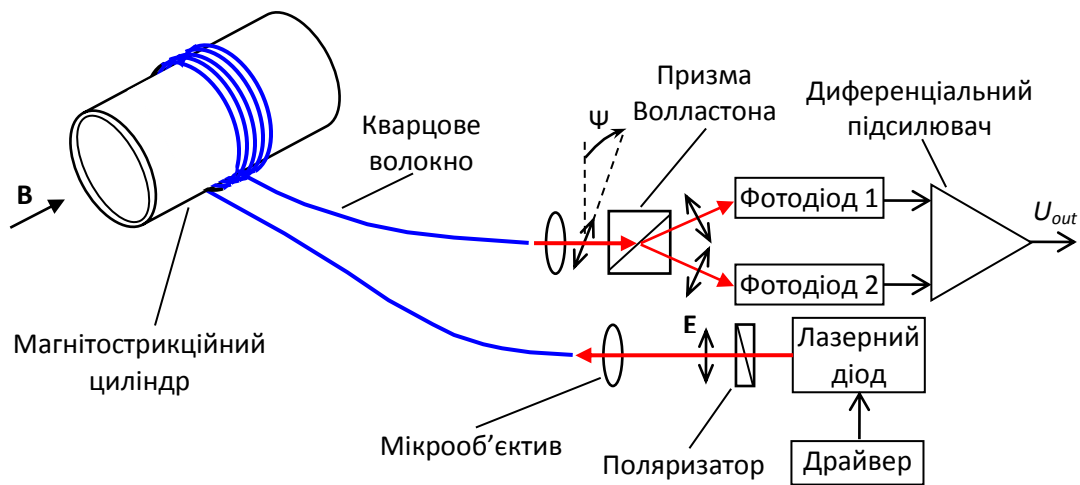


Рис. 6.9. Схема магнітострикційного волоконно-оптичного датчика магнітного поля

викликає його осьове розширення, що приводить до поперечного стиснення кварцового волокна. У волокні наводиться подвійне променезаломлення, звичайна та незвичайна хвилі просторово розділяються поляризаційною призмою Волластона і за їх інтенсивностями визначається величина магнітного поля. Чутливість магнітострикційного датчика $\Delta\varphi/\Delta B \approx 10^{-10}$ рад/Тл.

Серф-магнітометр (англ. *SERF*, *spin exchange relaxation-free magnetometer* – магнітометр, вільний від спин-обмінного розширення) було створено у США у 2002 р. Рекордної для магнітометрів чутливості вдалося досягти завдяки звуженню лінії магнітного резонансу до 1 Гц, що стало можливим внаслідок такого збільшення густини атомів лужного металу (калію, цезію або рубідію), за якого за першим зіткненням атомів, руйнівним для когерентності їх спінів, відбувалося друге зіткнення, яке відновлювало когерентність. У разі використання оптимальної конструкції – скляної колби об'ємом 1 см^3 , заповненої парами атомів калію з густиною 10^{14} см^{-3} за температури приблизно 450 К, гелієм, буферним газом, за тиску у 3 атм та азотом, газом, який за тиску в 0,1 атм зменшує спонтанне випромінювання збуджених атомів) чутливість серф-магнітометрів сягає 10^{-17} Тл [6.17].

Серф-магнітометри можуть вимірювати лише слабкі магнітні поля – з індукцією, меншою за 10^{-6} Тл. Для порівняння магнітні поля,

створювані організмом людини: індукція магнітного поля серця дорівнює приблизно 10^{-10} Тл, мозку – 10^{-13} Тл. Магнітне поле Землі у середніх широтах має індукцію $5 \cdot 10^{-5}$ Тл.

Принцип дії серф-магнітометра ґрунтується на прецесії атомних спінів з частотою, пропорційною вимірюваному магнітному полю (рис. 6.10). Для цього крізь пари калію пропускають лазерне випромінювання накачки з коловою поляризацією і довжиною хвилі 770 нм, яка співпадає з резонансом D_1 атомів калію і поляризує їх, а вимірюване магнітне поле, перпендикулярне до напрямку випромінювання накачки, викликає прецесію атомних спінів навколо напрямку магнітного поля. У напрямку, перпендикулярному до напрямків випромінювання накачки та магнітного поля пропускають зондуєче випромінювання з лінійною поляризацією і довжиною хвилі, яка не співпадає з резонансами атомів калію. Прецесія атомних спінів викликає поворот площини поляризації зондуєчого випромінювання на кут, пропорційний індукції магнітного поля.

Зауважмо, що під спіном атома мають на увазі векторну суму спінів електронів та ядра, а також орбітальних моментів електронів.

Сквіди використовують, а серф-магнітометри можуть бути використані у магнітоенцелографії та магнітокардіографії – методах дослідження електричної активності відповідно мозку і серця, а також діагностики їх хвороб.

6.7. Датчики електричного струму

Волоконно-оптичні датчики струму дозволяють, не розриваючи електричного ланцюга, вимірювати постійні та змінні струми у сотні кілоампер, що уможлиблює їх використання в електричних мережах високовольтних ліній, електростанцій, залізничного транспорту, метрополітену, а також в технологічних процесах та наукових дослідженнях. Якщо волоконно-оптичні датчики струму мають масу декілька кілограм та розміри декілька десятків сантиметрів, то маси вимірювальних трансформаторів та датчиків Холла аналогічного призначення сягають декількох тон, а розміри – декількох метрів. До того ж динамічний діапазон волоконно-оптичних датчиків може

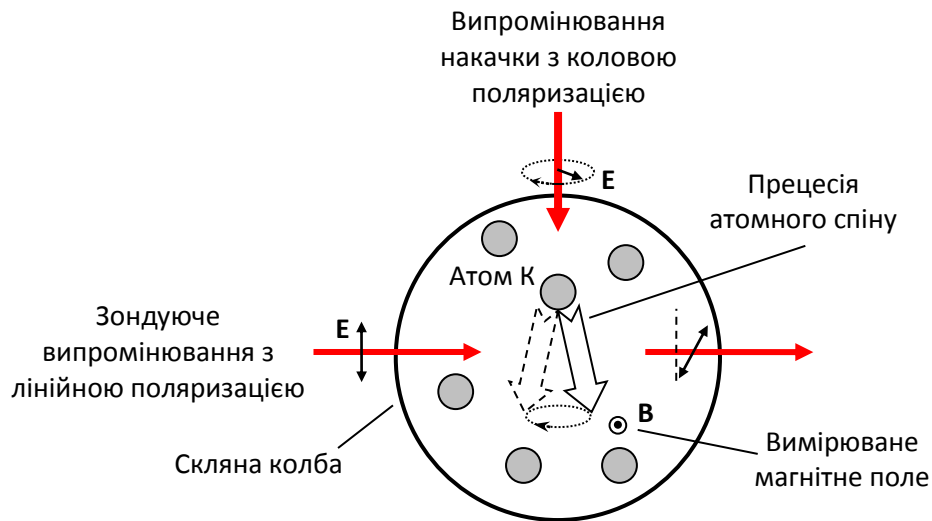


Рис. 6.10. Схема, яка пояснює принцип дії серф-магнітометра (вектор B вимірюваного магнітного поля перпендикулярний до площини рисунку)

перевищувати шість порядків, у той час як трансформаторів та датчиків Холла – не більше чотирьох порядків.

На рис. 6.11 зображено датчик електричного струму, в якому магнітне поле прямолінійного провідника зі струмом повертає внаслідок ефекту Фарадея площину поляризації випромінювання у волокні, навитому на провідник. Якщо на провідник намотано N витків оптичного волокна, то кут повороту площини поляризації

$$\psi = C_{Vrd} NJ,$$

де C_{Vrd} – стала Верде, J – сила струму.

Особливістю цього датчика є те, що він реагує лише на магнітне поле, створюване струмом, залишаючись нечутливим до зовнішнього магнітного поля. Для усунення залежності вихідного сигналу від потужності лазера на виході знаходиться поляризаційна призма Волластона, яка пропускає випромінювання, поляризоване під кутом $\pm 45^\circ$ до площини поляризації вхідного випромінювання. З призми виходять два пучки з ортогональними поляризаціями, які потрапляють на фотодіоди 1 та 2. Ці пучки мають потужності

$$P_1 = P_0 (1 + \sin 2\psi) / 2;$$

$$P_2 = P_0 (1 - \sin 2\psi) / 2,$$

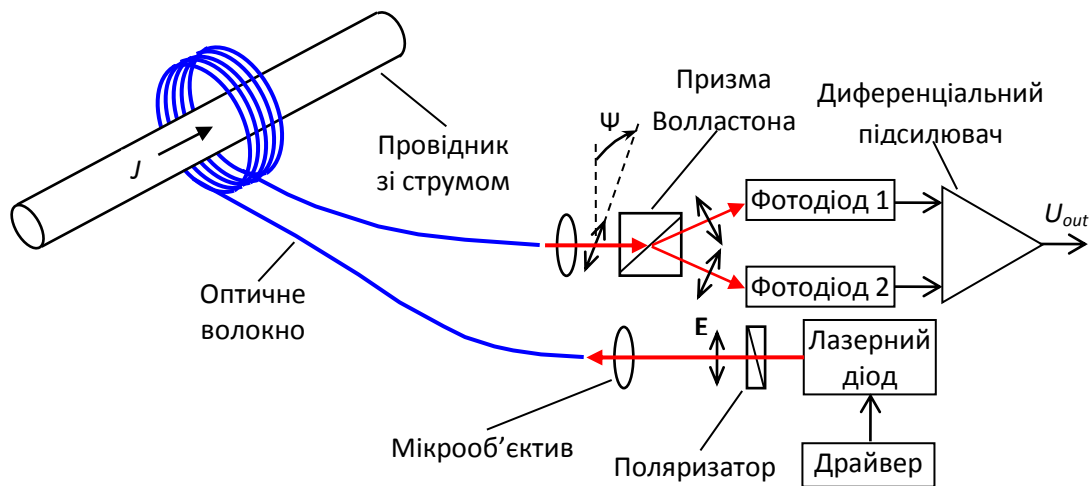


Рис. 6.11. Схема фарадеївського волоконно-оптичного датчика електричного струму

де P_0 – потужність випромінювання лазерного діода. Фотоелектричні сигнали фотодіодів потрапляють на входи диференціального підсилювача, на виході якого сигнал має напругу

$$U_{out} = (P_1 - P_2) / (P_1 + P_2) = \sin 2\psi,$$

тобто вихідний сигнал не залежить від флуктуацій потужності лазерного діода.

6.8. Датчики тиску

В оптичних датчиках статичного та динамічного тиску використовують як амплітудну, так і фазову модуляцію випромінювання вимірюваною величиною. Якщо статичні датчики призначені для вимірювання абсолютного значення тиску, то динамічні датчики виявляють зазвичай відносні зміни тиску, які носять квазіперіодичний характер, тобто виявляють акустичні коливання.

На рис. 6.12 показана одна з можливих конструкцій амплітудного датчика, яким можна вимірювати як статичний, так і динамічний тиск. Для вимірювання абсолютного значення статичного тиску корпус датчика має бути герметичним. Принцип дії датчика ґрунтується на частковому перекритті шторкою, прикріпленою до гнучкої мембрани, шляху світла, яке поширюється у зазорі між відрізками багатомодового волокна. Якщо серцевини волокон соосні і мають радіус a , величина зазору між волокнами дорівнює Δz , а шторка опустилася від верхнього

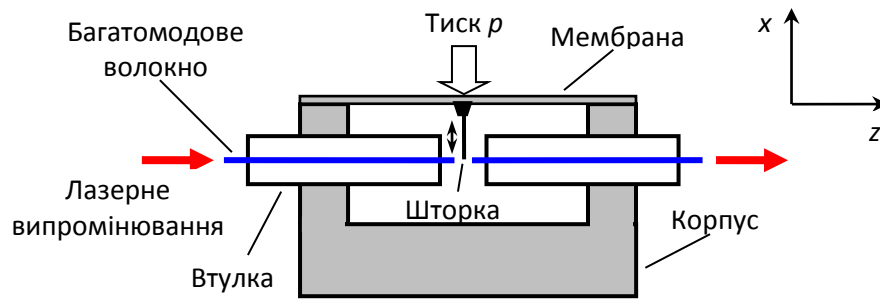


Рис. 6.12. Спрощена схема амплітудного волоконно-оптичного датчика тиску

краю серцевини волокна на Δx , то, нехтуючи френелівськими втратами, можна потужність випромінювання на виході датчика подати як

$$P = \frac{\pi + (1 - \Delta x/a) \sqrt{2\Delta x/a - (\Delta x/a)^2} - \arccos(1 - \Delta x/a)}{\pi [1 + (NA)\Delta z/a]^2} P_0, \quad (6.7)$$

де NA – числова апертура волокна, P_0 – потужність випромінювання на вході датчика [6.22].

У разі $\Delta x \ll a$, що справджується для акустичного тиску на мембрану, формулу (6.7) можна подати як

$$P = \frac{\sqrt{2\Delta x/a - (\Delta x/a)^2}}{[1 + (NA)\Delta z/a]^2} P_0. \quad (6.8)$$

Прогин мембрани Δx під дією тиску p описується формулою

$$\Delta x = \sqrt[3]{\frac{a^4 p}{4Ed} (1 - \mu)}, \quad (6.9)$$

де μ – коефіцієнт Пуассона; E – модуль Юнга; (наприклад, для сталюї мембрани $\mu = 0,28$, $E = 2,1 \cdot 10^{-9}$ Н/м²).

Датчиками акустичних коливань у повітрі є мікрофони, у воді – гідрофони. Звукові хвилі у повітрі та воді є хвилями стискання, які викликають в ізотропному кварцовому склі серцевини волокна явище фотопружності. Якщо волокно з показником заломлення серцевини n_2 знаходиться у звуковому полі з амплітудою тиску p_0 , то максимальна зміна показника заломлення волокна

$$\Delta n = \frac{n_2^3}{2E_Y} (p_{11} + p_{12}) p_0, \quad (6.10)$$

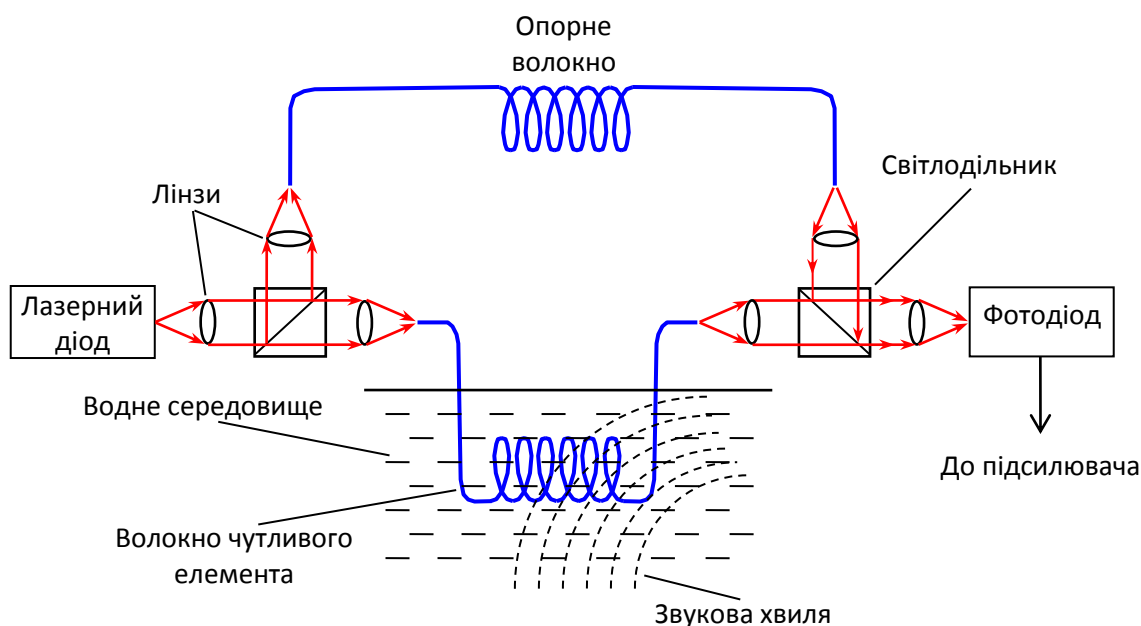


Рис. 6.13. Схема фазового волоконно-оптичного гідрофона на основі інтерферометра Маха-Цендера

де E_Y – модуль пружності (модуль Юнга), p_{11} та p_{12} – фотопружні сталі, які для кварцового скла мають значення $p_{11} = 0,12$ та $p_{12} = 0,27$ (для випромінювання з довжиною хвилі $0,63$ мкм) [6.10]. Тиск викличе на виході інтерферометра появу додаткової різниці фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n, \quad (6.11)$$

де L – довжина волокна чутливого елемента, який знаходиться у звуковому полі (рис. 6.13).

Якщо діаметр котушки, на яку намотано волокно чутливого елемента, $d \ll \Lambda$, то можна вважати, що тиск рівномірно діє на всій довжині волокна L . Нехтуючи оптичними втратами, інтенсивність випромінювання на виході інтерферометра за початкового зміщення $\Delta\varphi_0 = \pi/2$ і $\Delta\varphi \ll \Delta\varphi_0$ можна подати як

$$\Delta I = \frac{I_0}{2} \cos(\Delta\varphi_0 + \Delta\varphi) = \frac{I_0}{2} \sin \Delta\varphi \approx \frac{I_0}{2} \Delta\varphi. \quad (6.12)$$

Об'єднуючи співвідношення (6.10), (6.11) та (6.12), знайдемо чутливість за інтенсивністю фазового волоконно-оптичного гідрофона:

$$\frac{\Delta I}{p_0} = \frac{\pi n_2^3 L}{2\lambda E_Y} (p_{11} + p_{12}) I_0.$$

Ще один приклад фазового волоконно-оптичного гідрофона зображений на рис. 6.14. Цього разу волокно використано як оптичний кабель для підведення лазерного випромінювання до чутливого елемента і повернення випромінювання, промодульованого чутливим елементом, назад у приймач акустичних коливань. Чутливим елементом служить прозора плівка товщиною $t_{flm} = 50$ мкм з поліетилентерефталату (ПЕТФ). Використовують також плівку з полівініліденфториду (ПВДФ, інша назва – фторопласт-2).

Плівкові поверхні використані у чутливому елементі як френелівські дзеркала, які утворюють інтерферометр Фабрі-Перо з низькою різкістю (малою кількістю інтерферуючих променів). Під дією змінного звукового тиску з амплітудою p_0 довжина інтерферометра (товщина плівки) змінюється на величину

$$\Delta t_{flm} = \frac{p_0 \Lambda Z_{flm}}{\pi E_Y (Z_{flm} + Z_w)} \sin \frac{\pi t_{flm}}{\Lambda},$$

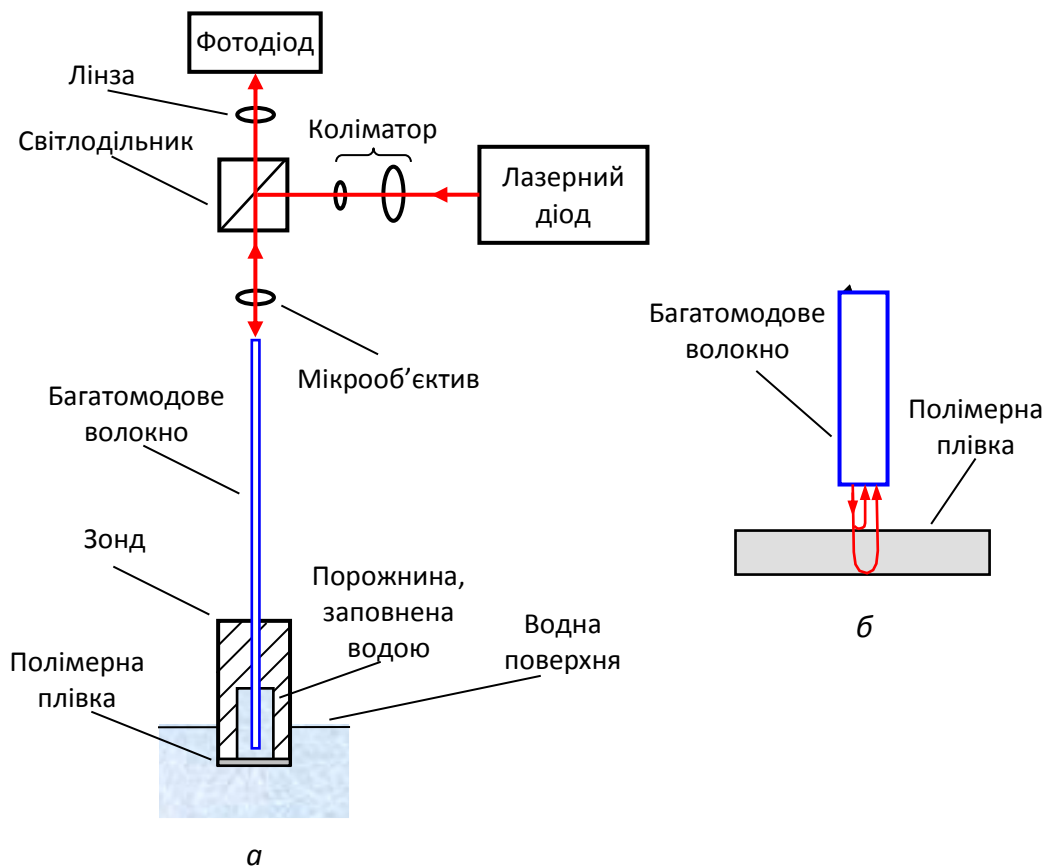


Рис. 6.14. Схема фазового волоконно-оптичного гідрофона (а) з чутливим елементом у вигляді плівкового інтерферометра Фабрі-Перо (б)

де Λ – довжина звукової хвилі, Z_{flm} та Z_w – питомий акустичний опір відповідно полімера та води. Для ПЕТФ $Z_{flm} = 3,1$ МПа·с/м, для води $Z_w = 1,5$ МПа·с/м, а для повітря $Z_{air} = 420$ МПа·с/м. Неузгодженість акустичних опорів суміжних середовищ призводить до відбиття звукової хвилі. Для усунення відбиття звукової хвилі від внутрішньої поверхні плівки, яке зменшує чутливість датчика, зазор між волокном і плівкою заповнюють водою.

Якщо довжина акустичної хвилі Λ значно більша за товщину плівки ($\Lambda \gg t_f$), фазова чутливість гідрофона описується співвідношенням

$$\frac{\Delta\varphi}{p_0} = \frac{4n}{E_Y} \frac{\Lambda}{\lambda} \sin\left(\frac{\pi t_f}{\Lambda}\right), \quad (6.13)$$

де n – показник заломлення плівки ($n = 1,6$ для ПЕТФ), E_Y – модуль Юнга матеріалу плівки ($E_Y = 4,4$ ГПа), λ – довжина хвилі лазерного випромінювання. Поріг чутливості для плівкових гідрофонів не перевищує 500 Па [6.23]. Поріг чутливості людського вуха (поріг чутності, вимірюваний на частоті $f = 1$ кГц) дорівнює $2 \cdot 10^{-5}$ Па.

Приклад 6.5. Знайти фазову чутливість волоконно-оптичного гідрофона з плівковим інтерферометром Фабрі-Перо для ультразвукових коливань з частотою $f = 1$ МГц і швидкістю поширення у воді $V = 2200$ м/с. Плівка виготовлена з поліетилентерефталату (ПЕТФ), має товщину $t_f = 50$ мкм і на довжині хвилі джерела випромінювання $\lambda = 0,85$ мкм її показник заломлення $n = 1,6$.

