

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки
Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Кафедра мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв
(повна назва)

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

Пояснювальна записка

Рівень вищої освіти другий (магістерський)

ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНІ ІНФРАЧЕРВОНІ ФОТОДЕТЕКТОРИ: СТАН І
ПРОГНОЗ
(тема)

Виконав:
студент 2-го курсу, групи МНПм-22-1
Бойчук Олександр Гаврилович
(прізвище, ініціали)

Спеціальність
153 Мікро- та наносистемна техніка
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма
Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої
(повна назва освітньої програми)

Керівник доц. каф. МЕЕПП Пащенко О.Г.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри

(підпис)

Бондаренко І.М.

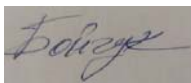
(прізвище, ініціали)


2023 р.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

Найменування роботи	Зміст роботи	Термін виконання	
Проведення теоретичних досліджень	ТЕОРІЯ БАГАТОШАРОВИХ НАДГРАТОК	ДО 20.10.2023	
	ДОСЛІДЖЕННЯ ІНФРАЧЕРВОНИХ ФОТОДЕТЕКТОРІВ	ДО 20.10.2023	
	ВПЛИВ МАТЕРІАЛІВ	ДО 20.10.2023	
	МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ВЗАЄМОДІЇ ФОТОНІВ ТА ЕЛЕКТРОНІВ	ДО 20.10.2023	
Проведення експериментальних досліджень	ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОДІОДА HGCSDTE	ДО 10.11.2023	
	ДОСЛІДЖЕННЯ МІЖЗОННИХ КВАНТОВИХ КАСКАДНИХ ІНФРАЧЕРВОНИХ ФОТОДЕТЕКТОРІВ	ДО 10.11.2023	
	ДОСЛІДЖЕННЯ КОЛОЇДНИХ КВАНТОВИХ ІНФРАЧЕРВОНИХ ФОТОДЕТЕКТОРІВ	ДО 10.11.2023	
	ДОСЛІДЖЕННЯ ДВОВИМІРНИХ МАТЕРІАЛЬНИХ ІНФРАЧЕРВОНИХ ФОТОДЕТЕКТОРІВ	ДО 10.11.2023	
Впровадження результатів наукових досліджень	ПІДГОТОВКА ДОПОВІДЕЙ	ДО 20.12.2023	
	ВИСТУП НА КОНФЕРЕНЦІЇ	ДО 20.12.2023	

Дата видачі завдання 25 вересня 2023 р.

Студент  Бойчук О.Г.
(підпис)

Керівник роботи  доц. Пашенко О.Г.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка до кваліфікаційної роботи: 57 сторінок, 22 рисунків, 53 посилань.

ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНІ ІЧ-ДЕТЕКТОРИ; ФОТОДІОДИ HgCdTe;
ПРОДУКТИВНІСТЬ VLIP; 2D МАТЕРІАЛЬНІ ФОТОДЕТЕКТОРИ; КАСКАДНІ
ФОТОПРИЙМАЧІ; КОЛОЇДНІ КВАНТОВО-ТОЧКОВІ ФОТОПРИЙМАЧІ

Об'єкт дослідження: Високотемпературні інфрачервоні фотодетектори:
стан і прогноз.

Мета роботи: розгляд стану і прогноз високотемпературні інфрачервоні
фотодетектори: стан і прогноз.

Метод дослідження: порівняльний аналіз високотемпературних
інфрачервоних фотодетекторів

Актуальність: сьогодні важливим напрямком розвитку фотоприймачі та
технологій в цілому є високотемпературні фотоприймачі інфрачервоного
діапазону. Які мають ряд переваг порівняно зі звичайними фотоприймачами.

Область застосування: військова промисловість (ракети з тепловим та
інфрачервоним наведенням), дослідження космічних об'єктів, створення нових
способів передачі даних, та інше.

ABSTRACT

Explanatory note to the qualification work: 57 page, 22 drawings, 53 links

HIGH-TEMPERATURE IR DETECTORS; HgCdTe PHOTODIODES; BLIP PERFORMANCE; 2D MATERIAL PHOTODETECTORS; CASCADE PHOTO RECEIVERS; COLLOIDAL QUANTUM DOT PHOTODETECTORS

Object of research: High-temperature infrared photodetectors: state and prognosis.

The purpose of the work: review of the condition and prognosis of high-temperature infrared photodetectors: condition and prognosis.

Research method: parallel analysis of high-temperature infrared photodetectors.

Relevance: today it is important to immediately open photoreceptors and technologies in the cylinder and high-temperature infrared photoreceptors. I can use a number of advantages with conventional cameras.

Area of stagnation: large industry (missiles with thermal and infrastructural guidance), research of space objects, creation of new methods of data transportation, etc.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ	7
ВСТУП	9
1 КОЕФІЦІЄНТ ЯКОСТІ ДЛЯ МАТЕРІАЛІВ ІЧ-ДЕТЕКТОРА	10
2 МАКСИМАЛЬНА ПРОДУКТИВНІСТЬ ФОТОДІОДА HgCdTe.....	18
3 МІЖЗОННІ КВАНТОВІ КАСКАДНІ ІНФРАЧЕРВОНІ ФОТОДЕТЕКТОРИ (ІВ QСІР)	25
4 ДВОВИМІРНІ МАТЕРІАЛЬНІ ІНФРАЧЕРВОНІ ФОТОДЕТЕКТОРИ	28
5 КОЛОЇДНІ КВАНТОВІ ІНФРАЧЕРВОНІ ФОТОДЕТЕКТОРИ	36
ВИСНОВКИ.....	49
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ	52
ДОДАТОК А.....	Ошибка! Закладка не определена.
ДОДАТОК Б	Ошибка! Закладка не определена.

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ,
СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

АЦП – аналогово-цифровий перетворювач;

ІЧ – інфрачервоний;

ППЗ – пристрій із зарядовим зв'язком;

НН – напівпровідникові нанодроти;

IRPD – інфрачервоний фотоперетворювач;

2D – двомірні;

3D – тривимірне;

AR – наноструктурні просвітлювачі;

APD – лавинний фотодіод;

BLIP – фоновий обмежений інфрачервоний фотодетектор;

CQD – колоїдна квантова точка;

DEWELL-IPs – квантові точки в добре інфрачервоних фотодетекторах;

EOT – надзвичайна оптична передача;

FIR – далеко інфрачервоного;

FPA – решітка фронтальної площини;

HOT – високотемпературний;

LWIR – довгохвильовий ІЧ;

MIR – середній ІЧ;

MOM – метал-оксид-метал;

MSM – напівпровідниковий металевий фотодетектор;

MWIR – середньохвильовий ІЧ;

NIR – ближній ІЧ;

PC – фотонні кристали;

QD – квантова точка;

QDIP – інфрачервоні фотодетектори на основі квантових точок;

QE – квантова ефективність;

QW – квантова яма;

QWIP – інфрачервоні фотодетектори з квантовими ямами;

PBG – фотонна заборонена зона;

RCE – фотодетектор із розширеним резонансним резонатором;

ROIC – кремнієві інтегральні схеми зчитування;

SL – напівпровідникові надгратчасті;

SLS – надгратки напружених шарів;

SWS – субхвильові структури;

TCE – температурний коефіцієнт розширювання;

TMDC – дихалькогеніди перехідних матеріалів;

VLWIR – дуже довгохвильовий ІЧ;

ВСТУП

Домінуючу позицію в технології інфрачервоних (ІЧ) фотонних детекторів все ще займає HgCdTe. Ця матеріальна система надихнула на розробку трьох «поколінь» пристроїв як для військового, так і для цивільного використання. Потреба в охолодженні істотно обмежує широке застосування цієї технології. Віхою в розвитку ІЧ-камер кімнатної температури став винахід матриці мікроболометрів. Однак вони належать до сімейства теплових детекторів, які мають обмежений час відгуку — зазвичай у діапазоні мілісекунд — і не дуже корисні для додатків, що вимагають мультиспектрального виявлення. З цих причин докладаються інтенсивні зусилля для розробки ІЧ-систем на основі фотонних детекторів і підвищення їх робочої температури шляхом зменшення їх розміру, ваги та енергоспоживання (SWaP). У літературі цей клас фотодетекторів називають високотемпературними (HOT), тобто такими, що працюють при температурі, близькій до кімнатної.

Метою цієї роботи є прогноз розвитку ІЧ-детекторів фотонів у наступному десятилітті, що працюють при кімнатній температурі. З цієї причини розглядаються різні системи матеріалів, що використовуються в ІЧ-детекторах. Особливу увагу приділено тим фотодетекторам, продуктивність яких визначається впливом шуму фонового випромінювання (обмеження BLIP) — повністю збідненим фотодіодам PiN HgCdTe, фотодетекторам з 2D матеріалів і ККД.

1 КОЕФІЦІЄНТ ЯКОСТІ ДЛЯ МАТЕРІАЛІВ ІЧ-ДЕТЕКТОРА

Нормована детективність (D^*) є зручним параметром для порівняння ІЧ-фотоприймачів. Як показано Піотровським і Рогальським [2], вона обмежена статистичним характером механізмів генерації та рекомбінації в напівпровіднику і виражається формулою

$$D^* = k \frac{\lambda}{h c} \left(\frac{\alpha}{G_{th}} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

де λ – довжина хвилі;

h – постійна Планка;

c – швидкість світла;

α – коефіцієнт поглинання;

G_{th} – теплогенерація в активному об'ємі ($\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$);

k – коефіцієнт, що залежить від зв'язку випромінювання, наприклад, антибліковим покриттям, мікропорожнинам або плазмонним структурам.

Коефіцієнт якості будь-якого матеріалу ІЧ-детектора, який можна використовувати для прогнозування його кінцевої ефективності, є відношенням коефіцієнта поглинання до швидкості теплогенерації, α/G_{th} . Це також корисно при виборі матеріалу для активної зони детектора.

Після коротких перетворень можна показати, що детективність пропорційна добутку $\sqrt{\alpha\tau}$ [3]:

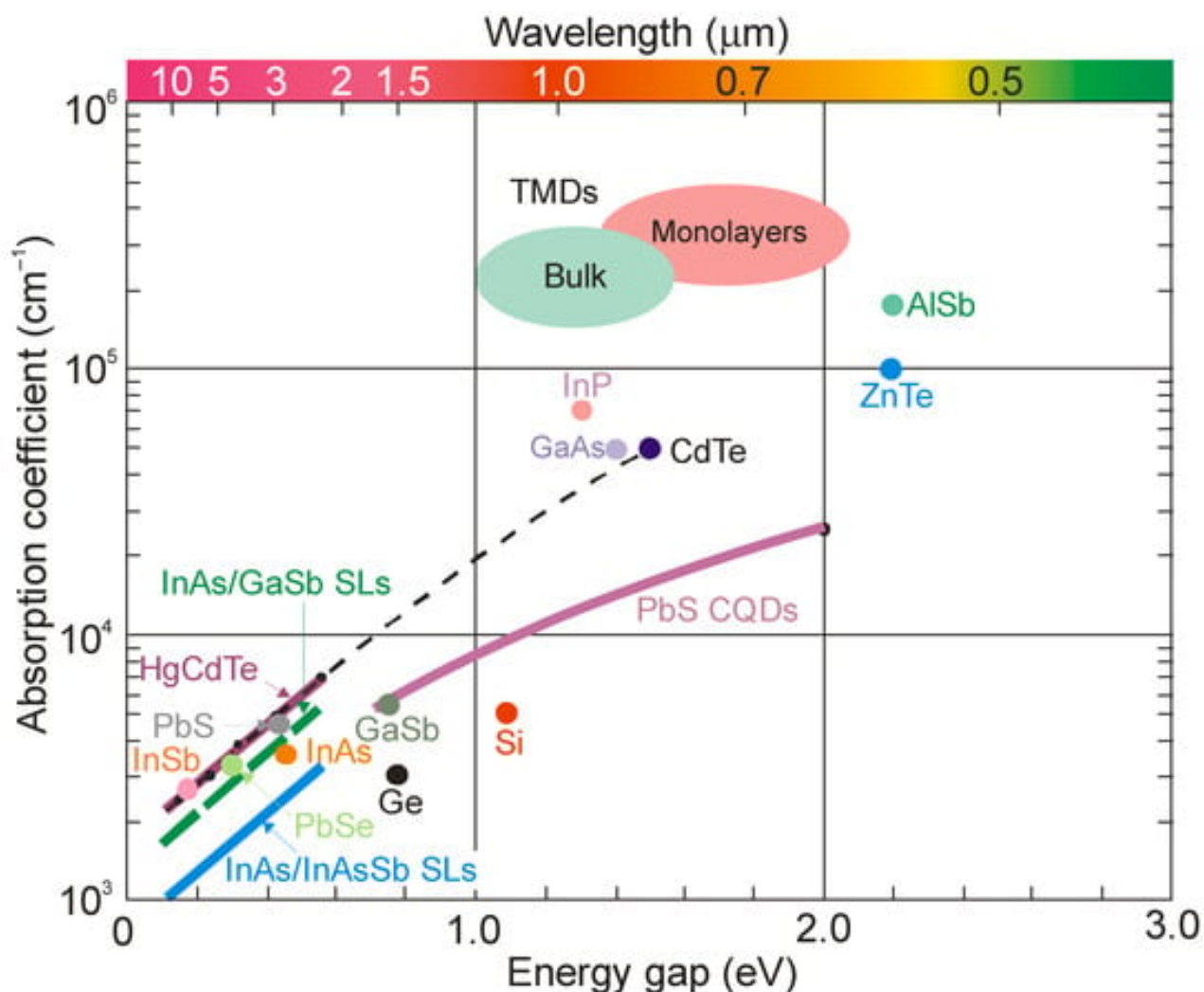
$$D^* \propto \left(\frac{\alpha}{G_{th}} \right)^{1/2} = \left(\frac{\alpha \cdot N_{maj} \cdot \tau}{n_i^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{\sqrt{N_{maj}}}{n_i^2} \right) \cdot \sqrt{\alpha \cdot \tau}, \quad (1.2)$$

де N_{maj} — основна концентрація носіїв;

n_i — власна концентрація носіїв;

τ — тривалість життя неосновних носіїв.

На рисунку 1.1 показано залежність коефіцієнта поглинання від енергії забороненої зони для різних систем матеріалів при кімнатній температурі.



Дані для HgCdTe взяті з [4]. Дихалькогеніди перехідних металів (TMD) (як об'ємні, так і моношари) Mo і W взяті з [7]. Співвідношення $\alpha(E)$ для PbS CQD припускається на основі даних, взятих із ряду інших статей

Рисунок 1.1 – Залежність коефіцієнта поглинання від енергії забороненої зони для вибраних напівпровідникових матеріалів при кімнатній температурі

Коефіцієнт поглинання оцінено для порогової енергії $1,2 \times E_g$, де E_g – ширина забороненої зони напівпровідника. Для HgCdTe експериментальні дані

взяті з роботи Chu et al. [4]. Співвідношення, представлені для надграток, слід розглядати як приблизні через деякі розбіжності в літературі. Загалом, коефіцієнт поглинання для надгратки нижчий, ніж для HgCdTe для заданої енергії забороненої зони. Крім того, коефіцієнт поглинання надгратки InAs/InAsSb типу II (T2SL) приблизно вдвічі менший, ніж у надгратки InAs/GaSb при $\lambda=8$ мкм [5]. Таке ж співвідношення було прийнято для інших довжин хвиль. Результати чисельного моделювання Кліпштейна та ін. [6] також підтвердили слабший коефіцієнт поглинання надграток без Ga.

Двовимірні матеріали походять із шаруватих твердих тіл, у яких атоми з'єднані між собою іонними або тісними ковалентними зв'язками в двовимірній площині, тоді як кожна з цих атомних площин зв'язана між собою слабкими ван-дер-ваальсовими (VdW) взаємодіями вздовж-площинний напрямок. Таке розташування атомів означає, що багато двовимірних матеріалів можна механічно відшарувати від шаруватих твердих тіл VdW. Крім того, завдяки слабким фізичним зв'язкам між окремими атомними площинами можна комбінувати різні двовимірні матеріали разом із можливістю довільного формування гетероструктур.

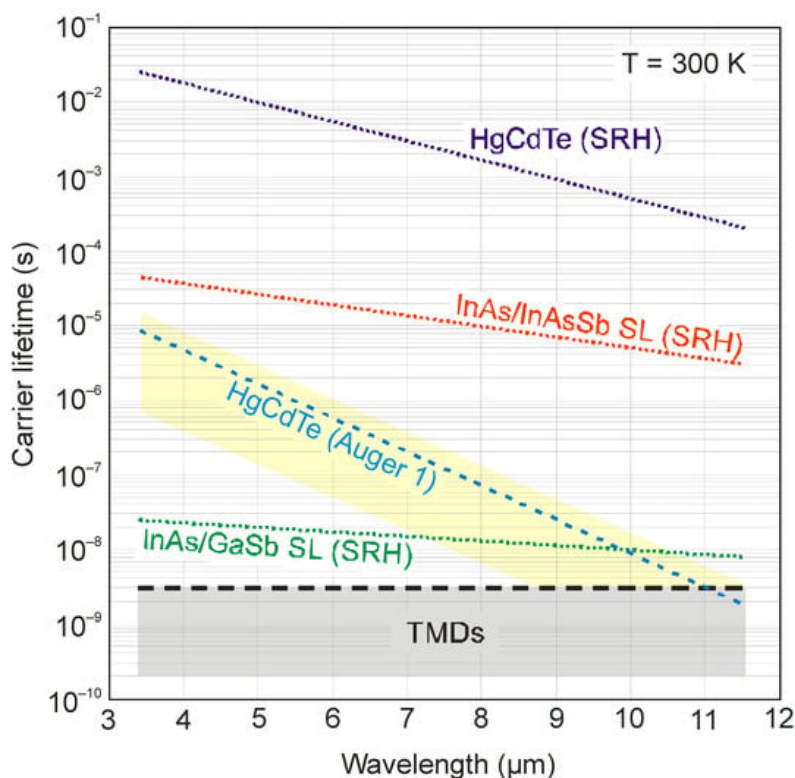
Незважаючи на те, що шаруваті матеріали складаються з тих самих атомів, що й їх масивні аналоги, їх смугові структури відрізняються одна від одної. Наприклад, у випадку дихальогенідів перехідних металів (TMD), таких як MoS₂, MoSe₂, WS₂ і WSe₂, заборонену зону можна регулювати, змінюючи кількість шарів — від меншого непрямого переходу до більшого прямого переходу через ефект квантового обмеження. Тому завдяки регульованій забороненій зоні TMD можуть виявляти світло різних довжин хвиль. Крім того, оптичні та електронні властивості цих матеріалів сильно змінюються через великі деформації.

