

# КЕРОВАНА ТРАНСФОРМАЦІЯ ФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАДИЦІЙНИХ ОБ'ЄМНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ, ЗУМОВЛЕНА ЗНИЖЕННЯМ СИМЕТРІЇ

С.Г. ГАСАН-ЗАДЕ, М.В. СТІХА, Г.А. ШЕПЕЛЬСЬКИЙ

УДК 533.9  
© 2009

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України  
(Просп. Науки, 41, Київ 03680)

Огляд присвячено нетривіальним фізичним характеристикам, яких набувають традиційні об'ємні вузькощілинні та безщілинні напівпровідники (надалі ВН, БН – антимонід індію, потрійна сполука  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , або КРТ) під дією одноосьового пружного стиску і які можуть мати важливе прикладне застосування. Такий стиск знижує симетрію кристала, приводячи до перебудови його зонної структури.

У ВН під дією одноосьового стиску різко знижується темп безвипромінювальної оже-рекомбінації (яка домінує в цих кристалах) та зростає швидкість випромінювальної рекомбінації. Це відкриває можливість радикально (на порядок) підвищити квантовий вихід і зробити названі кристали матеріалом, ефективним не тільки для приймачів, але і для випромінювачів в актуальному інфрачервоному діапазоні. Перебудова зонного спектра ВН під дією одноосьового стиску приводить також до появи низки важливих аномалій у фотоелектричних та фотомагнітних явищах.

У ВН одноосьовий пружний стиск приводить до різкої зміни картини рекомбінаційних процесів. Експериментально спостерігалось й теоретично пояснено явище індукованого стиском стимульованого випромінювання у ТГц-діапазоні, яке відкриває можливість для практичного створення ТГц-лазера з перебудовуваною довжиною хвилі.

Одноосьовий стиск приводить також до перебудови домішкових станів у напівпровідниках. Зокрема, розглянуто випадок, коли несиметричність притаманна не кристалічній ґратці, а самому домішковому центрові. Така задача становить значний інтерес у зв'язку з активізацією протягом останніх років досліджень ізоелектронної азотної домішки в напівпровідниках  $A^3B^5$ .

3.1. Подвійний фазовий перехід метал-діелектрик-метал

3.2. Зміни механізмів рекомбінації у пружно деформованих ВН

3.3. ТГц-випромінювання стимульованого типу в одноосно напруженому безщілинному КРТ

4. Трансформація фізичних характеристик вузькощілинних напівпровідників під дією одноосьової деформації

4.1. Поляризаційно-залежна фотопровідність в одноосно напружених ВН КРТ і  $InSb$

4.2. Ідентифікація домінуючого механізму рекомбінації в ВН за допомогою одноосьового стиску

4.3. Зростання квантового виходу і інтенсивності міжзонного випромінювання із ВН в пружному стані

5. Трансформація станів, сформованих несиметричними короткодійними потенціалами дефектів при гідростатичному стиску

6. Висновки

## 1. Вступ

В останні півтора десятиліття фізика традиційних об'ємних напівпровідників переживає помітну кризу. Більшість обсягу провідних наукових часописів та часу престижних міжнародних конференцій присвячено низьковимірним структурам. Але водночас саме об'ємні напівпровідники лишаються основою багатьох приладів сучасної опто- та фотоелектроніки, й тотальна заміна їх наноструктурами в осяжному майбутньому не передбачається.

Цей огляд присвячено в значній мірі новим фізичним характеристикам, яких набувають традиційні об'ємні вузькощілинні та безщілинні напівпровідники під дією пружного одноосьового стиску і які можуть

## ЗМІСТ

### 1. Вступ

### 2. Перебудова зонного спектра та домішкових рівнів напівпровідників під дією пружного одноосьового стиску

2.1. Безщілинні напівпровідники

2.2. Особливості домішкових станів в ВН

2.3. Вузькощілинні напівпровідники

2.4. Акцепторні стани у ВН при одноосьовій деформації

### 3. Безщілинні напівпровідники: фізичні ефекти, що виникають під дією одноосьової деформації

мати важливе прикладне застосування. Слід підкреслити, що пружний стиск перш за все знижує симетрію кристала, приводячи до перебудови його зонної структури [1]. Дослідження, про які піде мова, опираються на дві важливі особливості вузькощілинних напівпровідників.

По-перше, їх зонний спектр виявляється надзвичайно чутливим до зовнішніх впливів, таких як, наприклад, магнітне поле або одноосьовий стиск. Тому навіть незначна за абсолютною величиною дія приводить до принципівих змін енергетичного спектра власних зон, а також домішкових станів ВН. Так, в ВН виникає індукована стиском енергетична щільна, причому за певних параметрів складу  $x$  сполуки  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (або КРТ) цей матеріал в напруженому стані може бути як непрямозонним, так і прямозонним [2]. У ВН стиск не лише перенормує ширину забороненої зони, але й приводить до розщеплення вершини валентної зони та до радикальної зміни значень ефективних мас дірок у її підзонах у напрямках вздовж та перпендикулярно до осі стиску [3].

З іншого боку, у ВН важливі для практичного застосування характеристики нерівноважних носіїв визначаються не наявністю в забороненій зоні домішкових рівнів (як це відбувається у звичайних, більш широкозонних напівпровідниках), а особливостями власного зонного спектра. Тому видається привабливою задача керованої зміни енергетичної структури напівпровідника таким чином, щоб це приводило до покращання таких його параметрів, як наприклад, фоточутливість, або випромінювальна здатність.

Отже, перебудова зонної структури повинна за певних умов приводити до важливих фізичних наслідків. Так, у ВН під дією одноосьового стиску може різко знижуватися темп безвипромінювальної оже-рекомбінації (яка домінує у цих кристалах) та зростає швидкість випромінювальної рекомбінації [4]. Це відкриває можливість радикально (на порядок) підвищити квантовий вихід і зробити названі кристали не лише ефективними приймачами, але й випромінювачами в актуальному інфрачервоному діапазоні [5–7].

Перебудова зонного спектра ВН під дією одноосьового стиску приводить також до появи низки важливих аномалій у фотоелектричних та фотомагнітних явищах. Серед них – поляризаційно-залежна фотопровідність [8] та індуковане стиском подвійне променезаломлення [9].

У ВН, як побачимо, одноосьовий стиск приводить до різкої зміни картини рекомбінаційних процесів. Конкуренція трьох основних рекомбінаційних каналів (фононного, оже- та випромінювального) різко за-

лежить від величини прикладеного стиску [10]. Варіювання ширини енергетичної щільності за допомогою тиску в принципі дозволяє отримати матеріали з наперед заданими властивостями. У деформованих ВН експериментально спостерігалось й теоретично пояснено явище індукованого стиском стимульованого випромінювання у ТГц-діапазоні, яке відкриває можливість для практичного створення ТГц-лазера з перебудовуваною довжиною хвилі випромінювання [11].

Одноосьовий стиск приводить також до перебудови домішкових станів у напівпровідниках та змінює картину пов'язаних з ними процесів [12, 13]. Зокрема, описане вище явище деформаційно індукованого стимульованого випромінювання пояснюється тим, що рівень акцептора, який в недеформованих ВН є резонансним на фоні станів зони провідності, зі збільшенням стиску переходить у заборонену зону, а згодом – стає резонансним на тлі станів валентної зони [12] (що й робить “дозволенним” інтенсивний міжзонний випромінювальний перехід без участі фонона). Цими ж модифікаціями домішкових рівнів пояснюється і явище подвійного фазового переходу метал-діелектрик-метал у деформованих безщілинних КРТ такого складу, який забезпечує прямозонність індукованої стиском щільності [14].