Довжина акустичної хвилі $\Lambda = V/f = 2200/10^6 = 0,0022$ м, а, отже, $\Lambda \gg t_f$, що дозволяє скористатися формулою для чутливості гідрофона (6.7) і спростити її до

$$\frac{\Delta\varphi}{p_0} = \frac{4\pi n t_f}{E_Y \lambda}.$$

Підставляючи числові дані, знайдемо, що фазова чутливість гідрофона

$$\frac{\Delta\varphi}{p_0} = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 1,6 \cdot 50}{4,4 \cdot 10^9 \cdot 0,85} = 2,7 \cdot 10^{-7} \text{ рад/Па.}$$

6.9. Датчики температури

У залежності від температурного діапазону і потрібної точності оптичний датчик температури можна створити на таких ефектах як:

- теплове розширення неоптичного матеріалу з високим коефіцієнтом лінійного теплового розширення α_T (наприклад, алюмінію з $\alpha_T = 2,38 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ або міді з $\alpha_T = 1,65 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$), яке змінює довжину вимірювального плеча інтерферометра, переміщуючи його дзеркало або розтягуючи його волокно;
- залежність центральної довжини хвилі теплового випромінювання тіла від його температури (закон зміщення Віна);
- залежність спектра люмінесценції від температури тіла, на яке нанесено люмінофор;
- теплове розширення волокна з бреггівськими ґратами з відповідною зміною спектра відбиття.

Високої чутливості датчика можна досягти у разі використання в якості чутливого елемента волоконного інтерферометра Фабрі-Перо, який на відміну від однопрохідних інтерферометрів Майкельсона та Маха-Цендера є багатопрохідним, зі значно більшим температурним зсувом фази і відповідно вищою чутливістю. Невелика довжина інтерферометра дозволяє реалізувати «точковість» вимірювання температури. Інтерферометр Фабрі-Перо утворюють з відрізка волокна довжиною декілька міліметрів, на торці якого наносять відповідно непрозоре та напівпрозоре дзеркала; потім цей відрізок волокна зрощують з волокном, з'єднаним з лазером (рис. 6.7, з).

Існує декілька технологій виготовлення волоконного інтерферометра Фабрі-Перо. Проблемою є досягнення достатньо високих коефіцієнтів відбиття обох дзеркал інтерферометра. За однією з технологій торці одномодового волокна покривають шаром TiO_2 . Ця технологія забезпечує високу чутливість датчика, але є досить складною. За іншою технологією між двома одномодовими волокнами приварюють електричною дугою відрізок багатомодового волокна; на стиках волокон утворюються френелівські дзеркала, але внаслідок малої різниці в показниках заломлення одномодового та багатомодового волокон коефіцієнти відбиття таких дзеркал менші за 1 %. Ще одна технологія передбачає голографічний запис у волокні, сенсibilізованому до ультрафіолетового випромінювання, бреггівських дзеркал.

Волоконні датчики температури на основі інтерферометрів Фабрі-Перо мають роздільну здатність 0,01 К та точність 0,1 К.

Для вимірювання температури можна використати чутливий елемент, в якому підвищення температури викликає розтягування оптичного волокна та зміну його показника заломлення, причому можливі принаймні два методи формування сенсорного сигналу – фазовий та частотний.

Якщо такий елемент знаходиться у вимірювальному плечі волоконно-оптичного інтерферометра, то натяг волокна змінює фазу хвилі, яка пройшла це плече, що на виході інтерферометра перетворюється у зміну інтенсивності випромінювання, падаючого на фотоприймач (фазовий метод). Використання у вимірювальному плечі кварцового волокна без покриття дозволяє досягти чутливості 100 рад/(м·К); волокно з покриттям значно збільшує чутливість [6.9].

Багато різних можливостей відкривають *бреггівські ґрати* – створювана вздовж волокна ділянка з просторово-періодичною зміною показника заломлення, яка має властивість відбивати випромінювання поблизу довжини хвилі, заданої просторовим періодом, і пропускати випромінювання з іншими довжинами хвиль (частотний метод). Це дозволяє використовувати бреггівські ґрати у волоконно-оптичних лініях зв'язку та датчиках як вузькосмуговий фільтр з можливостями перестроювання, мультиплексування та частотно-селективного відгалуження сигналів.

Волоконні бреггівські ґрати відкривають широкі можливості для створення волоконно-оптичних інтелектуальних структур, убудованих у конструкцію для контролю, наприклад, за розподілом у ній механічних напруг.

Перевагами цього типу датчиків порівняно з іншими волоконно-оптичними датчиками є:

- нечутливість до флуктуацій потужності джерела випромінювання, оскільки вимірюється зсув довжини хвилі, створений вимірюваною величиною;
- широкі можливості для використання різних видів мультиплексування (просторового, часового, за довжинами хвиль),

необхідного для побудови систем з квазірозподіленим (багатоточковим) вимірюванням параметрів;

- малі розміри чутливого елемента, який може виглядати, наприклад, як одномодове волокно завдовжки у декілька міліметрів;
- простота створення чутливого елемента.

Технологія виготовлення волоконних бреггівських ґрат. Для створення у волокні бреггівських ґрат потрібно, щоб волокно було чутливим до ультрафіолетового випромінювання. Існує декілька методів сенсифікації волокна:

- сильне легування кварцового волокна германієм (мольна концентрація оксиду германію GeO_2 близько 20 %);
- гідрогенізація волокна, слабологованого Ge (мольна концентрація GeO_2 до 5 %), за температури $T = 300 \text{ K}$ і тиску $p = 10,3 \text{ МПа}$ на протязі трьох діб (і меншого часу за вищої температури);
- пропускання волокна, слабологованого Ge, крізь полум'я з температурою приблизно 2000 K;
- додаткове легування бором (B) волокна, сильнолованого Ge.

Гідрогенізація волокна означає приєднання молекул водню до вузлів Si-O-Ge в серцевині волокна, внаслідок чого там утворюються так звані кисневодефіцитні центри.

Механізм збільшення показника заломлення кварцового волокна, легованого Ge, у разі його ультрафіолетового опромінення поки що достеменно невідомий. Довжина хвилі 248 нм випромінювання ексимерного лазера співпадає з піком поглинання дефектних центрів у скляній матриці, пов'язаних з Ge.

Для виготовлення волоконно-оптичних бреггівських ґрат використовують ділянку волокна довжиною 1–100 мм, серцевина якого внаслідок легування германієм стала чутливою до ультрафіолетового випромінювання у діапазоні 244–248 нм. За симетричного падіння на fotocутливе волокно двох плоских хвиль в області їх перекриття утворюється стояча хвиля, у пучностях якої відбувається розрив електронних зв'язків і перехід електронів з пучностей до западин, що створює вздовж волокна просторово-періодичну зміну показника заломлення – бреггівські ґрати (рис. 6.15). Для гідрогенізованого волокна зміна показника заломлення сягає 10^{-2} , причому у разі додаткового легування серцевини бором на відрізу волокна довжиною 1,5 мм можна досягти коефіцієнта відбиття до 90 % [6.22].

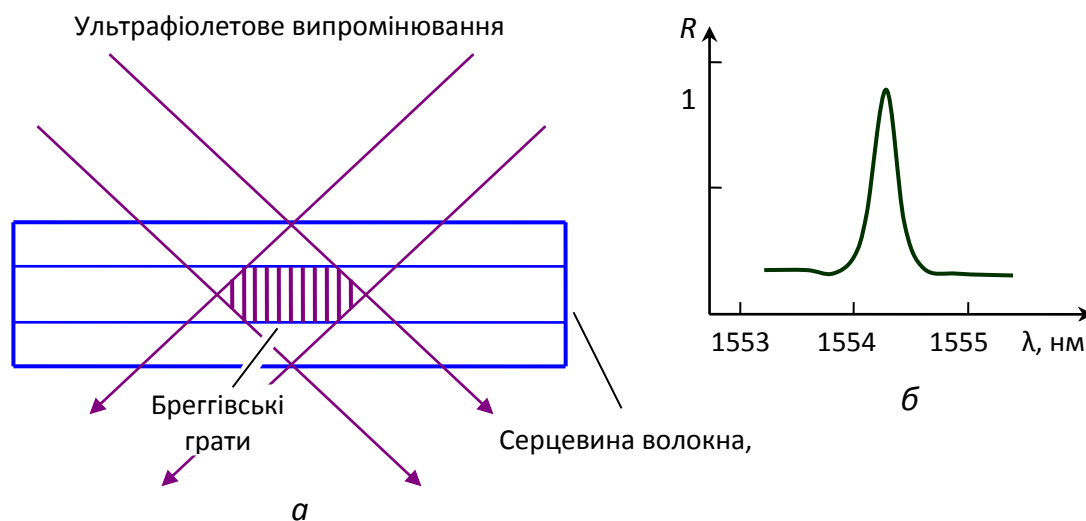


Рис. 6.15. Запис лазерним ультрафіолетовим випромінюванням бреґівських ґрат у фоточутливій серцевині багатомодового волокна (а) та залежність коефіцієнта відбиття ґрат R від довжини хвилі λ (б)

У разі використання декількох бреґівських ґрат, створених з різним періодом на різних ділянках волокна, з'являється можливість контролювати температуру у декількох точках. Волоконні бреґівські ґрати, пропускаючи випромінювання у широкому спектральному діапазоні, мають вузький спектр відбитого випромінювання шириною лише 0,1–0,3 нм, з бреґівською довжиною хвилі $\lambda_{Br} = n_{eff} \Lambda / 2$, де n_{eff} – ефективний показник заломлення серцевини, Λ – період бреґівських ґрат. Максимум випромінювання, відбитого від бреґівських ґрат, спостерігається за умови, що довжина хвилі випромінювання, яке поширюється у волокні, $\lambda = \lambda_{Br}$.

Для волоконних бреґівських датчиків потрібні квазіточкові широкосмугові джерела випромінювання. Квазіточковість або іншими словами – висока просторова когерентність випромінювання дозволяє ефективно вводити випромінювання у серцевину волокна. Широкий спектр випромінювання (низька часова когерентність або мала монохроматичність) робить можливим у широких межах змінювати бреґівську довжину хвилі, тобто мати великий діапазон вимірюваної величини. Таке випромінювання можна отримати за допомогою параметричних генераторів або генераторів суперконтинууму на фотоннокристалічних волокнах.

6.10. Датчики хвильового фронту

Спотворення хвильового фронту оптичного випромінювання, яке пройшло крізь неоднорідне середовище (наприклад, турбулентну атмосферу), погіршує чіткість зображення в оптичному телескопі. Сучасні великі телескопи (діаметром більше 10 м) мають зазвичай мозаїчну структуру, тобто складаються з множини невеликих дзеркал шестикутної форми, які щільно прилягають одне до одного. Для корекції хвильового фронту у таких телескопах використовують адаптивні дзеркала, кривизну яких можна змінювати командами з комп'ютера. Кожне таке дзеркало має гнучку підкладку, так що профіль поверхні дзеркала можна змінювати за допомогою системи п'єзоприводів. Інформацію про форму хвильового фронту отримують з датчика хвильового фронту, наприклад, датчика Шака-Гартмана.

Принцип дії датчика Шака-Гартмана показаний на рис. 6.16. Датчик складається з матриці мікролінз (розміром 1 мм і навіть менше) і цифрової камери, фотоприймачі якої встановлені у фокальній площині мікролінз. Локальний нахил хвильового фронту (відносно ідеального плоского фронту) призводить до поперечного зміщення фокальної плями, яке фіксується цифровою камерою, передається в комп'ютер і останній знаходить за матрицею зміщень наближену

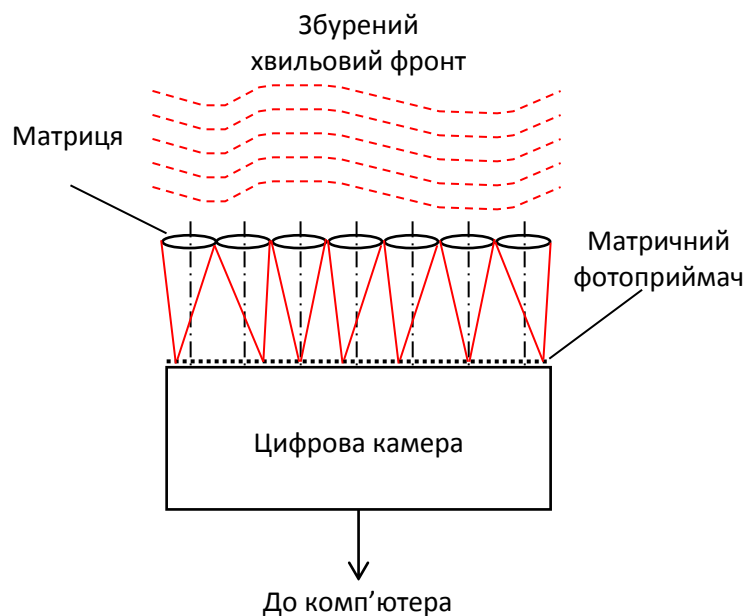


Рис. 6.16. Детектор хвильового фронту Шака-Гартмана

форму хвильового фронту, розраховує матрицю напруг, які треба подати на п'єзоприводи, щоб скоригувати атмосферне викривлення хвильового фронту.

6.11. Оптичні біосенсори

За оцінками фахівців у світі щорічно від інфекційних та мікробних захворювань вмирає близько 20 млн. чоловік (40 % від загальної кількості померлих). В останнє десятиліття реальною стала загроза біотероризму. Ці чинники спонукали розвинуті країни вкладати значні кошти у наукові дослідження медичного та оборонного характеру, спрямовані на створення біосенсорів.

Біосенсор – це чутливий елемент або прилад з чутливим елементом, який завдяки хімічній реакції виявляє органічну сполуку і дозволяє оцінити її концентрацію. Найпростіші оптичні біосенсори – це тест-смужки, які внаслідок дії певних органічних сполук змінюють свій колір. Складні оптичні біосенсори мають чутливі елементи, джерела та приймачі випромінювання, електронні пристрої для обробки інформації та дисплеї.

В оптичних біосенсорах для формування оптичного сигналу використовують:

- флуоресцентний метод, коли до біомолекули пристиковується молекула флуоресцентного барвника (мітка); метод має високу чутливість, яка дозволяє виявляти окремі біомолекули; недоліками методу є складність приєднання міток до біомолекул і можливість приєднання і однієї, і двох молекул барвника, що знижує точність визначення концентрації біомолекул;
- рефракційний (безміточний) метод, за якого мітки до біомолекул не приєднуються, що зберігає природні властивості біомолекул і дозволяє точніше визначати їх концентрацію; оскільки оптичний сигнал залежить від концентрації біомолекул (яка визначає показник заломлення досліджуваного середовища), а не від їх загальної кількості (від якої залежить сигнал флуоресценції), об'єм досліджуваного середовища може бути зменшеним до фемтолітрів.

Для виявлення деяких органічних молекул можна використати голографічні сенсори, принцип дії яких побудований на зміні

органічними молекулами кольору випромінювання, відбитого від голографічних ґрат. Речовина-детектор, домішана до голографічної полімерної плівки, вступає в селективну хімічну взаємодію з виявлюваною речовиною, внаслідок чого трохи змінюється показник заломлення плівки n і/або період ґрат d у формулі дифракційних ґрат $2nd \sin \theta = \lambda$, де θ – кут, під яким спостерігають спектральну компоненту білого світла з довжиною хвилі λ . Важливими перевагами голографічних сенсорів є простота, низька вартість та зручність зчитування інформації, причому навіть неконтактно, з деякої відстані. Фактично голографічний сенсор може виглядати так само, як голографічні захисні марки, наклеювані на проїзні квитки, документи та вироби. Для виявлення речовини, до якої голографічний сенсор був сенсibiliзований, його достатньо освітити білим світлом і подивитись на спектр відбитого випромінювання. У разі попадання виявлюваної речовини на голографічний сенсор показник заломлення полімерної плівки і/або період ґрат, записаних в ній, змінюється, і умова дифракції Бреґга виконується вже для іншої довжини хвилі, що за незмінного кута спостереження викликає зміну спектра відбитого випромінювання. Деякою мірою голографічний сенсор є аналогом тест-смужки.

В оптичних біосенсорах знайшло також застосування явище поверхневого плазмонного резонансу – утворення електронних хвиль (поверхневих плазмонів) у тонкому шарі металу, в якому відбувається поглинання лазерного випромінювання, падаючого на цей шар під певним кутом [6.13, 6.14]. Принцип дії такого біосенсора проілюстрований рис. 6.17.

Плоскополяризоване лазерне випромінювання падає під кутом повного внутрішнього відбиття на грань призми, вкритої тонкою золотою плівкою, і після відбиття потрапляє на фотоприймач. Частина випромінювання поглинається в золотій плівці, збуджуючи в ній електронні хвилі. На поверхню золотої плівки наносять біологічний рецептор – органічну сполуку (зазвичай – карбоксиметилдекстран), молекули якої легко приєднують до себе молекули виявлюваної речовини (аналіту). Показник заломлення органічного шару на золотій плівці змінюється, що впливає на інтенсивність випромінювання, відбитого від плівки.

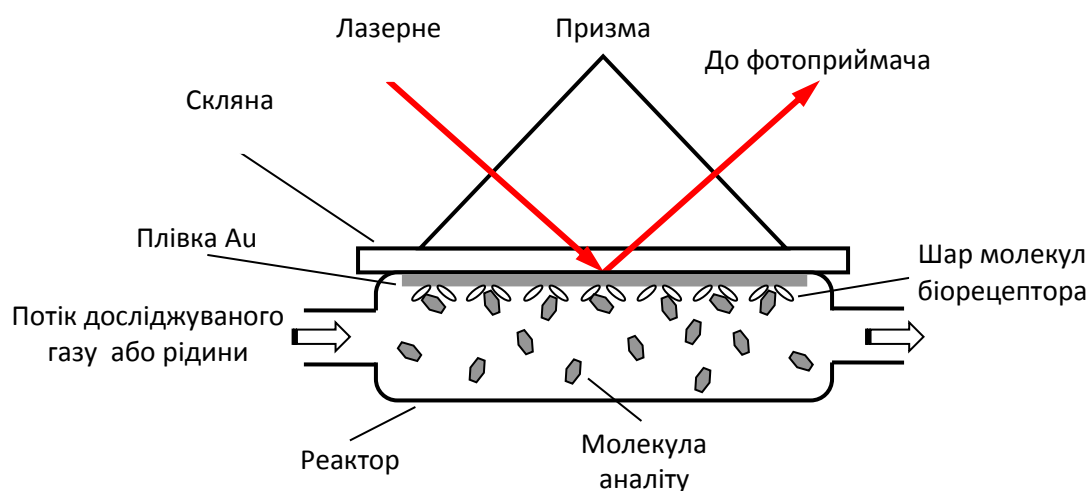


Рис. 6.17. Схема оптичного біосенсора на основі явища поверхневого плазмонного резонансу

Різновидом описаного методу є локалізований поверхневий плазмонний резонанс, який спостерігається у разі взаємодії світла з металічними (зазвичай – золотими) наночастинками, меншими за довжину хвилі падаючого світла. Збуджені у наночастинках плазмонні коливання є когерентними, причому їх резонансна частота залежить від складу, розмірів та форми наночастинок, характерної відстані між ними, а також від властивостей діелектричного середовища, в якому вони перебувають [6.15]. Для виявлення біомолекул, іммобілізованих на поверхні наночастинок, пробу опромінюють світлом, спектр якого перебиває спектр поглинання біомолекул. За наявності провалу у спектрі відбитого світла можна виявити біомолекули, а за глибиною провалу оцінити їх концентрацію.

Для виявлення органічних речовин використовують також оптичні біосенсори на інтегрально-оптичних хвилеводах, в яких реалізують метод подвійної поляризаційної інтерферометрії. На рис. 6.18 показана спрощена схема такого біосенсора. Чутливий елемент виконаний у вигляді підкладки з двома каналними хвилеводами – опорним і вимірювальним. Обидва хвилеводи збуджуються лазерним випромінюванням, спочатку, наприклад, з вертикальною, а потім з горизонтальною поляризаціями. Вихідне випромінювання обох хвилеводів інтерферує у дальній зоні дифракції, утворюючи інтерференційну картину з характерним візерунком інтерференційних смуг, математична обробка якого дозволяє визначити показник заломлення та товщину шару поглинутої органічної речовини.

Просторова роздільна здатність методу складає 0,01 нм. У разі швидкого перемикавання площини поляризації лазерного випромінювання цей метод уможливорює спостереження у реальному часі за взаємодією молекул, зміною їх форми та швидкістю хімічної реакції, яка протікає на поверхні вимірювального хвилеводу, що межує з потоком аналіту.

У біосенсорах часто використовують оптичні волокна, які підводять випромінювання для його взаємодії з біологічними об'єктами, а отриманий внаслідок розсіяння, поглинання, флуоресценції оптичний сигнал спрямовують на фотоприймач системи обробки інформації. Такі датчики іноді називають оптродними сенсорами, маючи на увазі, що оптичні волокна виконують функції електродів (оптичні електроди).

На рис. 6.19 показана одна із можливих конструкцій оптродів, в якій кінці двох волокон (вхідного і вихідного) сплавлено і на утворену скляну кульку нанесено чутливий шар. Чутливий шар містить біологічні розпізнавальні компоненти – ензими, антитіла, нуклеїнові кислоти та клітини, які реагують на виявлювані молекули. За допомогою генної інженерії деякі з цих компонентів можна модифікувати і налаштувати на розпізнавання ширшого кола біологічних молекул.

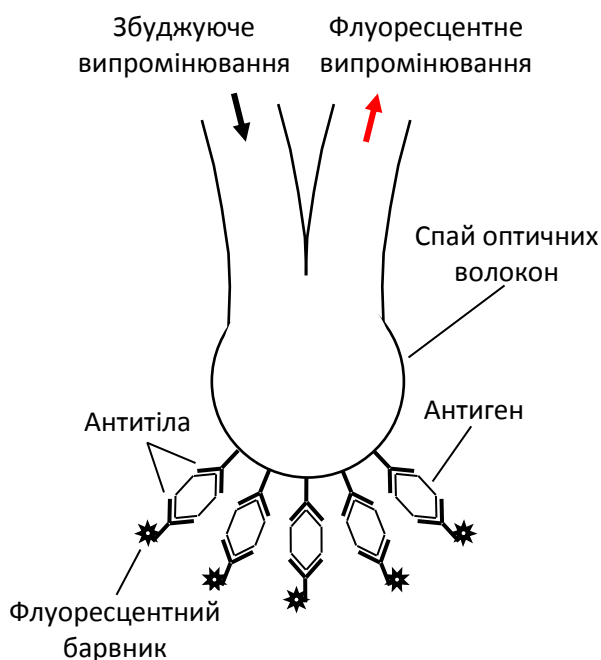


Рис. 6.19. Схема оптрода для імунологічного аналізу

Принцип дії такого оптрода побудований на взаємодії двох видів антитіл: одні антитіла іммобілізовані на поверхні оптичного волокна і захоплюють антигени, у той час як інші антитіла, марковані флуоресцентним барвником або ензимом, прикріплюються до антигенів і використовуються для генерації оптичного сигналу. У разі використання ензимів збуджуюче випромінювання не потрібне, оскільки ензими

виступають каталізаторами хемілюмінесцентних реакцій, завдяки яким формується оптичний сигнал.

Імобілізація біомолекул на поверхні кварцового волокна здійснюється завдяки адсорбції (після спеціальної обробки його поверхні, стабілізуючої дію сил електростатичного притягання), розміщенню біомолекул у гелі, нанесеному на поверхню волокна, а також внаслідок ковалентного зв'язування.

У деяких конструкціях волоконних біосенсорів з аналітом взаємодіє зникаюча (еванесцентна) хвиля, яка поширюється вздовж межі між серцевиною та середовищем, у шарі середовища товщиною від ста до декількох сотень нанометрів. Для багатомодового волокна з діаметром серцевини від 50 мкм до 1,5 мм глибину проникнення (на рівні $1/e$) зникаючої хвилі у зону, заборонену з точки зору геометричної оптики (згідно якої спостерігається повне внутрішнє відбиття світла) можна знайти із співвідношення

$$\delta = \lambda / \left[4\pi (n_2^2 \sin^2 \theta - n_1^2)^{1/2} \right],$$

де λ – довжина хвилі випромінювання, n_2 та n_1 – показники заломлення відповідно серцевини волокна та середовища. Для усунення власної флуоресценції кварцового волокна потрібно, щоб довжина хвилі збуджуючого випромінювання перевищувала 600 нм.