На основі даних, зібраних у [8] найважливішими висновками щодо коефіцієнтів поглинання TMD та HgCdTe є наступні:

- коефіцієнти поглинання HgCdTe ($E_g \approx 0,1-0,3$ eV) нижче 10^4 см⁻¹, а для TMD ($E_g > 1$ eV) вище 10^5 см⁻¹, і

- для гіпотетичного TMD з енергетичним розривом 0,1–0,2 еВ можна очікувати, що коефіцієнт викиду буде нижче 10^5 см^{-1} .

На рисунку 1.2 показано залежність часу життя неосновних носіїв від довжини хвилі відсікання для різних матеріальних систем при кімнатній температурі [9, 10, 11].



Найвища лінія відноситься до найкращих даних HgCdTe для найнижчого рівня легування в області активного фотодіода приблизно 10^{13} см^{-3} [12]. Тенденції для механізмів Оже були розраховані для HgCdTe і відносяться до внутрішньої концентрації, припускаючи $|F_1 F_2| = 0,15$. В інших напівпровідниках час життя носія, обмежений механізмами Оже, може бути різним залежно від співвідношення ефективних мас та інтегралу перекриття $|F_1 F_2|$. Можливий діапазон позначено жовтим фоном

Рисунок 1.2 – Лінії тренду зібраного часу життя неосновних носіїв у чотирьох матеріальних системах: HgCdTe, InAs/GaSb T2SL, InAs/InAsSb T2SL та TMD

Серед представлених матеріалів HgCdTe характеризується сприятливими механізмами внутрішньої рекомбінації, які визначають тривалий час життя носіїв і сприяють роботі фотодетекторів у ГОРЯЧИХ умовах. Час життя носія злегка легованого HgCdTe (приблизно 10^{13} см^{-3}) визначається механізмом Шоклі–Ріда–Холла (SRH). Як показано в [12], найвищі зареєстровані значення становлять 10 мс і 0,5 мс для середньохвильового інфрачервоного (MWIR) і довгохвильового інфрачервоного (LWIR) поглинача відповідно. Ці значення були визначені за темновими струмами фотодіода при низьких температурах. Розрахунковий термін служби можна взяти для фотодетекторів, що працюють при кімнатній температурі [11]. Тим не менш, слід зазначити, що при 300 К, через високу концентрацію власних носіїв ($6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ у діапазоні MWIR та $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в діапазоні LWIR), час життя неосновних носіїв обмежено Оже механізми — Оже 1 у матеріалі n-типу та Оже 7 у матеріалі p-типу. Типове співвідношення між власними часами життя Оже 1 і Оже 7 у HgCdTe становить $\tau_{\text{Oje1}} \approx 6\tau_{\text{Oje7}}$ [11].

Невідомий механізм створює центри SRH у напівпровідниках із залученням залишкових домішок і природних дефектів. Загалом, сполуки $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ демонструють більш активні центри SRH порівняно з сполуками $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$, включаючи HgCdTe, що призводить до меншого часу життя неосновних носіїв. Наприклад, термін служби носія InAs/GaSb T2SL, обмежений механізмом SRH, зазвичай становить кілька десятків наносекунд як у поглиначах MWIR, так і в LWIR. Вважається, що короткий час життя пояснюється наявністю неглибокого стану поблизу валентної зони GaSb, яка потрапляє безпосередньо в заборонену зону SLS InAs/GaSb. Надгратки InAs/InAsSb, які не містять Ga, демонструють довший час життя, до кількох мікросекунд для області MWIR. У [13] час життя SRH визначався з темнових струмів для найкращих детекторів InAs/InAsSb T2SL. Отримане значення для поглинача MWIR становило 25 мкс, а для поглинача LWIR – 5 мкс.

Однак у порівнянні з HgCdTe з низьким вмістом легованого волокна, час життя носія SRH InAs/InAsSb T2SL на три порядки нижчий для подібної ширини забороненої зони. Передбачається, що механізм рекомбінації SRH пов'язаний з

відхиленням деяких напівпровідників від ідеальної кристалічності. У сплавах $A^{II}B^{VI}$ іонні зв'язки міцніші, ніж у відповідних матеріалах $A^{III}B^{V}$. З цієї причини хвильова функція електронів навколо вузлів решітки є набагато більш компактною, що робить кристалічні решітки сполук $A^{II}B^{VI}$ менш схильними до утворення зонних станів через недосконалість кристала [11].

У таблиці 1.1 представлено розрахунковий $\sqrt{\alpha\tau}$ коефіцієнт добротності для надграток HgCdTe, InAs/GaSb і InAs/InAsSb без Ga.

Таблиця 1.1 – Коефіцієнт добротності $\sqrt{\alpha\tau}$ систем при кімнатній температурі [3]

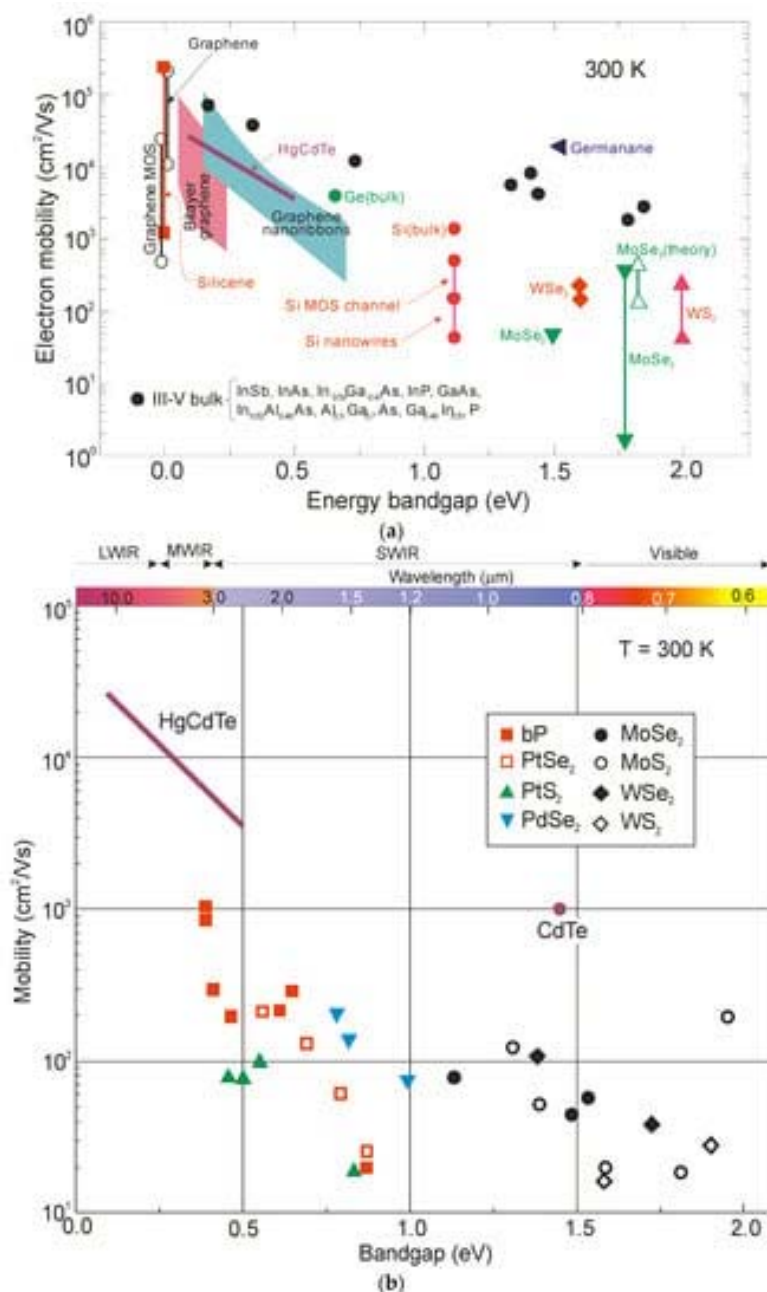
Матеріаль- на система	Параметри матеріалу					$\sqrt{\alpha\tau}$ [(с/см) ^{1/2}]	
	Концентра- ція допінгу	Коефіцієнт поглинання		Термін служби носія		MWIR	LWIR
		MWIR	LWIR	MWIR	LWIR		
HgCdTe	$5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$	$3,2 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$	$2,2 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$	10 нс	0,5 нс	5.66	1.05
InAs/GaSb SL	$5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$	$2,4 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$	$1,6 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$	20 нс	10 нс	$6,9 \times 10^{-3}$	$4,0 \times 10^{-3}$
InAs/InAsSb SL	$5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$	$1,2 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$	$8,0 \times 10^2 \text{ см}^{-1}$	25 мкс	5 мкс	$1,7 \times 10^{-1}$	$6,3 \times 10^{-2}$

Тут слід зазначити, що при 300 К найвищі зареєстровані значення тривалості життя носіїв, обмежені механізмом SRH, можна отримати лише за допомогою відповідної конструкції детектора, в якому внутрішньо генеровані носії будуть зменшені принаймні до рівня легування, або, як і у випадку фотодіода HgCdTe PiN, до повного виснаження поглинача. Між двома типами T2SL різниця в $\sqrt{\alpha\tau}$ значення є порядком величини в LWIR і двома порядками величини в діапазоні MWIR. Краща надрешіткова система має нижчу $\sqrt{\alpha\tau}$

значення порівняно з HgCdTe. Ця різниця в основному зумовлена набагато довшим часом життя носія в HgCdTe, як обговорювалося вище.

Що стосується рисунка 1.2, продемонстрований час життя носія в двовимірних матеріалах знаходиться на рівні наносекунд і приблизно на п'ять порядків менший, ніж для потрійного сплаву HgCdTe. Домінуючим шляхом рекомбінації для TMD (MoS₂, MoSe₂ і WSe₂) є рекомбінація екситонів [14, 15, 16]. Беручи до уваги експериментальні дані, зібрані вище для LWIR HgCdTe ($\alpha=2,2 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$, $\tau=0,5 \text{ нс}$) і TMD ($\alpha=2 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, $\tau=1 \text{ нс}$), також цікаво порівняти розрахунковий $\sqrt{\alpha\tau}$ значення для цих двох матеріальних систем. Для HgCdTe, $\sqrt{\alpha\tau}$ дорівнює $1,05 \text{ (с/см)}^{1/2}$, а для матеріалів TMD – $1,4 \times 10^{-2} \text{ (с/см)}^{1/2}$, що на два порядки менше. Однак це значення, близьке до прогнозованого для InAs/InAsSb T2SL. Слід зазначити, що значення $\sqrt{\alpha\tau}$ було порівняно для напівпровідників із значно різними ширинами забороненої зони. Коефіцієнт поглинання для TMD приймався за енергетичну щільність порядку 1 еВ, а для HgCdTe – 0,1 еВ. Для гіпотетичного 2D матеріалу з вузьким енергетичним зазором (0,1 еВ, як у випадку HgCdTe), коефіцієнт поглинання має бути меншим (приблизно на один порядок), що призведе до ще меншого $\sqrt{\alpha\tau}$ значення порівняно з HgCdTe.

З огляду на рухливість електронів, 2D-матеріали TMD не мають явної переваги перед звичайними 3D-матеріалами. На рисунку 1.3 порівнюється рухливість електронів для вибраних матеріалів, а саме TMDC групи 6, чорного фосфору (bP) і типових благородних TMD на підкладці SiO₂ із зворотним затвором, зі стандартними об'ємними напівпровідниками, що використовуються в ІЧ-детекторі (HgCdTe та A^{III}B^V сплавів) виробництва.



- a) порівняння зі сполуками $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ і потрійним сплавом HgCdTe;
- b) рухливість електронів HgCdTe [17] і залежна від шару рухливість TMDC групи 6, bP і типових благородних TMD на підкладці SiO_2 із зворотним затвором [8]. Інші експериментальні дані надходять з різних джерел

Рисунок 1.3 – Порівняння рухливості електронів при кімнатній температурі вибраних систем шаруватих матеріалів зі стандартними напівпровідниками, які використовуються у виготовленні ІЧ-детекторів

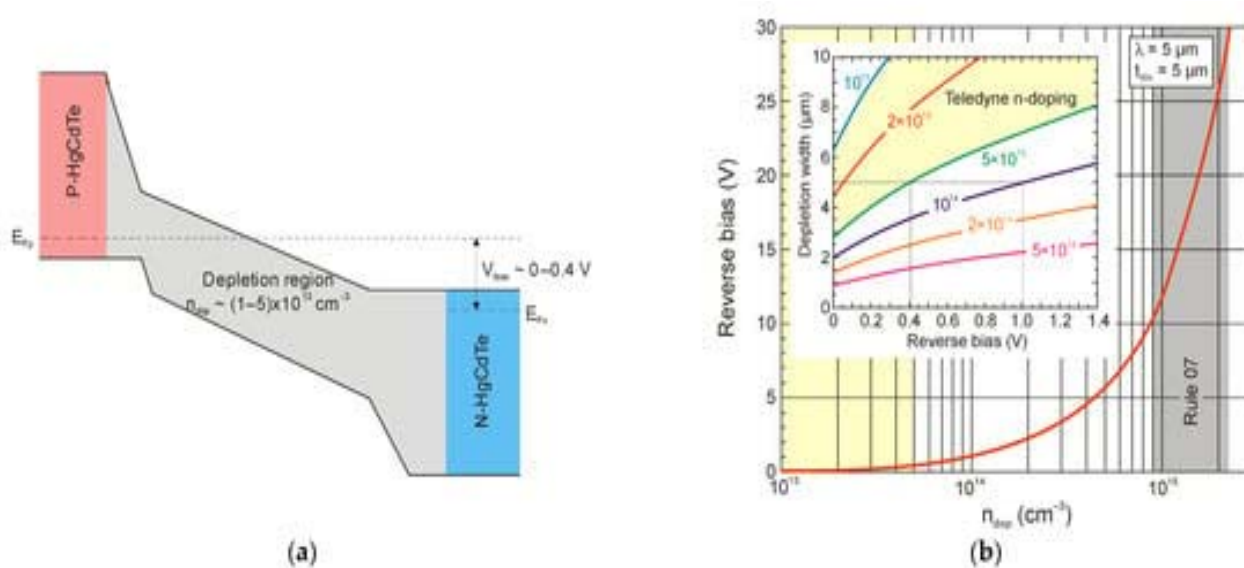
2 МАКСИМАЛЬНА ПРОДУКТИВНІСТЬ ФОТОДІОДА HgCdTe

Протягом понад 60 років, починаючи з 1959 року, коли було відкрито HgCdTe [18], ця матеріальна система успішно долала основні проблеми, пов'язані з різними типами сімейств детекторів, включаючи зовнішній кремній, бар'єри Шоттки на кремнії, пристрої телуриду свинцю та олова, множинні AlGaAs. квантові ями, T2SL і особливо кремнієві мікроболометри. Це призводить до наступного запитання: чи вплине подальший розвиток 2D матеріалів на привілейоване становище HgCdTe?

У літературі прийнято порівнювати характеристики різних типів ПЧ-детекторів із розробленими правилами для HgCdTe, такими як Правило 07 [19] і Правило 22 (оновлення Правила 07) [20], а також Закон 19 [12]. Поки що правило 07 стало дуже поширеним серед IR-спільноти як еталонна технологія. Оскільки перші два правила є емпірично отриманими стандартами для фотодіодів р-оп-n HgCdTe, які обмежені механізмом Оже 1 через концентрацію зовнішнього легування в активній області приблизно 10^{15} см^{-3} для правила 07 та $<10^{15} \text{ см}^{-3}$ для правила 22 очікується, що для активної області з дуже низьким легуванням (близько 10^{13} см^{-3}) значення густини темного струму фотодіода можуть бути нижчими. Однак це не стосується закону 19 через те, що це співвідношення, яке визначається фундаментальним законом – густина темного струму обмежена фоновим випромінюванням з навколишнього середовища, що досягає детектора. Цей струм має вирішальне значення, оскільки він не зумовлений недосконалістю матеріалу, конструкції детектора чи відповідної електроніки, а радше самим процесом виявлення, який визначається дискретною природою поля випромінювання.

На рисунку 2.1 представлена оптимальна структура фотодіода PiN HOT з дуже низькою концентрацією домішки легування приблизно 10^{13} см^{-3} в активній і-області. Області з широким зазором, що оточують поглинач (контактний шар Р-типу та буфер N-типу), діють як бар'єри, зменшуючи темновий струм в

поглиначі, а самі не сприяючи йому, і вони запобігають тунельному струму під зворотним зміщенням. І-активна область може бути повністю виснажена залежно від концентрації легування та зворотної напруги. При діапазоні легування приблизно 10^{15} cm^{-3} (що включає Правило 07), MWIR-поглинач товщиною 5 мкм повністю виснажується шляхом застосування відносно високої зворотної напруги між 10 В і 30 В (Рисунок 2.1 б). Подібні співвідношення існують для фотодіодів LWIR. Однак для діапазону легування, нещодавно досягнутого в Teledyne (від $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ до $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), повністю збуднена і-область досягається для зворотного зміщення від 0,4 до нуля відповідно. Цей діапазон зворотної поляризації фотодіодів зазвичай використовується для зчитування сигналу через ROIC у пікселях масиву.