Нарешті, важливим специфічним випадком є той, коли несиметричність притаманна не кристалічній ґратці, а самому домішковому центрові. Така задача становить значний інтерес у зв'язку з активізацією протягом останніх років досліджень ізоелектронної азотної домішки в напівпровідниках  $A^3B^5$ . У таких системах відзначаються значні відмінності характеристик легкого атома N (атомна маса 14) та суттєво важчих атомів P (31), As (75) або Sb (122), які він заміщує в кристалічній ґратці. У зв'язку з цим традиційний скалярний підхід до опису домішкового потенціалу може виявитися незастосовним. Побудована теорія в рамках модифікованої моделі потенціалу нульового радіуса вказує на наявність низки нових явищ, що характеризують такі центри (зокрема, поява/зникнення пари рівнів при переході від резонансного до локалізованого стану) [15].

Описаним вище новим явищам присвячено значну кількість робіт, які з'явилися упродовж двох останніх десятиліть. При цьому значна частина цих робіт належить науковцям Інституту фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України. Однак, досі не з'явилося жодного огляду, який узагальнював би ці споріднені явища. Запропонована оглядова стаття має на меті заповнити цю прогалину.

## 2. Перебудова зонного спектра та домішкових рівнів напівпровідників під дією пружного одноосьового стиску

### 2.1. Безцілвинні напівпровідники

Існує два типи БН [16]. Перший становлять речовини, у яких заборонена зона дорівнює нулю через випадкове виродження зон, що стикаються при одному значенні хвильового вектора. Таке виродження пов'язане з конкретною величиною кристалічного потенціалу і виникає між зонами з різною симетрією (наприклад, між  $s$ - і  $p$ -зонами). БН першого типу є, наприклад, тверді розчини  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  і  $Pb_{1-x}Sn_xSe$  з деякими значеннями складу  $x$ .

Однак, надалі нас цікавитимуть БН другого типу з так званим фундаментальним виродженням зон, яке є наслідком симетрії кристалічної ґратки. Фундаментальне виродження виникає лише в точках зони Бріллюена високої симетрії (наприклад,  $k=0$ ). Зони ж провідності та валентна належать в цьому випадку до одного й того ж незвідного зображення групи симетрії [1]. Ступінь фундаментального виродження в таких БН знижується або воно зовсім зникає лише під впливом збуджень, що знижують симетрію кристала (наприклад, одноосьового пружного стиску, або магнітного поля). До таких БН належать  $\alpha$ -Sn, HgTe,  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x \leq 0,16$ ), HgSe тощо. Найбільш вивченим БН другого типу є HgTe, який являє собою крайній випадок потрійної напівпровідникової сполуки  $Cd_xHg_{1-x}Te$  з  $x=0$ .

Порівнюючи зонні структури “нормального” (звичайного) напівпровідника InSb і БН HgTe, які мають однакову симетрію, бачимо, що порядок розташування енергетичних зон виявляється для них взаємооберненим (рис. 1). Така зонна структура БН (рис. 1, б) отримала назву “інверсної”. В InSb зона провідності в мінімумі (за  $k=0$ ) описується хвильовою функцією  $s$ -симетрії (незвідне зображення  $\Gamma_6$ , орбітальне квантове число  $l=0$ ), а валентна зона поблизу максимуму – функцією  $p$ -симетрії (орбітальне квантове число  $l=1$ ) [17]. Зона провідності без урахування спіну електронів не вироджена, а валентна зона вироджена триразово. З урахуванням спіну виродження зон провідності і валентної було б, відповідно, дво- і шестиразовим, якщо при цьому не враховувати спин-орбітальну взаємодію. Остання є тут досить суттєвою і частково усуває виродження валентної зони. Як наслідок, екстремуми зон класифікуються за повним моментом  $j = l + s$ . При цьому зона провідності залишається дворазово виродженою. Для станів

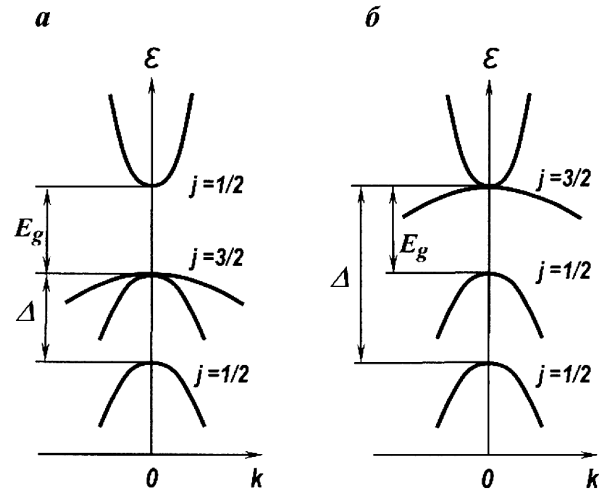


Рис. 1. Зонна структура напівпровідника типу InSb (а) і безцілвинного напівпровідника HgTe (б)

валентної зони  $j$  може набувати двох значень. Значення  $j=3/2$  відповідає зонам легких і важких дірок, кожна з яких дворазово вироджена за  $k \neq 0$ . При  $k=0$  зони з  $j=3/2$  чотириразово вироджені. Зони легких і важких дірок належать одному й тому ж незвідному зображенню  $\Gamma_8$ . Значення ж  $j=1/2$  відповідає валентній зоні  $\Gamma_7$ , яка відщеплена від вищих зон на енергію спин-орбітальної взаємодії  $\Delta$ .

За інверсної зонної моделі у HgTe зона з  $s$ -симетрією ( $j=1/2$ ) розташована нижче зон з  $p$ -симетрією ( $j=3/2$ ), має негативну кривизну і, відповідно, виявляється валентною зоною (на відміну від випадку InSb). Внаслідок інверсії (рис. 1) кривизна однієї з вироджених зон з  $j=3/2$  виявляється позитивною (зона провідності), а інша – негативною (зона важких дірок). В інверсійній зонній схемі заборонена зона, тобто щілина між екстремумами вищої валентної зони і зоною провідності, тотожно дорівнює нулю, а енергетична щілина між екстремумами зон с  $s$ - і  $p$ -симетрією  $\varepsilon_g = E(s) - E(p)$  стає негативною (для InSb вона позитивна і становить ширину забороненої зони). У рамках цієї зонної моделі БН нульове значення забороненої зони не є випадковим, бо всі чотири зони з  $j=3/2$  належать одному незвідному зображенню  $\Gamma_8$ .

Для отримання закону дисперсії носіїв заряду поблизу екстремумів ( $k=0$ ) для чотирьох (з урахуванням спіну) вироджених за  $k=0$   $p$ -зон БН типу HgTe ( $Cd_xHg_{1-x}Te$  з  $x \leq 0,16$ ) треба використовувати гамільтоніан  $\hat{H}$  рівняння Шредінґера, ґрунтуючись на уявленнях симетрії, аналогічно до того, як це було ви-

конано Латтінджером для чотириразово виродженої валентної зони в Ge [18].