Нові перспективи відкривають біологічні нанооптроди, завдяки яким з'являється можливість проникати всередину живої клітини і контролювати концентрацію біомолекул у процесі її життєдіяльності. Нанооптрод виготовляють шляхом витягування нагрітого волокна, формування загостреного кінця діаметром менше мікрметра і напилення на бокову поверхню тонкого шару металу, який запобігає втратам світла; біорозпізнавальні молекули наносять на вістря волокна.

Важливими біосенсорами можуть стати флуоресцентні датчики глюкози, які поки що (станом на початок 2016 р.) знаходяться на стадії розробки.

Волоконні біосенсори мають ряд переваг порівняно з електрохімічними (малі розміри, гнучкість, простота, пов'язана з відсутністю електродів, безпечність, можливість роботи в місцях, недоступних для інших сенсорів).

Джерелами випромінювання для оптичних біосенсорів є переважно лазерні діоди та світлодіоди, які дозволяють більш ефективно вводити випромінювання в оптичні волокна та інтегрально-оптичні хвилеводи. Досить слабкі оптичні сигнали, які формуються у біосенсорах, потребують високочутливих фотоприймачів – лавинних та *p-i-n*-фотодіодів, а також фотоелектронних помножувачів.

Новим напрямком в технології оптичних біосенсорів є розробка еластичних оптичних інтегральних схем, які об'єднують тонкоплівкові джерела випромінювання, біосенсори та фотоприймальні пристрої, з'єднані еластичними оптичними хвилеводами. Еластичні хвилеводи можна виготовити з гумоподібного прозорого матеріалу – полідиметилсілоксану (англ. *poly-dimethylsiloxane*, *PDMS*), який має оптичні втрати 0,14 дБ/см. Такі інтегральні схеми можуть кріпитися до тіла людини чи тварини і при рухах розтягуватися до 30 % чи вигинатися з радіусом вигину до 1 см, допускаючи декілька десятків тисяч циклів деформації [6.24].

6.12. Оптичні датчики концентрації (хімічні сенсори)

Датчики концентрації призначені для знаходження вмісту тієї чи іншої хімічної речовини в газовому або рідинному середовищі (наприклад, метану в повітрі чи солі у воді). Найпростіші датчики – індикатори – показують наявність або декілька градацій концентрації певної речовини у середовищі.

Ще у XIV ст. алхіміки використовували лакмус – водний розчин барвників, добутих з лишайників – як індикатор кислотності розчину; у кислому рідинному середовищі, папірець, просочений лакмусом, стає червоним, у лужному – синім, а у нейтральному – фіолетовим.

Шахтарі до початку XX ст. брали з собою у шахту канарок, які замовкали і навіть вмирили у разі появи у повітрі оксиду або діоксиду вуглецю, що свідчило про необхідність негайно покинути забій.

Для знаходження концентрації хімічної речовини в газі (зокрема – повітрі) або рідині (зокрема – воді) поряд з електрохімічними та термохімічними використовують також оптичні датчики, які працюють на таких принципах як:

- зміна кольору паперової тестової смужки, просоченої відповідним реагентом (наприклад, за наявності у повітрі оксиду вуглецю CO, який з'являється у разі нестачі кисню під час горіння дров або вугілля, індикатор цього смертельно небезпечного газу змінює свій колір з білого на бурий);
- диференціальне оптичне поглинання (наприклад, оксид вуглецю у діапазоні $\lambda = 4.2\text{--}4,5$ мкм удесятеро сильніше поглинає випромінювання, ніж у видимому діапазоні, причому різниця у поглинанні у цих діапазонах виявляється пропорційною концентрації цього газу);
- нагрівання газу поглинутим випромінюванням (довжина хвилі інфрачервоного випромінювання налаштовується на спектральну лінію поглинання досліджуваного газу, газ нагрівається внаслідок поглинання, його тиск в камері зростає, що і фіксується датчиком тиску);
- фотоіонізація (іонізація молекул ультрафіолетовим випромінюванням і знаходження їх концентрації за приростом електричного струму між електродами газового резервуару);
- дисперсія світла, відбитого від голографічних ґрат (хімічна речовина змінює період ґрат і у певному напрямку змінюється колір світла, якщо для освітлення використовують біле світло, або кут дифракції, якщо монохроматичне світло);
- поворот площини поляризації випромінювання.

Газові датчики бувають відкритого та закритого типу, рідинні – тільки закритого. У відкритих датчиках оптичний шлях має довжину від сантиметрів до сотень метрів і пролягає в атмосфері.

Для оптичних газових датчиків основними спектральними діапазонами є 1,6, 2,3 та 3,4 мкм.

У діапазоні 1,6 мкм є багато газів, молекули яких мають вузькі, добре розрізнявані лінії поглинання, що уможливило використання в датчиках випромінювання лазерних діодів. У цьому діапазоні знаходяться лінії поглинання, хоча і досить слабкі, метану, а також такого дуже отруйного, вибухо- та пожежонебезпечного газу як сульфід водню (H_2S), який можна ідентифікувати за характерним запахом тухлих яєць.

У діапазоні 2,3 мкм присутні лінії поглинання багатьох вуглеводнів та їх похідних. У цьому діапазоні британська фірма *Shell Research* у 1985 р. створила відкритий датчик метану з потужною імпульсною лампою розжарювання та PbS-фоторезистором. Датчик мав опорний та вимірювальний оптичні канали, причому на кінці вимірювального каналу довжиною 50 м знаходились кутикові відбивачі, які повертали зондуєче випромінювання точно назад у датчик.

У діапазоні 3,4 мкм вуглеводні та їх похідні мають сильні лінії поглинання, що дозволяє використовувати цей діапазон у закритих датчиках з невеликим оптичним каналом, а також у відкритих оптичних датчиках високої чутливості. Основною проблемою у разі роботи в цьому діапазоні є те, що важкі вуглеводні значно сильніше поглинають випромінювання, ніж метан, що робить неможливим вимірювання концентрації останнього. До того ж у цьому діапазоні скло стає непрозорим і для оптичних елементів потрібно використовувати дорогі кристалічні матеріали і робити елементи менших розмірів.

Джерелами випромінювання у датчиках концентрації є галогенні лампи розжарювання, газорозрядні лампи, інфрачервоні світлодіоди та лазерні діоди.

Змінний фотоелектричний сигнал отримують, використовуюючи електромеханічну модуляцію (переривання) випромінювання на виході джерела або модуляцію струму джерела. У лазерних датчиках використовують модуляцію довжини хвилі випромінювання, що дозволяє сканувати лінію поглинання газових молекул.

Серед неохолоджуваних фотоприймачів, які працюють у всіх трьох діапазонах, найбільш поширеним є PbS-фоторезистор. У діапазоні 1,6 мкм можливим є застосування InGaAs-фотодіода.

Наведемо декілька прикладів використання газових датчиків. Датчики метану широко використовують для контролю витоку газу з магістральних газопроводів. Такі датчики встановлюють на автомобілях та вертольотах, що дозволяє контролювати великі ділянки газопроводів (тільки у США їх 250000 км).

Для контролю наявності алкоголю в крові людини використовують серед інших типів подібних датчиків інфрачервоний алкотестер, в

якому поглинання випромінювання у повітрі, яке видихає людина, порівнюється на двох довжинах хвиль.

Датчики концентрації. Виміряти концентрацію, наприклад, цукру у сиропі чи вині можна за допомогою сахариметра, побудованого на явищі природної оптичної активності. Сахариметр – це окремий приклад поляриметра – приладу, призначеного для вимірювання оптичної активності речовин.

Речовини, в яких спостерігається природна оптична активність, тобто поворот площини поляризації прохідного випромінювання, називають *оптично активними речовинами*. Існує два типи таких речовин. Речовини першого типу проявляють активність у будь-якому агрегатному стані (цукри, камфора, винна кислота), другого типу – тільки в твердому (кристали кварцу та кіноварі). Поворот площини поляризації може відбуватися проти годинникової та за годинниковою стрілкою, що поділяє оптично активні речовини першого типу на *L*- та *D*-ізомери, другого – на *l*- та *d*-речовини. *Оптичні ізомери* – це речовини (першого типу), у яких молекули дзеркально-симетричні і ніякими поворотами та переміщеннями неможливо їх уявно просторово сумістити усіма елементами. У хімії цю властивість називають молекулярною хіральністю і пояснюють на прикладі просторової несумісності лівої та правої руки. Цікаво, що у життєдіяльності організмів на Землі *L*-ізомери відіграють важливішу роль, ніж *D*-ізомери.

Поляриметр складається зі схрещених призм Ніколя і кювети з розчином досліджуваної речовини в оптично неактивній рідині (дистильованій воді, етиловому чи метиловому спирті). Без досліджуваної речовини монохроматичне випромінювання після проходження першої призми (поляризатора) стає плоскополяризованим і не пропускається другою призмою (аналізатором). За наявності в кюветі оптично активної речовини площина поляризації прохідного випромінювання повертається на певний кут, який знаходять поворотом аналізатора до такого кутового положення, коли інтенсивність вихідного випромінювання спадає до нуля.

На поворот площини поляризації впливає температура розчину. Кут повороту площини поляризації Ψ зв'язаний з процентною концентрацією $C\%$ оптично активної речовини в кюветі співвідношенням

$$\Psi = \psi_{\lambda, T} C\% L / 100,$$

де $\psi_{\lambda,T}$ – питома обертаність площини поляризації у розчині досліджуваної речовини за температури T та довжини хвилі прохідного випромінювання λ ; L – шлях випромінювання у розчині.

Для вимірювання концентрації у розчині будь-якої речовини (активної або неактивної) використовують колориметри – прилади, які працюють на основі закону Бугера-Ламберта-Бера (пропорційності десяткового логарифму оптичного пропускання рідини T_{opt} молярній концентрації розчиненої в ній речовини C_{mol}):

$$\log T_{opt} = -\epsilon_{mol} C_{mol} L,$$

де ϵ_{mol} – молярний коефіцієнт екстинкції, L – довжина шляху випромінювання у розчині. Нагадаймо, що оптичне пропускання – це відношення вихідної інтенсивності випромінювання до вхідної, тобто $T_{opt} = I/I_0$; розмірностями молярного коефіцієнта екстинкції є $\text{м}^2/\text{моль}$, а молярної концентрації – $\text{моль}/\text{м}^3$.

Закон Бугера-Ламберта-Бера для газів – це пропорційність натурального логарифму оптичного пропускання газу T_{opt} концентрації поглинаючих частинок N :

$$\ln T_{opt} = -\sigma N L,$$

де σ – переріз поглинання частинок, який має розмірність м^2 .

Контрольні запитання та задачі

- 6.1. Які властивості оптичного волокна використовують у волоконно-оптичних датчиках?
- 6.2. Які параметри оптичного випромінювання можуть змінюватись під дією вимірюваної фізичної величини?
- 6.3. Пояснити принцип вимірювання кутової швидкості за допомогою інтерферометра Саньяка.
- 6.4. Як впливає фотонний шум на точність інтерференційних датчиків?
- 6.5. Як можна вимірювати напруженість магнітного поля за допомогою оптичних датчиків?
- 6.6. На яких ефектах можна створити оптичний датчик електричного поля?
- 6.7. Які існують класи лазерної безпеки?
- 6.8. Як можна визначити форму хвильового фронту?

- 6.9. Чим відрізняється ладар від лідара?
- 6.10. Пояснити принцип дії оптрода.
- 6.11. Які методи виявлення небезпечних вірусів використовуються в оптичних біосенсорах?
- 6.12. Як використовується в біосенсорі поверхневий плазмонний резонанс?
- 6.13. Пояснити принцип дії серф-магнітометра.
- 6.14. Які параметри характеризують оптоелектронну вимірювальну систему?
- 6.15. Як використовують електрострикцію та магніострикцію у волоконно-оптичних датчиках?
- 6.16. Як працює голографічний сенсор?
- 6.17. Як можна виявити оптичним методом гравітаційні хвилі?
- 6.18. Пояснити принцип дії суперфлуоресцентного волоконно-оптичного джерела випромінювання.
- 6.19. Які методи виявлення атмосферних забруднень використовують в екологічних лідарах?
- 6.20. Пояснити принцип дії лідара, побудованого на ефекті диференціального поглинання випромінювання.

Література до глави 6

- 7.1. Нагибина И.М. Интерференция и дифракция света / И.М. Нагибина, 2-е изд., испр. и доп. – Л.: Машиностроение (Ленингр. отд-ние), 1985. – 332 с.
- 7.2. Скоков И.В. Оптические спектральные приборы / И.В. Скоков. – М.: Машиностроение, 1984. – 240 с.
- 7.3. Herrmann S. Rotating optical cavity experiment testing Lorentz invariance at the 10^{-17} level / S. Herrmann, A. Senger, K. Mohle et al. – Phys. Rev. D., 2009, vol. 80, issue 10. – P. 105011–105018.
- 7.4. Electro-optics handbook / Editors: R.W. Waynant, M.N. Ediger. – 2nd ed. – New York.: McGraw-Hill Inc., 2000. – 911 p. – ISBN 0-07-068716-1.
- 7.5. Преснухин Л.Н. Муаровые растровые датчики положения и их применение / Л.Н. Преснухин, В.Ф. Шаньгин, Ю.А. Шаталов. – М.: Машиностроение, 1969. – 204 с.

- 7.6. Реди Дж. Промышленные применения лазеров / Дж. Реди. – М.: Мир, 1981. – 638 с.
- 7.7. Macek W.M. Rotation rate sensing with travelling-wave ring lasers / W.M. Macek, D.T.M. Davis, Jr. – Appl. Phys. Lett., 1963, vol. 2. – P. 67–68.
- 7.8. Бычков С.И. Лазерный гироскоп / С.И. Бычков, Д.П. Лукьянов, А.И. Бакаляр. – М.: Сов. Радио, 1975. – 424 с.
- 7.9. Окоси Т. Волоконно-оптические датчики / Т. Окоси, К. Окамото, М. Оцу и др. – Л.: Энергоатомиздат (Ленингр. отд-ние), 1990. – 256 с. – ISBN 5-283-02466-0.
- 7.10. Бусурин В.И. Волоконно-оптические датчики: физические основы, вопросы расчета и применения / В.И. Бусурин, Ю.Р. Носов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с. – ISBN 5-283-01523-8.
- 7.11. Abbott B.P. LIGO: the laser interferometer gravitational-wave observatory / B.P. Abbott, R. Abbott, R. Adhikari et al. – Reports on progress in physics, 2009, vol. 72, № 7 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://iopscience.iop.org/0034-4885/72/7/076901>.
- 7.12. Волоконно-оптические датчики [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://kbs-itmo.ru/index.php?option=com_content&view=section&id=5&Itemid=55.
- 7.13. Fan X. Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: a review / X. Fan, I.M. White, S.I. Shopova et al. – Analytica Chimica Acta, 2008, vol. 620, issue 1–2. – P. 8–26.
- 7.14. Patel P.N. Optical biosensors: fundamentals and trends / P.N. Patel, V. Mishra, A.S. Mandloi. – Journal of Engineering Research and Studies, 2010, vol. 1, issue 1. – P. 15–34.
- 7.15. Petryayeva E. Localized surface plasmon resonance: nanostructures, bioassays and biosensing – a review / E. Petryayeva, U.J. Krull. – Analytica Chimica Acta, 2011, vol. 706, issue 1. – P. 8–24.
- 7.16. Park H.G. Er-doped superfluorescent fiber source with a ± 0.5 -ppm long-term mean-wavelength stability / H.G. Park, M. Digonnet,

- G. Kino. – *Journal of Lightwave Technology*, 2003, vol. 21, № 12. – P. 3427–3433.
- 7.17. Allred J.C. High-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation / J.C. Allred, R.N. Lyman, T.W. Kornack, M.V. Romalis. – *Phys. Rev. Lett.*, 2002, vol. 89, № 13. – P. 130801-1–130801-4.
- 7.18. Lenz J.E. A review of magnetic sensors / *Proc. IEEE*, 1990, vol. 78, № 6. – P. 973–989.
- 7.19. Шереметьев А.Г. Волоконный оптический гироскоп / А.Г. Шереметьев. – М.: Радио и связь, 1987. – 152 с.
- 7.20. Ярошенко И.Ф. Трёхмерное приёмное устройство лазерного излучения / И.Ф. Ярошенко, С.А. Ильин, Г.А. Капитанов. – *Оптический журнал*, 2005, т. 72, № 10. – С. 35–39.
- 7.21. Long D.A. Raman spectroscopy / D.A. Long. – New York: McGraw-Hill, 1977. – ISBN 0-07-038675-7.
- 7.22. Волоконная оптика и приборостроение / М. М. Бутусов, С.Л. Галкин, С.П. Оробинский, Б.П. Пал // Под ред. М.М. Бутусова. – Л.: Машиностроение (Ленингр. отд-ние), 1987. – 328 с.
- 7.23. Beard P.C. Extrinsic optical-fiber ultrasound sensor using a thin polymer film as a low-finesse Fabry-Perot interferometer / P.C. Beard, T.N. Mills. – *Appl. Opt.*, 1996, vol. 35, № 4. – P. 663–675.
- 7.24. Missine J. Stretchable optical waveguides / J. Missine, S. Kalathimekkad, B. Van Hoe et al. – *Optics Express*, 2014, vol. 22, № 4. – P. 4168–4179.
- 7.25. Giuliani G. Self-mixing laser diode vibrometer / G. Giuliani, S. Bozzi-Pietra, S. Donatti. – *Measurement Science and Technology*, 2003, vol. 14. – P. 24–32.
- 7.26. Giuliani G. Laser interferometry / G. Giuliani, S. Donati. – D. M. Kane, K. A. Shore, eds. *Unlocking dynamical diversity. Optical feedback effects on semiconductor lasers*. – West Sussex, England: John Wiley & Sons Ltd, 2005. – P. 217–256. – ISBN 0-470-85619-X.

- 7.27. Коломийцов Ю.В. Интерферометры. Основы инженерной теории, применение. – Л.: Машиностроение (Ленингр. отд-ние), 1976. – 296 с.
- 7.28. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Генерація оптичного випромінювання. Книга друга [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://ela.kpi.ua/handle/123456789/30527>
- 7.29. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Генерація оптичного випромінювання. Книга перша [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://ela.kpi.ua/handle/123456789/30460>

Глава 7

ОПТОЕЛЕКТРОННІ ВИМІРЮВАЛЬНІ СИСТЕМИ

Наука починається відтоді, коли починають вимірювати. Точна наука немислима без міри.

Дмитро Менделєєв, російський хімік

7.1. Структура оптоелектронної вимірювальної системи

Історичні відомості. На ранніх етапах розвитку цивілізації з'явилася потреба у вимірюванні довжини, об'єму та ваги предметів, площі земельних ділянок та відстані між окремими пунктами, протяжності у часі астрономічних явищ або земних справ.

Понад шість тисяч років тому у долини річок Тигр та Євфрат (територія сучасного Іраку) невідомо звідки прийшли шумери – народ, клинописна писемність якого немає нічого спільного з писемністю інших народів на Землі. Шумери мали шестидесяткову позиційну систему числення, від якої пішли шістдесят хвилин у годині та шістдесят секунд у хвилині, шістдесят кутових мінут у градусі та шістдесят кутових секунд у мінуті, а також поділ кола на триста шістдесят градусів. У шумерів з'явилася перша у світі міра довжини – *кубіт*, еталоном якої був бронзовий стрижень довжиною приблизно 519 мм (відстань між ліктем та кінчиком середнього пальця), перший сонячний годинник (у форміobelіску), перший водяний годинник, в якому одиницею виміру часу була *суссу* – 1/6 земної доби, а час вимірювався вагою води, вилитої з годинника. Мірою ваги була *міна* – вага води, вилитою за одну суссу. Шумери створили також перший механічний комп'ютер – рахівницю (англ. *computer* – обчислювач).

Значний внесок у розвиток техніки оптичних вимірювань зробили давньогрецькі вчені. «Батько» математики Евклід (III ст. до н.е) у своєму трактаті з оптики за допомогою поняття «зоровий промінь» розглянув геометричні аспекти лінійної перспективи – відображення простору на площині, а також продемонстрував за допомогою камери-обскури прямолінійність поширення світлових променів. Першими оптичними вимірювальними приладами були діоптри – візирні інструменти у вигляді двох вертикальних паралельних пластин з отворами, одним – для спостереження, а іншим, з мушкою або волосиною – для націлювання на об'єкт. Пластини закріплювалися на поворотному столику з поділками, що дозволяло досить точно вимірювати кутову відстань між об'єктами, а, використовуючи геометричні співвідношення, знаходити і лінійну

відстань. Такі діоптри використовувалися під час будівництва доріг, архітектурних споруд та астрономічних досліджень. Архімед виміряв у III ст. до н.е. кутовий розмір Сонця, коли воно було на горизонті і не дуже сліпило, використавши при цьому лінійку та циліндр, який точно перекривав у полі зору сонячний диск. Ератосфен Кіренський у II ст. до н.е. знайшов радіус Землі, вимірявши опівдні кут між вертикально падаючими сонячними променями в Александрії та похилими променями в Сієні (Асуані) і знаючи відстань між цими містами, а також те, що вони знаходяться на одному меридіані. Клавдій Птоломей у II ст. виміряв кути заломлення світла на межі повітря-вода, повітря-скло за різних кутів падіння світла.

Нагадаймо про основні оптичні вимірювання більш пізнього періоду (деякі з них були описані у першому томі). У 1676 р. датський астроном Олаф Рьомер за моментами затемнення супутника Юпітера Іо знайшов наближене (220 000 км/с) значення швидкості світла. В лабораторних експериментах французьких фізиків Армана Фізо (1849 р.) та Жана Фуко (1862 р.) були отримані точніші значення – відповідно 313 274 та 298 000 км/с. Американські фізики Альберт Майкельсон та Едвард Морлі за допомогою інтерферометра продемонстрували у 1887 р. відсутність «ефірного вітру».

У 1726 р. французький фізик Поль Бугер розробив один з перших фотометрів для візуального порівняння яскравості джерел світла. Зробити фотометричні вимірювання більш об'єктивними стало можливим з початком випуску у 1910 р. перших вакуумних фотоелементів – завдяки німецьким фізикам Хансу Гейтелю та Юліусу Ельстеру. Перші гальванометри, потрібні для вимірювання та індикації фотоструму, з'явилися невдовзі після спостереження у 1820 р. датським фізиком Хансом Ерстедом дії електричного струму на магнітну стрілку.

У 1937 р. англійський фізик Поль Дірак висловив припущення, що у зв'язку з еволюцією Всесвіту деякі фізичні константи можуть змінюватися. Почалися дослідження, які поки що не виявили суттєвих змін. Так, лазерна локація Місяця показала, що відносна зміна за рік гравітаційної сталої не перевищує 10^{-12} [7.29]. З'явилася теорія тонкого налаштування Всесвіту. Теорія спирається на розрахунки, за якими відхилення у декілька разів у значеннях швидкості світла, маси електрона та протона, заряду електрона, гравітаційної сталої чи сталої Планка зробило б неможливим утворення атомів, зірок та галактик [7.30].

Фізичні об'єкти, вимірювані та впливні величини. Фізичний об'єкт характеризується низкою параметрів – фізичних величин, чисельні значення яких дозволяють його ідентифікувати, оцінити його властивості та передбачити його поведінку. Знаходження чисельного значення фізичної величини здійснюють шляхом порівняння її з однорідною величиною, яку приймають за одиницю, причому ця одиниця зазвичай вибирається з міркувань зручності порівняння у

даному вимірювальному процесі. Наприклад, довжину невеликого предмету можна виміряти лінійкою з міліметровими поділками, а можна – за допомогою інтерферометра Майкельсона з інтерференційними смугами в якості поділок, причому ціна інтерференційної поділки становить $\lambda/4$, де λ – довжина хвилі джерела світла. Якщо вимірювання відбувається з точністю до однієї поділки, то у першому випадку похибка становить 1 мм, а у другому – 0,3 мкм (для зеленого світла).

Для зберігання та відтворення одиниць вимірювання з максимально можливою точністю служать еталони, причому еталони трьох з шести основних фізичних одиниць Міжнародної системи одиниць СІ (секунду, метр, канделу) визначають оптичними методами.