- а) зонна діаграма фотодіоду зі зворотним зміщенням;
- б) залежність напруги зворотного зміщення розрахована для концентрації легування, необхідної для виснаження MWIR HgCdTe поглинач товщиною 5 мкм;
- Вставка: ширина виснаження проти напруги зворотного зміщення, розрахована для вибраної концентрації легування

Рисунок 2.1 – Схематична енергетична зона фотодіода PiN HgCdTe

Для повністю розрядженого фотодіода PiN густина темного струму можна обчислити за виразом

$$J_{dep} = \frac{q \cdot n_i \cdot t_{dep}}{\tau_{SRH}}, \quad (2.1)$$

де t_{dep} – ширина області виснаження.

Темновий струм виснаження демонструє температурну залежність, задану як n_i .

На рисунку 2.2 підсумовано густини темного струму вибраних ІЧ-детекторів, що працюють при 300 К. Крім того, криві, визначені Правилем 07, Законом 19 і Правилем 22, позначені для цілей порівняння. Крива з позначкою «субстрат вимкнено» відповідає лише межі фонового випромінювання, тоді як «субстрат включено» також обумовлено конструкцією пристрою. Межа випромінювання «на підкладці» збільшується на квадрат показника заломлення підкладки — для CdZnTe він становить 7,3 разів. Загальне фонове випромінювання, що падає на детектор, збільшується за рахунок відбиття випромінювання (випромінюваного з нейтральних областей p-i-N-фотодіода) від межі підкладка–повітря [12, 13].

Як показано на рисунку 2.2, Teledyne і Lynred виготовили повністю збіднені фотодіоди, які працюють на межі випромінювання «на підкладці» в спектральному діапазоні MWIR. Видалення підкладки дає додаткову можливість покращити продуктивність детектора. Продуктивність BLIP має найбільший вплив на густина струму для фотодіодів, що працюють в області LWIR, тоді як для області SWIR перевага використання повністю розряджених пристроїв дуже мала з точки зору темного струму.

Експериментальні дані, показані на рисунку 2.2, зібрано для фотодіодів p-on-n [12, 21] і NPPN HgCdTe [22] та T2SL (бар'єрні та каскадні) фотодетектори [23, 24, 25, 26]. Найменші щільності струму відзначені для фотоприймачів з 2D

матеріалів. Значення густини струму для останніх оцінено за даними відповідних робіт [27, 28, 29, 30]. Крім того, позначено густину темного струму для MWIR CQD HgTe фотодіода [31].

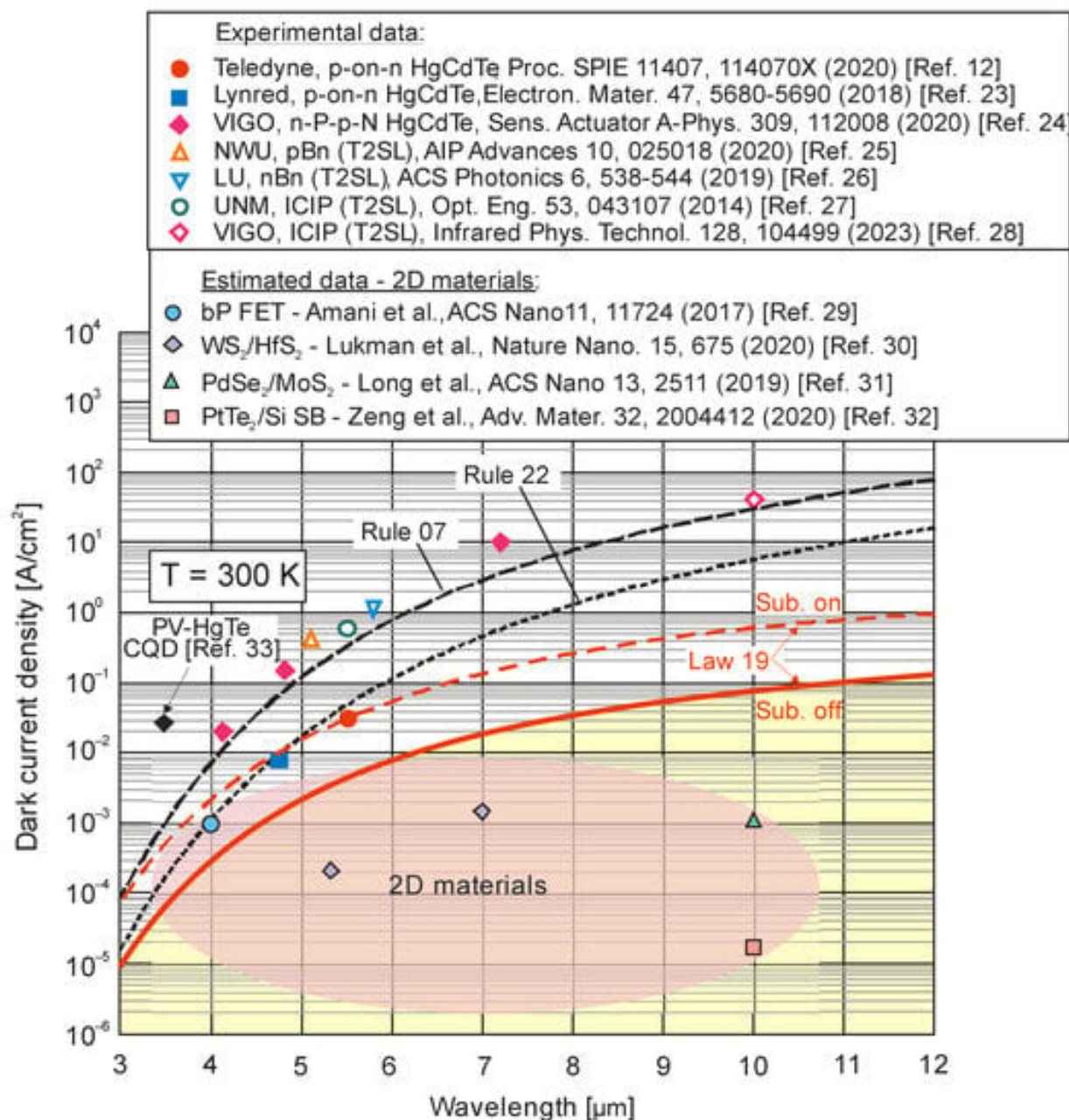
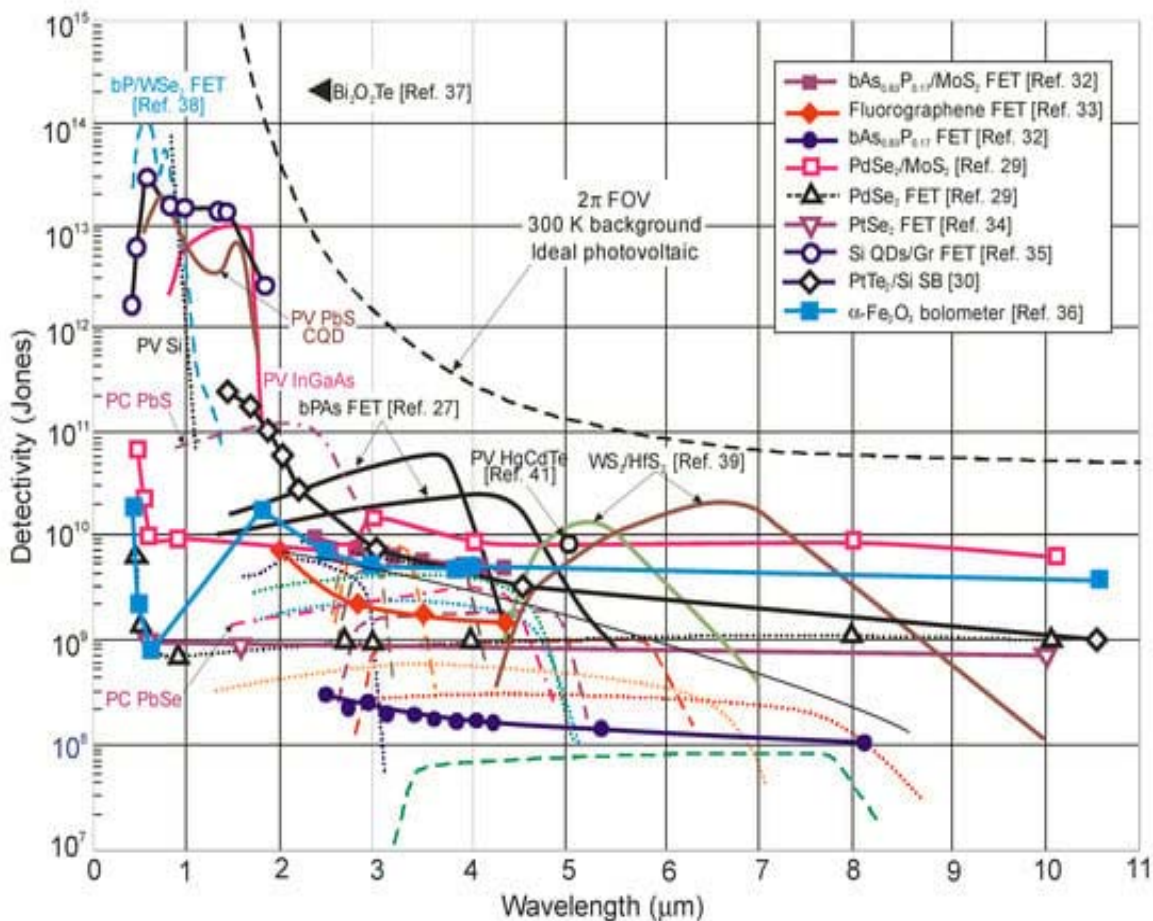


Рисунок 2.2 – Опубліковані дані про густину темного струму для вибраних ІЧ-фотодетекторів при 300 К у порівнянні з HgCdTe Правилем 07, Правилем 22 і Законом 19

На рисунку 2.3 зібрано спектральні показники виявлення, опубліковані в літературі для різних груп одноелементних ІЧ-фотодетекторів, що працюють при кімнатній температурі, включно з тими, які виготовлені з низькорозмірних твердих тіл, таких як 2D-матеріали. Продуктивність стандартних фотодетекторів із HgCdTe, T2SLs, халькогенідів свинцю (PbS і PbSe) та InGaAs нижче BLIP.



Штриховані лінії – фотодіоди PC-PbS і PC-PbSe, HgCdTe [40, 41];

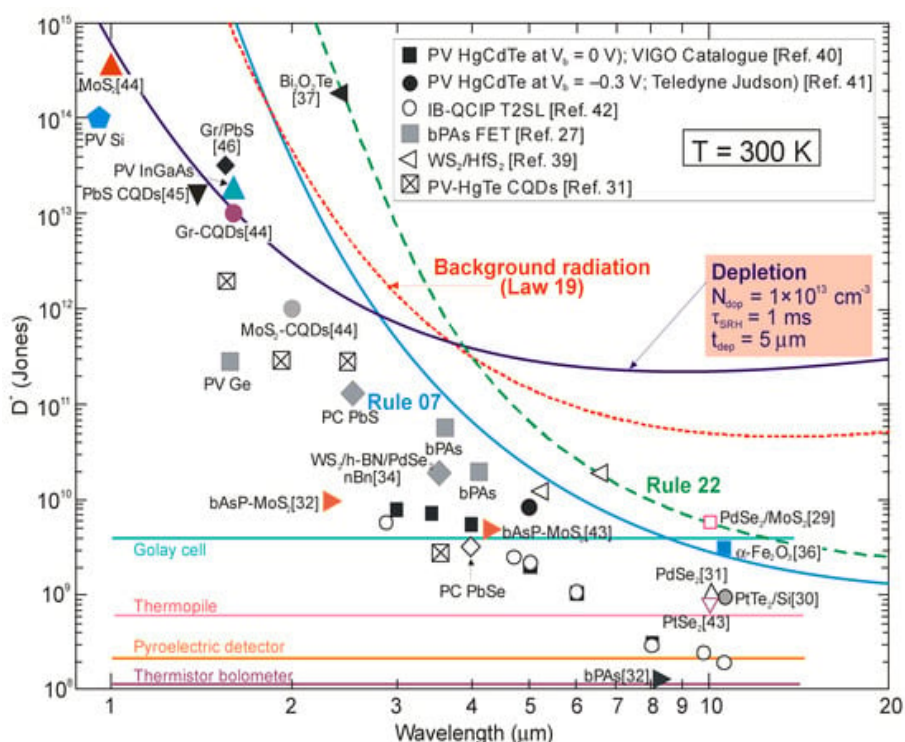
Спектральні криві виявлення T2SL ІВ QCIP позначені пунктирними лініями [42];

PC—фотопровідник, PV—фотодіод, FET—польовий транзистор

Рисунок 2.3 – Спектральні криві виявлення при кімнатній температурі для вибраних 2D-матеріалів фотодетекторів [27, 29, 30, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39] і комерційно доступних фотодетекторів (PV – Si та PV – InGaAs)

Цікаво відзначити, що продуктивність міжзонних квантових каскадних інфрачервоних фотодетекторів (ІВ QCIP) на основі T2SL порівнянна з HgCdTe. Як показано в Розділі 2 цієї роботи, прийняття стандарту α/G -го теоретично вказує на кращу продуктивність фотодіодів HgCdTe порівняно з двовимірними фотодетекторами. Однак літературні дані, зібрані на рисунку 2.3 для 2D фотодетекторів, суперечать цьому висновку, а додаткові міркування наведено в Розділі 5 цієї роботи.

На рисунку 2.4 показано поточну продуктивність фотодетекторів НОТ і в той же час вказує на майбутні можливі подальші розробки. На поточному етапі розвитку технології HgCdTe напівемпіричне правило 07 не відповідає початковим припущенням [12, 43].



PV - Si та PV - Ge, PV - InGaAs, PC - PbS та PC - PbSe, PV - HgCdTe [40, 41]

Рисунок 2.4 – Дані спектральної детектативності при кімнатній температурі для комерційно доступних ІЧ-фотодетекторів

Експериментальні дані, наведені на рисунку 2.4 для ІВ QСІР на основі Т2SL [42], вибраних 2D матеріалів [27, 29, 30, 32, 34, 36, 37, 43, 44, 45, 46] і СQD [31]. Теоретичні розрахунки (крива позначена як «Depletion») виконані для фотодіодів РіN НОТ HgCdTe за умови $\tau_{SRH}=1$ мс, рівня легування поглинача $1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ і товщини активної області $t=5$ мкм. Також позначені для порівняння криві, визначені Правилем 07 і Правилем 22. РС — фотопровідник, РV — фотодіод, FET — польові транзистори. Типові значення виявлення теплових детекторів (термісторний болометр, піроелектричний детектор, термобатарея та осередок Голея) також позначені для порівняння.

На цьому етапі слід зазначити, що ця метрика тісно пов'язана з фотодіодом р-оп-п, обмеженим механізмом Оже 1 через концентрацію зовнішнього легування в активній області приблизно 10^{15} см^{-3} . З рисунку 2.4 видно, що відповідно до Закону 19 виявлювальна здатність фотодіодів РіN HgCdTe з легуванням на рівні $1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, що працюють за кімнатної температури в спектральному діапазоні понад 3 мкм, обмежена фоновим випромінюванням (з D^* рівень вище 10^{10} Джонса) і може бути покращений більш ніж на один порядок порівняно з передбаченнями Правила 07 у спектральній області LWIR. Серед систем матеріалів, які використовуються для виготовлення фотодетектора НОТ LWIR, лише HgCdTe відповідає очікуванням, необхідним для досягнення умов VLIP: низьке легування на рівні 10^{13} см^{-3} і високий час життя носія SRH у діапазоні 1 мс.

3 МІЖЗОННІ КВАНТОВІ КАСКАДНІ ІНФРАЧЕРВОНІ ФОТОДЕТЕКТОРИ (ІВ QCIP)

Як відомо, чутливість звичайних фотодіодів тісно пов'язана з довжиною дифузії, і збільшення товщини поглинача, що перевищує довжину дифузії, більше не дає бажаного покращення у відношенні сигнал/шум (S/N). Іншими словами, коли глибина поглинання більша за довжину дифузії, як для фотодіодів HgCdTe, що працюють у спектральному діапазоні LWIR, лише обмежена частка фотогенерованих носіїв заряду робить внесок у квантову ефективність (QE). Особливо при високих температурах, де довжина дифузії зазвичай зменшується, цей ефект найбільш виражений.

Щоб обійти обмеження зменшеної дифузійної довжини, нові конструкції детекторів, такі як міжсубзонні (IS) амбіполярні квантові каскадні фотодетектори (IS QCIP), похідні від інфрачервоних фотодетекторів з квантовими ямами (QWIP) і квантових каскадних лазерів (QCL), були представлені на початку 2000-х для суттєвого підвищення ефективності поглинання [47]. Відмінною рисою цього типу фотодетекторів є те, що вони можуть бути реалізовані в хімічно стабільних системах матеріалів з добре налагодженим епітаксіальним зростанням, таких як молекулярно-променева епітаксія (МВЕ), і технології обробки пристроїв. Більшість перехідних пристроїв на основі ІС виготовлено на основі матеріалів $A^{III}B^V$: КЯ GaAs із узгодженими з AlGaAs бар'єрами або КЯ InGaAs із узгодженими з AlInAs бар'єрами. Вони також характеризуються кращою рівномірністю та меншим поверхневим струмом витоку.