Для кубічних кристалів гамільтоніан повинен бути інваріантним відносно симетрії куба. Для невиродженої зони, кожний стан якої характеризується хвильовим вектором  $k$  та спіном, єдиним інваріантом, квадратичним за  $k$ , є  $k^2$ . Тому гамільтоніан має вигляд  $\hat{H} = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ . У випадку вироджених зон для опису станів необхідно, крім хвильового вектора  $k$ , враховувати також вектор повного моменту імпульсу  $j$ . Оскільки вироджені стани  $\Gamma_8$  (за  $k=0$ ) утворюються блохівськими функціями  $p$ -типу, треба брати  $j=3/2$ . Латтінджер показав [18], що для станів з квантовим числом  $j=3/2$  в кубічному кристалі наявні три незалежні інваріанти, які утворені квадратичними за  $k_a$  добутками  $k_a$  і  $j_a$  ( $a = x, y, z$ ):  $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ ;  $(kj)^2$  та  $k_x^2 j_x^2 + k_y^2 j_y^2 + k_z^2 j_z^2$ . Тут  $j_x, j_y, j_z$  – чисельні матриці четвертого порядку (для носіїв заряду з  $j=3/2$ ), і їх значення наведено в роботі [1]. Відповідний гамільтоніан Латтінджера має вигляд

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{m_0} \left[ \frac{1}{2} \left( \gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma_2 \right) k^2 - \gamma_3 (kj)^2 + (\gamma_3 - \gamma_2) (k_x^2 j_x^2 + k_y^2 j_y^2 + k_z^2 j_z^2) \right]. \quad (1)$$

Розв'язавши рівняння Шредінгера з таким гамільтоніаном, Латтінджер отримав закон дисперсії носіїв заряду:

$$E(k) = \gamma_1 \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \pm \frac{\hbar^2}{m_0} \times [\gamma_2^2 k^4 + 3(\gamma_3^2 - \gamma_2^2) (k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2)]^{1/2}. \quad (2)$$

Як бачимо, закон дисперсії визначається константами  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ , і згідно з (2) ізоенергетичні поверхні не є сферичними, але мають кубічну симетрію. Відхилення від сферичності (гофрованість) визначається відмінністю  $\gamma_2$  від  $\gamma_3$ , а ступінь несферичності ізоенергетичних поверхонь  $p$ -зон характеризується параметром  $|(\gamma_2 - \gamma_3) / (\gamma_2 + \gamma_3)|$ , який для більшості напівпровідників набагато менший за одиницю. Тому можна нехтувати несферичністю і обмежуватись сферичним наближенням, що дає заміна  $\gamma_2$  та  $\gamma_3$  їх усередненим значенням:

$$\bar{\gamma} = (\gamma_2 + \gamma_3) / 2. \quad (3)$$

У цьому наближенні закон дисперсії набуває вигляду

$$E_1 = (\gamma_1 + 2\bar{\gamma}) \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}, \quad E_2 = (\gamma_1 - 2\bar{\gamma}) \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}. \quad (4)$$

Таким чином гамільтоніан Латтінджера описує або звичайний (“нормальний”) напівпровідник із двома сортами дірок, або БН залежно від співвідношення між  $\gamma_1$  і  $\bar{\gamma}$ . Якщо  $\gamma_1 > 2\bar{\gamma}$ , то спектр (4) відповідає легким і важким діркам “звичайного” напівпровідника, при цьому енергія відраховується вглиб валентної зони. Якщо  $2\bar{\gamma} > \gamma_1 > 0$ , то реалізується спектр БН. У цьому випадку  $E_1(k)$  відповідає зоні провідності,  $E_2(k)$  – валентній зоні, а ефективні маси електронів і важких дірок, коли енергія електронів вважається позитивною, а дірок негативною, дорівнюють:

$$m_e^* = \frac{m_0}{\gamma_1 + 2\bar{\gamma}}, \quad m_h^* = \frac{m_0}{2\bar{\gamma} - \gamma_1}. \quad (5)$$

Закони дисперсії (2) та (4) виконуються лише поблизу точки виродження зон ( $k=0$ ), а точніше, коли енергія  $E(k)$  значно менша, ніж зазор  $\varepsilon_g$  між  $s$ - і  $p$ -зонами. Відхилення від квадратичної залежності  $E(k)$  для електронів стає значним при малих зазорах  $|\varepsilon_g|$ , що можливе в твердих розчинах КРТ, де  $\varepsilon_g$  може бути і нульовою. У цьому випадку наближення ефективної маси недостатнє, і для отримання закону дисперсії електронів треба використовувати більш загальний метод, який було запропоновано Кейном [17]. Найпростіший варіант цього методу враховує взаємодію близько розташованих вироджених  $p$ -зон (провідності і важких дірок),  $s$ -зони легких дірок та відщепленої спин-орбітальною взаємодією валентної  $p$ -зони (див. рис. 1), при цьому нехтують внеском у гамільтоніан інших зон. Коли зона провідності стикається із зоною легких дірок ( $\varepsilon_g=0$ , як у  $\text{Cd}_{0,16}\text{Hg}_{0,84}\text{Te}$ ,  $T=4,2$  К), закон дисперсії електронів є лінійним за  $k$ . Ефективна маса електронів  $m_e^*$  виявляється у цьому випадку лінійною функцією хвильового вектора і  $m_e^*$  тим більшою, чим вища енергія електронів (чим більше заповнена зона провідності).

Слід відзначити: зонна структура БН  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  виявляється надзвичайно чутливою до зміни складу  $x$ , а також до температури і до гідростатичного стиску [2]. Перехід БН–ВН під впливом зміни  $x$ , а також при збільшенні  $T$  і величини гідростатичного тиску, зображений на рис. 2, добре вивчено експериментально (див. посилання до [2]). Відзначимо, що фізично всі ці випадки утворення забороненої зони у БН подібні. Перелічені вище впливи не знижують симетрії кристала й не приводять до розщеплення  $p$ -станів. Проте, внаслідок відмінності коефіцієнтів зміщення зони  $s$  під дією впливу стає вищою від зони  $p$ .

Дослідження впливу одноосової пружної деформації (ОД) на енергетичну структуру і властивості напівпровідників започаткували Бір та Пікус [19]. Во-

ни розраховували закони дисперсії для зон  $\Gamma_6$  і  $\Gamma_8$  в кубічних кристалах типу InSb. Енергетичний спектр БН HgTe і  $\alpha$ -Sn в умовах одноосового напруження (вздовж напрямків [100] і [111]) було теоретично розглянуто Кардоною [20], який передбачив перехід напівметал–напівпровідник, що вперше експериментально спостерігали в  $\alpha$ -Sn [21]. Згідно з [20] одноосовий пружний стиск усуває виродження зон  $\Gamma_8$  (провідності і валентної) в точці  $k=0$  і спричиняє утворення енергетичної щілини. Максимум валентної зони зміщується від початкового положення ( $k=0$ ) вздовж напрямку, перпендикулярного до осі деформації, а поверхні сталої енергії для дірок стають тороїдальними за формою. Вирази залежності енергії від хвильового вектора мають такий вигляд:

$$k \parallel [100] \quad E = Ak^2 \pm [\Delta + Bk], \quad (6)$$

$$k \perp [100] \quad E = Ak^2 \pm [\Delta + Bk^2/2 + (3B^2 + C \sin \alpha)k^4/8\Delta], \quad (7)$$

тут  $\alpha$  – кут між  $k$  та [010];  $\Delta$  – половина енергії розщеплення між зоною провідності і валентною зоною за  $k=0$  при одноосовому стиску,  $A, B, C$  – параметри, що зворотні до ефективних мас і визначаються з параметрів Латтінджера  $\gamma_i$  ( $i=1, 2, 3$ ):  $A=\gamma_1$ ,  $B=2\gamma_2$ ,  $B^2 + C^2/3 = 4\gamma_3^2$ . Зона провідності залишається практично незмінною – мінімум зони, як і раніше (без стиску) розташований у центрі зони Брілюена ( $k=0$ ). Натомість, валентна зона поблизу  $k=0$  має аномальний (негативний) вигин, і маса дірок стає негативною в напрямку, перпендикулярному до напрямку деформації (рис. 3, б).