Еталоном секунди є перехід між надтонкими рівнями ($F = 4, M = 0$) та ($F = 3, M = 0$) основного стану $2S_{1/2}$ атома цезію-133, який перебуває у спокої за температури 0 К і не збурений зовнішніми полями, причому частоті цього переходу приписується значення 9 192 631 770 Гц. Тоді *секунда* – це час, рівний 9 192 631 770 періодам випромінювання, генерованого внаслідок переходу електрона «вниз» між зазначеними рівнями.

Еталоном метра є шлях, пройдений світлом за певний проміжок часу. *Метр* – це довжина шляху, пройденого світлом у вакуумі за $\frac{1}{299\,792\,458}$ секунди, за умови, що виміряне значення швидкості світла $c = 299\,792\,458$ м/с.

Для стандартизації понять, пов'язаних з вимірювальною технікою, а також процесом вимірювання, обробки та подання отриманих результатів Міжнародним комітетом мір і ваг (англ. *International Organization for Standardization, ISO*) спільно з Міжнародною електротехнічною комісією (англ. *International Electrotechnical Commission, IEC*) опубліковані рекомендації з правильного вживання метрологічних термінів [7.25–7.27]. Деякі з цих термінів використані в Державному стандарті України ДСТУ 2681-94 «Метрологія. Терміни та визначення» [7.28]. Після описання фізичного змісту основних метрологічних термінів наведемо також їх визначення в редакції Міжнародної електротехнічної комісії (з позначкою *IEC*).

ІЕС: «вимірювана величина – це фізична величина чи параметри її залежності, що підлягають вимірюванню».

ІЕС: «впливна величина – це величина, яка не є предметом вимірювання і зміна якої впливає на співвідношення між вимірюваною величиною та результатом вимірювання».

Принцип вимірювання – це явище або ефект, завдяки якому вимірювана величина перетворюється у вимірювальний сигнал. Наприклад, для вимірювання швидкості частинок можна використати оптичний ефект Доплера, для визначення кутової швидкості тіла – ефект Саньяка у кільцевому інтерферометрі, для вимірювання напруженості електричного поля – явище подвійного променезаломлення в електрооптичних кристалах.

Метод вимірювання – це спосіб, у який реалізується принцип вимірювання. Наприклад, кутову швидкість тіла можна виміряти за допомогою стробоскопічного ефекту або ефекту Саньяка.

Розрізняють прямий та непрямий методи вимірювання, залежно від того, чи потрібно для заходження вимірюваної величини перераховувати отриманий результат з використанням співвідношень між вимірюваною величиною та величиною, яка реально вимірювалась. Наприклад, швидкість світла знаходять непрямим методом, вимірюючи прямим методом шлях світла та час проходження цього часу.

ІЕС: «прямий метод вимірювання – це метод вимірювання, за якого значення вимірюваної величини отримують безпосередньо, без необхідності в додаткових розрахунках, оснований на функціональній залежності між вимірюваною величиною та іншими величинами, які дійсно вимірюють».

Методика вимірювань – це сукупність операцій та правил вимірювального процесу, яка забезпечує отримання результатів із заданою точністю згідно з прийнятим методом вимірювання.

Вимірювальний сигнал. В оптоелектронній вимірювальній системі кількісна інформація про виміряну фізичну величину передається оптичним та електричним сигналами, які на разі називають вимірювальними сигналами. Оптичний вимірювальний сигнал завжди є аналоговим, а електричний може бути і аналоговим, і цифровим (після підсилення та аналого-цифрового перетворення).

Вимірювальний сигнал формується чутливим елементом, стан якого змінюється під дією вимірюваної величини.

Чутливий елемент. Чутливим елементом називають перетворювач вимірюваної фізичної величини в іншу фізичну величину, більш зручну для вимірювання, індикації або передачі. Інші назви: датчик, сенсор, вимірювальний перетворювач, вимірювальний елемент. Наведімо декілька прикладів.

Ртутний термометр перетворює вимірювану величину – температуру – в іншу величину – довжину стовпчика ртуті, вимірювану за допомогою лінійки.

Електромагніт перетворює силу електричного струму в кут повороту стрілки електровимірювального приладу.

Магнітооптичний кристал перетворює напруженість магнітного поля в кут повороту площини поляризації світла, яке пройшло крізь кристал.

П'єзоелемент перетворює тиск в електричну напругу на його обкладках.

Тест-смужка перетворює вимірювану величину – кислотність (pH) рідини – у колір, візуально спостережувану величину. Тест-смужка виконує одночасно функції чутливого елемента та індикатора.

Кільцевий лазер перетворює абсолютну кутову швидкість обертання платформи, на якій він встановлений, у частоту вихідного оптичного сигналу.

Для оптичних чутливих елементів вихідним параметром є амплітуда, фаза, частота або поляризація світлової хвилі, тому чутливі елементи можна поділити відповідно на амплітудні, фазові, частотні та поляризаційні. Оскільки кінцевим елементом оптичної частини оптоелектронної вимірювальної системи є фотоприймач, чутливий тільки до змін амплітуди світлової хвилі, то задачею оптичної частини, розташованої між чутливим елементом і фотоприймачем, є перетворення фази, частоти або поляризації світла в амплітуду.

Чи завжди у вимірювальній системі є чутливий елемент? Що, наприклад, є чутливим елементом в далекомірі чи в доплерівському вимірювачі швидкості частинок? У цих випадках чутливими елементами можна вважати об'єкт, до якого знаходять відстань, та

частинки, швидкість яких вимірюють, оскільки саме вони формують вимірювальні сигнали.

ІЕС: «чутливий елемент – це частина вимірювального приладу або вимірювального ланцюга, на яку безпосередньо діє вимірювана величина і яка генерує сигнал відповідно до значення вимірюваної величини».

Індикаторний прилад – це пристрій, який перетворює фізичну величину у форму, яка легко сприймається сенсорною системою людини.

Індикатор електричного потенціалу дозволяє за світінням неонові лампочки відрізнити в електромережі фазовий провід від нульового та заземлення.

Знаковий індикатор перетворює електричні сигнали в оптичні – символну інформацію, яка відображається візуально.

Телефонні навушники як індикатор металошукача перетворюють електричний сигнал про наявність металу в акустичний.

У ртутному термометрі індикатором можна вважати стовпчик ртуті і лінійну шкалу для вимірювання його висоти, у стрілочному електровимірювальному приладі – стрілку та кругову шкалу для вимірювання кута повороту стрілки.

ІЕС: «індикаторний прилад – набір компонентів вимірювального приладу, призначений показати значення вимірюваної величини».

Вимірювальний прилад є найпростішим засобом вимірювання, який включає в себе чутливий елемент та індикаторний прилад, а за потреби підсилювач, перетворювач, обчислювач та джерело живлення.

ІЕС: «вимірювальний прилад – це пристрій, призначений виконувати вимірювання, окремо або в поєднанні з додатковими пристроями».

Вимірювальна установка – це сукупність функціонально, а часто і конструктивно об'єднаних технічних засобів, зосереджених в одному місці з об'єктом вимірювання, яка містить один або декілька вимірювальних приладів, допоміжні пристрої та конструктивні елементи.

ІЕС: «вимірювальна установка – це комплект вимірювальних приладів, призначений для заданих вимірювальних цілей».

Вимірювальна система – це найбільш загальний засіб вимірювання, який включає в себе одну або декілька вимірювальних установок, з чутливими елементами, засобами передачі та обробки вимірювальної інформації, часто не зосередженими в одному місці.

ІЕС: «вимірювальна система – це повний набір вимірювальних інструментів та іншого обладнання, зібраних для проведення заданих вимірювань».

Розгляньмо, як характеризують вимірювальні та виявні можливості оптоелектронних вимірювальних систем.

7.2. Основні параметри та характеристики оптоелектронних вимірювальних систем

Проаналізуймо, за якими критеріями можна оцінити спроможність оптоелектронної вимірювальної системи (або вимірювального приладу як окремого випадку системи) отримувати достовірні значення фізичних величин. Нехай x – вимірювана величина, а y – величина, спостережувана на чутливому елементі.

Найважливішими параметрами вимірювальної системи є:

- чутливість,
- поріг чутливості,
- невизначеність результату вимірювання,
- нелінійність вихідної характеристики,
- діапазон вимірювань,
- зона нечутливості,
- частотний діапазон,
- температурний діапазон.

Найважливішими характеристиками вимірювальної системи є:

- вихідна характеристика,
- частотна характеристика,

Деякі параметри вимірювальної системи можна визначити з її вихідної характеристики, тому почнімо з неї.

Вихідна характеристика вимірювальної системи – це графік залежності вихідного сигналу y від вимірюваної величини x . Вихідні характеристики бувають ідеальні, розрахункові та реальні. Ідеальна характеристика є зазвичай лінійною і будується на основі спрощеної

формули, яка враховує тільки основний ефект. Розрахункову характеристику будують на основі більш складної формули, яка враховує побічні ефекти. Реальну характеристику будують за табличними даними проведених експериментів.

На рис. 7.1 зображені вихідні характеристики лазерного гіроскопу – приладу для вимірювання абсолютної кутової швидкості, про який йтиметься трохи нижче у цій главі. Вихідним сигналом цього приладу є різницева частота F (частота биття, яке виникає на фотоприймачі у разі змішування на ньому зустрічних хвиль кільцевого резонатора, різниця частот яких $F = \nu_1 - \nu_2$ пропорційна абсолютній кутовій швидкості Ω).

Нелінійність вихідної характеристики на різних її ділянках може суттєво відрізнятись. Чисельно нелінійність можна оцінити тангенсом кута між ідеальною характеристикою і дотичною до реальної характеристики ($\tan \theta$ на рис. 7.1). У лазерного гіроскопа найбільша нелінійність спостерігається біля зони нечутливості (зони синхронізації, в якій близько розташовані частоти зустрічних хвиль зливаються в одну частоту і $F = 0$).

Зона нечутливості – інтервал значень вимірюваної величини, в якому немає вимірювального сигналу.

Чутливість – це відношення приросту величини, спостережуваної на виході вимірювальної системи, до приросту вимірюваної величини,

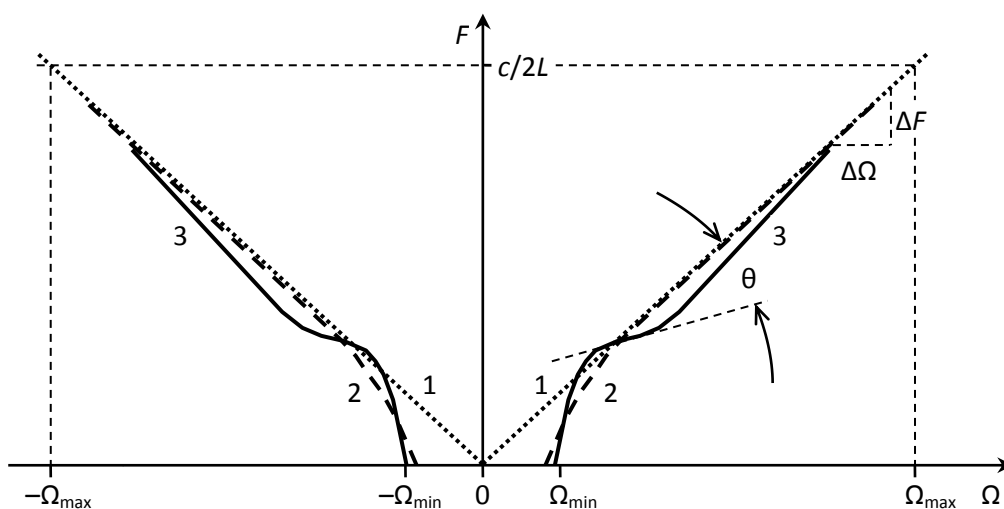


Рис. 7.1. Знаходження параметрів лазерного гіроскопа за його вихідними характеристиками – ідеальною (1), розрахунковою (2) та реальною (3)

тобто $S = \Delta y / \Delta x$. Чутливість показує, наскільки сильно змінюється вихідний сигнал вимірювальної системи за одиничної зміни вимірюваної величини. Зазвичай величина, в яку чутливий елемент перетворює вимірювану величину, потребує підсилення, а часто і додаткового перетворення для можливості індикації. Підсилення збільшує Δy , а, отже, збільшує і чутливість, тому слід розрізняти чутливість чутливого елемента та чутливість вимірювальної системи.

Чутливість чисельно дорівнює тангенсу кута нахилу вихідної характеристики $y(x)$ ($\Delta F / \Delta \Omega$ на рис. 7.1).

Чутливість вимірювальної системи фазового типу визначається можливістю помітити зсув інтерференційної смуги на незначну частину періоду інтерференційної картини.

Чутливість оптоелектронної вимірювальної системи залежить від довжини хвилі λ джерела випромінювання, використаного в системі, від геометричних параметрів системи, а також матеріалу чутливого елемента. У кільцевому лазерному гіроскопі роль чутливості виконує масштабний коефіцієнт $K_{RLG} = 4A_g / \lambda L_g$, де A_g та L_g – відповідно площа та периметр контуру кільцевого лазера. Зменшення довжини хвилі випромінювання збільшує чутливість системи з фазовим методом вимірювання. Збільшення оптичної довжини вимірювального плеча або контуру інтерферометра також підвищує чутливість. Ще більше зростає чутливість за використання багатопроменевих інтерферометрів.

Роздільна здатність – це мінімальна зміна вимірюваної величини, розрізнявана вимірювальною системою.

Якщо людині на долоню покласти вантаж вагою 1 кг, то вона не відчує прибавку у 10 мг або 20 мг, а у 30 мг – відчує. Роздільна здатність тактильної системи людини на разі становить 30 мг. За ваги вантажу 2 кг роздільна здатність складе 60 мг.

Французький фізик Поль Бугер та німецький фізіолог Ернст Вебер встановили основний закон психофізики, за яким людина в умовах фізичного впливу x відчуває зміну фізичного впливу Δx , якщо ця зміна задовольняє умові $\Delta x / x \geq K$, де K – відносна роздільна здатність, характерна для даної сенсорної системи (для тактильної системи $K = 1/30$, для слухової $1/10$, а для зорової $1/100$). У разі слухової або зорової системи виконання умови, зазначеної вище, означає, що людина помічає зміну інтенсивності звуку на 10 % або інтенсивності світла на

1 %. Такі значення K характерні для фізичних впливів середньої інтенсивності. Зрозуміло, що зміни фізичного впливу мають бути швидшими за процеси адаптації.

У спектральних приладах роздільна здатність визначається як відношення довжини хвилі випромінювання λ до виявлюваної зміни довжини хвилі $\delta\lambda$ або до розрізняваного інтервалу $\delta\lambda$ між спектральними компонентами, тобто $R = \lambda/\delta\lambda$. Наприклад, сканувальний інтерферометр Фабрі-Перо дозволяє побачити на екрані осцилографа спектр випромінювання лазера, виміряти ширину спектра окремих мод та спектральний інтервал між сусідніми модами (див. рис. 13.4 першого тому). Роздільну здатність сканувального інтерферометра виражають в одиницях частоти:

$$\delta\nu = \frac{\delta\lambda}{\lambda} \nu = \frac{c}{2\pi L} \left(1 - \sqrt{R_1 R_2}\right),$$

де λ та ν – відповідно довжина хвилі та частота випромінювання, L – довжина інтерферометра, R_1 та R_2 – коефіцієнти відбиття дзеркал.

Разом з тим роздільна здатність є одним з параметрів fotocутливих матеріалів, фотооб'єктивів та систем формування оптичних зображень (цифрових камер, дисплеїв, проекторів тощо). Для вимірювальної системи, в якій присутній хоча б один з цих компонентів, роздільна здатність обмежуватиме точність вимірювань, здійснюваних за оптичним зображенням.

Звернімо увагу на деякі особливості подання вимірюваних величин в англійській літературі.

Невеликі відносні величини подають як кількість мільйонних частин; наприклад, запис для відносного зсуву довжини хвилі $\delta\lambda/\lambda = 3 \text{ ppm}$ рівнозначний запису $\delta\lambda/\lambda = 3 \cdot 10^{-6}$ (англ. *ppm = parts per million* – частин на мільйон).

Механічну деформацію виражають у мікродеформаціях (англ. *microstrains*); наприклад, запис для відносного подовження волокна $\Delta L/L = 7 \text{ } \mu\text{strains}$ рівнозначний запису $\Delta L/L = 7 \cdot 10^{-6}$.

Поріг чутливості x_{thr} – це найменше значення вимірюваної величини, яке може бути виявлене системою. Зазвичай під порогом чутливості мають на увазі нижній поріг, хоча у будь-якої

вимірювальної системи є і верхній поріг чутливості x'_{thr} – значення вимірюваної величини, за перевищення якого втрачається пропорційність між вимірюваною величиною та вимірювальним сигналом.

Поріг чутливості оптоелектронної вимірювальної системи визначається шумами джерела випромінювання та фотоприймача, а також флуктуаціями параметрів оптичного середовища та матеріалу перетворювача (за наявності такого), зумовленими параметрами довкілля (зовнішніми електричними, магнітними та акустичними полями, а також атмосферним тиском, вологістю та температурою). Стабілізація частоти випромінювання, зниження температури фотоприймача, використання оптичної та електричної фільтрації вимірювального сигналу, екранування чутливого елемента, фотоприймача та підсилювача від електромагнітних перешкод, віброзахист оптичної схеми та деякі інші заходи можуть суттєво зменшити поріг чутливості.

Поріг чутливості оптоелектронної вимірювальної системи тісно пов'язаний з пороговим потоком випромінювання фотоприймача

У вимірювальних системах із зоною нечутливості поріг чутливості можна знизити, змістивши нуль відліку із зони нечутливості на лінійну ділянку вихідної характеристики. У лазерному гіроскопі це можна зробити створенням в резонаторі невзаємного зсуву фаз зустрічних хвиль, наприклад, обертаючи гіроскоп з відомою кутовою швидкістю навколо його осі чутливості (нормалі до площини кільцевого резонатора).

Точність вимірювання – це степінь наближення результату вимірювання до значення вимірюваної величини, яке вважають за істинне. Точність вимірювання не є величиною і немає числового вираження, хоча часто можна почути, що якась величина виміряна з точністю, наприклад, 1 мкм або 5 %. Правильно: абсолютна похибка склала 1 мкм, а відносна – 5 %.

Абсолютна похибка є алгебраїчною різницею між зареєстрованим значенням вимірюваної величини та умовним істинним значенням (значенням, яке приймають за істинне).

Відносна похибка – це відношення абсолютної похибки вимірюваної величини до її умовного істинного значення, зазвичай виражене у відсотках.

Флуктуації вимірюваної величини і параметрів чутливого елемента, викликані їх фізичною природою, а також шуми джерела випромінювання, фотоприймача і підсилювача накладають обмеження на точність вимірювань, здійснюваних оптоелектронною вимірювальною системою.

ІЕС: «точність вимірювального приладу – це якість, яка характеризує його здатність наблизити зареєстроване значення до істинного значення вимірюваної величини».

Потенціальна точність вимірювання визначається принципом невизначеності Гейзенберга. До потенціальної точності можна наблизитись за умови усунення всіх систематичних похибок вимірювання і усереднення випадкових похибок. У цьому разі матимемо *максимальну точність вимірювання*.

Французький математик Анрі Пуанкаре зауважував [7.23]:

«У фізичній реальності наслідок спричиняється не однією причиною; його виникненню сприяє множина різних причин, причому немає ніякого засобу розрізнити внесок кожної з них. Фізики намагаються знайти цю різницю; але вони знаходять її лише наближено, і, якого б прогресу вони не досягли, вони завжди будуть знаходити її лише наближено. Наближено вірно, що коливання маятника зумовлено притяганням Землі; але, строго кажучи, навіть притягання Сиріуса впливає на маятник».

Принцип невизначеності, застосований до маятника (і взагалі до будь-якого осцилятора) означає, що маятник не може знаходитись у стані рівноваги, інакше були б точно відомі його просторове положення та швидкість. Іншими словами, у будь-якого осцилятора, який знаходиться у стані рівноваги (відсутності впливу зовнішніх сил), залишаються нульові коливання з деякою «нульовою» енергією, меншою за яку осцилятор мати не може (див. підрозділ 12.6 першого тому). На противагу такій квантово-механічній моделі осцилятора класична модель приписує осцилятору дійсно нульову енергію.

Невизначеність результату вимірювання. Кожна виміряна величина має супроводжуватись інформацією про невизначеність результату вимірювання. *Невизначеність результату вимірювання*

(або просто – невизначеність вимірювання) – це параметр, який характеризує розсіяння вимірюваних значень у проведеній серії вимірювань. Міжнародний комітет мір і ваг запропонував у 1980 р. поділити складові, які входять у невизначеність вимірювання, на дві групи [7.25]:

- група A – похибки, які оцінюють статистичними методами;
- група B – похибки, які знаходять іншими методами.

Невизначеність вимірювання для групи A знаходять за формулою

$$u_A = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}, \quad (7.1)$$

де n – кількість вимірювань, x_i – відлік вимірюваної величини (i -й результат в серії з n вимірювань), а

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i -$$

середнє арифметичне експериментальних результатів. Величину u_A в теорії вимірювань називають *середньою квадратичною похибкою*, а в теорії ймовірностей, для якої відлік є випадковою величиною, *стандартним відхиленням*.

Невизначеність вимірювання для групи B знаходять як $u_B = s/\sqrt{3}$, де s – некомпенсована систематична похибка, визначена межами $\pm s$.

Традиційно похибки поділяють на випадкові та систематичні, які адитивно входять у сумарну похибку вимірювання.

Випадкова похибка проявляє себе у випадкових змінах вимірюваної величини під час її повторних вимірювань, проведених за тих самих умов. Випадкова похибка мінімізується у результаті вимірювання, якщо усереднення відбулося принаймні за декількома десятками відліків вимірюваної величини.

Випадкова похибка як випадкова величина має певний розкид своїх значень, зосереджених навколо середнього значення. Зазвичай є закономірність розкиду цих значень і відома ймовірність виявити конкретне значення. Часто, але не завжди, розкид значень випадкової величини має нормальний розподіл ймовірностей, який описується функцією Гаусса

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right],$$

де σ – стандартне відхилення, яке задається формулою (7.1). Величину σ^2 називають дисперсією випадкової величини (мірою розсіяння її значень).

Систематична похибка залишається постійною або закономірно змінюється під час повторних вимірювань. Цей вид похибки виникає внаслідок неврахованих експериментатором помилок калібрування приладів, температурної зміни їх чутливості, невдалому виборі методики вимірювань тощо. Систематичну похибку неможливо зменшити повторними вимірюваннями. Найскладніше компенсувати постійну систематичну похибку.

Зауважмо, що зміна методики вимірювання може виявити, що деякі випадкові похибки насправді є систематичними, або навпаки – завуалювати закономірність в систематичних помилках і зробити їх для експериментатора випадковими.

Слід відрізнити похибку від невизначеності. Результат вимірювання після корекції може мати дуже малу похибку – різницю з істинним (невідомим нам) значенням вимірюваної величини або умовно істинним значенням – і одночасно велику невизначеність.

У 2004 р. Міжнародним комітетом зі стандартизації та Міжнародною електротехнічною комісією рекомендовано замість терміну «похибка вимірювання» використовувати у кінцевих результатах процесу вимірювання та обробки даних термін «невизначеність вимірювання» [7.26].

Діапазон вимірювань обмежують нижнім та верхнім порогам чутливості, записуючи це як $x'_{thr} - x_{thr}$ або як $x_{thr} \dots x'_{thr}$. Таким чином, на кінцях діапазону вимірювань знаходяться відповідно мінімальне (x_{min}) та максимальне (x_{max}) значення вимірюваної величини. За $x < x_{min}$ вимірювальна система не реагує на фізичну величину, за $x > x_{max}$ – реагує неадекватно (непропорційно).

Динамічний діапазон вимірювань визначають як $20\lg\left[\frac{(X_{max} - X_{min})}{X_{min}}\right]$ і зазвичай він стосується лінійної ділянки вихідної характеристики.