Однак в останнє десятиліття було показано, що міжзонні (ІВ) уніполярні QCIP на основі надграток типу II $A^{III}B^V$ є більш ефективними пристроями. Ефективність ІВ QCIP вища, ніж у IS QCIP, головним чином завдяки значно довшому терміну служби несучої, що перетворюється на два порядки нижчої густини струму насичення для ІВ QCIP, ніж досягнуто для IS QCIP, рисунок 3.1.

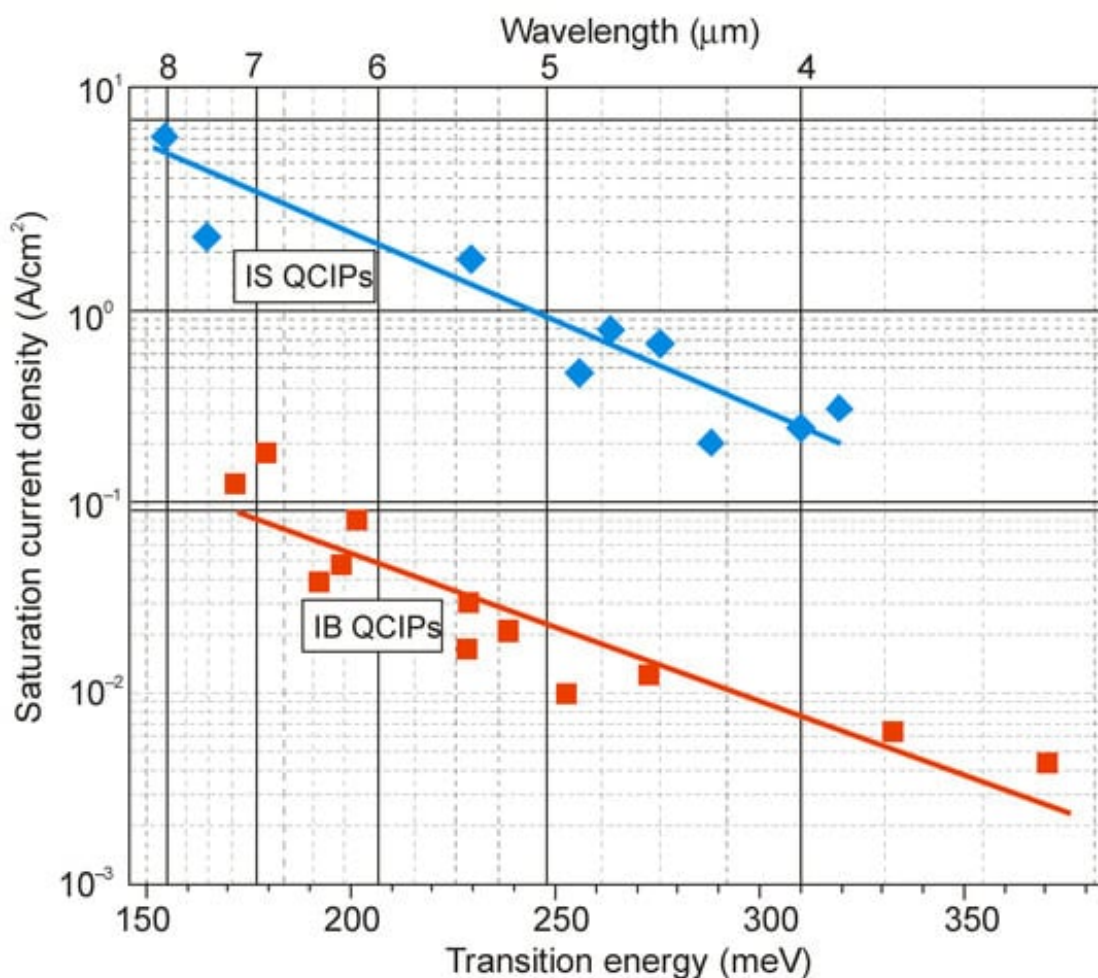


Рисунок 3.1 – Густина струму насичення при кімнатній температурі QCIP IS та IB [48]

На рисунку 3.2 порівнюються розрахункові пікові показники виявлення, обмежені шумом Джонсона (на основі вимірюного добутку R_0A та чутливості при нульовому зміщенні) для обох типів QCIP із комерційно доступними фотоелектричними детекторами HgCdTe. Чітко показано, що продуктивність IB QCIP порівнянна з продуктивністю HgCdTe. Додатковою перевагою QCIP є те, що завдяки міцним ковалентним зв'язкам напівпровідників A^{III}B^V вони можуть працювати при температурах до 350 °C, що неможливо для аналога HgCdTe. Однак складні структури IB QCP з багатьма інтерфейсами та напруженими тонкими шарами є головною проблемою в розвитку технологій, також через збільшення витрат на виробництво. Поки що спроби отримати високоякісну

інфрачервону детекторну матрицю з пікселями ІВ QCIP не дуже оптимістичні. Мінімальна шумова еквівалентна різниця температур (NEDT) 28 мК за тривалого часу інтегрування (до 30 мс) була отримана при 120 К з оптикою $f/2,3$ з використанням матриці фокальної площини 320×240 (розмір пікселя 24×24 мкм²) і стандартну комерційну технологію схеми зчитування [49]. Однак у довгостроковій перспективі гнучкість конструкцій конструкції та параметрів матеріалів надає величезні можливості для покращення їх продуктивності.

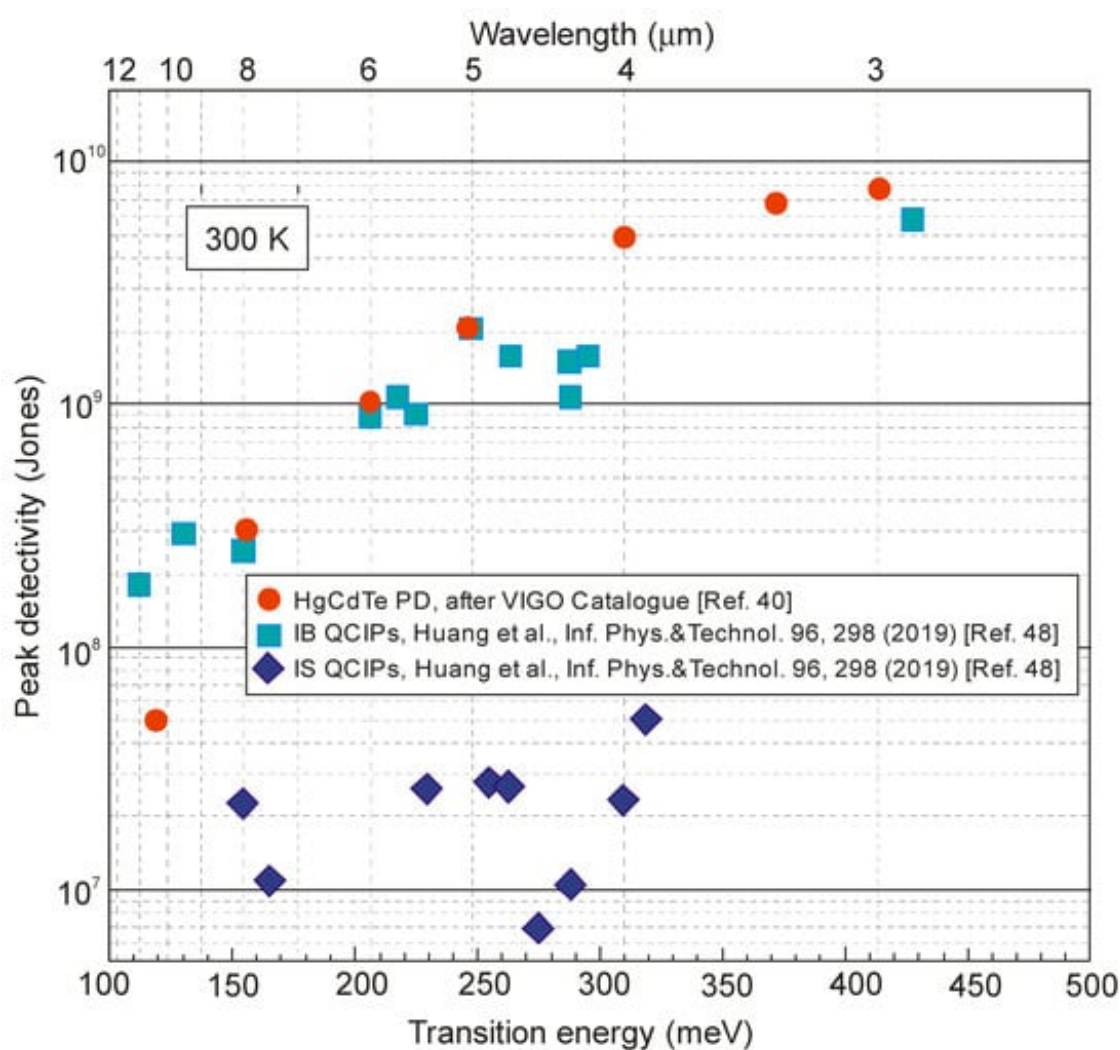


Рисунок 3.2 – Залежність пікової детективної здатності при кімнатній температурі від енергії переходу та довжини хвилі для ІВ та ІС QCIP [48] у порівнянні з комерційними фотодіодами HgCdTe [40]

4 ДВОВИМІРНІ МАТЕРІАЛЬНІ ІНФРАЧЕРВОНІ ФОТОДЕТЕКТОРИ

Двовимірні матеріали є перспективними середовищами для високоефективних фотодетекторів, що працюють у широкому спектральному діапазоні, завдяки новим і незвичайним властивостям, таким як:

- електронні стани з типовою товщиною менше ніж 10 нм легко налаштовуються зовнішніми полями (наприклад, сегнетоелектричним полем, електростатичним полем, індукованим затвором, і локалізованим полем фотостропорювання);

- ширина забороненої зони, що варіюється від 0 еВ для графену до 6 еВ для гексагонального нітриду бору (h-BN), дає змогу виробляти фотодетектори, які працюють від ультрафіолетового (УФ) до далекого ІЧ або навіть терагерцового (ТГц);

- ширина забороненої зони тісно пов'язана з кількістю шарів — зі збільшенням кількості шарів ширина забороненої зони зменшується;

- для деяких TMD, таких як MoS₂, MoSe₂, WS₂ і WSe₂, моноатомні шари є напівпровідниками з прямою забороненою зоною, тоді як об'ємні матеріали є напівпровідниками з непрямою забороненою зоною.

Через те, що немає потреби звертати увагу на узгодження решітки, як у звичайних напівпровідниках, випадкове укладання та виготовлення 2D матеріалів є величезною перевагою. Стопка атомних площин, розміщених одна на одній, утримуваних разом силами VdW, не залишає звисаючих зв'язків, що сприяє виготовленню пристроїв вертикальної гетероструктури. Крім того, слабка взаємодія VdW дозволяє розробляти 2D-матеріали у великому масштабі, незалежно від підкладки, і інтегрувати 2D-матеріали в кремнієві чіпи, що представляє величезний потенціал у виробництві електронних та оптоелектронних пристроїв.

Однак на сучасному етапі розвитку технології наступні проблеми впливають на розробку двовимірних фотодетекторів матеріалів:

- вони сприйнятливі до абсорбтивів через їхню атомну товщину, дефекти та легування;

- вони значно відстають від традиційних інфрачервоних технологій матеріалів, включаючи низькоякісні гетеропереходи між моношарами вертикально складених ТМД;

- вони не демонструють явної переваги перед звичайними 3D об'ємними матеріалами, і, крім того, рухливість носія змінюється вздовж різних орієнтацій кристалів (внаслідок цього конструкція пристроїв уздовж бажаного напрямку є вирішальною для високої чутливості та короткої постійної часу);

- їх продуктивність, у більшості випадків, визначається характером укладання шарів (скручування, відстань тощо) та їх середовищем (деформація, тиск тощо);

- незважаючи на великий коефіцієнт поглинання, атомарно тонкі матеріали непридатні для інтенсивного світла, що призводить до поганого лінійного динамічного діапазону.

Незважаючи на зазначені недоліки, новий клас матеріалів (2D матеріали та квантові точки/нанодропи) може конкурувати зі стандартними комерційними фотодетекторами. На цю тему було опубліковано багато робіт; деякі з них мають надмірний ентузіазм.

На рисунку 2.2 показано, що оцінені густини темного струму для двовимірних фотодетекторів із матеріалу, вибрані з літератури, представляють рекордні/найнижчі значення на сьогодні для фотодетекторів, що працюють при кімнатній температурі. З іншого боку, на рисунках 2.3 і 2.4 показані опубліковані вище показники виявлення двовимірних шаруватих фотодетекторів порівняно з комерційно доступними стандартними детекторами, включаючи фотодіоди з HgCdTe. Доступна література описує продуктивність фотодетектора, яка перевищує фізичну межу — обмежену впливом фонового випромінювання. Найкраще це видно на рисунках 2.2 і 4.1. На цьому другому рисунку представлені експериментальні значення густини темного струму проти зворотного добутку $\lambda_c T$ широкої групи фотодетекторів, що працюють при 300 К.

Червона крива теоретично розрахована відповідно до метрики Закону 19, тобто вона визначає темнову густину струму в результаті впливу фонового випромінювання в полі зору 2π (FOV) і 300 К. Виділені значення на рисунку 10 були отримані з текстів, таблиць або графіків, включених у доступні публікації. Для фотодетекторів із 2D-матеріалів густина темного струму оцінюється на основі наявних даних в опублікованих статтях.

Експериментальні дані, наведені на рисунку 4.1, представлені для р-он-п фотодіодів HgCdTe [20, 50] та альтернативних технологій [29, 48, 51, 52, 53], включаючи 2D матеріали [27, 28, 29, 30, 37] та CQD [31]. Червона крива розрахована теоретично відповідно до еталонного показника Закону 19 для 2π FOV і 300 К.

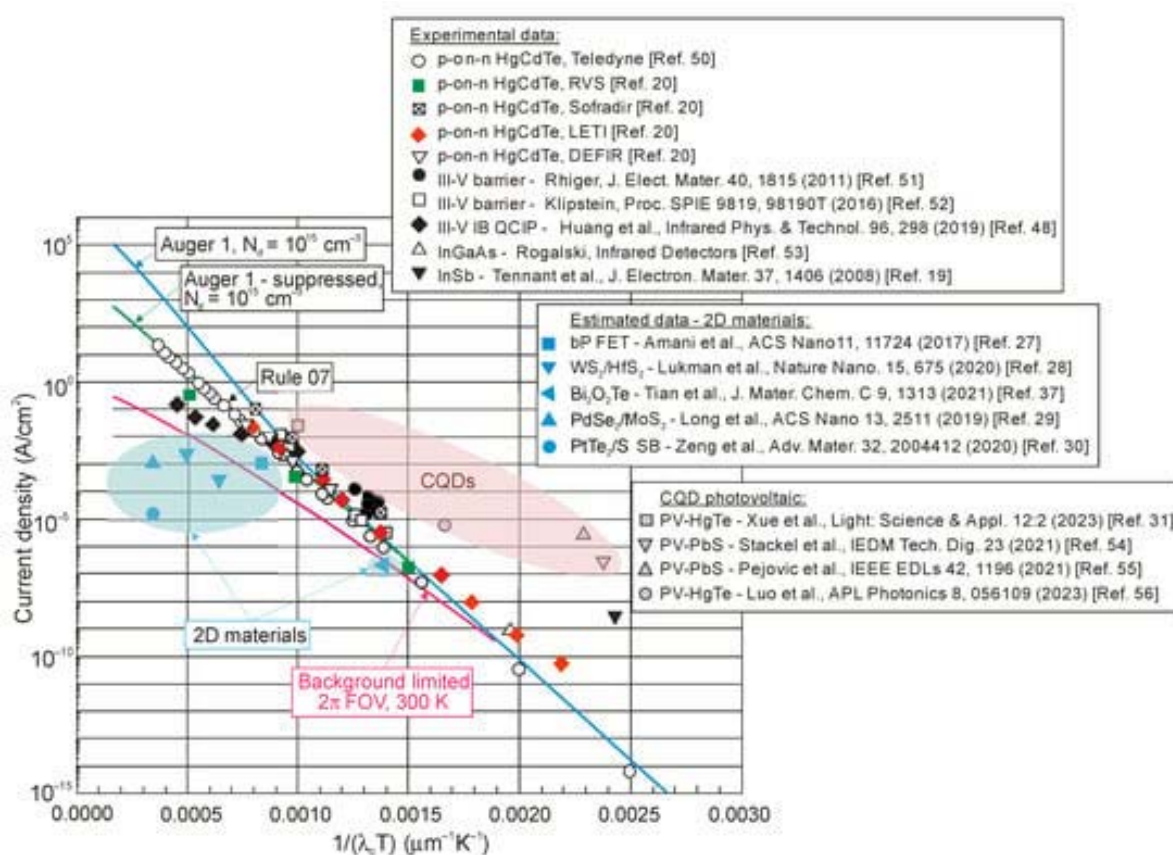


Рисунок 4.1 – Густина струму фотодіодів р-он-п HgCdTe в залежності від продукту $1/(\lambda_c T)$ [50]

Автори кількох опублікованих робіт підкреслили випадки, коли продуктивність двовимірних шаруватих фотодетекторів переоцінена через відсутність точно визначених процедур для їх характеристики. Як показано, неправильна інтерпретація продуктивності багат шарового фотодетектора пов'язана з

- неправильні оцінки шуму;
- неправильний розрахунок активної площі приладу та щільності потужності випромінювання;
- суперечлива смуга пропускання вимірюваної чутливості та шуму.