Поява негативних (“аномальних”) мас при одноосовому напруженні БН розглядалось у роботах [22, 23]. Із досліджень односно розтягнутого  $\alpha$ -Sn  $p$ -типу за гелієвих температур [23] виявлено появу ділянки вольтамперної характеристики з негативним диференціальним опором, що пов’язана з наявністю для дірок “аномальної” області, яка може бути достатньо значною.

Стасюк і Мохняк виконали теоретичний розгляд впливу одноосової пружної деформації стиску, розтягнення і зміщення на енергетичний спектр БН HgTe і КРТ із врахуванням взаємодії зон  $s$ - і  $p$ -симетрії [24, 25]. Досліджено вплив напруження на розташування рівня Фермі і заповнення зон у HgTe. Передбачено можливість перетину зони важких дірок зоною легких дірок в КРТ внаслідок її зміщення вгору за енергією під впливом напруження.

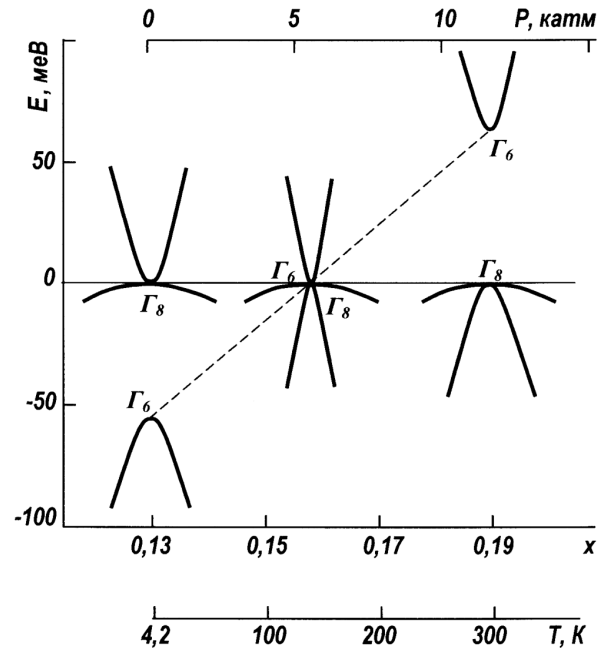


Рис. 2. Перехід БН–БН під впливом гідростатичного стиску  $P$ , температури  $T$  або зміни складу  $s$

Експериментальні дослідження впливу ОД на електрофізичні властивості БН було виконано для  $\alpha$ -Sn [23] і HgTe [26–29]. Дослідження змін електропровідності HgTe  $p$ - і  $n$ -типу під дією ОД вперше проведено в [26]. У  $n$ -типі зміни були незначними, а для  $p$ -HgTe спостерігалося зростання питомого опору зі стиском. При цьому за 4,2 К досягалися значення стиску  $\sim 1$  кбар і при подальшому підвищенні стиску кристали руйнувалися. У подальших дослідженнях це критичне значення стиску для HgTe не було перевищено. Однак, уже в одній із перших робіт, де досліджувалися вузькощілинні кристали КРТ  $p$ -типу, ця критична межа стиску була значно перевищена [30]. У цій роботі, за гелієвих температур, спостерігалося різке зменшення питомого опору кристала, починаючи з величин деформації  $P \sim 2$  кбар, що пов’язувалося зі змінами структури валентної зони і акцепторних станів.

У роботах [28, 29] досліджували енергетичний спектр і електрофізичні властивості кристалів БН  $p$ -HgTe (з відносно незначною концентрацією акцепторів) при одночасному впливі одноосового пружного стиску  $P$  та квантуючого магнітного поля  $H$ . Подібно до [26], автори спостерігали зростання питомого опору зі збільшенням пружного стиску. На залежностях магнітоопору односно напружених криста-

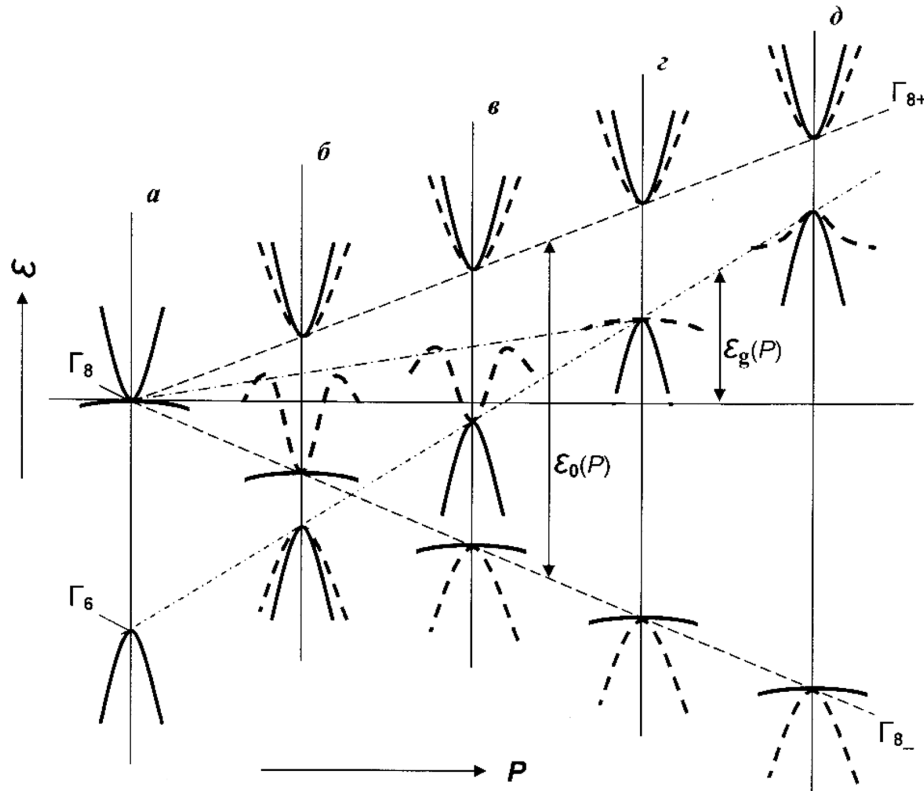


Рис. 3. Загальна схема перебудови зонної структури БН КРТ під впливом одноосової деформації (див. пояснення в тексті)

лів HgTe (за певних значень  $P$  і  $H$ ) спостерігався негативний магнітоопір. Температурна залежність коефіцієнта Холла  $R_X(T)$  була схожа на аналогічну для  $\alpha$ -Sn  $n$ -типу [21], на залежностях  $R_X(T)$  спостерігався максимум, який зміщувався до більших температур із підвищенням деформації. Така поведінка  $R_X(T)$  пов'язується авторами за участі в провідності як вільних електронів, так і вільних дірок. До того ж, аналізуючи температурну залежність  $R_X$ , вони враховували внесок у провідність БН носіїв домішкової акцепторної зони.

У подальших експериментальних роботах у деформованих кристалах КРТ було виявлено інверсію типу провідності та аномально високу рухливість дірок [31, 32]. Для пояснення цих результатів слід було отримати більш детальний вигляд закону дисперсії поблизу екстремумів зон одноосово напруженого БН. В роботах [14, 31] було виконано розрахунки для БН КРТ, в яких бралась до уваги взаємодія зон  $s$ - ( $\Gamma_6$ ) і  $p$ -симетрії ( $\Gamma_8$ ). В  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  з  $x \approx 0,16$  екстремуми зон  $\Gamma_6$  і  $\Gamma_8$  стикаються, а, відповідно, для кристалів з такими або близькими  $x$  взаємодія цих зон також

достатньо суттєва і нехтувати нею вже неможливо.