Частотний діапазон, який для змінної вимірюваної величини характеризується мінімальною (зазвичай нульовою) частотою і максимальною частотою, за якої чутливість вимірювальної системи спадає в $\sqrt{2} \approx 1,41$ рази.

Відношення сигнал–шум (англ. *signal-to-noise ratio*, *SNR*) – це відношення середньої потужності сигналу P_S до середньої потужності шуму P_N або квадрат відношення середньоквадратичної амплітуди сигналу A_S до середньоквадратичної амплітуди шуму A_N :

$$SNR = \frac{P_S}{P_N} = \left(\frac{A_S}{A_N} \right)^2.$$

Під амплітудою сигналу або шуму в електроніці мають на увазі їх напругу або струм, а в оптиці – напруженість електричного поля світлової хвилі. У більшості випадків вимірювані величини не можна представити амплітудами чи потужностями; тоді просто говорять про значення сигналу або шуму. Такою величиною є, наприклад, фаза сигналу, яка сама по собі може бути і сигналом, і шумом (зокрема в інтерференційній вимірювальній системі).

Іноколи використовують й інше визначення відношення сигнал-шум, а саме

$$SNR = \frac{\bar{X}}{\sigma},$$

де \bar{X} – середнє арифметичне значення сигналу (математичне сподівання); σ – стандартне відхилення (середньоквадратичне відхилення випадкового значення сигналу від середнього).

Відношення «сигнал-шум» є одним з найважливіших параметрів вимірювальної системи, оскільки безпосередньо впливає на точність вимірювань. Якщо, наприклад, струм фотодіода J пропорційний вимірюваній величині X , то його можна подати як

$$J = J_d + S_X X = S_X \left(\frac{J_d}{S_X} + X \right),$$

де J_d – темновий струм фотодіода, S_x – чутливість вимірювальної системи. Тоді $\delta X = J_d / S_x$ є абсолютною похибкою вимірювання величини X , а $\delta X / X = J_d / (S_x X)$ – відносною.

Нехай відношення «сигнал-шум» визначається як $S/N = (J - J_d)^2 / J_d^2 = (S_x X / J_d)^2$. Якщо знайти звідси J_d і підставити у попередню формулу, то отримаємо $\delta X / X = (S/N)^{-1/2}$.

Дрейф вихідного сигналу – це зміна у часі положення робочої точки на залежності вихідного сигналу від вимірюваної величини.

ІЕС: «дрейф – зміна показання вимірювального приладу, зазвичай повільна, неперервна, не обов'язково в одному напрямку, і не пов'язана зі зміною у вимірюваній величині».

Наведемо приклад дрейфу. У кільцевому лазерному гіроскопі для виведення робочої точки вихідної характеристики $\Delta v(\Omega)$, тобто залежності різниці частот зустрічних хвиль Δv від вимірюваної кутової швидкості Ω , із зони нечутливості використовують початкове рознесення частот Δv_0 за $\Omega = 0$. Якщо $\Delta v_0 = \text{const}$, то це рівнозначне обертанню гіроскопа зі сталою кутовою швидкістю Ω_0 і вимірювана швидкість додається (з урахуванням напрямку обертання) до цієї швидкості, так що на вході гіроскопа маємо $\Omega_0 + \Omega$. Вимірявши на виході різницеву частоту Δv , віднявши від неї Δv_0 і розділивши результат на масштабний коефіцієнт K_v , отримаємо не спотворене дрейфом значення вимірюваної величини Ω .

Наявність дрейфу, який проявляє себе у поступовій зміні з часом і Δv_0 , і Ω_0 , призводить до того, що втрачається точка відліку вимірюваної величини і у вихідному сигналі з'являється часозалежна добавка $\delta v(t)$, яка викликає появу помилки $\delta \Omega(t) = \delta v(t) / K_v$.

Дрейф зумовлюється як внутрішніми, так і зовнішніми факторами. Внутрішні фактори – це нагрівання датчика під час роботи внаслідок, наприклад, поглинання випромінювання або протікання струму. Зовнішні фактори – це параметри довкілля (температура, тиск, вологість, напруженість магнітного поля Землі тощо), до яких є чутливим даний датчик. Дрейф можна зменшити за рахунок оптимізації конструкції датчика, екранування його від паразитних електричних та магнітних полів, стабілізації температури датчика,

якщо потрібно – потужності та частоти випромінювання, а також інших параметрів, зокрема шляхом введення негативних зворотних зв'язків. Ці методи можна назвати апаратною компенсацією дрейфу.

Вплив на датчик деяких зовнішніх факторів має закономірності, які можна використати для побудови алгоритму компенсації дрейфу. Для високоточної вимірювальної системи можливо потрібні будуть інші датчики, які контролюватимуть параметри довкілля, і забезпечуватимуть програму обробки вимірювального сигналу необхідними даними. Такий метод називають програмною компенсацією дрейфу.

7.3. Методи підвищення чутливості та точності оптоелектронних вимірювальних систем

Модуляційний метод. Якщо виміряна величина перетворена в фазу світлової хвилі, то для візуальної та фотоелектричної обробки вимірювальної інформації зручно подати фазу положенням інтерференційної смуги в площині спостереження – на екрані, фотоприймачі чи цифровій камері. Для цього модульовану за фазою плоску світлову хвилю змішують в площині спостереження з когерентною опорною хвилею (з тією ж довжиною хвилі λ), також плоскою, з метою утворення інтерференційної картини у вигляді паралельних інтерференційних смуг з періодом в одиниці або десятки міліметрів (залежно від кута між хвильовими векторами). Якщо хвилі мають однакову інтенсивність $I_{1,2}$ і різницю ходу ΔL до деякої точки спостереження, то у цій точці інтенсивність інтерференційної картини

$$I = 2I_{1,2} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \right). \quad (7.1)$$

Встановлена перед фотоприймачем щілина має ширину, значно меншу за період інтерференційних смуг, що дозволяє у разі зміни різниці ходу інтерферуючих хвиль та переміщення смуг зчитувати їх розподіл інтенсивності. Для того, щоб позбутися у фотоелектричному сигналі неінформативної постійної складової, пропорційної $2I_{1,2}$, до різниці ходу ΔL добавляють величину $\Delta L_0 = \lambda/4$.

Приклад 7.1. Знайти, за якого значення постійної різниці ходу ΔL_0 досягається максимальна чутливість $SdI/d(\Delta L)$ фотоелектричного методу інтерферометрії (S – чутливість фотоприймача).

Знайдімо за формулою (7.1) похідну $SdI/d(\Delta L)$ і прирівняємо її до нуля:

$$\frac{SdI}{d(\Delta L)} = \frac{Sd}{d(\Delta L)} \left[2I_{1,2} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \right) \right] = -\frac{4\pi SI_{1,2}}{\lambda} \sin \frac{2\pi \Delta L}{\lambda} = 0.$$

Максимальна чутливість досягається за умови $\Delta L_0 = m\lambda + \lambda/4$, де m – ціле число (порядок інтерференційної смуги), тобто коли інтенсивність в точці спостереження набуває половинного значення від максимального, а саме $I = 2I_{1,2}$.

Приклад 7.2. У вимірному плечі інтерферометра Маха-Цендера знаходиться електрооптичний кристал довжиною l , показник заломлення якого змінюється під дією прикладеної до електродів напруги на величину Δn вздовж напрямку поширення світла з довжиною хвилі λ . Вихідні промені інтерферометра сходяться на фотоприймачі під малим кутом θ . Знайти, на яку частину своєї ширини Δb зміщується на фотоприймачі інтерференційна смуга.

Нехай хвильові вектори обох хвиль лежать у площині xz , а на площину xu , в якій розташовано фотоприймач, опорна хвиля падає перпендикулярно, а вимірнова під кутом θ (рис. 7.2). Якщо хвильові фронти обох хвиль перетинають вісь x у точці $x = 0$, тобто різниця фаз між хвилями у цій точці $\Delta\phi_{1,2} = 2m\pi$, де m – ціле число (порядок інтерференційної смуги), то тут спостерігається середина світлої інтерференційної смуги. Середина сусідньої світлої смуги має місце за $x = b$, коли різниця ходу між хвилями $\Delta L = \lambda$, а різниця фаз стає рівною $(2m+1)\pi$.

З подібності трикутників ABC та CDE отримуємо пропорцію

$$\frac{AC}{CD} = \frac{BC}{CE}.$$

Оскільки $AC = b$, $CD = b + \Delta b$, $BC = \lambda$, $CE = \lambda + \Delta L$, а на разі $\Delta L = l\Delta n$, то після підстановки цих величин в пропорцію маємо

$$\frac{b}{b + \Delta b} = \frac{\lambda}{\lambda + \Delta L},$$

звідки

$$\frac{\Delta b}{b} = \frac{\Delta L}{\lambda}$$

а враховуючи, що $\Delta L = l\Delta n$, знайдемо чутливість двопроменевого інтерферометра до зміни показника заломлення оптичного елементу в його вимірювальному плечі:

$$\frac{\Delta b}{\Delta n} = \frac{bl}{\lambda}$$

Приклад 7.3. У двопроменевому інтерферометрі приріст оптичного шляху ΔL у вимірювальному плечі викликає на виході фотоприймача зміну фотоструму ΔJ_{ph} . Знайти чутливість двопроменевого інтерферометра $S_{int} = \Delta J_{ph} / \Delta L$ на лінійній ділянці характеристики $I(x)$ – залежності інтенсивності інтерференційних смуг I від координати x (рис. 7.2 б). Інтерференційні смуги мають ширину $b = 20$ мм і зміщуються на величину $\Delta x \ll b$ внаслідок зміни оптичного шляху ΔL . Щілинна діафрагма шириною $w = 0,5$ мм розташована у центрі фотоприймача діаметром $D = 10$ мм, а середина світлої інтерференційної смуги зміщена відносно діафрагми на $\Delta x_0 = b/4$. Вважати, що інтенсивність кожного з променів $I_{1,2}$ у межах всього фотоприймача однакова, причому $I_{1,2} = 1$ мВт/см². Для

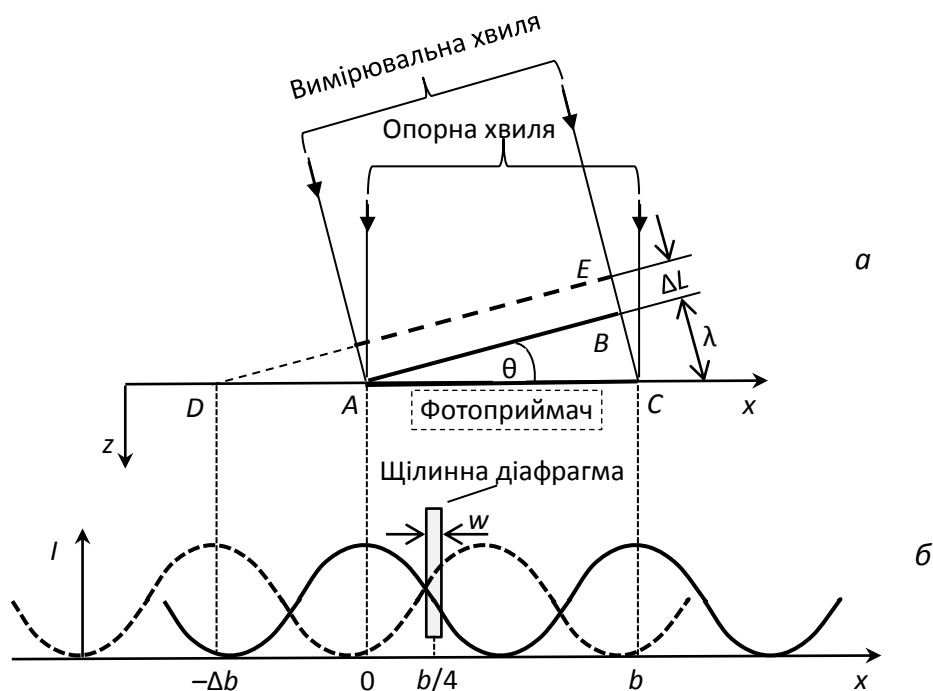


Рис. 7.2. Схема утворення на фотоприймачі різниці ходу між вимірювальною і опорною хвилями (а) та розподіл інтенсивності інтерференційної картини на фотоприймачі зі щілинною діафрагмою перед ним (б)

випромінювання, яке використовується в інтерферометрі, чутливість фотоприймача за струмом $S_J = 0,3$ А/Вт.

Знайдемо спочатку залежність інтенсивності інтерференційної картини від координати x (рис. 7.2 б). Для цього різницю ходу ΔL вимірювальної та опорної хвиль у формулі (7.1) подамо як $\Delta L = m\lambda + x \sin \theta = m\lambda + x\lambda/b$, де m – ціле число, λ – довжина хвилі випромінювання (рис. 7.2 а):

$$I(x) = 2I_{1,2} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \right) = 2I_{1,2} \left[1 + \cos \left(2m\pi + \frac{2\pi x}{b} \right) \right] = 2I_{1,2} \cos \frac{2\pi x}{b}.$$

Знайшовши модуль похідної $|dI(x)/dx|$ і помноживши його на площу діафрагми wD та чутливість фотоприймача S_J , отримаємо чутливість дво-променевого інтерферометра:

$$S_{int} = \frac{\Delta J_{ph}}{\Delta L} = wDS_J \left| \frac{dI(x)}{dx} \right| = \frac{4\pi wDS_J I_{1,2}}{b} \sin \frac{2\pi x}{b}. \quad (7.2)$$

У разі зміщення середини світлої смуги відносно щілини на $\Delta x_0 = b/4$, щілина виявляється на лінійній ділянці характеристики $I(x)$, де спостерігається пропорційність між малою зміною різниці ходу dL (відповідно зміщенням смуги dx) та зміною інтенсивності dI . З формули (7.2) випливає, що за зміщення смуги $\Delta x_0 = b/4$ досягається максимальна чутливість інтерферометра

$$S_{int}^{max} = \frac{4\pi wD}{b} S_J I_{1,2}. \quad (7.3)$$

Підставляючи у формулу (7.3) числові значення, знайдемо, що максимальна чутливість інтерферометра

$$S_{int}^{max} = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 0,1 \cdot 10}{20} 0,3 \cdot 0,01 = 0,0019 \text{ А/мм} = 1,9 \text{ А/м.}$$

Суть модуляційного методу полягає в тому, що за допомогою модулятора (дзеркала з п'єзоприводом) періодично змінюють різницю ходу інтерферуючих хвиль ΔL і відповідно положення інтерференційної смуги на фотоприймачі. Це дозволяє перевести підсилення інтерференційного сигналу з постійного струму на змінний.

Резонаторний метод. Цей метод дозволяє перетворити невзаємний зсув фази зустрічних хвиль в оптичному чутливому елементі, розташованому в кільцевому лазерному резонаторі, в

частоту оптичного биття, яке виникає на фотоприймачі у разі змішування на ньому колінеарних зустрічних хвиль. Фактично зсув фаз зустрічних хвиль, однаковий за величиною і протилежний за знаком, створює для кожної хвилі свою ефективну довжину резонатора. Зустрічні хвилі переходить на нові частоти, симетрично зсунуті відносно частоти незбуреного резонатора. У гіроскопному кільцевому лазері невзаємний зсув фази виникає внаслідок обертання, але його можна створити, наприклад, за рахунок розміщення в кільцевому лазері магнітооптичного матеріалу і тоді лазер стане чутливим до магнітного поля.

7.4. Методи приглушення шумів в оптоелектронних системах

В оптоелектронній системі є чотири види шумів:

- шуми джерела випромінювання;
- шуми, які привносяться в сигнал оптичним каналом (середовищем);
- шуми фотоприймача;
- шуми електронних пристроїв обробки інформації.

Розгляньмо деякі методи підвищення відношення «сигнал/шум» на виході оптоелектронної системи. Почнемо з найбільш доступних методів, які використовують в лабораторії під час проведення експерименту. Для цього проаналізуємо, які можуть бути в лабораторії джерела шумів.

Електромагнітний шум. Якщо виводи фотоприймача, закритого від світла, підключити за допомогою двох неекранованих проводів до сигнального входу та корпусу осцилографа, то на екрані з'явиться високочастотне коливання, промодульоване низькочастотним коливанням, амплітуда та фаза якого весь час випадковим чином змінюються. Це електромагнітний шум, викликаний дією на проводи (як на приймальні антени) електромагнітних полів працюючих поблизу електричних та електронних приладів (електродвигунів, трансформаторів, обігрівачів, генераторів, підсилювачів, імпульсних приладів). Спектр цього шуму дуже широкий – від 0 до 30 ГГц. Низькочастотний шум викликаний переважно випромінюванням проводів (як передавальних антен), по яким протікає змінний струм з

частотою 50 Гц. Високочастотний шум може бути викликаний випромінюванням радіо- та телетрансляційних станцій, станцій мобільного зв'язку, радіоприймачів, телевізорів, мобільних телефонів та інших пристроїв бездротового зв'язку.

Засобами боротьби з електромагнітним шумом є використання сигнального проводу з екрануючим обплетенням та заземлення цього проводу, а також розміщення вхідних каскадів підсилювачів в екранах. Екрануючі обплетення та екрани мають бути виготовлені з немагнітного матеріалу (міді або алюмінію).

Фотонний шум. Для зменшення фотонного шуму потрібно захистити оптичний канал, який з'єднує джерело випромінювання з фотоприймачем, від фонового засвічення. У лабораторних умовах це означає проведення експерименту в темному приміщенні, а також захист фотоприймача від розсіяного випромінювання джерела оптичного сигналу, світла індикаторів, осцилографічних трубок та комп'ютерних моніторів. Для цього фотоприймач необхідно розмістити у металевому корпусі з невеличким вхідним вікном, причому світлочутлива поверхня фотоприймача має бути розташована подалі від вхідного вікна, щоб зменшити тілесний кут фотоприйому. Треба враховувати, що поріг чутливості

$$\Phi_{th} \sim A_{\Phi}^{1/2} \sin \theta,$$

де θ – кут поля зору фотоприймача. Фотоприймач з меншою фоточутливою поверхнею A_{Φ} виявляється більш чутливим, а фотодіод зокрема і більш швидкодіючим, оскільки зменшується площа p - n -переходу.

Зменшити фотонний шум можна також за допомогою інтерференційного (дихроїчного) фільтра, встановленого перед фотоприймачем. Вузька смуга пропускання фільтра ($\Delta\lambda = 0,01$ – 1 нм), налаштована на довжину хвилі λ_0 оптичного сигналу, дозволяє практично позбутися шуму, пов'язаного з фоновим засвіченням. Інтерференційний фільтр отримують шляхом вакуумного напилення на скляну підкладку декількох десятків прозорих діелектричних шарів з оптичною товщиною $\lambda_0/2$ та з чергуванням двох матеріалів – з більшим та меншим показником заломлення (наприклад, фторид

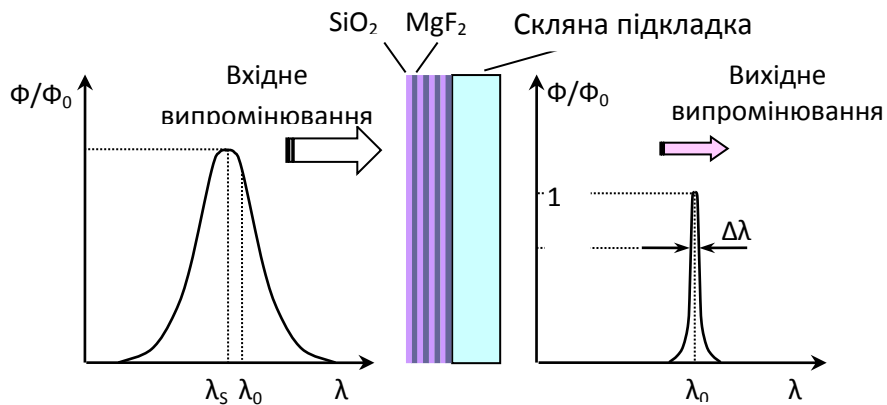


Рис. 7.3. Конструкція інтерференційного фільтра та спектральні характеристики джерела випромінювання та фільтра

магнію MgF_2 з $n_1 = 1,3$ та двоокис кремнію SiO_2 з $n_2 = 1,4$). Конструкція та спектральна характеристика інтерференційного фільтра зображені на рис. 7.3.

Окрім фонового засвічення, у фотонному шумі можуть бути присутні шуми джерела оптичного сигналу. Деякі шуми лазерних діодів розглянуті в розділі 16.8 першого тому [7.31].

Використання диференціальної схеми фотоприйому. Якщо підібрати два фотоприймача з однаковим темновим струмом, підключити їх до входів диференціального підсилювача, причому один фотоприймач закрити від світла, то отримаємо диференціальну (або балансну) схему фотоприйому (рис. 7.4). Особливістю схеми є те, що вона дозволяє позбутися такої компоненти шумів фотоприймача, як темновий струм.

Диференціальну схему можна використати і в дещо іншому варіанті, коли для фонового засвічення відкриті обидва фотоприймачі, а сигнал подається лише на один. У цьому випадку шуми темного

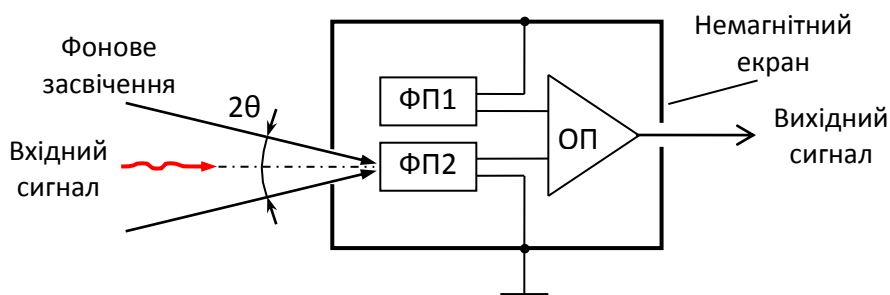


Рис. 7.4. Схема диференціального фотоприйому з фотоприймачами ФП1, ФП2 та операційним підсилювачем ОП

струму і фонового засвічення підсилюються у протифазі і взаємно знищуються на виході диференціального (операційного) підсилювача.

Некогерентний та когерентний фотоприйом. Існують два методи прийому оптичного сигналу:

- некогерентний (прямий) фотоприйом;
- когерентний (гетеродинний) фотоприйом, який ще називають фотозмішуванням.

У разі некогерентного фотоприйому на фотоприймач подається тільки оптичний сигнал, причому джерелом сигналу може бути як лазер, так і будь-яке некогерентне джерело випромінювання. Перевагою цього методу є простота його реалізації, недоліком – шуми, для приглушення яких треба застосовувати деякі з описаних вище методів.

Когерентний метод базується на використанні двох одночастотних лазерів – сигнального лазера з частотою ν та опорного лазера (фотогетеродина) з частотою ν_0 , випромінювання яких змішується на фотоприймачі, викликаючи оптичні биття з проміжною частотою $\nu - \nu_0$. Таким чином, фотоелектричним підсилювачем підсилюється оптичний сигнал з проміжною частотою $\nu - \nu_0$. Когерентний метод є ефективним методом приглушення багатьох видів шумів.

Недоліками когерентного метода є жорсткі вимоги до стабільності частоти обох лазерів та точності просторового суміщення на фотоприймачі двох лазерних пучків – сигнального та опорного. У разі переміщення джерела оптичного сигналу зі швидкістю V виникає доплерівський зсув частоти на величину $\delta\nu = (V/c)\nu$, який потрібно компенсувати такою ж зміною частоти фотогетеродина.

Схеми некогерентного та когерентного фотоприйому показані на рис. 7.5.