Шуми удару та шуми генерації-рекомбінації (GR) залежать від коефіцієнта фотопровідності g . Реалізація некоректного вираження дробового шуму ($I_{sh} = \sqrt{2qI\Delta f}$) замість $I_{sh} = \sqrt{2qIg\Delta f}$ призводить до хибного збільшення співвідношення сигнал/шум (SNR) у раз \sqrt{g} . Останнє рівняння показує, що похибка обчислення дробового шуму зростає для більшого підсилення, і це надзвичайно важливо для фотодетекторів із високим внутрішнім підсиленням.

Розробка низькорозмірного твердотілого фотодетектора (LDS) вимагає належних процедур визначення характеристик, які відповідають тим, які використовуються для типових масових фотодетекторів.

Серед фототранзисторів найефективніші двовимірні фотодетектори. На рисунку 4.2 пояснюється, як працює фототранзистор, який нагадує простий фотопровідник, де сигнал спричинений генерацією електронно-діркової пари, коли один тип носія затримується локалізованими станами (наночастинками та дефектами). Як правило, коефіцієнт фотопровідності можна просто обчислити за співвідношенням часу життя носія до часу проходження між контактами детектора. Коли довжина дрейфу носія перевищує відстань до контакту, заряд, зміщений з одного електрода, миттєво замінюється ін'єкцією рівного вільного заряду на другому контакті, змушуючи вільний заряд циркулювати в ланцюзі до рекомбінації, що призводить до посилення сигналу - фотоелектричне посилення. Активна область фототранзистора відокремлена від підкладки ізолятором, що

дозволяє застосовувати напругу затвора V_{GS} для керування транспортуванням носія в активній області. Було виявлено, що активна область більш сприйнятлива до локального електричного поля, ніж типові масивні матеріали, і оптична генерація може сильно модулювати провідність каналу зовнішньою напругою на затворі V_{GS} . За таких умов можна досягти значно більшого оптичного посилення. Однак, як правило, коефіцієнт підсилення фототранзисторів може суттєво змінюватися в залежності від напруги затвора через контрольовану затвором кількість станів пасток.

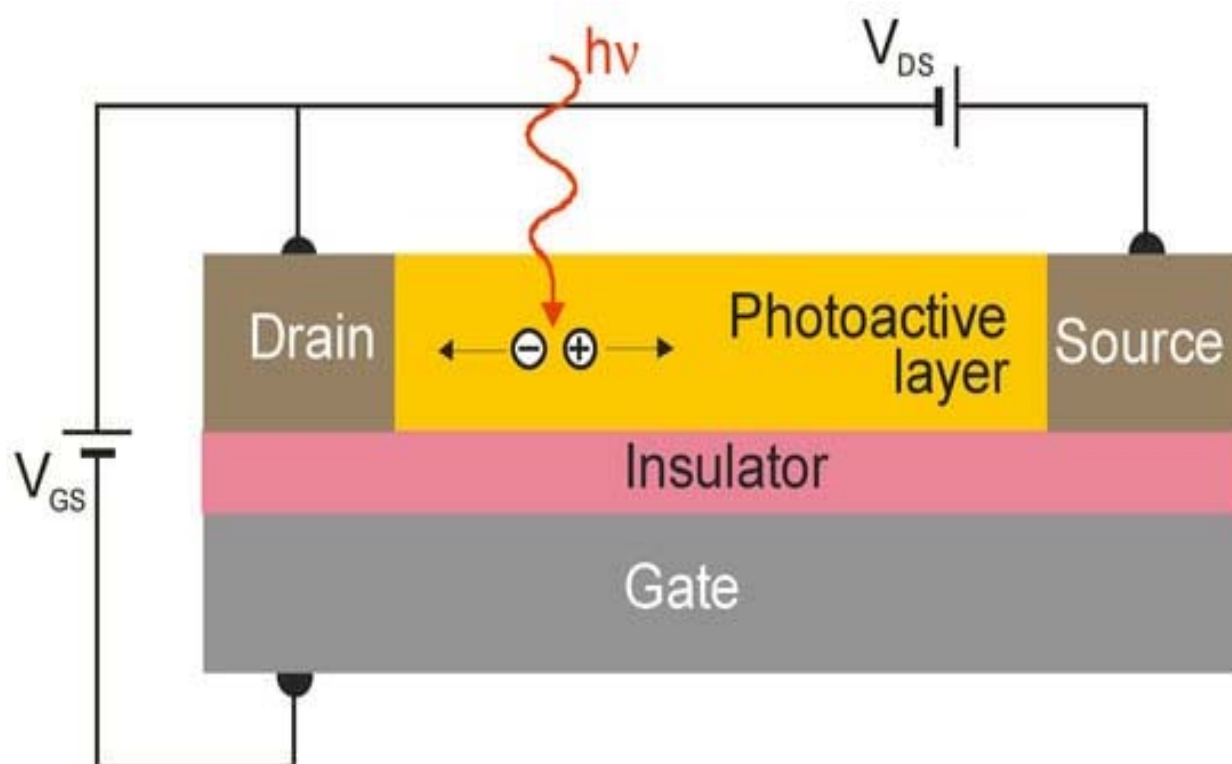
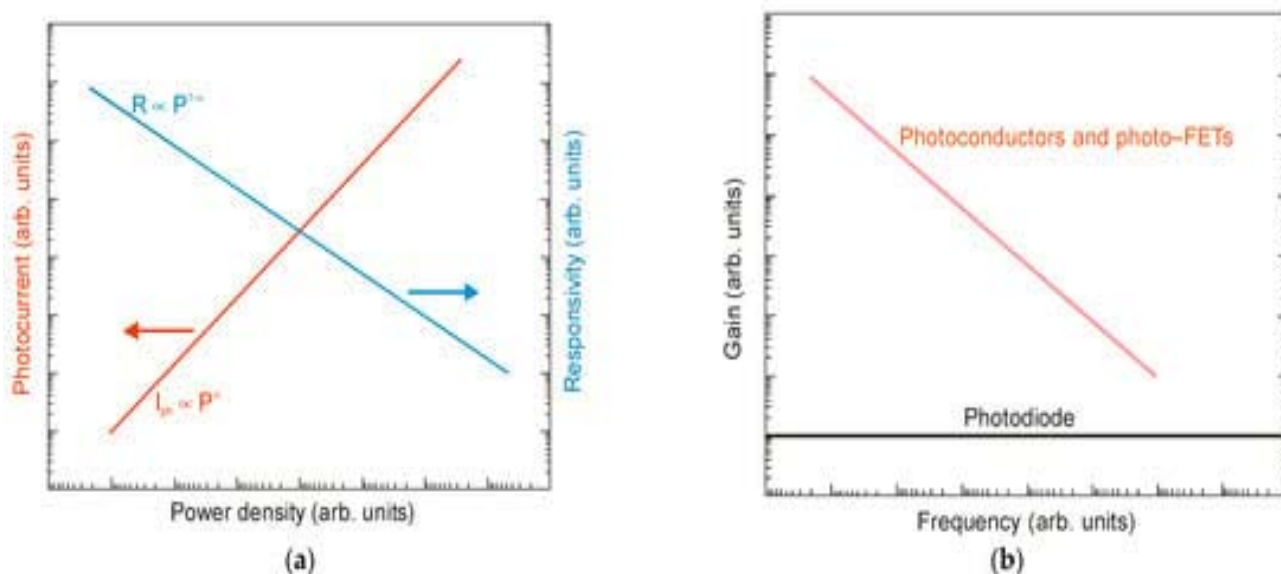


Рисунок 4.2 – Модель фототранзистора. Сигнал струму зазвичай перетворюється на підсилювач струмового режиму

Нижче буде показано різницю в динамічній поведінці між звичайними та багатошаровими ІЧ-фотодетекторами.

Практичні застосування вимагають високоефективних фотодетекторів, що характеризуються широким і лінійним динамічним діапазоном роботи, що означає, що фотострум має лінійну залежність від потужності падаючого випромінювання до насичення поглинання. У цьому випадку $I_{ph} \propto P^\alpha$, де α близьке

до 1. Однак у випадку фотоприймачів LDS, у тому числі фотоприймачів з 2D матеріалів, часто зустрічається неєдиничний показник $0 < \alpha < 1$, що пов'язано зі складною механізми генерації-рекомбінації та захоплення носіїв. Чутливість визначається за формулою $R = I_{ph}/P$, тому $R \propto P^{-(1-\alpha)}$. На рисунку 4.3, а показана залежність сумарного фотоструму та чутливості нелінійної потужності випромінювання. Якщо рівень падаючого випромінювання збільшується, носії поступово захоплюються, що призводить до повного заповнення пастки та зменшення часу життя носіїв і фотоелектричного посилення. Коефіцієнт посилення фотокондуктора пропорційний терміну служби, тоді як смуга пропускання відгуку обернено пропорційна терміну служби носія. Звідси випливає, що коефіцієнт підсилення \times добуток пропускну здатності фотопровідника обмежений — дивіться рисунок 4.3 б.



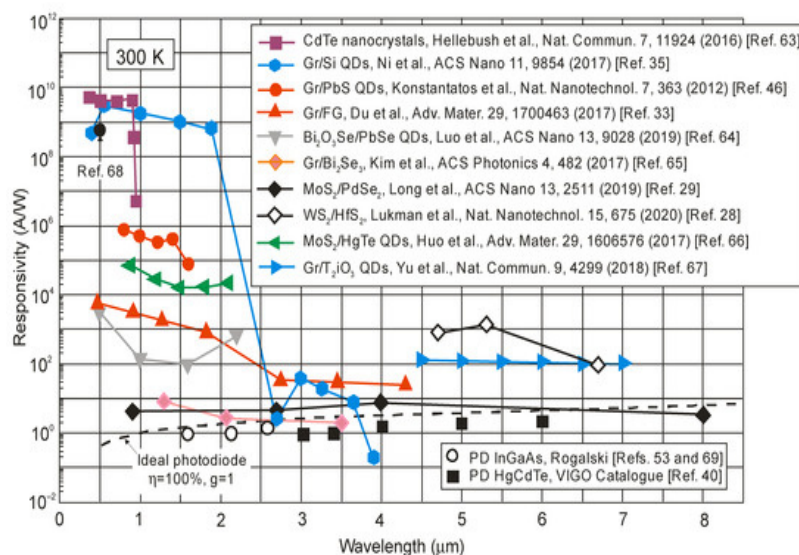
a) – залежність сумарного фотоструму та потужності випромінювання чутливості;

b) - співвідношення між посиленням і частотою

Рисунок 4.3 – Динамічні характеристики фотоприймачів

У діапазоні малої потужності падаючого випромінювання чутливість не змінюється через високу густина станів пастки. Загалом, однак, опубліковані в літературі значення чутливості не є критерієм для порівняння якості фотодетекторів, оскільки вони вимірюються для різних густин потужності падаючого випромінювання. Передбачається, що для визначення поточної чутливості фотодетекторів зазвичай використовують густина потужності падаючого випромінювання, яка становить кілька порядків величини <1 мВт/см².

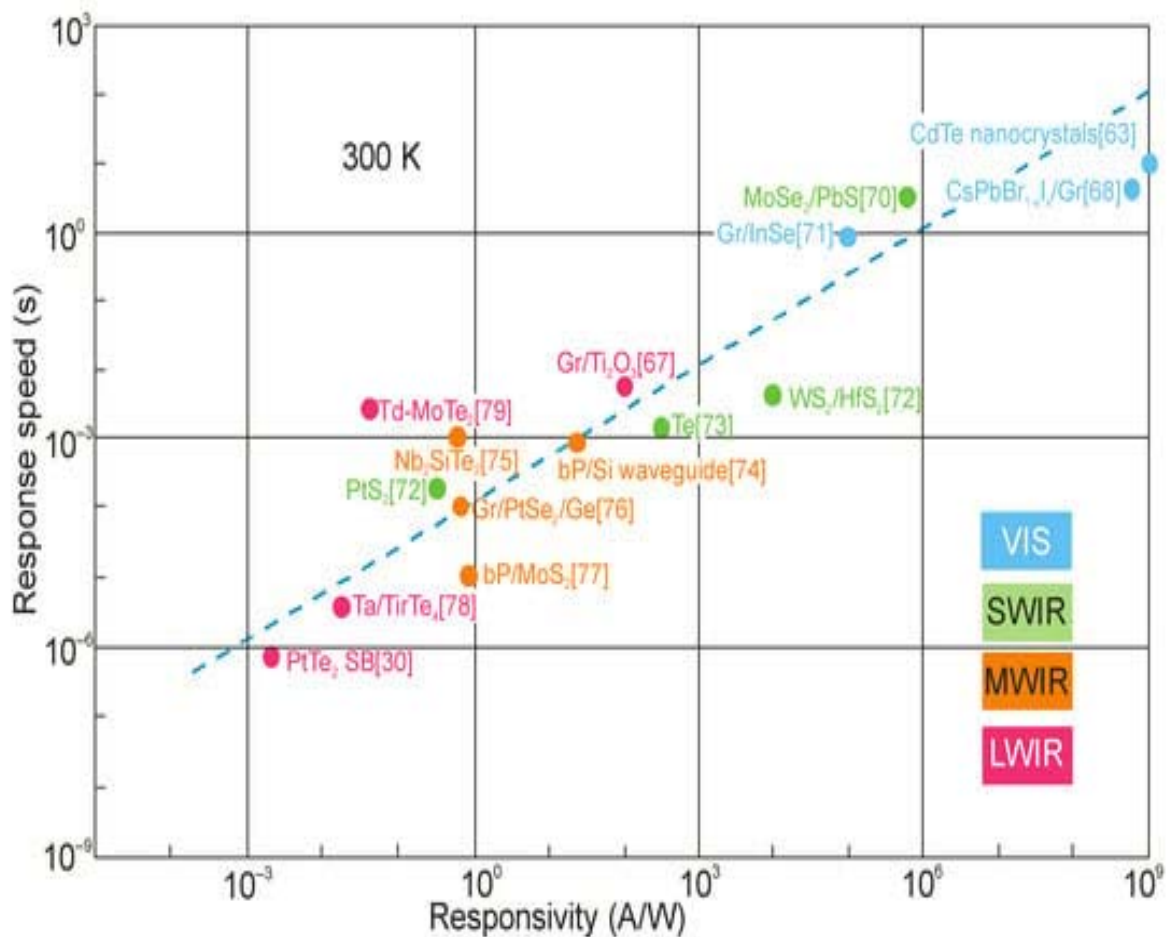
На рисунку 4.4 підсумовано [28, 29, 33, 35, 46] чутливість вибраних пристроїв LDS, включаючи 2D-матеріальні фотодетектори, з чутливістю струму, що досягає приблизно 10^{10} А/Вт і надвисокою отримати $>10^9$ електронів на фотон, для довжини хвилі <2 мкм. Коефіцієнт фотоелектричного підсилення фотодіодів InGaAs і HgCdTe = 1 через розділення неосновних носіїв електричним полем області виснаження. Для фотодетекторів LDS високочутливі детектори мають низьку швидкість відгуку, не залежать від спектрального діапазону та підтверджуються експериментальними даними, представленими на рисунку 4.5 (від видимого (VIS), через SWIR та MWIR до LWIR).



Продуктивність комерційно доступних фотодіодів HgCdTe [40] та InGaAs [53] представлена разом із прогнозованою теоретичною кривою

Рисунок 4.4 – Поточна чутливість ІЧ фотодетекторів LDS при 300 К [28, 29, 33, 35, 46]

Для фотодетекторів LDS у видимому діапазоні спостерігається час відгуку до кількох секунд. Це складно досягти як високої фоточутливості, так і швидкої реакції одночасно.



Експериментальні дані взято з літератури з позначками [30, 51, 53]

Рисунок 4.5 – Зв'язок між поточною чутливістю та швидкістю відгуку для 2D фотодетекторів, що працюють у широкому діапазоні ІЧ-спектру при 300 К

5 КОЛОЇДНІ КВАНТОВІ ІНФРАЧЕРВОНІ ФОТОДЕТЕКТОРИ

Розробка фотодетекторів на основі квантових точок (з 1990-х років) відбулася еволюцією від епітаксiallyно вирощених самозбірних детекторів з квантовими точками до нового покоління пристроїв на основі колоїдних нанокристалів. Особливий розвиток останнього спостерігається в останнє десятиліття, де активна область базується на 3D напівпровідникових наночастинках. CQD пропонують потенційну альтернативу InGaAs, InSb, InAsSb і HgCdTe, а також T2SL в спектральних областях SWIR і MWIR. Зазвичай вони виготовляються за допомогою провідних полімерно-нанокристалічних сумішей або нанокомпозитів. Нанокомпозити характеризуються вузькозонною енергією, наприклад, сполуки $A^{II}B^{VI}$ (HgTe, HgSe) і сполуки $A^{IV}B^{VI}$ (PbS або PbSe).

Повідомлялося про ранні дослідження детекторів на основі CQD для фотопровідників від NIR до MWIR. Незважаючи на простоту архітектури пристроїв, їх продуктивність була обмежена темновими струмами, шумом $1/f$ і проблемами з моніторингом концентрації допінгу.

Чутливість гібридних фотодетекторів фактично, фототранзисторів – рисунок 4.2 може бути значно вищою, ніж у комерційно доступних детекторів; однак видно значне зменшення часу відповіді (пропускної здатності). Більшість цих детекторів демонструють зменшений лінійний динамічний діапазон, зумовлений часом релаксації заряду - рисунок 4.3, що призводить до зниження чутливості в порівнянні з потужністю випромінювання.

У таблиці 5.1 узагальнено переваги та недоліки пристроїв CQD.

На рисунку 5.1 представлено поточну чутливість проти інтенсивності випромінювання для гібридного PbS/графенового КТ-фотодетектора з вибраними розмірами КТ [80].