При цьому перебудова енергетичного спектра БН для випадку великого спин-орбітального розщеплення і нескінченної маси важких дірок визначається виразом

$$\frac{k^2}{2m} = \frac{(\xi - \varepsilon_g(P))(\xi^2 - E_0^2/4)}{|\varepsilon_g|(\xi + \frac{E_0}{2}P_2(\cos \theta))}. \quad (8)$$

Тут  $\varepsilon_g$  – “від’ємна заборонена зона” в недеформованому БН (відстань між термами  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$ ),  $\varepsilon_g(P) = \varepsilon_g + (c - a)E_{\text{def}}$  – змінна цього параметра в одноосно деформованому кристалі (надалі ми розглядаємо деформацію вздовж кубічної осі  $z$ ), де  $E_{\text{def}} = \Sigma \varepsilon_{ii}$  – тензор деформації,  $E_0 = 2b(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx})$  – енергія розщеплення виродженого терму  $\Gamma_8$ ,  $a, b$  та  $c$  – деформаційні потенціали,  $m$  – ефективні маси легкої підзони  $\Gamma_8$  й терма  $\Gamma_6$  в наближенні симетричних зон (коли ефективна маса важких дірок нескінченна),  $P_2 = (3x^2 - 1)/2$ ,  $\theta$  – кут між хвильовим вектором  $k$  і напрямом стиску.

Індукована стиском заборонена зона визначається областю енергій, для яких права частина (8) від’єм-

на, тобто можливі лише розв'язки з уявною енергією  $\xi$ . З рівняння (8) випливає, що електронний екстремум знаходиться в точці  $k = 0$  і має енергію  $E_0/2$ . При виконанні співвідношення  $\varepsilon_g(P) < E_0/4$  діркові екстремуми розташовані при  $k \rightarrow \infty$ ,  $\cos \theta = \pm \pi/2$  й мають енергію  $E_0/4$  (при врахуванні скінченності ефективної маси важких дірок вони зміщуються в область скінченних хвильових векторів, а їхня енергія трохи знижується). Вершина петлі екстремумів валентної зони лежить вище середини енергетичної щільності  $E_0(P)$ , яка індукується стиском у точці  $k=0$  (рис. 3,б,в). Закон дисперсії поблизу петлеподібного діркового екстремуму визначається виразом  $k_z^2/2m_z$  з малою поздовжньою ефективною масою.

Однак, коли виконується обернене співвідношення  $\varepsilon_g(P) > E_0/4$ , БН стає прямозонним (рис. 3,з,д), і поздовжні спектри електронів та дірок поблизу екстремуму описуються малими кейнівськими ефективними масами, перенормованими на залежну від тиску фактичну ширину забороненої зони (відстань між верхнім розщепленим термом  $\Gamma_8$  і термом  $\Gamma_6$ ):

$$\xi_{cz} = \frac{E_0}{2} + \frac{|\varepsilon_g|}{\frac{E_0}{2} - \varepsilon_g(P)} \frac{k_z^2}{2m},$$

$$\xi_{vz} = \varepsilon_g(P) - \frac{|\varepsilon_g|}{\frac{E_0}{2} - \varepsilon_g(P)} \frac{k_z^2}{2m}. \quad (9)$$

Відзначимо, що для великих значень  $k$  ці спектри набувають лінійного кейнівського вигляду.

Для поперечного напрямку аналітичний загальний розв'язок рівняння (8) вельми громіздкий. Однак, поблизу країв зон справедливі співвідношення:

$$\xi_{c\perp} = \frac{E_0}{2} + \frac{|\varepsilon_g|}{\frac{E_0}{2} - \varepsilon_g(P)} \frac{k_\perp^2}{6m},$$

$$\xi_{v\perp} = \varepsilon_g(P) - \frac{|\varepsilon_g|}{(\frac{E_0}{2} - \varepsilon_g(P)) (\varepsilon_g(P) + \frac{E_0}{2})} \frac{k_\perp^2}{2m}. \quad (10)$$

Для великих значень  $k$  ці спектри набувають того ж лінійного вигляду, що й для поздовжнього напрямку. Як видно з (9), (10), ефективні маси для поперечного напрямку суттєво більші, ніж для поздовжнього.

## 2.2. Особливості домішкових станів в БН

Як відомо, електронні властивості напівпровідників значною мірою визначаються електрично активними домішками – донорами і акцепторами. В HgTe і

в безцілних та вузькоцілних КРТ донорами і акцепторами є не лише сторонні домішки, а й, більшою мірою, власні дефекти, що пов'язано з суттєвим відхиленням від стехіометрії у цих кристалах. Численні дослідження показали, що природно вирощені кристали HgTe та КРТ мають значну кількість власних дефектів як акцепторного, так і донорного типу, тобто є компенсованими з концентраціями дірок  $N_A - N_D \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Дефекти акцепторного типу утворюються через нестачу атомів ртуті, яка може бути наслідком вакансій в катіонній підґратці, або міжвузловинних проникнень атомів Те.

У БН можливі значення енергій домішкових станів неминуче потрапляють в область суцільного спектра дозволених енергетичних зон кристала: акцепторні рівні – у зону провідності, а донорні – у валентну зону, на що вперше звернули увагу Ліу і Браст [33]. Крім оберненого розташування, донорним і акцепторним рівням в БН притаманна ще одна особливість: вони не можуть бути гранично вузькими та дискретними. Це пов'язано з тим, що електрони і дірки не утворюють цілком зв'язаних донорних і акцепторних станів на домішкових атомах, оскільки, наприклад, у електрона, локалізованого на акцепторі, з'являється можливість перейти в делокалізовані стани зони провідності з тією ж самою енергією. Такі квазілокалізовані стани носіїв на домішках називають ще резонансними станами (і, відповідно, рівнями).

Зазначимо також, що звичайний для експериментальної фізики напівпровідників критерій мілкового домішкового рівня, утвореного кулонівським потенціалом,  $E_i \ll E_g$  ( $E_i$  – енергія зв'язаного стану носія на домішковому центрі) неможливо застосовувати для БН, де  $E_g=0$ . Загальноприйнято вважати в БН мілкими домішкові рівні, які розташовано поблизу рівня Фермі  $E_i \sim E_F$  і, тому, суттєво впливають на розподіл носіїв заряду за енергіями та на явища переносу. Проте, слід зауважити: характер потенціалу таких центрів може бути суттєво відмінним від кулонівського.

Теоретичний розгляд домішкових станів БН здійснено Гельмонтом і Дьяконовим [34]. Вони довели, що в реальному БН, коли  $m_e^* \ll m_h^*$ , розмиття (розширення) донорних рівнів перевищує енергію іонізації, і тому локалізація електронів на донорних центрах взагалі відсутня. Таким чином, донори завжди іонізовані (навіть при  $T=0$ ), і концентрація вільних електронів дорівнює концентрації донорів. Щодо акцепторів, то кількісно точний вираз для енергії акцепторного рівня  $E_A$  в БН було отримано [34] лише за