Смугова фільтрація фотоелектричного сигналу. Більшість видів шумів має суцільний рівномірний розподіл потужності вздовж спектра («білий» шум). Очевидно, що потужність таких шумів P_n на виході підсилювача пропорційна ширині смуги підсилюваних частот B_f , у той час, як потужність сигналу P_s у разі правильного звуження смуги підсилюваних частот залишається майже незмінною. Отже, смугова

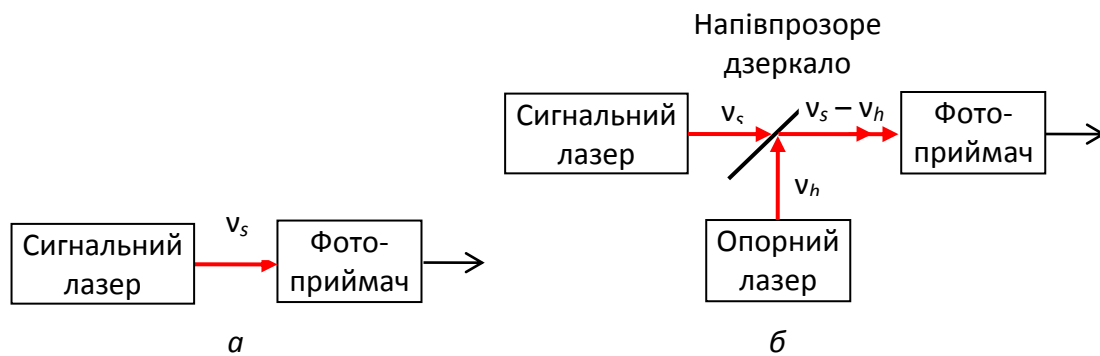


Рис. 7.5. Спрощені схеми некогерентного (а) та когерентного (б) фотоприйому

фільтрація фотоелектричного сигналу дає змогу зменшити коефіцієнт шуму пари «фотоприймач-підсилювач».

Якщо інформація передається цифровим кодом, а саме імпульсами тривалістю τ_p , то і фотоприймач, і підсилювач повинні мати смугу пропускання $B_f = 1/2\tau_p$.

Приклад 7.4. Знайти відношення «сигнал/шум» на виході фотоелектричного підсилювача зі смугою пропускання $B_f = 10$ ГГц у разі прийому оптичного сигналу потужністю $P_s = 1$ мкВт методом фотозмішування. Атмосферний канал зв'язку працює на довжині хвилі $\lambda_s = 914$ нм, довжина хвилі та потужність випромінювання лазерного гетеродина відповідно $\lambda_h = 915$ нм і $P_h = 1$ мВт, чутливість фотоприймача за струмом $S_J = 0,4$ А/Вт, а оптичними втратами в атмосфері можна знехтувати.

Просторове суміщення сигнального та опорного випромінювання створює на фотоприймачі динамічну інтерференційну картину інтенсивності

$$I = (E_s + E_h)(E_s + E_h)^*, \quad (7.4)$$

де E_s та E_h – комплексні напруженості електричного поля сигнальної та опорної хвиль, а зірочкою позначена операція комплексного спряження величин. Подання напруженостей в комплексній формі дозволяє у разі накладання хвиль враховувати їх фази, від яких залежить інтенсивність сумарного поля.

Напруженості можна подати як

$$E_s = E_{s0} [\cos(\omega_s t) + i \sin(\omega_s t)], \quad (7.5)$$

$$E_h = E_{h0} [\cos(\omega_h t) + i \sin(\omega_h t)], \quad (7.6)$$

де E_{s0} , E_{h0} – амплітуди електричного поля, а ω_s , ω_h – кутові частоти відповідно сигнальної та опорної хвиль, причому $\omega_s = 2\pi c/\lambda_s$, $\omega_h = 2\pi c/\lambda_h$.

Ширина смуг в динамічній інтерференційній картині з просторово суміщеними пучками значно більша за діаметр фоточутливої поверхні і їх переміщення сприймається як оптичні биття на фоточутливій поверхні з різницевою частотою $c(1/\lambda_s - 1/\lambda_h)$.

Підставляючи (7.5) та (7.6) в (7.4), знайдемо інтенсивність випромінювання на фотоприймачі:

$$\begin{aligned} I &= (E_s + E_h)(E_s + E_h)^* = \\ &= \left\{ E_{s0} [\cos(\omega_s t) + i \sin(\omega_s t)] + E_{h0} [\cos(\omega_h t) + i \sin(\omega_h t)] \right\} \times \text{к.с.} = \\ &= E_{s0}^2 + E_{h0}^2 + 2E_{s0}E_{h0} \cos[(\omega_s - \omega_h)t]. \end{aligned}$$

Як бачимо, в інтенсивності випромінювання є постійна та змінна складові, які утворюють на виході фотоприймача постійний та змінний фотоструми (відповідно $J_{\Phi 0}$ та $J_{\Phi \omega}$), причому їх відношення дорівнює відношенню амплітуди змінної складової інтенсивності до постійної складової

$$\frac{J_{\Phi \omega}}{J_{\Phi 0}} = \frac{2E_{s0}E_{h0} \cos[(\omega_s - \omega_h)t]}{E_{s0}^2 + E_{h0}^2},$$

а за $P_s \ll P_h$, коли $E_{s0}^2 \ll E_{h0}^2$, маємо

$$\frac{J_{\Phi \omega}}{J_{\Phi 0}} = \frac{2E_{s0}}{E_{h0}}.$$

Середнє значення змінного струму у $\sqrt{2}$ рази менше за амплітудне значення, тобто $J_{\Phi \omega} = \sqrt{2}\bar{J}_{\Phi \omega}$, що дозволяє записати

$$\frac{\bar{J}_{\Phi \omega}^2}{J_{\Phi 0}^2} = 2 \frac{E_{s0}^2}{E_{h0}^2} = 2 \frac{P_s}{P_h}.$$

Для $P_s \ll P_h$ маємо

$$J_{\Phi 0} = \frac{eS_J P_h \lambda_h}{hc}.$$

Якщо припустити, що основний внесок у шум на виході фотоелектричного підсилювача робить дробовий шум лазерного гетеродина, то для цього виду шуму можна записати, що

$$J_n^2 \approx 2eJ_{\Phi 0}B_f,$$

де B_f – ширина смуги пропускання підсилювача. Тоді шукане відношення «сигнал/шум»

$$\frac{S}{N} = \frac{\bar{J}_{\Phi \omega}^2}{J_n^2} = \frac{2P_s J_{\Phi 0}^2}{P_h} : 2eJ_{\Phi 0}B_f = \frac{S_J P_s \lambda_h}{hcB_f} = \frac{0,4 \cdot 10^{-6} \cdot 915 \cdot 10^{-9}}{6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{10}} = 180.$$

7.5. Лідари, ладари та лазерні сканери

Лідари та ладари. У підрозділі 20.6 першого тому [7.31] вже йшлося про лідари та ладари. Зупинімося тут на цих вимірювачах більш де-тально. Для запобігання термінологічній плутанині, яка існує в літературі та Інтернеті, дамо визначення цим вимірювачам, яких будемо дотримуватись у цьому навчальному посібнику.

Лідар – це одноканальний (однокоординатний) вимірювач, який дозволяє за часом проходження прямого та відбитого лазерного випромінювання визначати відстань до об'єкта та його швидкість, а за відбиттям, поглинанням та розсіянням випромінювання на молекулах та мікрочастинках – хімічний склад та концентрацію атмосферних компонент.

Лідар, як і радар, може тільки виявити ціль, але часто не спроможний її ідентифікувати, оскільки внаслідок однокоординатного вимірювання оператор бачить на екрані лише світну точку – відмітку цілі. Контури цілі стало можливим побачити за допомогою ладара.

Ладар – це багатокординатний вимірювач хвильового фронту лазерного випромінювання, відбитого від об'єкта, який за сигналами фотодіодів матричного фотоприймача будує за допомогою комп'ютера модель поверхні об'єкта. Іноді такий вимірювач називають 3D флеш-лідаром (англ. *flash* – спалах, миттєвий), підкреслюючи, що об'ємний образ об'єкта створюється за допомогою короткого лазерного імпульсу.

Матричним фотоприймачем у ладарі служить зазвичай цифрова камера, з лавинними чи *p-i-n*-фотодіодами в ролі елементарних

фотоприймачів (у перших ладарах використовували і матриці фотоелектронних помножувачів). Оскільки фотоприймачі приймають відбитий від об'єкта хвильовий фронт лазерного імпульсу в різні моменти часу і з різною інтенсивністю, з'являється можливість сформувати (після певної комп'ютерної обробки) пікселі, які утворюють 3D модель поверхні об'єкта (див. рис. 20.12 першого тому [7.31]).

Діапазон дії ладарів досить широкий – від 0,05–5000 м. Ладари дозволяють картографувати місцевість, розпізнавати цілі, виявляти небезпечні перепони, які ніякими іншими засобами «побачити» неможливо. Наприклад, для вертольотів такою перепорою є високовольтна лінія зв'язку; ладар розпізнає провід діаметром 1 см з відстані приблизно 500 м [7.20].

Атмосферні лідари космічного базування дають змогу контролювати такі параметри атмосфери як температуру, тиск, вологість, швидкість вітру, наявність та склад аерозолів та газів, висоту хмарності тощо, причому контроль можна здійснювати і на довжинах хвиль, які сильно поглинаються у приземному шарі атмосфери.

Поліцейські лідари завдяки вузькому променю дозволяють вимірювати швидкість окремого автомобіля у потоці машин, що не можна зробити за допомогою радара. Лідар на протязі 0,3 с надсилає у бік автомобіля приблизно 100 лазерних імпульсів, а потім усереднює час поширення прямих та відбитих імпульсів. Випромінювання відбивається переважно від номерних знаків, фар та задніх ретровідбивачів, тому амплітуда сигналу мало залежить від форми та габаритів автомобіля.

Екологічні лідари. Зупинімося більш детально на застосуванні лідарів для екологічного контролю довкілля [7.6]. Забруднювачами атмосфери є гази та аерозолі:

- оксид вуглецю CO («чадний газ»), утворюваний під час горіння за недостатнього доступу кисню і присутній у печах, доменних газах та вихлопних газах автомобілів, газ, смертельно небезпечний для людини відсутністю запаху, сонною дією та блокуванням перенесення кисню в організмі гемоглобіном крові;

- сірчистий ангідрид SO_2 , який потрапляє в атмосферу з вулканічними газами та під час спалювання вугілля на металургійних комбінатах та теплоелектростанціях;
- сірчанний ангідрид SO_3 , утворюваний внаслідок окислення SO_2 у повітрі і який після розчинення у мікрокраплинах атмосферної води, випадає у вигляді кислотного дощу, знищуючи зелені насадження та руйнуючи архітектурні споруди;
- метан CH_4 , який широко використовується у побуті та промисловості і є для організму людини нешкідливим, але за концентрації у повітрі 4,4–17 % вибухонебезпечний;
- сірководень H_2S , утворюваний під час гниття білків, є дуже токсичним газом (за високої концентрації один вдих може викликати смерть);
- смог – аерозоль, в якому частинки диму та SO_2 змішані з крапельками туману (так званий «лондонський смог») або з пилом та продуктами фотохімічних реакцій оксидів азоту, озону і летючих органічних речовин у присутності сонячного випромінювання (фотохімічний смог великих міст).

Оптичне випромінювання, яке поширюється в такому середовищі, частково поглинається та розсіюється на мікрочастинках та молекулах газів, а також викликає флуоресценцію останніх. На поглинанні, розсіянні та флуоресценції лазерного випромінювання на забруднювачах атмосферного повітря і ґрунтується робота екологічних лідарів.

Найбільш чутливим є *диференціальний метод поглинання*, за якого поглинання послідовно вимірюється на двох довжинах хвиль, одна з яких співпадає з лінією поглинання досліджуваного газу, а друга відрізняється від неї. Для того, щоб зондуєме випромінювання частково повернулося у вимірювальну систему лідара, можна скористатися ретровідбивачем, відбиттям від будинку чи іншої споруди, а також зворотним релеївським розсіянням на молекулах або розсіянням Мі на мікрочастинках. Цей метод дає можливість знаходити відстань до зони забруднення у межах декількох кілометрів за чутливості до 10^{-8} .

У *методі комбінаційного розсіяння випромінювання* ідентифікація газу здійснюється за зсувом довжини хвилі розсіяного

випромінювання відносно зондуючого. Якщо, наприклад, для зондування атмосфери використовується рубіновий лазер з довжиною хвилі 694,3 нм, то випромінювання, розсіяне на молекулах CO, матиме довжину хвилі 797,7 нм, а на молекулах H₂S – 820,2 нм. У разі подвоєння частоти рубінового лазера чутливість методу на відстані 200 м дорівнює приблизно $3 \cdot 10^{-5}$. Дальність і чутливість методу можна суттєво підвищити, якщо використати лазер з перестройкою частоти і настроїти останню близько до лінії поглинання молекул досліджуваного газу. За середнім часом відгуку серії зондуючих імпульсів знаходять відстань до зони забруднення [7.6].

Метод резонансної флуоресценції ґрунтується на збудженні молекул досліджуваного газу на їх лінії поглинання, коли фотон лазерного випромінювання переводить молекулу у збуджений стан, а молекула, повертаючись в основний стан, випромінює фотон з такою самою енергією. Тривалість флуоресценції сягає 50 мкс, що різко знижує можливість визначення відстані до зони забруднення за часом проходження імпульсу. Чутливість методу в лабораторних умовах є найвищою серед розглянутих методів – $6 \cdot 10^{-10}$ [7.6].

Лазерні сканери. Лазерний сканер – це пристрій, який переміщує лазерний промінь по об'єкту, знаходячи відстань до точок його поверхні та горизонтальний і вертикальний кути, під якими ці точки знаходяться відносно базового напрямку, що дозволяє знайти просторові координати цих точок. Координати точок поверхні об'єкта надходять у комп'ютер, який за множиною точок будує модель поверхні об'єкта, в якій кольором позначається дальність до тих чи інших ділянок поверхні. Лазерні сканери відрізняються дальністю дії, точністю та швидкістю. Так, швейцарський сканер *Leica HDS6100* за дальності дії 80 м знімає за секунду до 508 000 точок, причому похибка окремого виміру не перевищує 5 мм за дальності 50 м. Сканер *Leica HDS4400* має дальність до 700 м за сантиметрової похибки окремого виміру.

Лазерні сканери застосовують у таких сферах:

- будівництво та архітектура;
- топографічна зйомка;
- визначення об'ємів сипучих речовин;
- моніторинг будинків та споруд;

- документування техногенних катастроф (приклад – зйомка наслідків аварії 2009 р. у Росії на Саяно-Шушенській ГЕС).

7.4. Лазерні гіроскопи

Вимірювальна система, прив'язана до земної системи координат, рухається у просторі невідомо з якою швидкістю, тому виміряні нею значення лінійної швидкості завжди є відносними, а кутової швидкості – зазвичай відносними, за винятком виміряних оптичним (лазерним) гіроскопом.

Лінійну швидкість тіла у просторі можна визначити тільки відносно іншого тіла. Якби простір був заповнений ефіром, можна було б виміряти швидкість відносно ефіру і вважати таку швидкість абсолютною, але поки що ефір не виявлено. Згідно з принципом відносності ніякими дослідами, виконуваними всередині системи, не можна встановити, система рухається рівномірно та прямолінійно чи ні, оскільки немає (можливо – поки що) нерухомої системи відліку. Для обертального руху нерухома система відліку існує – пучності стоячої хвилі, яка формується в інтерферометрі Саньяка (рис. 7.6) або в кільцевому резонаторі (рис. 7.7).

Оптичний гіроскоп будує в площині розташування хвильових векторів зустрічних хвиль свою власну полярну систему координат, в

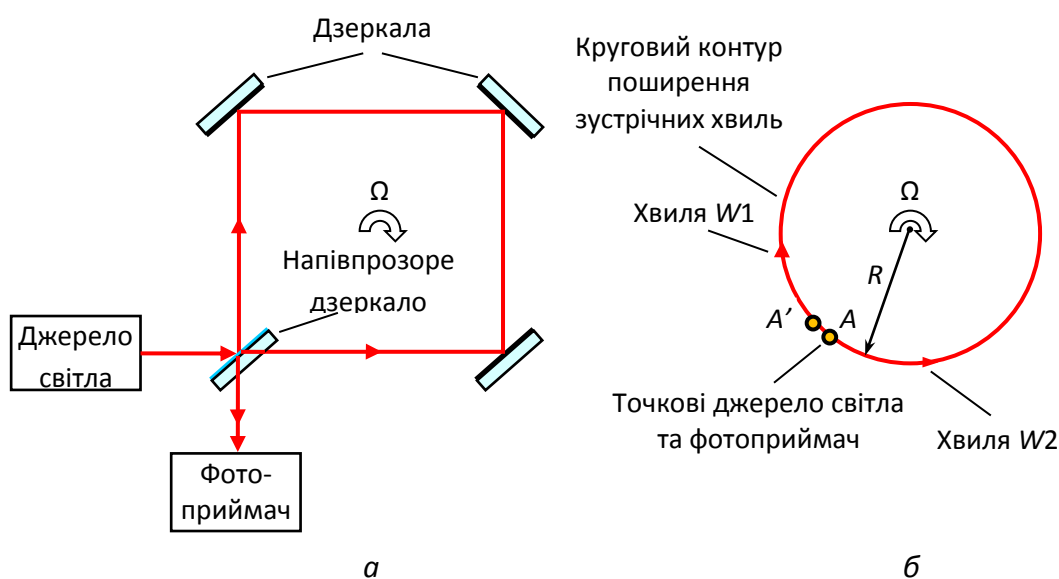


Рис. 7.6. Інтерферометр Саньяка (а) та його модель (б)

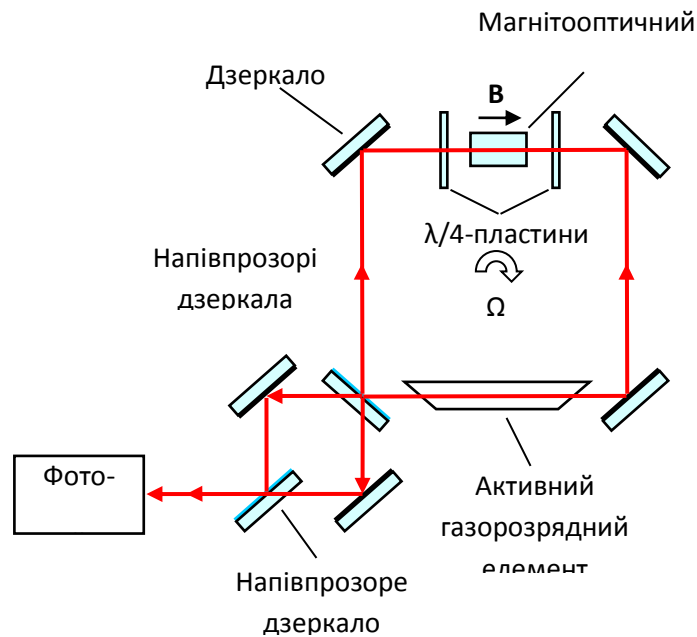


Рис. 7.7. Схема кільцевого лазерного гіроскопа з гелій-неоновим активним

якій пучності утвореної стоячої хвилі залишаються нерухомими у разі обертання гіроскопа навколо перпендикуляра до вказаної площини (осі чутливості гіроскопа), причому пучності залишаються нерухомими в інерціальній системі відліку, прив'язаній до зірок. Якщо з оптичних гіроскопів утворити тріаду зі взаємно ортогональними осями чутливості і розмістити її, наприклад, на ракеті, то тріада зафіксує поворот осі ракети відносно інерціальної системи координат, центр якої знаходиться на ракеті, а осі спрямовані на три навігаційні зірки (в астронавігації зірки вважають нерухомими об'єктами).

Розгляньмо, як між зустрічними хвилями виникає різниця фаз (різниця частот), пропорційна абсолютній кутовій швидкості обертання інтерферометра навколо осі, перпендикулярної його площині. Цю вісь називають віссю чутливості гіроскопа. Для вимірювання, наприклад, кутів повороту осі ракети відносно інерціальної системи координат потрібні три гіроскопи зі взаємно ортогональними осями чутливості. Кут повороту відносно однієї з осей, наприклад осі x , знаходять шляхом інтегрування вихідного сигналу лазерного гіроскопа, пропорційного Ω , за час повороту t . Для лазерного гіроскопа з вихідним сигналом у вигляді різниці фаз зустрічних хвиль цей кут визначається як

$$\theta_x = \int_0^t \Omega dt = \frac{1}{K_\phi} \int_0^t (\Delta\phi - \Delta\phi_0) dt,$$

а у вигляді різниці частот – як

$$\theta_x = \int_0^t \Omega dt = \frac{1}{K_\nu} \int_0^t (\Delta\nu - \Delta\nu_0) dt,$$

де K_ϕ та K_ν – масштабні коефіцієнти фазового та частотного гіроскопів; $\Delta\phi_0$ – початкова різниця фаз зустрічних хвиль; $\Delta\nu_0$ – різниця частот зустрічних хвиль (частота «підставки»), встановлювана за $\Omega = 0$ для запобігання синхронізації («захопленню») їх частот.

Для спрощення замінимо ламану траєкторію поширення світла в інтерферометрі круговою траєкторією, яка була б за великої кількості дзеркал в інтерферометрі (рис. 7.6, б). Нехай у точці A розташовані мініатюрні джерело світла та фотоприймач. З джерела світла виходять у зустрічних напрямках хвилі $W1$ та $W2$. Якщо такий кільцевий інтерферометр має радіус R і обертається у напрямку поширення хвилі $W1$ з кутовою швидкістю Ω , то за час t обходу кільця хвилею $W1$ точка A переміститься у положення A' , так що цій хвилі доведеться до фотоприймача пройти додатковий шлях $\Delta L = R\Omega t = (2\pi R^2/c)\Omega$. Шлях хвилі $W2$ виявиться на таку ж величину коротшим, внаслідок чого у точці A' між хвилями $W1$ та $W2$ спостерігатиметься різниця фаз

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{2\Delta L}{\lambda} = \frac{8\pi^2 R^2}{c\lambda} \Omega.$$

Якщо позначити площу контуру як $A = \pi R^2$, то різницю фаз можна представити більш загальною формулою, придатною для контуру будь якої форми з площею A :

$$\Delta\phi = \frac{8\pi A}{c\lambda} \Omega = K_\phi \Omega.$$

Лазерні датчики кутової швидкості називають *лазерними гіроскопами*. Їх можна поділити на три групи:

- інтерферометричні гіроскопи, побудовані на основі інтерферометра Саньяка, з вихідним сигналом у вигляді різниці фаз зустрічних хвиль;

- пасивно-резонаторні гіроскопи, основою яких служить кільцевий резонатор, збуджуваний ззовні лазерним випромінюванням, з вихідним сигналом у вигляді різниці частот зустрічних хвиль;
- кільцеві лазерні гіроскопи, основою яких служить кільцевий лазер, а вихідним сигналом є різниця частот зустрічних хвиль.

У першій групі лазер є зовнішнім джерелом світла, яке збуджує в кільцевому інтерферометрі зустрічні хвилі однакової частоти, різниця фаз яких на виході інтерферометра пропорційна його кутовій швидкості Ω . На фотоприймачі, встановленому на виході інтерферометра, спостерігаються стаціонарні інтерференційні смуги, за зміщенням яких знаходять швидкість обертання інтерферометра. Такі фазові датчики створюють на основі оптичних волокон (переважно) або інтегрально-оптичних хвилеводів.

У другій та третій групах датчиків кутової швидкості обертання викликає у кільцевому резонаторі (відповідно – пасивному та активному) роздвоєння резонансних частот, внаслідок чого два вихідні пучки мають різницю частот, пропорційну кутовій швидкості резонатора. У разі суміщення цих пучків на фотоприймачі утворюється динамічна інтерференційна картина (інтерференційні смуги біжать повз фотоприймач, що для періоду інтерференційної картини, більшого за фотокатод фотоприймача, створює ефект биття інтенсивності випромінювання). На виході фотоприймача спостерігається сигнал різницевої частоти

$$\Delta\nu = \frac{4A_g}{\lambda L_g} \Omega = K_{RLG} \Omega, \quad (7.7)$$

де A_g та L_g – відповідно площа та периметр контуру, вздовж якого поширюються зустрічні хвилі; K_{RLG} – масштабний коефіцієнт кільцевого лазерного гіроскопа.