Таблиця 5.1 – Переваги та недоліки ІЧ пристроїв CQD

Переваги	Недоліки
<ul style="list-style-type: none"> - висока контрольованість синтезу КТ і гнучкість спектру поглинання шляхом налаштування розміру КТ, що дозволяє отримати однорідні ансамблі; - зменшення деформацій, що обумовлюють епітаксialні КТ — доступ до спектрів матеріалів активної області; - низькі витрати на виготовлення (покриття центрифугуванням, ін'єкційний друк, рапель, рулонний друк); - технології виготовлення, сумісні з багатьма підкладками та CMOS-технологіями, включаючи пряме нанесення на кремнієву електроніку без обмежень на розмір пікселя чи масиву — значно нижча вартість порівняно з гібридними FPA; - Пристрій на основі QD для завоювання менш вимогливих ринків, віддаючи перевагу доступності, компактності, високій щільності пікселів 	<ul style="list-style-type: none"> - хімічна та електронна пасивація наноматеріалів порівняно з епітаксialними матеріалами; - Низька мобільність квантових точок (ізолююча поведінка - перенесення носіїв заважає інтерфейси) у порівнянні з об'ємними напівпровідниками, що обмежує їх використання в програмах, які вимагають короткого часу відгуку; - слабка хімічна стабільність через багато поверхонь розділу з атомами, що демонструють різні зв'язки; - високі темнові струми та шум $1/f$, спричинений невпорядкованими гранульованими системами; - токсичність складових атомів (наприклад, у КТ PbS і HgTe), що перешкоджає використанню КМОП ливарних виробництв; - монолітна технологія FPA ускладнена відсутністю великомасштабної обробки на рівні пластин.

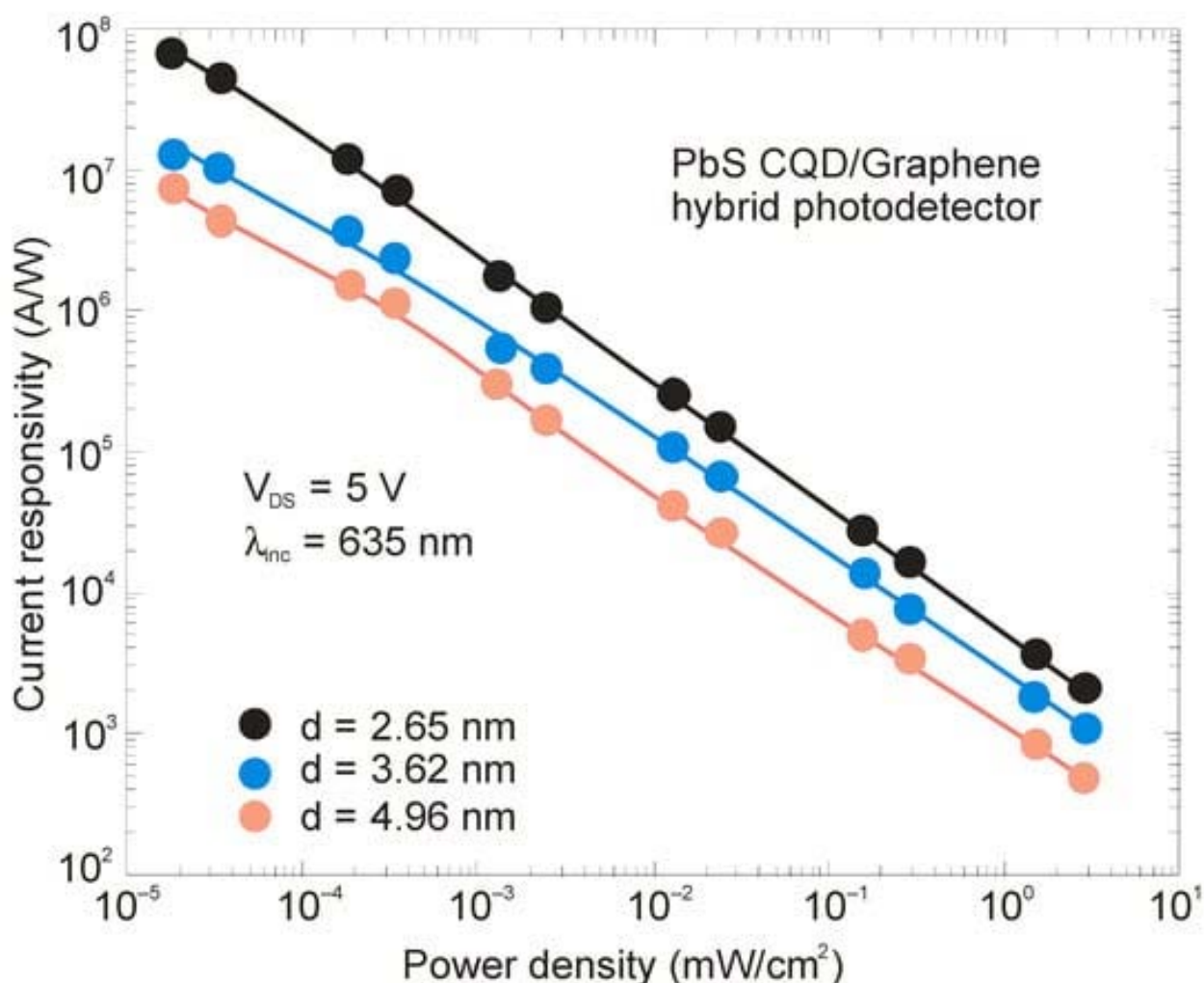


Рисунок 5.1 – Залежність поточної чутливості від щільності потужності випромінювання для гібридного PbS КТ/графенового пристрою для вибраного розміру КТ

Цей рисунок також показує залежність чутливості від розміру КТ. Для малих КТ ($d=2,65 \text{ nm}$) чутливість досягає $>10^7 \text{ A/W}$ для низької потужності випромінювання. Як правило, час відгуку (діапазон мілісекунд і більше) на три порядки більше, ніж у комерційно доступних детекторів (діапазон мікросекунд і менше). Процес відновлення демонструє повільну складову $> 1 \text{ s}$, пов'язану з пастками в КТ [46]. Представлені недоліки обмежують потенційні застосування. Висока чутливість гібридних детекторів до струму визначається високим фотоелектричним посиленням. Оскільки цей підсилення також збільшує

постріловий шум і шум генерації–рекомбінації, це зазвичай не призводить до підвищення детективності.

Ще один момент слід мати на увазі в контексті виготовлення FPA. Для гібридного сповіщувача потрібен триконтактний пристрій (наприклад, фототранзистор), що впливає на енергоспоживання FPA та обмежує коефіцієнт заповнення. Крім того, складна конструкція гібридних пікселів впливає на однорідність і працездатність FPA, а нерівномірність QD значно обмежує продуктивність.

Поточні дослідження спрямовані на фотоелектричні пристрої CQD з меншим шумом $1/f$ і темновими струмами. Таким чином, наша увага буде зосереджена на фотодіодах з більш складною структурою.

Струмова чутливість фотодіодів на основі CQD була в діапазоні $100 \text{ mA/Wt}^{-1} \text{ A/Wt}$, що відповідає зовнішній квантовій ефективності приблизно 10–80%, яка є вищою в короткохвильовій інфрачервоній області (SWIR) (рисунок 5.2).

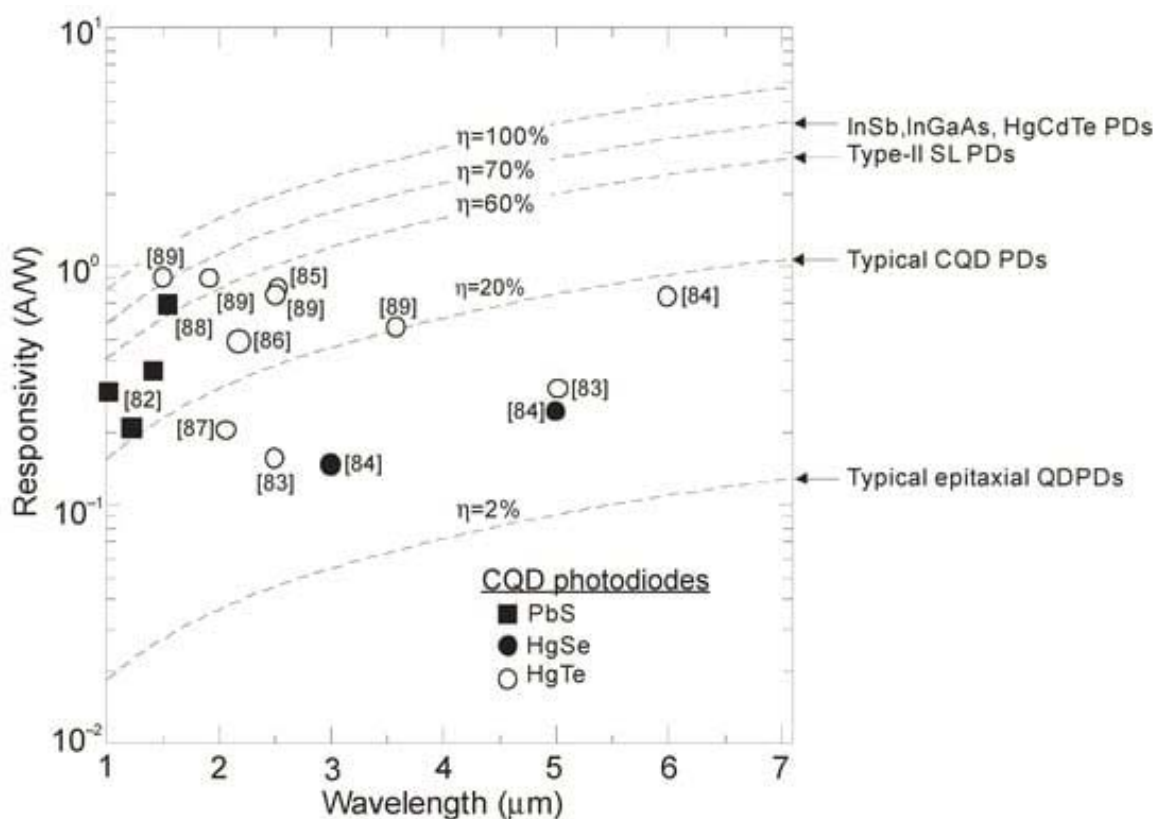


Рисунок 5.2 – Залежність поточної чутливості від довжини хвилі для різних ІЧ-технологій при 300 К. ФП—фотодіоди

Ці зовнішні квантові ефективності (EQE) є значно вищими, ніж досягнуті для епітаксціальних (самоорганізованих) фотодетекторів з квантовими точками, як правило, приблизно на 2%. Типові QE для комерційно доступних детекторів на основі InGaAs, InSb, HgCdTe та T2SL представлені на рисунку 5.2.

Повідомляється, що шари CQD є аморфними, що дозволяє інтегрувати їх із підкладками ROIC, як показано на рисунку 5.3, без обмежень розміру пікселя чи масиву та простої процедури виготовлення.

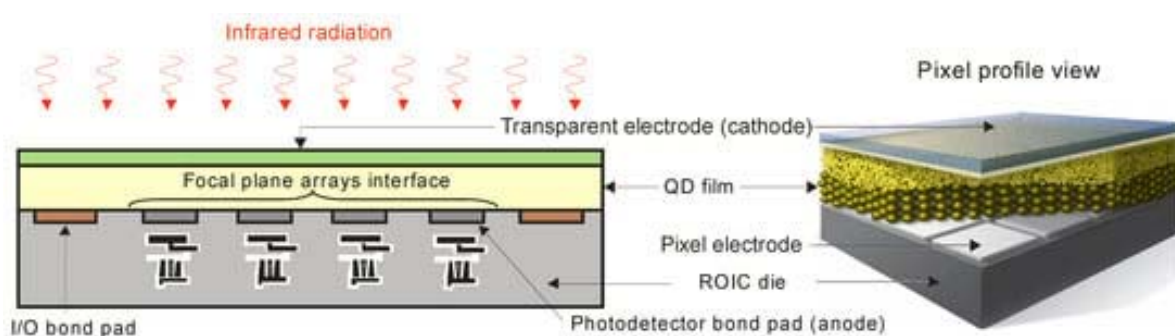
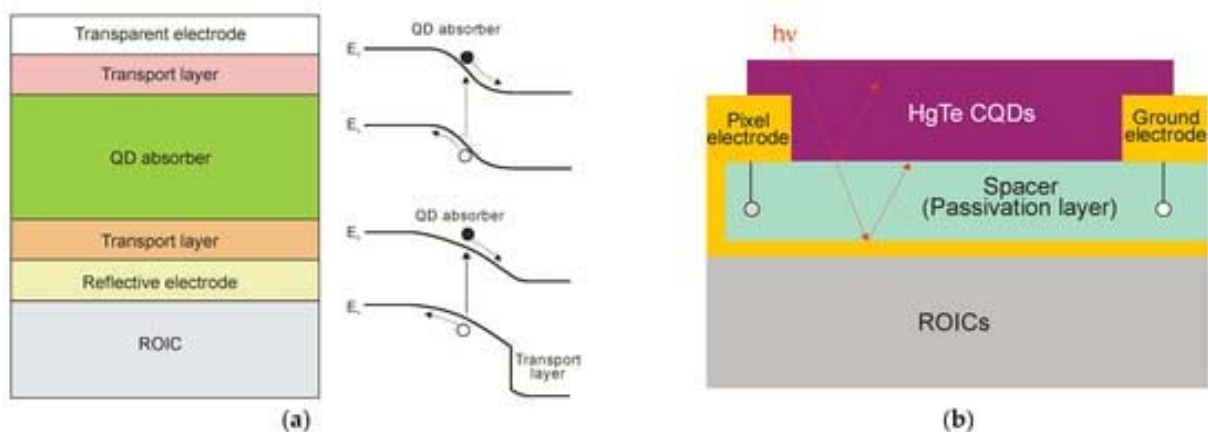


Рисунок 5.3 – Монолітна ІЧ-матриця на основі CQD

Монолітна інтеграція детекторів на основі CQD у ROIC не потребує процесу гібридизації. Окремі пікселі визначаються металевими накладками ROIC. Для синтезу колоїдних нанокристалів сполуки вводять у колбу, і шляхом моніторингу концентрації реагентів, вибору ліганду та температури досягають необхідної форми та розміру. Цей фотодетектор із верхньою поверхнею забезпечує 100% коефіцієнт заповнення та сумісний із електронікою CMOS з постобробкою.

Найпоширеніший стек фотодіодів, що супроводжується діаграмами забороненої зони, представлений на рисунку 5.4 а. Структура з QD-поглиначем містить додаткові тонкоплівкові транспортні шари з оксидів металів, органіки (або 2D-матеріалів), монолітно інтегровані в інтегральні схеми зчитування CMOS. Внутрішнє електричне поле спрямовує електрони та дірки в

протилежних напрямках через транспортні шари. Як показано, фотодіодні структури виготовляються або у формі гомопереходу (верхня діаграма), або у формі гетеропереходу (нижня діаграма).



- a) найпоширеніші стеки фотодіодів разом із діаграмами забороненої зони для гомопереходу та гетеропереходу;
- b) схема поперечного перерізу покращеного резонансного резонатора пікселя HgTe CQD.

Рисунок 5.4 – Тонкоплівкові CQD фотодіоди

Збільшення товщини шарів ККТ і водночас збільшення поглинання випромінювання є практично складним завданням через високу ймовірність утворення тріщин у плівці ККТ та обмежену довжину дифузії фотозбуджених носіїв у шарах ККТ. Мала дифузійна довжина є наслідком низької рухливості носіїв (кілька cm^2/Vs в КТ PbS і менше $1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ в КТ HgTe). Тому багато останніх зусиль було зосереджено на інтеграції тонких плівок CQD з резонансними оптичними структурами для покращення поглинання світла. Було показано, що фотонні структури, такі як зворотні відбивачі, золоті решітки та спрощені резонатори Гельмгольца, обмежують і концентрують падаючі електромагнітні поля, тим самим підвищуючи EQE пристроїв на основі CQD. На рисунку 5.4 б представлено приклад поперечного перерізу пікселя HgTe CQD FPA з товщиною

шару поглинання близько 400 нм. Піксель містить пару електродів, піксельний електрод, який діє як електричний контакт, а також як задній відбивач і електрод заземлення. Детектор зміщується піксельним і заземлюючим електродами.

У виготовленні CQD фотодетекторів процес обміну лігандом після синтезу є, мабуть, найважливішим кроком у визначенні кінцевої продуктивності детектора. Ліганди - це молекули, зв'язані на поверхні CQD. Завдяки високому відношенню поверхні до об'єму поверхня має сильний вплив на фізичні властивості CQD, а поверхневі ліганди відіграють важливу роль у стабільності та електричних властивостях CQD. Метою процесу обміну лігандів є перенесення КТ на відповідні ліганди та розчинники, контроль основного типу носія та налаштування/збільшення рухливості заряду. Щоб досягти ефективного транспорту носія, ізолюючі довгі органічні ліганди слід замінити малими та/або іонними лігандами. Ефективні шляхи обміну лігандів були представлені в літературі [31, 47, 53].

Сімейство халькогенідів свинцю в основному представлено CQD сульфідів свинцю (PbS), що працюють у спектральному діапазоні 1–3 мкм NIR. Вертикальна технологія PbS CQD, включаючи процес рішення, сумісна з технологією зчитування CMOS, яка використовується при виготовленні монолітного FPA. Паки PbS CQD товщиною 100 нм можуть бути реалізовані як ефективні активні шари. Звичайні гібридні FPA зазвичай обмежуються масивами з діапазоном 1 мегапікселя через невелику пластину детектора та низьку пропускну здатність. У цій конфігурації було повідомлено про крок пікселя 5 мкм [3]. За допомогою тонкоплівкового активного шару, монолітно інтегрованого з ROIC, можна виготовити субмікронний розмір пікселя <1 мкм (рисунок 5.5). В даний час найсучасніший датчик CMOS VIS становить 0,9 мкм [3].