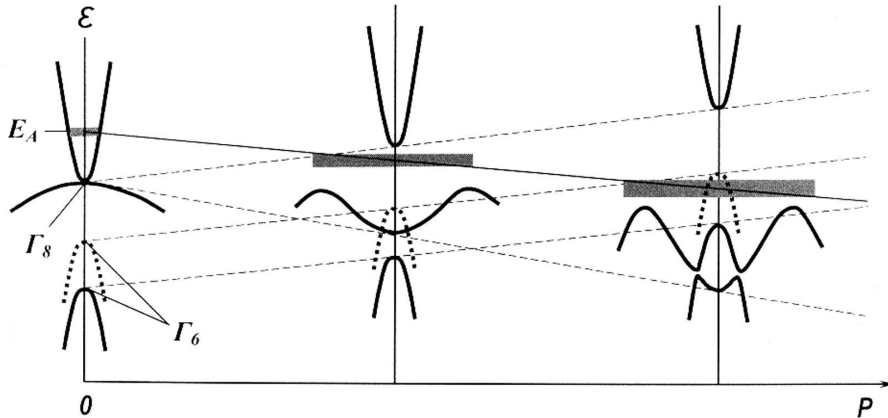


Рис. 4. Вплив одноосового напруження на зонну структуру та положення акцепторного рівня в БН КРТ для двох значень складу  $x = 0,150$  (пунктир) і  $x = 0,130$  (суцільна лінія)

припущення скінченної маси важкої дірки  $m_h^*$  і маси електрона  $m_e^* > 0$ :

$$E_A = 2m_h^* e^4 / 9\epsilon^2 \hbar^2 \equiv 4E_{hB} / 9. \quad (11)$$

Для HgTe з  $\epsilon=20$  і  $m_h^* = 0,4m_0$  з (11) отримаємо  $E_A = 6$  меВ. У роботі [35] Гельмонт виконав розрахунки залежності  $E_A$  від  $E_g$ , в яких брав до уваги поправки до гамільтоніана Латтінджера, що зумовлені непараболічністю зони провідності (в двозонному наближенні) та нелокальністю обмінної взаємодії; ці поправки спричиняють появу в законі дисперсії важких дірок лінійної за  $k$  складової. Виявилось, що  $E_A = 6$  меВ відповідає складу БН КРТ із щільною  $E_g \ll 300$  меВ. Для БН HgTe ( $E_g = -300$  меВ) вплив багатоелектронних ефектів більш суттєвий і спричиняє зменшення енергії іонізації основного стану акцептора до  $E_A = 2,3$  меВ. При цьому повільна зміна  $E_A$  в межах 2,3–6,0 меВ відбувається зі збільшенням компоненти  $x$ , що зумовлює перехід від БН до напівпровідника зі щільною (БН–ВН). За цих же умов Гельмонт отримав вираз для ширини  $\Gamma$  акцепторного рівня у БН:

$$\Gamma / E_A = 8(m_e^* / m_h^*)^{3/2}. \quad (12)$$

Із формул (11) і (12) бачимо, що при  $m_e^* \ll m_h^*$  енергія основного стану акцептора визначається лише масою важкої дірки, а ширина резонансного акцепторного рівня пропорційна  $(m_e^* / m_h^*)^{3/2}$  і виявляється доволі вузькою. Зміна складу  $x$  змінює в безщільному  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  зазор  $|E_g|$  (див. рис. 2) і, як наслідок, –  $m_e^*$  (при цьому  $m_h^*$  не змінюється). Тому енергія акцепторного рівня  $E_A$  відносно вершини валентної

зони залишається незмінною під час зміни  $x$ , а ширина рівня зменшується, коли  $|E_g|$  зменшується. Розрахована Гельмонтом величина  $E_A$  і залежність  $E_A(E_g)$  добре узгоджуються з експериментальними результатами [36–38].

В одноосно напруженому БН основний рівень акцептора, як правило, повинен рухатись слідом за вершиною валентної зони, і тому він, з рештою, опиняється в індукованій напруженням енергетичній щілині (рис. 4). Теоретичну задачу про акцепторні рівні в одноосно деформованому БН було розв'язано в роботі [12] у рамках формалізму функції Гріна та моделі потенціалу нульового радіуса Луковського–Переля–Яссівич [39, 40]. Якщо домішковий стан у недеформованому кристалі перетворюється за зображенням  $\Gamma_8$  (локальний центр не знижує симетрії задачі), то ОД знімає чотириразове виродження енергії домішки й зміщує вироджені за спіном домішкові рівні відносно екстремумів розщеплених зон БН. Показано, що в БН має місце перетворення резонансного акцепторного стану в локалізований при виході його в індуковану стиском заборонену зону. Зі збільшенням деформації енергетичний рівень акцептора може перетнути бічний екстремум валентної зони, коли енергія цього екстремуму досить швидко зростає за рахунок одноосової компоненти стиску [2]), тому знов виникає резонансний акцептор, але вже на тлі станів валентної зони (рис. 5). В  $\alpha\text{-Sn}$ , де енергія бічного екстремуму валентної зони понижуюється з деформацією, резонансні донорні рівні на тлі валентної зони зі збільшенням деформації перетворюються на локальні донорні рівні. У матеріалах  $p$ -типу при сильній деформації обидва розщеплені стиском акцепторні рівні перетворюю-



ються на резонанси на тлі нижньої гілки неперервного спектра. Фізично така поведінка рівнів пояснюється тим, що в рамках моделі потенціалу нульового радіуса, де відбувається “змішування” кількох домішкових станів, рівні не прив’язані жорстко до одного певного зонного екстремуму.

### 2.3. Вузькощілинні напівпровідники

Напівпровідники з шириною забороненої зони  $E_g \leq 250$  меВ, які отримали назву вузькозонних, або вузькощілинних напівпровідників (ВН), є на сьогодні основними матеріалами ГЧ фотоелектроніки середнього діапазону ( $\lambda = 3\text{--}12$  мкм) [41–43]. Найважливіша перевага фотоелементів (ФЕ) на базі ВН – перетворення електромагнітного випромінювання ГЧ діапазону в електричний сигнал саме завдяки міжзонним переходам (в ФЕ із легованих різними домішками Ge і Si використовується домішковий фотоэффект). Для виготовлення ГЧ фотоелементів широко використовують напівпровідники InSb, InAs,  $Mn_xHg_{1-x}Te$  (МРТ),  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ), яким притаманні найбільші значення рухливості електронів і співвідношення  $\mu_e/\mu_h \gg 1$ , що і визначають, головним чином, виявну спроможність ФЕ. Але, якщо використання бінарних сполук ефективно у вузькому спектральному діапазоні (максимум fotocутливості InSb – 5,4 мкм, а InAs – 3,2 мкм), то потрібні сполуки, в яких  $E_g$  і, відповідно, поріг fotocутливості змінюються зі складом  $x$ , охоплюють діапазон 3–14 мкм (нагадаємо, що вікна прозорості атмосфери знаходяться в межах 3–5 мкм і 8–12 мкм). Найактуальнішою з практичної точки зору і такою, що найширше використовується в ГЧ техніці, безумовно, залишається сполука КРТ з  $0,30 > x > 0,18$  [43].

Рекомбінаційні процеси в КРТ, які зумовлюють fotocутливість, визначаються в цьому матеріалі декількома конкуруючими механізмами. Внесок конкретного механізму рекомбінації в результуючий час релаксації нерівноважної концентрації носіїв струму залежить від  $T$ , величини  $E_g$  та концентрації точкових дефектів і домішок, які можуть бути центрами рекомбінації. Кристали КРТ  $n$ -типу достатньо добре досліджено (див., наприклад, огляд [44]). Значно складнішою є ситуація з матеріалом  $p$ -типу. За кількістю робіт  $p$ -КРТ помітно поступається  $n$ -типу. Це стосується і фотоелектричних досліджень, перш за все, в області низьких температур. Проте в останні роки спостерігається широке використання монокристалів і епітаксійних структур КРТ з дірковою провідністю для виготовлення фотодіодів ГЧ діапазону. Останні

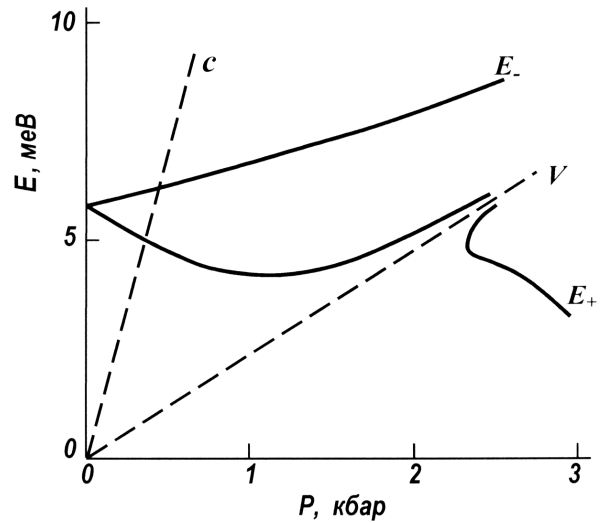


Рис. 5. Перебудова зонного спектра і акцепторного рівня в безщільному КРТ з  $x = 0,14$  під впливом ОД (за розрахунками [12])

ж, як відомо, функціонують головним чином в низькотемпературному режимі.