Початкове рознесення частот у кільцевому лазерному гіроскопі зазвичай роблять за допомогою невзаємного елемента Фарадея (рис. 7.7), який складається з двох чвертьхвильових пластин та розміщеного між ними магнітооптичного середовища, наприклад, тербій-галієвого гранату, для якого стала Верде $C_{Vrd} = -134$ рад/(Тл·м) є найвищою серед подібних матеріалів. Чвертьхвильові пластини перетворюють лінійну поляризацію випромінювання у колову,

причому магнітне поле, прикладене до магнітооптичного середовища вздовж напрямку руху однієї із зустрічних хвиль викликає зсув фази цієї хвилі на величину $\Delta\phi$, у той час як другої хвилі – на $-\Delta\phi$. Такий характер зсуву фази є прикладом невзаємного оптичного ефекту (у даному випадку – ефекту Фарадея), який створює для зустрічних хвиль різну довжину обходу кільцевого резонатора, а, отже, різницю в їх резонансних частотах, рівну $\Delta\nu$.

Приклад 7.5. Показати, що у лазерному гіроскопі з контуром у вигляді правильного багатокутника з радіусом вписаного кола R_g сигнал різницевої частоти описується формулою (7.3).

На контурі з ефективним радіусом R_g , котрий для правильного багатокутника дорівнює радіусу вписаного кола, тобто $R_g = 2A_g/L_g$, вкладається $2m$ довжин півхвиль $\lambda/2$ або $2m$ пучностей, де $m = 2\pi R_g/\lambda$. Центральний кут між двома пучностями, які перетинають вписане коло, можна представити формулою $\theta_m = \pi/m = \lambda/2R_g$, а час проходження повз фотоприймач двох сусідніх пучностей $\tau_m = \theta_m/\Omega = \lambda/2R_g\Omega$, де Ω – абсолютна кутова швидкість резонатора. Різницева частота на виході фотоприймача $\Delta\nu = 1/\tau_m = (2R_g/\lambda)\Omega = (4A_g/\lambda L_g)\Omega$.

Розрахункові та реальні вихідні характеристики кільцевого лазерного гіроскопа мають зону нечутливості (рис. 7.1). Ідеальна характеристика, побудована за формулою (7.7), починається з $\Omega = 0$. Зона нечутливості – це зона синхронізації зустрічних хвиль, де за малих Ω частоти зустрічних хвиль виявляються близько розташованими і зв'язані між собою генератори цих хвиль переходять на однакову (середню) частоту генерації. Сигнал різницевої частоти зникає.

За відсутності невзаємного зсуву фаз у резонаторі лазерного гіроскопа мінімальне значення вимірюваної кутової швидкості Ω_{\min} (нижній поріг чутливості) визначається зоною синхронізації («захоплення») частот зустрічних хвиль. За максимальне значення кутової швидкості Ω_{\max} (верхній поріг чутливості) приймають швидкість, за якої розщеплені внаслідок обертання резонансні піки робочої моди співпадають з резонансними піками сусідньої моди і

вимірювання кутової швидкості стає неоднозначним (виникає декілька різницевих частот).

Для підвищення стабільності резонатора, від якої залежить точність вимірювання кутової швидкості, конструкцію кільцевого лазерного гіроскопа роблять моноблочною (рис. 7.9). Моноблоки виготовляють з кварцового скла, яке має лінійний коефіцієнт теплового розширення $\alpha_T = 6 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$, або з ситалу з $\alpha_T < 3 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ (а за деякого хімічного складу – з нульовим або навіть від’ємним α_T).

Ситал – це склокристалічний (склокерамічний) матеріал, який складається з мікрокристаліків розміром у сотні нанометрів, рівномірно розподілених у склі. Отримують ситаловий моноблок шляхом заливання у форму розплавленого скла, яке містить оксиди літію, алюмінію, кремнію, магнію тощо, і його наступної спрямованої кристалізації під час термообробки за присутності добавок, які служать катализаторами та центрами кристалізації скла. Ситали міцніші та твердіші за вуглецеву сталь, хоча легші за алюміній; витримують без розм’якшення нагрівання до 1700 К; хімічно-, зносо- та термостійкі; не пропускають вологу та газу; можуть бути прозорими до радіохвиль або оптичного випромінювання; можуть мати фоточутливість та напівпровідникові властивості. Все це робить ситал дуже перспективним матеріалом, який знаходить уже застосування в авіації та ракетній техніці (антенні обтічники), електроніці (підкладки інтегральних схем, підкладки тонкопліткових резисторів та конденсаторів), хімічній промисловості (хімічні реактори), енергетиці (склоемалі, які захищають поверхню газотурбінних установок та ядерних реакторів від корозії), лазерній техніці (моноблочні оптичні резонатори).

Перші ситали, які з’явилися в оптиці, були використані для виготовлення дзеркал та механічних вузлів телескопів. Досить широкого застосування набули в оптиці прозорі ситали на основі $\text{Li}_2\text{O-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$. Прозорість ситалу забезпечується малими розмірами мікрокристаліків порівняно з довжинами хвиль видимого випромінювання та близькістю їх показника заломлення до показника заломлення скла. Лінзи, виготовлені з такого ситалу, витримують тепловий удар і не змінюють свою фокусну відстань навіть у разі нагрівання до 1000 К.

Фотоситали містять світлочутливі добавки, такі як срібло (Ag), золото (Au), мідь (Cu), а також сенсibilізатори – оксид германію (GeO_2), сульфід натрію (Na_2S) або калію (K_2S). Сформувавши на поверхні фотоситалу зображення в ультрафіолетових променях, можна здійснити вибіркoву кристалізацію скла і записати це зображення.

Приклад 7.6. Використовуючи дані прикладу 6.3, знайти середньоквадратичну похибку вимірювання кутової швидкості за допомогою волоконно-оптичного інтерферометра Саньяка, зумовлену фотонним

шумом. В інтерферометрі використано волокно довжиною $L = 100$ м, намотане на котушку радіусом $R = 50$ мм.

Фотонний шум (флуктуації кількості фотонів, які падають на фотоприймач) призводить до коливань інтенсивності інтерференційної картини, які створюють невизначеність у фазі Саньяка $\Delta\varphi_s$, описувану формулою (6.3). Ця невизначеність зумовлює мінімальну кутову швидкість Ω_{\min} , яку можна виміряти за допомогою такого гіроскопа за межами зони синхронізації. Об'єднуючи ці дві формули і прирівнюючи $\Delta\varphi = \delta\varphi_s$, маємо:

$$\frac{4\pi RL}{c\lambda} \Omega_{\min} = \sqrt{\frac{2hc\Delta f}{\lambda P_0}},$$

звідки

$$\frac{\Omega_{\min}}{\sqrt{\Delta f}} = \frac{1}{4\pi RL} \sqrt{\frac{2hc^3\lambda}{P_0}}.$$

Підставляючи числові дані, отримаємо

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_{\min}}{\sqrt{\Delta f}} &= \frac{1}{4 \cdot 3,14 \cdot 50 \cdot 10^{-3} \cdot 100} \sqrt{\frac{2 \cdot 6,63 \cdot 10^{-34} (3 \cdot 10^8)^3 \cdot 0,6 \cdot 10^{-6}}{50 \cdot 10^{-3}}} = \\ &= 1,04 \cdot 10^{-8} \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1/2} = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ град} \cdot \text{год}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1/2}. \end{aligned}$$

Значно збільшити різницю фаз зустрічних хвиль, спостережувану за ефекту Саньяка, можна у волоконно-оптичному гіроскопі, де чутливим елементом є кільцевий інтерферометр, утворений волокном довжиною L (до декількох кілометрів), намотаним на котушку радіусом R (у декілька сантиметрів). У цьому разі формула (7.7) набуває вигляду

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi RL}{c\lambda} \Omega = K_{FOG} \Omega,$$

де K_{FOG} – масштабний коефіцієнт волоконно-оптичного гіроскопа.

Якщо у кільцевому лазерному гіроскопі вихідним сигналом є різницева частота, пропорційна за межами зони синхронізації кутовій швидкості, тобто $\Delta\nu \sim \Omega$, то у волоконно-оптичному гіроскопі вихідним сигналом є інтенсивність інтерференційних смуг, яка є

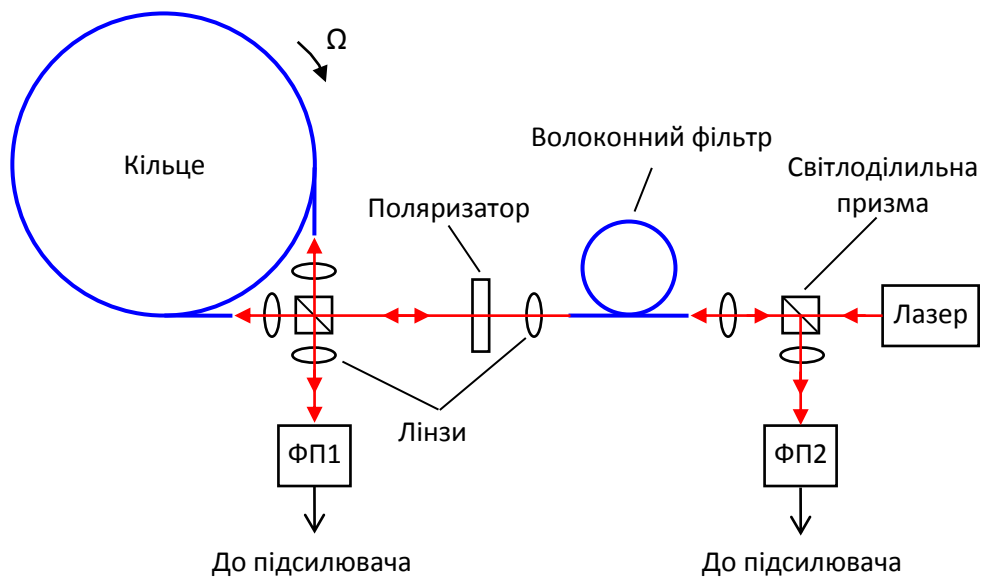


Рис. 7.10. Спрощена схема волоконно-оптичного гіроскопа

нелінійною функцією Ω , оскільки $I \sim \cos K_{FOG}\Omega$. Вирішити цю проблему вдалося за допомогою цифрової обробки вихідного сигналу.

Спрощена схема волоконно-оптичного гіроскопа зображена на рис. 7.10. Випромінювання лазерного діода, перш ніж потрапити в чутливий елемент, проходить крізь волоконний фільтр просторових частот, який виділяє одну моду. За перевищення порогового струму поляризація випромінювання лазерного діода наближається до лінійної, проте відхилення перерізу волокна від осьової симетрії, які спостерігаються вздовж волокна, призводять до трансформації лінійної поляризації в нестабільну еліптичну поляризацію. Зменшити паразитні поляризаційні ефекти дозволяє волокно з еліптичним перерізом, яке зберігає лінійну поляризацію випромінювання. Частково позбутися негативного впливу деполіризації дозволяє поляризатор [7.9].

В одномодовому волокні з ідеальною осьовою симетрією структури існують насправді дві моди – HE_{11}^x та HE_{11}^y , які мають ортогональні поляризації, але однакові сталі поширення; останнє унеможливає їх розрізнення. Порушення осьової симетрії волокна, спричинені температурними градієнтами, тиском та напруженнями у вигинах волокна, призводять до того, що сталі поширення стають різними, а міжмодовий обмін енергією змінює поляризацію випромінювання. У поляризаційних та інтерференційних датчиках

флуктуації поляризації випромінювання є причиною появи фазового шуму та зниження їх чутливості. Значною мірою позбутися паразитних поляризаційних ефектів дозволяє волокно з подвійним променезаломленням [7.9].

Лазер не є найкращим джерелом випромінювання для волоконного гіроскопа, оскільки під дією лазерного випромінювання у склі виникає ефект Керра, який призводить до дрейфу вихідного сигналу і фазового шуму когерентного зворотного розсіяння. Кращими джерелами випромінювання для волоконних гіроскопів є суперфлуоресцентні волоконні джерела, принцип дії яких ґрунтується на підсиленні спонтанного випромінювання у волокні, легованому іонами рідкоземельних елементів, у разі його накачки лазерним випромінюванням. Легування іонами неодиму (Nd^{3+}) дозволяє отримати випромінювання у діапазоні 1,06 мкм, іонами ербію (Er^{3+}) – 1,5 мкм, тулію (Tm^{3+}) – 1,9 мкм. Такі джерела мають низьку часову і високу просторову когерентність (ширина спектра випромінювання до 40 нм); ефективність перетворення може перевищувати 70 %, а потужність сягати 100 Вт у разі накачки лініями лазерних діодів. Оскільки гіроскопи мають працювати у діапазоні температур від -40 до $+60$ °С, суперфлуоресцентне волоконне джерело випромінювання потребує високої температурної стабільності середньої довжини хвилі випромінювання $\bar{\lambda}$ (температурний дрейф $\bar{\lambda}$ має бути меншим за 10^{-6} K^{-1}).

Окрім температури, на стабільність $\bar{\lambda}$ впливає також залежність підсилення спонтанного випромінювання у волокні від поляризації випромінювання, яке у ньому поширюється. Флуктуації температури та тиску вздовж волокна наводять у ньому подвійне променезаломлення, яке викликає випадкові зміни поляризації спонтанного випромінювання, а, отже, і зміни інтенсивності випромінювання після проходження крізь поляризатор, зазвичай встановлюваний на вході гіроскопа. Середня довжина хвилі для ортогональних поляризацій спонтанного випромінювання може відрізнитися більше, ніж на $5 \cdot 10^{-5}$. На рис. 7.11 показана одна з можливих схем такого стабільного джерела [7.16].

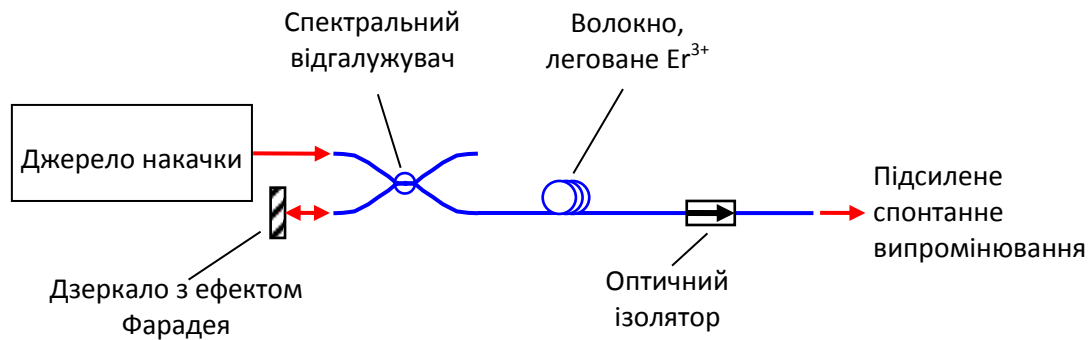


Рис. 7.11. Суперфлуоресцентне волоконно-оптичне джерело широкопсмугового підсиленого спонтанного випромінювання

Для збільшення стабільності середньої довжини хвилі випромінювання у схемі використані спектральний відгалужувач та дзеркало з ефектом Фарадея. Дзеркало з ефектом Фарадея має властивість повертати площину поляризації падаючого випромінювання на 90° . За подвійного проходу через волокно випромінювання з ортогональними поляризаціями підсилюється однаково і стає неполяризованим. Таким чином, зменшується дрейф $\bar{\lambda}$, пов'язаний з випадковою зміною поляризації спонтанного випромінювання.

Деполаризація лазерного випромінювання потрібна для оптичних датчиків, параметри яких залежать від поляризації випромінювання. На рис. 7.12 показані основні типи деполаризаторів. Всі вони розраховані на роботу з лінійно поляризованим випромінюванням, причому тільки клиноподібний деполаризатор може працювати з монохроматичним випромінюванням.

Класичний деполаризатор Ліота складається з двох пластин з кристалічного кварцу, товщини яких відносяться як 1:2, а кут між оптичними осями становить 45° . Спектральні компоненти випромінювання набувають після проходження пластин різної еліптичної або лінійної поляризації, що внаслідок змішування на виході утворює неполяризоване випромінювання (ступінь поляризації $p = 0$). Для повної деполаризації ширина спектра випромінювання має перевищувати 100 нм. За ширини спектра 50 нм ступінь поляризації складає 15%. Нагадаємо, що ступінь поляризації знаходять за формулою $p = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \cdot 100\%$ і її можна знайти,

вимірявши максимальну (I_{\max}) та мінімальну (I_{\min}) інтенсивності випромінювання, яке пройшло крізь поляризатор, що обертається навколо своєї оптичної осі.

Клиноподібний деполаризатор складається з клину, виготовленого з кристалічного кварцу, і приклеєного до нього клину з плавненого кварцу (кварцового скла), так що вони разом утворюють плоскопаралельну пластину. Кристалічний клин зміщує поляризації променів, які мають різну фазову затримку у межах апертури деполаризатора. Скляний клин компенсує поворот пучка, здійснюваний кристалічним клином.

Волоконний деполаризатор Ліота виготовляють з волокна з подвійним променезаломленням. Волокно розрізають на два відрізки різної довжини. Осі подвійного променезаломлення довшого волокна повертають на кут 45° відносно осей коротшого волокна, після чого волокна зрощують. Механізм деполаризації випромінювання об'єднує ефекти подвійного променезаломлення та поляризаційної дисперсії (залежності сталої поширення моди від її поляризації).

Волокно з подвійним променезаломленням зберігає лінійну поляризацію випромінювання, введеного в нього. Подвійне променезаломлення створюють у волокні за рахунок еліптичності сердцевини або оболонки, а також завдяки напруженню, яке виникає внаслідок формування бокових порожнистих каналів в оболонці (рис. 7.13). Найкращими серед таких волокон є волокно *PANDA* (англ. *polarization-maintaining and absorption reducing fiber* – волокно зі збереженням поляризації та зниженим поглинанням) та волокно «метелик». Подібні волокна використовують в датчиках, інтерферометрах та квантовій криптографії, а також для зчленування лазера з модулятором.

Точність волоконних гіроскопів обмежена такими ефектами, як тепловий дрейф волокна, надлишковий шум широкосмугового джерела випромінювання та флуктуації його середньої довжини хвилі. І все ж волоконні гіроскопи переважають моноблочні, тому що:

- не мають рухомих частин (у деяких моноблочних гіроскопах для усунення захоплення частот зустрічних хвиль використовують обертальні коливання кільцевого лазера з частотою

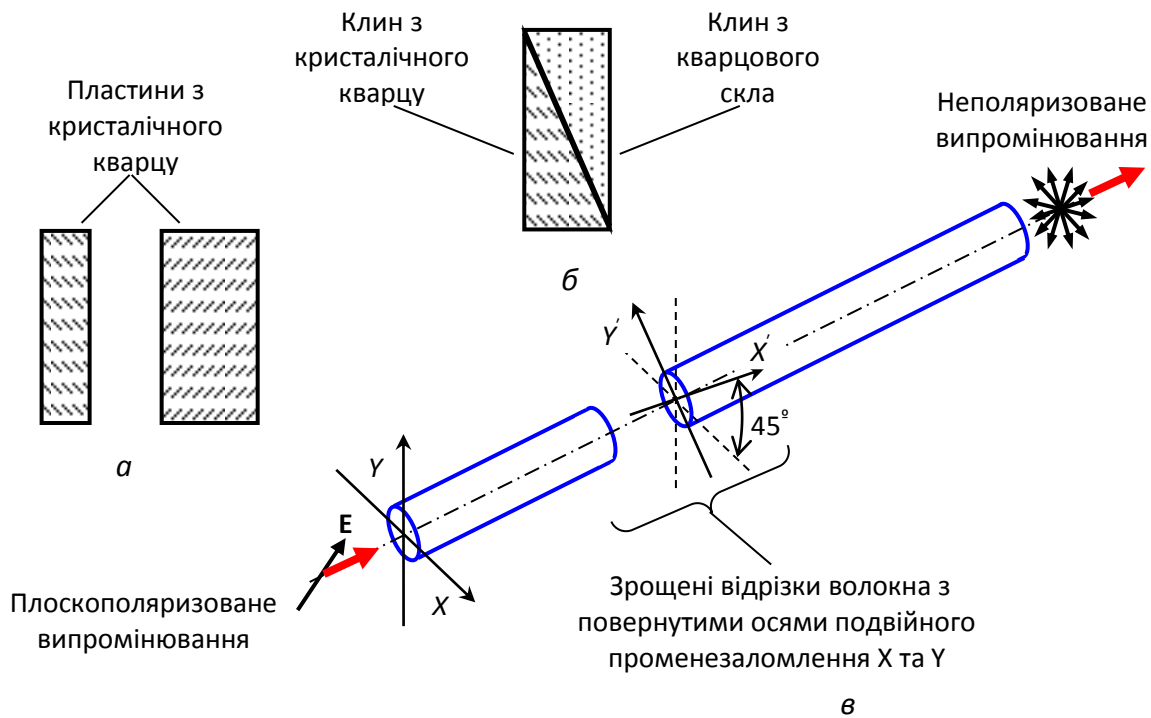


Рис. 7.12. Будова класичного деполаризатора Ліота (а), клиноподібного деполаризатора (б) та волоконного деполаризатора Ліота (в)

приблизно 400 Гц, що створює акустичний шум, який може, наприклад, демаскувати підводний човен);

- відсутнє явище захоплення частот зустрічних хвиль під час вимірювання кутових швидкостей, менших за 100 град/год., оскільки використовується не резонансний, а інтерференційний метод формування вихідного сигналу;
- відсутні запаяні газонаповнені канали, в яких кожні 5–7 років треба відновлювати активне газове середовище;
- використані дешевші та перевірені часом технології твердотільної оптоелектроніки, які забезпечують безперебійну роботу принаймні на протязі 20 років.

Моноблочні лазерні гіроскопи є більш точними та надійними вимірювальними приладами. Так, наприклад, морський лазерний гіроскоп *Mk39* фірми *Sperry Marine* (США) має точність вимірювання кутової швидкості 0,03 град/с, дрейф нуля 0,001 град/с, час виходу у морі на повну точність до 30 хв (на стоянці – 10 хв), довговічність 200 000 годин. Цей прилад використовується для просторової стабілізації артилерійських та ракетних установок, посадочних

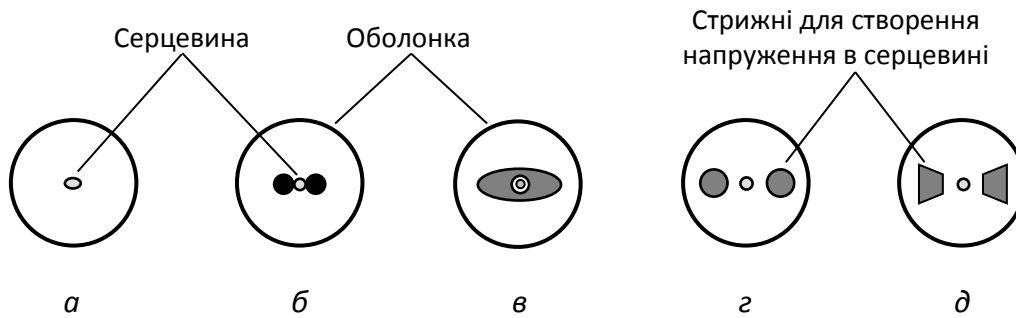


Рис. 7.13. Структури волокон, які зберігають поляризацію випромінювання: з еліптичною серцевиною (а), з боковими тунелями (б), з еліптичною оболонкою (в), з боковими стрижнями – PANDA (г) та «метелик» (д)

площадок бортових літаків та вертольотів, а також в системі інерціальної навігації корабля.

Приклад 7.7. У лазерному гіроскопі зустрічні хвилі мають частоти ν_1 та ν_2 . Сигнал різницевої частоти $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ на виході фотоприймача є результатом симетричного падіння на фотоприймач зустрічних хвиль під кутом θ . Знайти швидкість і напрямок переміщення смуг в динамічній інтерференційній картині, утвореній на фотоприймачі.