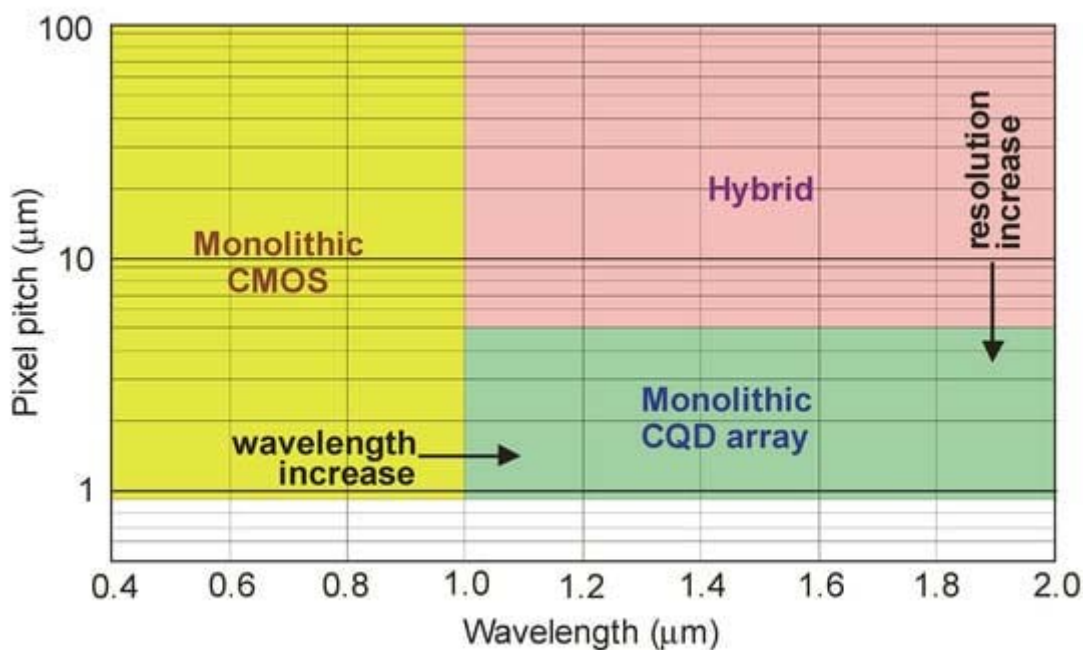
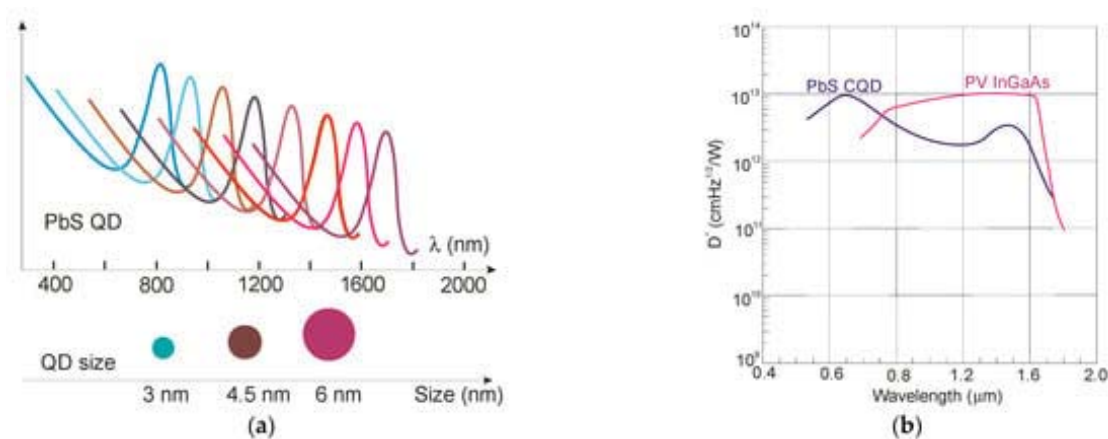


Рисунок 5.5 – Сучасний монолітний масив CQD - вища роздільна здатність, ніж гібридні альтернативи, і більша довжина хвилі, ніж монолітний Si

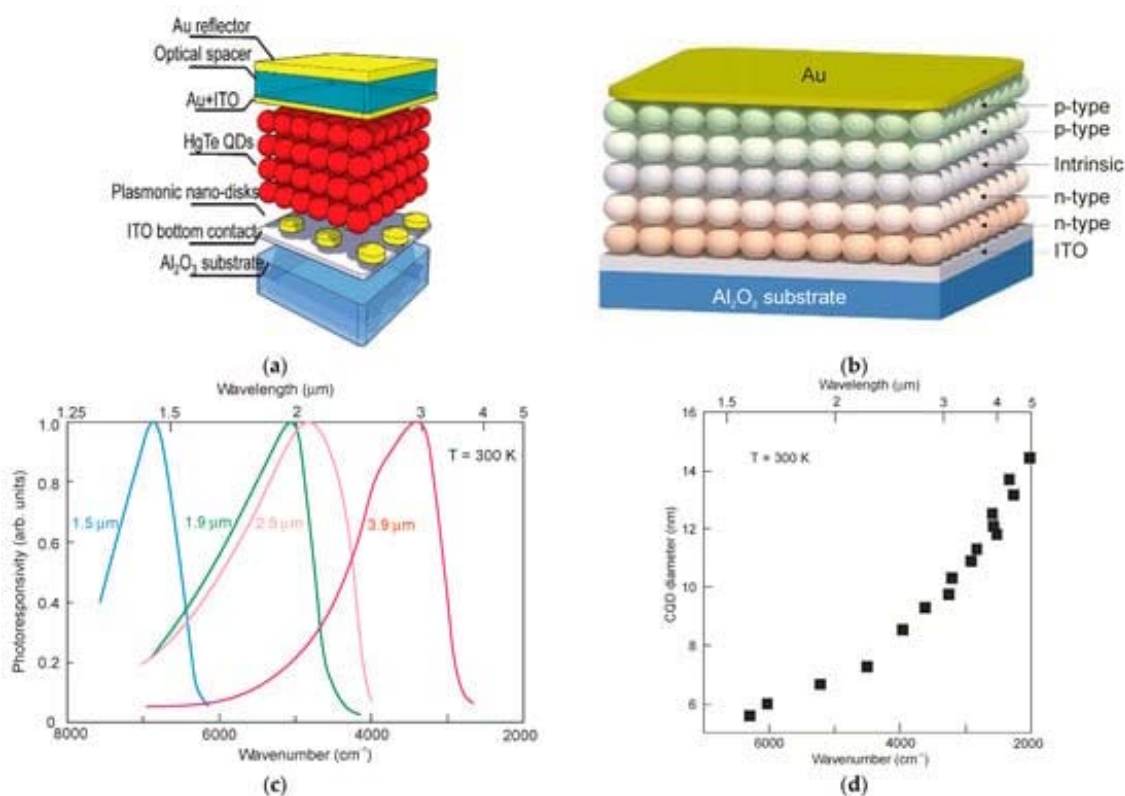
На рисунку 5.6 а показано залежність піку поглинання від розміру нанокристала, де для діаметра 5,5 нм пік поглинання відбувається при 1440 нм, а для 3,4 нм пік може бути досягнутий при 980 нм відповідно. Ця залежна від розміру гнучкість може бути реалізована в гіперспектральних датчиках. SWIR PbS CQD досяг виявлення $>10^{12}$ Джонса – рисунок 5.6 b) і QE, порівнянних з комерційними фотодіодами InGaAs 300 К. Vafaie та ін. повідомили про обробку високою концентрацією бромів та етап пасивації для підвищення чутливості 1550 нм PbS. Фотодіод продемонстрував 80% EQE і час відгуку 10 нс, що є найнижчим зареєстрованим часом спаду для пристрою SWIR, виготовленого з матеріалів, оброблених розчином.



- a) залежність спектральної чутливості від розміру КТ;
 б) детективність для PbS CQD та фотодіодів InGaAs;
 HgTe CQD демонструють спектральний відгук у діапазоні SWIR-THz.

Рисунок 5.6 – Спектральна чутливість та детективність детектору PbS CQD

Перший фотоелектричний детектор BLIP HgTe CQD, що працює в MWIR ($\lambda_c = 5,25$ мкм при 90 K), був продемонстрований у 2015 році Guyot-Sionnest та ін. Низька рухливість носіїв у плівках MWIR CQD перешкоджає роботі детектора. Цей недолік можна було б уникнути за допомогою належної хімічної обробки CQD. Подальший прогрес у чутливості та часовій відповіді був досягнутий завдяки сильному легуванню р-типу Ag_2Te . На рисунку 5.7 а показано конструкцію фотоелектричного детектора HgTe CQD на підкладці з оксиду індію та олова (ITO)/сапфіру. CQD HgTe приблизно 400 нм були нанесені шар за шаром за допомогою краплинного лиття. Розчин наночастинок Ag_2Te розміром приблизно 10 нм потім обертали поверх шару HgTe, щоб створити верхній шар CQD HgTe із сильним р-легуванням. Збільшення D^* у два/три рази було досягнуто для детектора, підтримуваного плазмонним нанодиском, порівняно з пристроєм без посилення поглинання.

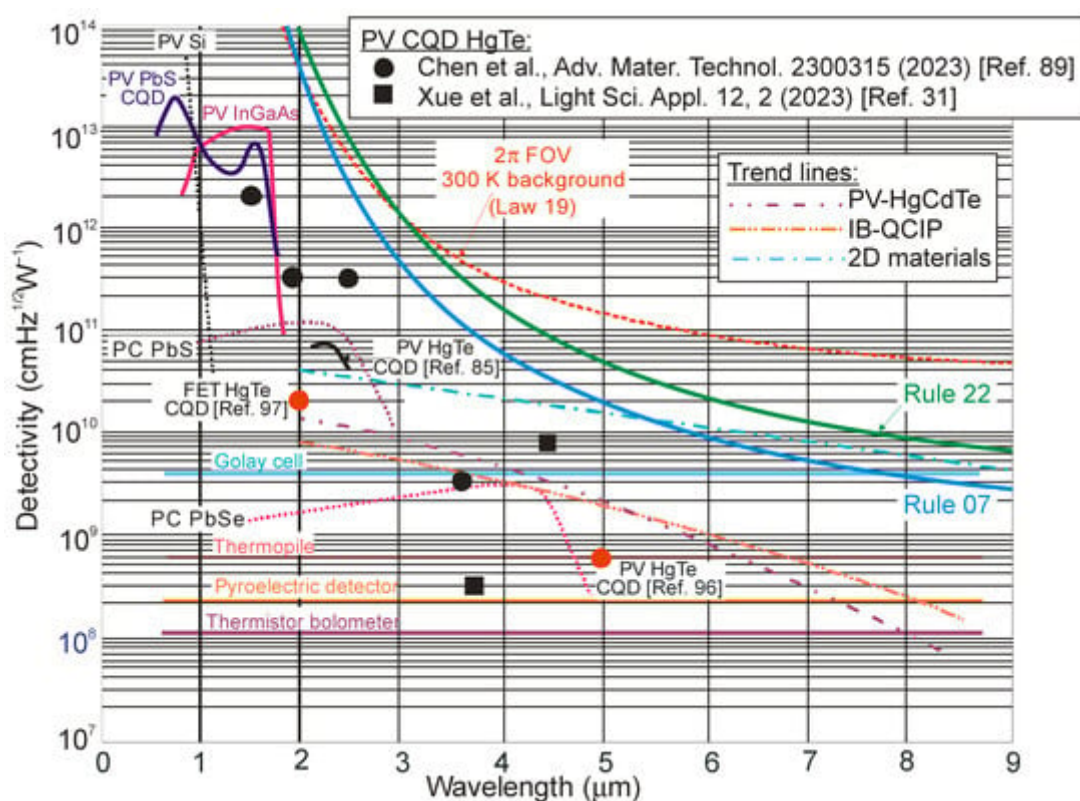


- a) структура з плазмонними дисками;
- b) – переріз гомоперехідного штирькового фотодіода [31];
- c) CQD pin гомопереходу HgTe фотовідповідь з λ_c дорівнює 1,5 мкм, 1,9 мкм, 2,5 мкм і 3,6 мкм;
- d) залежність краю забороненої зони від розміру КТ.

Рисунок 5.7 – Гарячі HgTe CQD фотодіоди

Нещодавно градієнтні гомоперехідні фотодіоди HgTe CQD (рисунок 5.7 b), використовуючи покращені методи обміну лігандів, досягли ще кращої поведінки випрямлення через поступові зміни рівня легування, що призвело до збільшення детектування за кімнатної температури до $D^* > 10^9$ Джонса для довжина хвилі відсікання близька до 4 мкм [31]. На рисунку 5.7 c показано спектри фотовідповіді при 300 К гомопереходів CQD HgTe з λ_c , що дорівнює 1,5 мкм, 1,9 мкм, 2,5 мкм і 3,6 мкм, що пов'язано із залежністю поглинання від розміру КТ (рисунок 5.7 d).

На рисунку 5.8 зібрано найвищі опубліковані показники виявлення для вибраних фотодетекторів (PC-PbS, PC-PbSe, PV-Si, PV-InGaAs, PV-HgCdTe та ІЧ-фотодіоди CQD), що працюють при 300 К. Наведені дані вказують на продуктивність нижче VLIP. Лінії тренду продуктивності для фотодіодів HgCdTe, IB-QCIP і 2D фотодетекторів матеріалів також представлені на основі експериментальних даних, зібраних на рисунку 2.3. Виявляюча здатність фотодетекторів CQD в області MWIR порівнянна з фотодіодами HgCdTe, що вказує на значний прогрес у розробці CQD.



Для порівняння лінії тренду для фотодіодів HgCdTe, IB-QCIP і 2D фотодетекторів також показані на основі даних, представлених на рисунку 2.4.

ПК – фотопровідник, ФВ - фотодіод

Рисунок 5.8 – Виявлення при кімнатній температурі для фотодіодів CQD [31] і комерційно доступних фотодетекторів (фотодіоди PV-Si та InGaAs, PC-PbS і PbSe, HgCdTe (суцільні лінії))

Цей прогрес особливо очевидний у SWIR, де продуктивність детекторів на основі CQD ще вища; однак висока детективність фотодіодів CQD у SWIR та MWIR не корелює з високою густиною темного струму, позначеною на рисунку 4.1. Як показано на цьому рисунку, густина струму фотодіодів CQD вища, ніж спостережувана для фотодіодів SWIR HgCdTe. Ці суперечливі дані, ймовірно, пов'язані з помилками, допущеними у вимірюваннях параметрів детектора, як зазначено в кількох роботах [37, 48].

Більшість досліджень CQD детекторів були спрямовані на однопіксельні пристрої, але CQD також пропонують потенціал як альтернативу в області традиційних датчиків зображення, просуваючись від сумісності з Si, технологічності рішення та спрощеного виготовлення пристроїв. На сьогоднішній день було повідомлено про декілька досліджень SWIR та MWIR-камер. Передбачається розширення спектральних діапазонів до більших довжин хвиль. У таблиці 5.2 наведено основні показники якості для різних монолітних датчиків зображення CQD.

Таблиця 5.2 – Показники якості фотоелектричних датчиків зображення CQD

Параметр	PbS CQD			HgTe CQD
	IMEC	SWIR VS	STM	Пекінський ін-т техн.
роздільна здатність	768 × 512	1920 × 1080	0,9 Мпікс	1280 × 1024
Крок пікселя (мкм)	5	15	1.62	15
λпк (нм)	1450	1470	1400	2
Зовнішній QE (%)	40	15	60	14
Темновий струм (мкА/см ²)	3.3@RT	NA	0,25 при 60 °C	≈6@RT
Динамічний діапазон	82	70	54.4	NA

Це монолітне виробництво забезпечує доступність для багатьох застосувань, які не можуть розглядати збір інфрачервоних даних, таких як інтелектуальне сільське господарство, медицина, спостереження та споживчі програми та автомобільний сектор.

ВИСНОВКИ

В даний час матриці мікроболометрів найбільш широко використовуються для неохолоджуваних ІЧ-детекторів; однак ці теплові детектори демонструють сучасну чутливість і обмежений час відгуку — зазвичай у діапазоні мілісекунд — і не дуже корисні для додатків, що потребують мультиспектрального виявлення. БолOMETричне детектування зазвичай не може конкурувати з чутливістю або часовим відгуком фотонних детекторів на основі напівпровідників. Щоб обійти це обмеження, подальші зусилля були спрямовані на детектори фотонів кімнатної температури з кращою чутливістю та коротшим часом відгуку.

Незважаючи на тривале занепокоєння щодо однорідності та токсичності HgCdTe, ця сполука займає основну позицію серед фотодетекторів НОТ, особливо в діапазоні LWIR. Понад 60 років HgCdTe успішно конкурує з альтернативними технологіями, включаючи зовнішні кремнієві пристрої, пристрої з телуриду свинцю та олова, бар'єри Шоттки на кремнії, множинні квантові ями AlGaAs, T2SL і особливо кремнієві мікроболометри. Останнім часом було продемонстровано важливий прогрес у виготовленні ІЧ-детекторів LDS (2D-матеріалів і, зокрема, CQD), що включає можливу інтеграцію в камери для обробки зображень. Обидві технології стали захоплюючими рубежами в MWIR. Очікується, що технологія нанофабрикації та мікроелектромеханічної (MEMs), а також пряма інтеграція з архітектурами CMOS призведе до вдосконалення та широкої комерціалізації FPA, що містять пікселі, виготовлені з 2D матеріалів та CQD. Однак, враховуючи поточний стан обох технологій, необхідно вирішити кілька проблем.