Процеси рекомбінації носіїв заряду в  $p$ -КРТ досліджувались, зокрема, в роботах [45–47]. При цьому виявилось, що в матеріалі  $p$ -типу спостерігається великий розкид експериментальних даних. Це стосується як значень параметрів нерівноважних носіїв струму (часу життя  $\tau$ , дифузійної довжини  $L$ , швидкості поверхневої рекомбінації  $S$  тощо), так і самого визначення домінуючого механізму рекомбінації в різних температурних діапазонах. Низькотемпературний перебіг рекомбінаційних процесів в  $p$ -КРТ потребував подальшого дослідження, для якого, як буде показано далі, великим плідним виявилось застосування зовнішнього стиску, який дозволяє не лише однозначно визначити домінуючий механізм рекомбінації, а й у ряді випадків отримати матеріали з наперед заданими властивостями.

У напівпровідниках із кубічною кристалграфічною структурою, якими є ВН КРТ і InSb, одноосьова пружна деформація  $P$  по-різному впливає на електронні стани зони провідності та донорних рівнів, з одного боку, і валентної зони та акцепторних рівнів, що пов’язані з нею – з другого. Одноосьове напруження майже не трансформує зони провідності (за винятком внесення незначної анізотропії) і пов’язаних із нею донорних станів. Натомість, валентна зона з акцепторами при цьому радикально перебудовується.

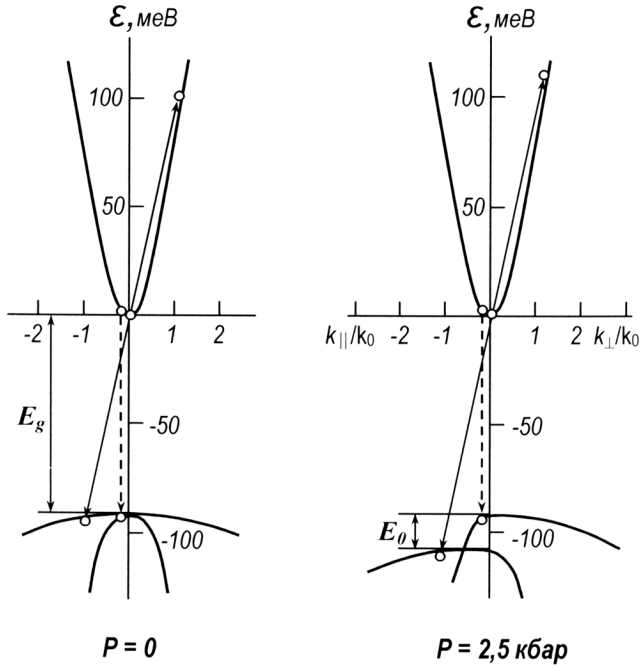


Рис. 6. Трансформація одноосьовим пружним стиском енергетичної структури КРТ ( $x = 0,20$ ).  $T = 4,2$  К  $P \parallel [001]$ , характерний хвильовий вектор  $k_0 = 4 \cdot 10^{-6}$  см $^{-1}$ . Стрілками зображено міжзонні рекомбінаційні переходи: суцільні лінії – оже-переходи; штрихові – випромінювальні

За відсутності деформації валентна зона вироджена в точці  $k=0$ , де стикаються зони легких і важких дірок. ОД знижує симетрію кристала і при цьому знімається виродження валентної зони. При розщепленні виродженої валентної зони енергетичний спектр в ізотропному наближенні ( $\gamma_2 = \gamma_3 = \bar{\gamma}$ ) описуватиметься виразом [1]:

$$E_{1,2} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_1 (k_{11}^2 + k_{\perp}^2) - 5P * \mp \sqrt{\left[ 4P^* + \frac{\hbar^2}{2m_0} \bar{\gamma} (k_{\perp}^2 - k_{11}^2) \right]^2 + 3\bar{\gamma}^2 k_{\perp}^2 \left( \frac{\hbar^2}{2m_0} \right)^2 (4k_{11}^2 + k_{\perp}^2)}, \quad (13)$$

тут  $k_{\parallel} = k$ ;  $k_{\perp}^2 = k_x^2 = k_y^2$  – компоненти квазіімпульсу при одноосьовому стиску, орієнтованому паралельно осі  $Z$ ;  $P^*$  – величина, пропорційна деформації, яка, залежно від напрямку прикладання тиску, дорівнює:  $Pb(S_{11} - S_{12})/4$  для  $P \parallel [100]$ ,  $PS_{44}d/8\sqrt{3} - P \parallel [111]$ ,  $(P/8)[(S_{11} - S_{12})^2 b^2 + S_{44}^2 d^2/4]^{1/2} - P \parallel [110]$ , де  $b$  і  $d$  – константи деформаційного потенціалу,  $S_{ij}$  – компоненти тензора пружної податливості.

Зміни одноосьовим пружним стиском енергетичної структури КРТ ( $x=0,20$ ) [48] зображено на рис. 6. Внаслідок розщеплення чотириразово виродженої валентної зони в точці  $k=0$  виникає пропорційна  $P$ -енергетична щілина  $E_0$ , а стани легких і важких дірок перемішуються. Нові стани зручно характеризувати підзонами  $V_+$  та  $V_-$  з анізотропними ефективними масами [6]: для поздовжнього напрямку  $m_0/(\gamma_1 \pm 2\gamma)$  і для поперечного  $m_0/(\gamma_1 \mp \gamma)$ . Величина  $E_0$  згідно з [48] дорівнює:  $E_0 = 8P^*$ . Зазначимо, що зміни енергетичної структури ВН внаслідок ОД вздовж кристалографічних напрямків  $[110, 111]$  в якісному плані аналогічні зображенням вище для осі  $[100]$  (див. [13]).

Треба брати до уваги, що ширина забороненої зони, а, відповідно, і довгохвильова границя міжзонного поглинання (випромінювання) під впливом ОД зазнає незначних змін. Наприклад, при  $P = 4$  кбар зміна  $E_g(P)$  в InSb не перевищує 3 меВ. Це пов'язано із взаємною компенсацією двох механізмів: збільшенням  $E_g$  за рахунок гідростатичної компоненти ОД та її зменшенням на величину  $E_0(P)/2$  внаслідок руху підзони  $V_+$  вгору. При цьому перенормоване ОД значення ширини забороненої зони  $E_g(P)$  в найпростішому випадку стиску вздовж осі  $[001]$  становить  $E_g(P) = E_g + (\xi/3 - \chi/2)$ . Значення констант  $\xi$  і  $\chi$ , які пов'язані з гідростатичною і зміщеною компонентами ОД, для InSb дорівнюють  $\xi=15,3$  меВ/кбар та  $\chi=9,0$  меВ/кбар [8]. Результати чисельних розрахунків енергетичних зміщень і розщеплень добре узгоджуються з даними експериментальних поляризаційно-спектральних вимірювань ФП в одноосно напружених InSb і КРТ [8].