Період динамічної інтерференційної картини можна визначити за формулою $d = \bar{\lambda} / 2 \sin \theta$, де середня довжина зустрічних хвиль

$$\bar{\lambda} = \frac{c}{2} \left(\frac{1}{\nu_1} + \frac{1}{\nu_2} \right) = \frac{c(\nu_1 + \nu_2)}{2\nu_1\nu_2}.$$

Швидкість переміщення смуг в динамічній інтерференційній картині, утвореній на фотоприймачі,

$$V = d\Delta\nu = \frac{c(\nu_1^2 - \nu_2^2)}{4\nu_1\nu_2 \sin \theta}.$$

Напрямок переміщення смуг в динамічній інтерференційній картині знайдемо з таких міркувань. Світлим смугам відповідають лінії на екрані, вздовж яких різниця фаз предметної та опорної хвиль зберігається рівною $\varphi_1 - \varphi_2 = 2m\pi$, де m – ціле число. Максимуми напруженості електричного поля хвилі 1 (з частотою ν_1) приходять в певну точку екрана частіше, ніж хвилі 2 (з частотою ν_2), тому для збереження максимуму косинусоїдальної функції в інтерференційному члені ця точка повинна була б рухатися у напрямку проекції хвильового вектора хвилі 1 на екран, а насправді рухається у цьому напрямку динамічна інтерференційна картина.

7.5. Розподілені волоконно-оптичні вимірювальні системи

Оптичне волокно має унікальну властивість реагувати на локальні зміни деяких зовнішніх фізичних параметрів (температури, тиску, вологості, радіації), що уможливорює мати вздовж волокна до тисячі точок вимірювання деякої величини і здійснювати моніторинг споруд або довкілля. Розгляньмо, як, наприклад, можна реалізувати моніторинг температури чи тиску (рис. 7.14).

У розподіленій волоконно-оптичній вимірювальній системі зазначені параметри можна виміряти такими методами як:

- оптична рефлектометрія часової області (англ. *optical time domain reflectometry, OTDR*);
- оптична рефлектометрія частотної області (англ. *optical frequency domain reflectometry, OFDR*);
- спектральний аналіз випромінювання, відбитого від бреггівських ґрат з різним періодом;
- спектральний аналіз випромінювання, відбитого від волоконних інтерферометрів Фабрі-Перо різної довжини.

Рефлектометрія часової області ґрунтується на зворотному релєївському розсіянні, яке не змінює довжину хвилі випромінювання. Метод деякою мірою схожий на принцип дії радара: короткий лазерний імпульс спрямовується у волокно і аналізуються розподілені у часі зворотні імпульси, викликані розсіянням випромінювання на неоднорідностях волокна, створених градієнтами температури.

Рефлектометрія частотної області побудована на зворотному раманівському розсіянні, за якого у випромінювання з'являються стоксова компонента з частотою, меншою за частоту падаючого випромінювання і антистоксова компонента з більшою частотою. Від температури залежить тільки антистоксова компонента, що дозволяє знаходити локальну температуру волокна за відношенням інтенсивностей антистоксової (I_{aSt}) та стоксової (I_{St}) компонент [7.21]:

$$\frac{I_{aSt}}{I_{St}} = \left(\frac{\lambda_{St}}{\lambda_{aSt}} \right)^4 \exp\left(-\frac{\hbar c \Delta\nu}{kT} \right),$$

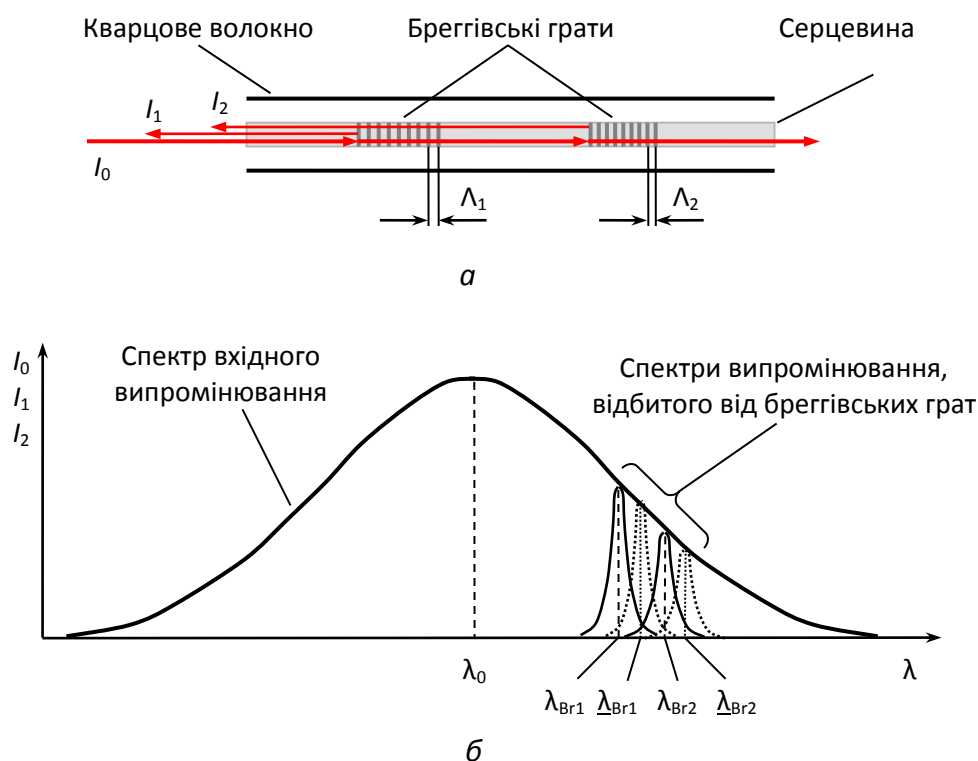


Рис. 7.14. Принцип дії розподіленої волоконно-оптичної системи з бреггівськими ґратами (а), а також спектри вхідного випромінювання та випромінювання, відбитого від бреггівських ґрат за температури T_1 (суцільна лінія) та за температури $T_2 > T_1$ (пунктир) (б)

де h – стала Планка, ν – частота зондуючого випромінювання, k – стала Больцмана.

Цей вид рефлектометрії складніший для реалізації, оскільки потребує, окрім квазінеперервного режиму роботи лазера та вузькосмугового фотоприйому, ще і фур'є-перетворення отриманого сигналу.

Окрім релєївського та раманівського, у волокні спостерігається ще бриллюенівське розсіяння, яке зсуває довжину хвилі зворотного випромінювання на величину, пропорційну натягу волокна, що можна використати як у квазіточкових датчиках, так і розподілених вимірювальних системах.

Під дією тиску або температури відбувається локальна зміна оптичного періоду $n_{eff}\Lambda$ бреггівських ґрат або оптичної довжини інтерферометра Фабрі-Перо nL з бреггівськими ґратами у ролі дзеркал, що викликає зсув досить вузького спектра відбитого випромінювання.

У волоконних бреггівських датчиках використовують властивість бреггівських ґрат і інтерферометрів Фабрі-Перо з бреггівськими дзеркалами зсувати вузький спектр відбитого випромінювання під дією вимірюваної величини.

Розподілені вимірювання фізичних параметрів використовують для:

- виявлення пожежонебезпечного підвищення температури в транспортних та сервісних тунелях, авіаційних ангарах, танкерах, місцях зберігання радіоактивних речовин;
- контролю теплового режиму силових кабелів та ліній електропередачі;
- моніторингу нафтових та газових свердловин під час буріння та експлуатації;
 - виявлення тріщин у трубопроводах;
 - контролю витоків у дамбах та плотинах;
 - моніторингу напружень у спорудах;
 - екологічного контролю водних ресурсів, льодовиків та лісів.

7.6. Волоконно-оптичні охоронні системи

Під дією механічного тиску, деформації та вібрації оптичного волокна змінюються його параметри, що використовується для формування сигналу вторгнення у волоконно-оптичних охоронних системах. Існує декілька різновидів таких систем, призначених для виявлення порушення:

- периметра закритої зони, позначеного огорожею;
- наземного кордону;
- водного рубежу.

Сформувані сигнал вторгнення можна методами:

- *міжмодової інтерференції*, яка виникає у багатомодовому волокні внаслідок проходження випромінювання лазерного діода, працюючого у режимі генерації декількох десятків поздовжніх мод (деформація або вібрація волокна перерозподіляє енергію випромінювання між модами, збуджуваними у волокні);
- *формування спекл-структури* (множини світлих та темних плям на виході освітлюваного лазером багатомодового волокна), зміни якої у

разі деформації або вібрації волокна фіксують просторово-чутливими фотоприймачами або цифровими камерами;

- *двопроменевої інтерференції*, яка виникає у разі проходження лазерного випромінювання через вимірювальне та опорне плечі інтерферометра і картина якої змінюється внаслідок деформації волокна;
- *розтягування бреггівських ґрат*, створених у волокні, що зсуває центральну довжину хвилі випромінювання, відбитого від ґрат.

На рис. 7.15 показана структурна схема волоконно-оптичної охоронної системи, розробленої австралійською компанією *Future Fibre Technologies* [7.12]. Система дозволяє контролювати вісім зон, оточених сенсорними кабелями, встановленими на огорожах. Аналізатор, сервер та термінал системи можуть знаходитися за 40 км від охоронних зон і з'єднуватися з ними за допомогою підземного комунікаційного оптичного кабелю.

У датчику вторгнення використовується багатомодове волокно з діаметром серцевини 62,5 мкм, в якому зроблені бреггівські ґрати, причому у кожній зоні ґрати мають свій період. Через волокно пропускається випромінювання лазерного діода з довжиною хвилі 1,31 мкм та потужністю 1–2 мВт. Якщо волокно не натягнуте порушником, то бреггівські ґрати відбивають випромінювання на

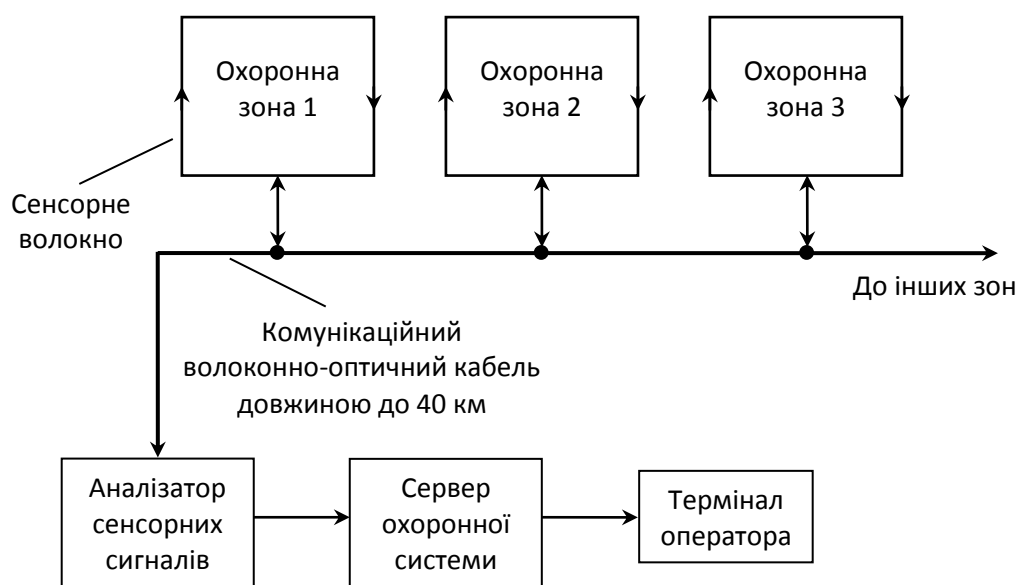


Рис. 7.15. Структурна схема волоконно-оптичної багатозональної охоронної системи

заданих довжинах хвиль і воно вільно проходить через інтерференційні фільтри на відповідні фотоприймачі. Натягування волокна в одній із зон викликає зсув довжини хвилі відбитого випромінювання. Випромінювання поглинається фільтром, що і фіксує фотоприймач цієї зони.

7.7. Лазерна безпека

Правила лазерної безпеки регламентуються міжнародним стандартом IEC 60825-1. За цим стандартом лазери поділяють на чотири класи.

Клас 1 – це лазери, випромінювання яких у разі попадання на шкіру чи в око є безпечним, тобто не досягається *максимальна допустима експозиція*, яка складає 10 % від дози, за якою у найбільш несприятливих умовах пошкодження спостерігається у 50 % випадків. До класу 1 відносять також пристрої, в яких лазерне випромінювання не виходить з корпусу назовні (наприклад, приводи оптичних дисків та лазерні принтери).



Рис. 7.16. Значок, який має бути на корпусі будь-якого пристрою, в якому є лазер класу 2–4

Клас 1M – лазери з широким або розбіжним пучком випромінювання, яке без використання фокусувальної оптики не може перевищити для ока максимальну допустиму експозицію, хоча б за потужністю лазер і відноситься до класу 3B.

Клас 2 – лазери видимого діапазону з довжинами хвиль 400–700 нм та потужністю неперервного випромінювання до 1 мВт, яке внаслідок моргального рефлексу обмежує експозицію сітківки часом 0,25 с і відповідно енергією 0,25 мДж. За площі повністю відкритої зіниці ока у 0,39 см² це відповідає експозиції 0,64 мДж/см².

Клас 2M – лазери з широким або розбіжним пучком, випромінювання яких без використання фокусувальної оптики не може завдяки моргальному ефекту перевищити для ока обмежувальну дозу класу 2, рівну 0,64 мДж/см².

Клас 3R – лазери, які можуть за обережного використання та обмеженого візуального спостереження лазерного променя

перевищувати максимальну допустиму експозицію, не створюючи при цьому серйозної загрози ураження. Максимальна потужність неперервного видимого випромінювання не повинна перевищувати 5 мВт. Для імпульсного випромінювання та інших спектральних діапазонів встановлені свої обмеження.

Клас 3B – лазери, випромінювання яких небезпечно тільки у разі прямого попадання в око. Для лазерів неперервної дії, які працюють у діапазоні довжин хвиль 0,315–1000 мкм встановлено обмеження потужності значенням 0,5 Вт.

Клас 4 – лазери, потужність яких перевищує обмеження класу 3B. Випромінювання таких лазерів, навіть дифузно відбите, здатне викликати опіки шкіри, незворотне ушкодження ока, а також може викликати займання горючих матеріалів. Такі лазери використовуються у промисловості, медицині, військовій сфері та наукових дослідженнях.

Більшість лазерних указок має потужність до 1 мВт і потрапляє в клас 2, але деякі азійські фірми випускають указки, потужність яких перевищує 1 Вт, що переводить їх у клас 4. Почастішали випадки опромінення такими указками цивільних літаків, що становить серйозну небезпеку для пілотів і пасажирів, оскільки пілоти на декілька секунд втрачають орієнтацію, а можуть втратити і зір. У США подібні дії розглядаються як терористичний акт і вже є прецедент засудження лазерного хулігана до 20 років позбавлення волі.

Міжнародний стандарт IEC 60825-1 прийшов на зміну стандарту ANSI (Американського національного інституту стандартів), за яким лазери поділялися на класи від I до IV приблизно так само, як і в міжнародному стандарті.

Контрольні запитання та задачі

- 7.1. Чим відрізняється похибка вимірювання від невизначеності вимірювання?
- 7.2. Дзеркало у вимірювальному плечі інтерферометра Майкельсона зміщується паралельно самому собі на величину $\Delta l = 0,1$ мкм. На скільки при цьому переміщується інтерференційна смуга на виході інтерферометра, якщо випромінювання має довжину хвилі $\lambda = 0,63$ мкм, а ширина смуги $b = 5$ мм?

- 7.3. Як розрізняють сигнали від окремих бреггівських датчиків у розподіленій волоконно-оптичній вимірювальній системі?
- 7.4. Як можна сформувати сигнал вторгнення у волоконно-оптичній охоронній системі?
- 7.5. Чим відрізняється метод вимірювання від методики?
- 7.6. Наведіть приклади оптичних чутливих елементів.
- 7.7. Скориставшись умовою прикладу 7.3, знайти зміну струму ΔJ_{ph} на виході фотоприймача двопроменевого інтерферометра у разі зміни оптичної довжини вимірювального плеча на величину $\delta L = 10$ нм.
- 7.8. Перелічіть найважливіші параметри вимірювальної системи.
- 7.9. Поясніть, що таке чутливість і поріг чутливості.
- 7.10. Які існують види похибок?
- 7.11. Що таке дрейф вихідного сигналу?
- 7.12. Як у лазерному гіроскопі формується сигнал різницевої частоти?
- 7.13. За температури $T = 293$ К максимум спектра відбиття бреггівських ґрат, зроблених у кварцовому волокні, припадає на довжину хвилі $\lambda = 650$ нм. Як зміститься максимум спектра відбитого випромінювання у разі нагрівання волокна на $\Delta T = 50$ К, якщо кварцове скло має лінійний коефіцієнт теплового розширення $\alpha_T = 6 \cdot 10^{-7}$ К⁻¹?
- 7.14. Поясніть принцип дії лазерного сканера.
- 7.15. Як можна за допомогою лазера контролювати забруднення атмосфери?
- 7.16. Поясніть принцип дії лідара.
- 7.17. Як можна зареєструвати хвильовий фронт світлової хвилі, відбитої від об'єкта?
- 7.18. Порівняйте некогерентний та когерентний методи фотоприйому
- 7.19. Які складові має фотонний шум?
- 7.20. Поясніть суть модуляційного методу підвищення чутливості оптоелектронної вимірювальної системи.

Література до глави 7

- 7.1. Нагибина И. М. Интерференция и дифракция света / И. М. Нагибина., 2-е изд., испр. и доп. – Л.: Машиностроение, 1985. – 332 с.
- 7.2. Скоков И. В. Оптические спектральные приборы / И. В. Скоков. – М.: Машиностроение, 1984. – 240 с.

- 7.3. Herrmann S. Rotating optical cavity experiment testing Lorentz invariance at the 10^{-17} level / S. Herrmann, A. Senger, K. Mohle et al. – Phys. Rev. D., 2009, vol. 80, issue 10. – P. 105011–105018.
- 7.4. Electro-optics handbook / Editors: R. W. Waynant, M.N. Ediger. – 2nd ed. – New York.: McGraw-Hill Inc., 2000. – 911 p. – ISBN 0-07-068716-1.
- 7.5. Преснухин Л. Н. Муаровые растровые датчики положения и их применение / Л. Н. Преснухин, В. Ф. Шаньгин, Ю. А. Шаталов. – М.: Машиностроение, 1969. – 204 с.
- 7.6. Реди Дж. Промышленные применения лазеров / Дж. Реди. – М.: Мир, 1981. – 638 с.
- 7.7. Macek W. M. Rotation rate sensing with travelling-wave ring lasers / W. M. Macek, D. T. M. Davis, Jr. – Appl. Phys. Lett., 1963, vol. 2. – P. 67–68.
- 7.8. Бычков С. И. Лазерный гироскоп / С. И. Бычков, Д. П. Лукьянов, А. И. Бакаляр. – М.: Сов. Радио, 1975. – 424 с.
- 7.9. Окоси Т. Волоконно-оптические датчики / Т. Окоси, К. Окамото, М. Оцу и др. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1990. – 256 с. – ISBN 5-283-02466-0.
- 7.10. Бусурин В. И. Волоконно-оптические датчики: физические основы, вопросы расчета и применения / В. И. Бусурин, Ю. Р. Носов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с. – ISBN 5-283-01523-8.
- 7.11. Abbott B. P. LIGO: the laser interferometer gravitational-wave observatory / B. P. Abott, R. Abbott, R. Adhikari et al. – Reports on progress in physics, 2009, vol. 72, № 7 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://iopscience.iop.org/0034-4885/72/7/076901>.
- 7.12. Волоконно-оптические датчики. – Электронный ресурс. Режим доступа: http://kbst-itmo.ru/index.php?option=com_content&view=secton&id=5&Itemid=55.
- 7.13. Fan X. Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: a review / X. Fan, I. M. White, S. I. Shopova et al. – Analytica Chimica Acta, 2008, vol. 620, issue 1-2. – P. 8–26.
- 7.14. Patel P. N. Optical biosensors: fundamentals and trends / P. N. Patel, V. Mishra, A. S. Mandloi. – Journal of Engineering Research and Studies, 2010, vol. 1, issue 1. – P. 15–34.

- 7.15. Petryayeva E. Localized surface plasmon resonance: nanostructures, bioassays and biosensing – a review / E. Petryayeva, U. J. Krull. – *Analytica Chimica Acta*, 2011, vol. 706, issue 1. – P. 8–24.
- 7.16. Park H. G. Er-doped superfluorescent fiber source with a ± 0.5 -ppm long-term mean-wavelength stability / H. G. Park, M. Digonnet, G. Kino. – *Journal of Lightwave Technology*, 2003, vol. 21, № 12. – P. 3427–3433.
- 7.17. Allred J. C. High-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation / J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, M. V. Romalis. – *Phys. Rev. Lett.*, 2002, vol. 89, № 13. – P. 130801-1–130801-4.
- 7.18. Lenz J. E. A review of magnetic sensors / *Proc. IEEE*, 1990, vol. 78, № 6. – P. 973–989.
- 7.19. Шереметьев А. Г. Волоконный оптический гироскоп / А. Г. Шереметьев. – М.: Радио и связь, 1987. – 152 с.
- 7.20. Ярошенко И. Ф. Трехмерное приемное устройство лазерного излучения / И. Ф. Ярошенко, С. А. Ильин, Г. А. Капитанов. – *Оптический журнал*, 2005, т. 72, № 10. – С. 35–39.
- 7.21. Long D. A. Raman spectroscopy / D. A. Long. – New York: McGraw-Hill, 1977. – ISBN 0-07-038675-7.
- 7.22. Орнатский П. П. Теоретические основы информационно-измерительной техники / П. П. Орнатский. – 2-е изд., перераб. и доп. – Киев, Вища школа, 1983. – 455 с.
- 7.23. Пуанкаре А. О науке / А. Пуанкаре. – М.: Наука, 1983. – 500 с.
- 7.24. Коломийцов Ю. В. Интерферометры. Основы инженерной теории, применение / Ю. В. Коломийцов. – Л.: Машиностроение, 1976. – 296 с.
- 7.25. Taylor B. N. Guidelines for evaluating and expressing the uncertainty of NIST measurement results / B. N. Taylor, С. Е. Kuyatt [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://physics.nist.gov/Pubs/guidelines/TN1297/tn1297s.pdf>.
- 7.26. Electropedia: the world's online electrotechnical vocabulary [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.electropedia.org>.
- 7.27. International vocabulary of metrology — basic and general concepts and associated terms (VIM) [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.bipm.org/en/publications/guides/vim.html>.

- 7.28. ДСТУ 2681-94 «Метрологія. Терміни та визначення» [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://info-stand.com/nb-ukraine/by-type/dstu/123-dstu2681-94>.
- 7.29. Мельников В. Н. Фундаментальные физические константы, их стабильность и переход на новые определения единиц СИ / В. Н. Мельников, С. А. Коногонов. – Радиофизика и радиоастрономия, 2008, т. 13, № 3. – С. S20–S34.
- 7.30. Смолин Л. Неприятности с физикой: взлёт теории струн, упадок науки и что за этим следует [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://www.rodon.org/sl/nsfvtsunichzes>.
- 7.31. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Генерація оптичного випромінювання. Книга друга [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://ela.kpi.ua/handle/123456789/30527>

Навчальне видання

Чадюк Вячеслав Олексійович

**Оптоелектроніка:
від макро до нано**

**Передавання, перетворення
та приймання
оптичного випромінювання**

Навчальний посібник

Книга перша

Редагування *Н. В. Мурашової*
Комп'ютерне верстання *А. М. Боброва*

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Свідоцтво про державну реєстрацію: серія ДК № 5354 від 25.05.2017 р.
просп. Перемоги, 37,
03056, м. Київ

Темплан 2018 р., поз. 1-2-001

Підп. до друку 22.02.2018. Формат 60×84¹/₁₆. Папір офс. Гарнітура Times.
Спосіб друку – ризографічний. Ум. друк. арк. 21,86. Обл.-вид. арк. 36,34 Зам. № 18-018. Наклад
300 пр. (Перший запуск 1–100 пр.)

Видавництво «Політехніка» КПІ ім. Ігоря Сікорського
вул. Політехнічна, 14, корп. 15
03056, м. Київ
тел. (044) 204-81-78