Неправильна інтерпретація продуктивності багат шарового фотодетектора через неправильні обчислення шуму, неправильну оцінку активної площі пристрою та щільності потужності випромінювання, а також суперечливу смугу пропускання вимірної чутливості та шуму.

Сучасне виготовлення двовимірних структур, яке здебільшого обмежене матеріалами, відшарованими від масивних кристалів, з дуже обмеженими виходами, масштабованістю та відтворюваністю. Як наслідок, нерівномірність спектрального відгуку та часу відгуку сильно погіршує продуктивність FPA.

Щоб підвищити продуктивність фотодетекторів на основі CQD, потрібні подальші вдосконалені методи обміну лігандів у поєднанні з покращеним збором фотонів.

Хоча продуктивність ІВ QCIP порівнянна з фотодіодами HgCdTe, їх складні структури з кількома інтерфейсами та напруженими тонкими шарами спричиняють проблеми в розробці технологій і збільшують витрати на виробництво.

Максимальна продуктивність HgCdTe BLIP HOT не досягнута. Щоб досягти цієї межі, необхідна концентрація допінгу приблизно 10^{13} см^{-3} в активній області, про що нещодавно повідомила Teledyne Technologies. Було показано, що цей рівень легування в активній області дозволяє досягти продуктивності BLIP для штирьових фотодіодів HgCdTe, що працюють понад 3 мкм [12, 50]. Буде важко наблизитися до продуктивності фотодіодів HgCdTe для 2D та CQD фотодетекторів. Це твердження підтверджується аналізом стандарту приблизно α/G_{th} як показника якості для ІЧ-детекторів. Teledyne представила повністю вичерпані масиви 640×512 (MWIR і LWIR, що працюють при температурах до 250 і 160 K) [12], відкриваючи шлях до унікальної можливості виробництва масивів найбільшого формату. Очікується, що в наступному десятилітті матриці фотодіодів HgCdTe працюватимуть при 300 K у MWIR та LWIR.

Існують різні методи зв'язку світла у фотодетекторі для підвищення квантової ефективності. Загалом ці методи посилення поглинання можна розділити на чотири категорії, які використовують оптичну концентрацію, антивідбиваючі структури, збільшення оптичного шляхи або локалізацію світла (наприклад, використання метаповерхні). Ці методи можна використовувати для фотодетекторів, виготовлених із різних систем матеріалів. У нашій статті ми

зосередилися на впливі основних фізичних властивостей різних матеріалів на продуктивність фотодетекторів.

Майбутня комерціалізація фотодетекторів НОТ наступного покоління (матеріали 2D і CQD) залежатиме від їх широкомасштабної інтеграції з існуючими фотонними та електронними платформами, такими як технології CMOS; висока працездатність; просторова однорідність; тимчасова стабільність; і доступність. Враховуючи це, успіх у комерціалізації фотодетекторів CQD виглядає можливим. Проте немає сумніву, що датчики зображення QD проникнуть на більш компактні, менш вимогливі ринки та досягнуть високої щільності пікселів, тоді як гібридні FPA збережуть домінуючу позицію для програм високого класу з жорсткими вимогами.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Piotrowski, J., Rogalski, A. Інфрачервоні фотодетектори з високою робочою температурою; SPIE Press: Bellingham, WA, USA, 2007, 2, 4–7, 13.
2. Рогальський А. Коментар до “Температурні межі інфрачервоної детективності надграток $\text{InAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ і об’ємної $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ” [J. Appl. фіз. 1993, 74, 4774]. J. Appl. фіз. 1996, 80, P.2542–2544.
3. Хуан Л., Донг Б., Го Х., Чанг Ю., Чен Н., Хуанг Х., Ляо В., Чжу К., Ван Х., Лі К. та ін. Хвилевідний інтегрований фотодетектор чорного фосфору для застосування в середньому інфрачервоному діапазоні. ACS Nano. 2019, 235–238.
4. Чу Ж.Н., Лі Б., Лю К., Танг Д. Емпіричне правило спектроскопії власного поглинання в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. J. Appl. phys. 1994, 47, P.210-214.
5. Вургафтман І., Біленький Г., Лін Ю., Донецький Д., Штеренгас Л., Кіпшидзе Г., Сарней W.L., Свенссон, С. П. Сила міжзонного поглинання в довгохвильових інфрачервоних надгратках типу II з малим і великим періодами надграток порівняно з масивними матеріалами. Appl. phys. Lett. 2016, 345–348.
6. Кліпштейн П.К., Лівне Ю. Глоzman А., Гроссман С., Кли, О., Снапі Н., Weiss E. Моделювання надграткових інфрачервоних детекторів InAs/GaSb та $\text{InAs}/\text{InAsSb}$. Дж. Електрон. Матер. 2014, 2, 74, P.129–132.
7. Ярівала Д., Давоян А.Р., Вонг Дж., Atwater Н.А., Van der Waals матеріали для атомно-тонких фотоелектричних пристроїв: перспективи та перспективи. ACS Photonics. 2017, 4, PP.2962–2970.
8. Rogalski A., Van der Waals матеріали для інфрачервоних детекторів HOT: огляд. Оптоелектрон. Rev. 2022, 30, 51.
9. Крішнамурті С., Casselman T.N. Детальний розрахунок часу життя Оже в HgCdTe р-типу. Дж. Електрон. Матер. 2000, 56, 59, 68.
10. Кінч М.А., Акаріден Ф., Чандра Д., Ляо П.-К., Шаакє HF, Shih HD Час життя неосновних носіїв у р- HgCdTe . Дж. Електрон. Матер. 2005, 199–201.

11. Кінч Массачусетс. Сучасна технологія інфрачервоних детекторів; SPIE Press: Bellingham, WA, USA, 2014, P.34–37.
12. Лі Д., Драйске П., Елсуорт Дж., Котье Р., Чен А., Талларікао С., Юліус А., Кармоді М., Пікеттеб Е., Зандян М., та ін. Закон 19 — кінцева метрика продуктивності фотодіода. Proc. SPIE 2020, P.298–300, 307.
13. Копитко М., Рогальські А. Оцінка продуктивності надрешіткових пристроїв типу II щодо фотодіодів HgCdTe. IEEE Trans. Електрон. Прилади 2022, 156–158, 169.
14. Ян Дж., Сюй Р., Пей Дж., Muir Y.W., Ван Ф., Ван З., Чжан С.Ю.З., Лу Ю. Оптична настройка випромінювання екситонів і трионів у моношаровому фосфорені. Світло: наук. апл. 2015, 10.
15. Варгас-Бернал Р. Графен проти інших двовимірних матеріалів: порівняльне дослідження на основі фотонних застосувань; IntechOpen: Лондон, Великобританія, 2017, 11-14.
16. A. Pashchenko, O. Gritsunov, O. Babichenko Energy states of particles in a quantum sized structure with a complex shaped band diagram // Innovative Technologies and Scientific Solutions for Industries № 4 (14), 2020 p. 176-185; (DOI: <https://doi.org/10.30837/ITSSI.2020.14.176>).
17. Хіггінс W.M., Сейлер Г.Н., Рой Р.Г., Ланкастер Р.А. Стандартні співвідношення властивостей $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Ж. Вак. Sci. технол. 1989, С.123–124.
18. Лоусон В.Д., Нільсон С., Путлі Е.Х., Young A.S. Отримання та властивості HgTe та змішаних кристалів HgTe-CdTe. J. Phys. Chem. Тверді речовини 1959, 99, 111.
19. Теннант W.E., Лі Д., Зандян М., Пікетт Е., Кармоді М. Технологія МВЕ HgCdTe: дуже загальне рішення для ІЧ-детектування, описане «Правилом 07», дуже зручна евристика. Дж. Електрон. Матер. 2008, С.451–453.
20. Zandian M. Правило-22: Оновлення Правила-07. Семінар США 2022 з фізики та хімії матеріалів II-VI, 2022. J. Electron. Матер. 2023, С.23–25, 69.

21. Гравран О., Ротман Дж., Делякур Б., Булард Ф., Lobre С., Балет Огайо, Сантайлер JL, Сервера К., Брельєр, Д., Пере-Лапрен, Н., та ін. Дослідження терміну служби Шоклі–Ріда–Холла та застосування фотодіодів HgCdTe для ІЧ-детектування. Дж. Електрон. Матер. 2018, 77, 88, 123с.
22. Хацкевич К., Копитко М., Gawron W. Фотодіоди HgCdTe, вирощені МОСVD, оптимізовані для ГАРЯЧИХ умов і широкого ІЧ-діапазону. Датчик Привід А Фіз. 2020, С.74–77, 180.
23. Ву Д., Лі Дж., Дехзангі А., Razeghi М. Середньохвильові інфрачервоні високотемпературні фотодетектори рВп на основі надгратки InAs/InAsSb типу II. AIP Adv. 2020, С.154, 285, 302.
24. Деллі Е., Летка В., Ходжсон Р.Д., Репісо Е., Хейтон Дж.П., Крейг А.П., Лу К., Бінленд Р., Крієр А., Маршалл ARJ та ін. Фотодетектор середнього інфрачервоного діапазону InAs/InAsSb із суперрешіткою пВп, монолітно вбудований у кремній. ACS Photonics 2019, С.200–202.
25. Пуш В., Ковалевський А., Мартинюк П., Gawron W., Пліс Є., Крішна С., Рогальські А. Середньохвильові інфрачервоні тип-II InAs/GaSb суперграткові міжзонні каскадні фотодетектори. Opt. інж. 2014, 243–245, 341.
26. Gawron W., Кубішин Ł., Міхальчевський К., Маник Т., Piotrowski J., Мартинюк П. Ефективність довгохвильового інфрачервоного фотодетектора ІСІР Ga без супергратки для високих робочих температур. Інфрачервона фіз. технол. 2023, С. 4–5, 66, 140–143.
27. Амані М., Ріган Е., Баллок Дж., Ан GH, Javey А. Середньохвильові інфрачервоні фотопровідники на основі чорних фосфорно-миш'якових сплавів. ACS Nano 2017, С.67–69, 77, 81.
28. Лукман С., Дінг Л., Сюй Л., Тао Ю., Піс-Йенсен А.С., Чжан Г., Wu, QYS; Ян М., Ло С., Хсу К.; та ін. Міжшарові екситони високої сили осцилятора в двовимірних гетероструктурах для фотодетектування в середньому інфрачервоному діапазоні. Нац. Нанотехнології. 2020, 98, 129, 133.

29. Довгий М., Ван Ю., Ван П., Чжоу Х., Ся Х., Ло Ч., Хуанг С., Чжан Г., Ян Х., Фан З. та ін. Довгохвильовий інфрачервоний фотодетектор з диселеніду паладію з високою чутливістю та стабільністю. *ACS Nano* 2019, С. 287–289.
30. Zeng L., Ву Д., Jie J., Рен Х., Ху Х., Лай С., Чай Ю., Tsang Y.H. Van der Waals епітаксійне зростання мозаїчних двовимірних шарів дителлуриду платини для інфрачервоного фотодетектування за кімнатної температури до 10,6 мкм. *Adv. Матер.* 2020, С.152–155, 169.
31. Сюе Х., Чен М., Ло Ю., Цинь Т., Тан, Х., Нао Q. Високотемпературні фотодетектори середнього інфрачервоного діапазону через градієнтний гомоперехід квантових точок. *Light Sci. апл.* 2023, 54, 82.
32. Сюе Х., Чен М., Ло Ю., Цинь Т., Тан Х., Нао Q. Високотемпературні фотодетектори середнього інфрачервоного діапазону через градієнтний гомоперехід квантових точок. *Light Sci. апл.* 2023, 65, 75, 83.
33. Довгий М., Гао А., Ван П., Ся Х., Отт К., Пан К., Фу Ю., Лю Е., Чень Х., Лу В. та ін. Фотодетектори середнього інфрачервоного діапазону з високою виявляючою здатністю при кімнатній температурі на основі чорного миш'якового фосфору. *Sci. Adv.* 2017, 43–45, 78–79.
34. Ду С., Лу В., Алі А., Чжао П., Шехзад К., Го Х., Ма Л., Лю Х., Пі Х., Ван П. та ін. Широкозмуговий флюорографеновий фотоприймач. *Adv. Матер.* 2017, С. 32, 62–65.
35. Чен Ю., Ван Ю., Ван З., Гу Ю., Є Ю., Чай Х., Є Дж., Чен Ю., Се Р., Чжоу Ю. та ін. Уніполярні бар'єрні фотоприймачі на основі гетероструктур Вандер-Ваальса. *Нац. Електрон.* 2021, С. 203, 233–235.
36. Ні З., Ма Л., Ду С., Сюй Ю., Юань М., Фанг Х., Ван З., Сюй М., Лі Д., Ян Дж. та ін. Плазмонні кремнієві квантові точки забезпечили високочутливе ультраширокозмугове фотодетектування гібридних фототранзисторів на основі графену. *ACS Nano* 2017, С.123, 234, 257.
37. Ван С., Лю Х., Цао З., Ван Х., Чжан Л., Дінг Дж., Сюе Ю., Хан Т., Лі Ф., Шан Л. та ін. Високочутливий довгохвильовий інфрачервоний

фотоприймач на основі двовимірного гематиту $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. *Adv. Оптичний матеріал.* 2023, С.56, 78, 93.

38. Тянь П., Ву Х., Тан Л., Сян Дж., Джі Р., Лау С.П., Те К.С., Го В., Яо Ю., Ліг Л.-Ж. Надчутливі широкосмугові фотоприймачі на основі двовимірних плівок $\text{Bi}_2\text{O}_2\text{Te}$. *Ж. Матер. Chem.* 2021, 76, С.209–211.

39. Є Л., Ван П., Ло В., Гонг Ф., Ляо Л., Лю Т., Тонг Л., Занг Дж., Сюй Дж., Ну В. Високочутливий до поляризації інфрачервоний фотодетектор на основі вертикальної гетероструктури чорного фосфору на WSe_2 . *Nano Energy* 2017, С.21–24, 45.

40. Лукман С., Дінг Л., Сюй Л., Тао Ю., Ріс-Йенсен А.С., Чжан Г., Wu Q.Y.S., Ян М., Ло С., Хсу К., та ін. Відповідь на: Виявлення гетеропереходів WS_2/HfS_2 . *Нац. Нано.* 2022, С.17, 220–221.

41. Ю Х. Так., Ву Д., Сінгх Б., Zeng Q., Лін Х., Чжоу В., Лін Дж., Суенага К., Лю З. та ін. Атомарно тонкий дихалькогенід благородного металу: широкосмуговий напівпровідник середнього інфрачервоного діапазону. *Nature Commun.* 2018, С. 87, 98, 132–134.

42. Константатос Г. Сучасний стан і технологічні перспективи фотодетекторів на основі двовимірних матеріалів. *Nature Commun.* 2018, С. 123, 154.

43. Константатос Г., Sargent E.H. Фотодетектори квантових точок, оброблені розчином. *Proc. IEEE* 2009, С.230–234.

44. Константатос Г., Бадіолі М., Gaudreau L., Осмонд Дж., Бернечеа М., Гарсія де Аркер Ф.Р., Гатті Ф., Корпенс F.H.L. Гібридні фототранзистори графен-квантова точка з надвисоким посиленням. *Нац. Нанотехнології.* 2012, С. 29, 54, 67–69.

45. Малиновський П.Є., Георгіцікіс Е., Мейс Дж., Вамвака І., Фраззіка Ф., Ван Олмен Дж., Де Мур П., Гереманс П., Кури З., Чейнс Д. Тонкоплівковий фотодіод з квантовими точками для монолітних інфрачервоних датчиків зображення. *Sensors* 2017, 57, 83, С. 167–170.

46. Хуан В., Рассела S.M.S., Лі Л., Massengale J.A., Ян R.Q., Місіма Т.Д., Сантос М.Б. Уніфікований показник добротності міжсмугових і міжпідсмугових каскадних пристроїв. Інфрачервона фіз. технол. 2019, 112, 115–117.
47. Тянь З.-Б., Годой S.E., Кім Н.S., Шулер-Сенді Т., Монтойя J.A., Крішна С. Високотемпературні міжзонні каскадні решітки фокальної площини. апл. фіз. Lett. 2014, 98–100.
48. Рігер Д.Р. Порівняння продуктивності довгохвильових інфрачервоних пристроїв із суперрешіткою типу II із HgCdTe. Ж. Елект. Матер. 2011, 56, 234–237.
49. Кліпштейн, П.К., Авнон Е., Азулай Д., Бенні Ю., Френкель Р., Глозман А., Гожман Е., Клин О., Красовицький Л., Лангоф Л., та ін. Технологія надгратки типу II для детекторів LWIR. Proc. SPIE 2016, С. 353–357.
50. Тан, Х.; Акерман, М.М.; Guyot-Sionnest, P. Тепловізор із плазмонним резонансом, посиленням HgTe колоїдними квантовими фотоелектричними пристроями. ACS Nano 2018, 12, С. 73–78.
51. Ву, Х.; Нін, З. Підручник: колоїдний інфрачервоний фотодетектор із квантовою точкою сульфідру свинцю. J. Appl. фіз. 2023 , С.133, 144.
52. Ву, Х.; Нін, З. Підручник: колоїдний інфрачервоний фотодетектор із квантовою точкою сульфідру свинцю. J. Appl. фіз. 2023 ,С. 132, 165.
53. Константатос, Г.; Говард, І.; Фішер, А.; Хугланд, С.; Кліффорд, Дж.; Клем, Е.; Левіна, Л.; Sargent, ЕН Надчутливі квантово-точкові фотодетектори. Nature 2006 , С.442 , 180–183.