#### 2.4. Акцепторні стани у ВН при одноосьовій деформації

Чотириразово вироджений (з урахуванням спіну) акцепторний рівень під дією одноосьового стиску також розщеплюється на два двократно вироджені стани. Величина розщеплення  $E_A$  при малих  $P$  (виконується співвідношення  $E_0 < E_A$ ) виявляється того ж порядку, що й розщеплення валентної зони [49]. Натомість, за великих  $P$ , коли виконується протилежне співвідношення  $E_0 > E_A$ , акцептор утворює серію локалізованих станів (основного і збудженого), що пов'язані із зоною  $V_+$ , і резонансних станів, пов'язаних із зоною  $V_-$  [50].

У Ge і Si, через ненадто велике співвідношення ефективних мас важких і легких дірок  $m_h/m_l$  аж до досить значних деформацій ( $P \approx 3$  кбар для Ge) реалізується перший з наведених вище граничних ви-

падків. У ВН співвідношення  $m_h/m_l \gg 1$  (для КРТ з  $x \approx 0,20$   $m_h/m_l \approx 50$ ). Тому розщеплення підзон, зміни ефективних мас дірок в зонах і глибини акцепторного рівня виявляються значно сильнішими [50]. В КРТ ( $x=0,20$ ) вже при  $P=1$  кбар для напрямку [100]  $E_0 \approx 12$  меВ, що перевищує глибину залягання мілких акцепторів в ненапруженому кристалі. При цьому реалізується другий граничний випадок, що його описано вище. Зрозуміло, що при низьких  $T$  дірки локалізуються у верхній ( $V_+$ ) із розщеплених валентних підзон, а основний стан акцептора формується із енергетичних станів вершини цієї підзони. Енергію акцептора в першому наближенні можна визначити як енергію кулонівського центра в простій анізотропній зоні з ефективними масами:  $m_{\parallel} = m_0/(\gamma_1 + 2\bar{\gamma})$  і  $m_{\perp} = m_0/(\gamma_1 - \bar{\gamma})$ . В ненапруженому кристалі маса важких дірок  $m_h = m_0/(\gamma_1 - 2\bar{\gamma})$ . Усереднена ефективна маса верхньої із розщеплених підзон виявляється набагато меншою, ніж  $m_h$  у недеформованому кристалі. Це спричиняє збільшення борівського радіуса  $a_0$  акцепторного центра і зменшення його енергії іонізації  $E_A$ . За відсутності деформації [50] маємо:

$$a_0 = \hbar(2m_h E_A)^{-1/2}, \quad E_A(0) = (4/9)m_h e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2. \quad (14)$$

У граничному випадку сильної деформації:

$$a_{\infty} = \hbar[(2m_{\perp}^2 m_{\parallel})^{1/3} E_A]^{-1/2},$$

$$E_A(\infty) = (13,52z^2/\epsilon^2)(2m_{\perp}^2 m_{\parallel}/m_h)^{1/2}, \quad (15)$$

де  $z$  – заряд центра,  $\epsilon$  – діелектрична проникність кристала.

Зазначимо, що (15) виявляється достатньо добрим наближенням для оцінювання енергії зв'язку стану  $1s$  розщепленого рівня акцептора, який пов'язаний із зоною  $V_+$ , за гранично великих  $P$ . Наприклад, для акцептора в сильно напруженому Ge за формулою (15) отримано значення  $E_A=2,8$  меВ, а із точнішого варіаційного розрахунку [49] отримано дещо більше значення  $E_A=3,8$  меВ. Зауважимо, що при досягненні межі великих  $P$  величина  $E_A$  більше не залежить від стиснення.

Оцінка для КРТ у випадку граничних  $P$  дає значення енергії зв'язку мілкового акцептора  $E_A = 0,6$  меВ. Це значення суттєво менше, ніж для Ge, внаслідок меншої величини ефективної маси. Тому при великих  $P$  стани електрично активного акцептора за  $T > 10$  К виявляються іонізованими, а концентрація вільних

дірок  $p$  наближується до значення  $N_A - N_D$ . Останнє повинно спричинити різке зниження питомого електричного опору  $\rho$  кристала КРТ з підвищенням  $P$ . Якщо ж концентрація акцепторів в КРТ досить велика ( $N_A \geq 10^{15}$  см $^{-3}$ ), то внаслідок одноосового пружного стиску акцепторні стани взагалі можуть злитися з вершиною валентної зони (перехід Мотта), коли параметр легування (добуток концентрації на “борівський” об'єм  $N_A a^3$ ) перевищить величину 0,02 [50]. При цьому енергія основного стану акцептора обертається на нуль. Таким чином, вплив  $P$  на мілкі (неглибокі) акцепторні центри в КРТ виявляється значним.

Під час захоплення носія на кулонівський центр за гранично великих  $P$  відбувається значне зменшення перерізу захоплення. Як було показано Абакумовим і Яссієвич [51], на відміну від класичної моделі Лекса [52], захоплення носія на заряджений центр супроводжується його безперервним зниженням за енергією. При цьому перехід через нульовий рівень енергії ніяк не виділений і переріз захоплення на заряджений центр визначається узагальненою формулою Томпсона у вигляді

$$r = (4\pi/3l_0)(e^2 z / \epsilon kT)^3, \quad (16)$$

де  $kT$  – теплова енергія. Довжина  $l_0$  не залежить ні від енергії носія, що захоплюється, ні від  $T$  і пов'язана з довжиною вільного пробігу  $l$  співвідношенням:

$$l_0 = l(kT/2m^* s^2), \quad (17)$$

де  $m^*$  – ефективна маса носія,  $s$  – швидкість звуку. Вплив ОД на каскадне захоплення дірки на акцептор при гранично великих  $P$  в першому наближенні можна враховувати через внесення в (17) анізотропної ефективної маси  $m^* = (2m_{\perp}^2 m_{\parallel})^{1/3}$ . Внаслідок обговорених вище причин це спричинить значне зменшення перерізу захоплення і, відповідно, підвищення часу життя дірок  $\tau_p$ . З чисельної оцінки перерізу захоплення на рівень акцептора КРТ ( $x = 0,20$ ) за гранично великих  $P$  отримаємо  $r_{\infty}/r_0 = 0,04$ .

Якщо рекомбінаційний центр є глибоким акцептором, який описується моделлю потенціалу нульового радіуса, він також розщеплюється ОД на два двократно вироджені стани. При цьому, як показано в роботі [13], енергія розщеплення між підрівнями акцептора внаслідок малого значення співвідношення  $m_e/m_h$  становить  $E_{12} \approx 0,1 E_0$ .

Таким чином, на відміну від розглянутого вище випадку мілкового кулонівського акцептора, у глибокого акцептора енергія зв'язку нижчого із розщеплених

станів відносно зони  $V_+$  становить:

$$E_A(P) \approx E_A(0) - 0,45E_0. \quad (18)$$

При цьому для КРТ ( $x \approx 0,20$ ) можна застосувати співвідношення  $E_0 = \alpha P$ , де  $\alpha \approx 12$  меВ/кбар.

Із наведених співвідношень можна зробити наближену чисельну оцінку величини  $P$ , яка перетворює нижчий з розщеплених підрівнів в резонансний. Із оцінки випливає, що рівень з  $E_A(0) \approx 10$  меВ залишається локалізованим принаймні до значень  $P \approx 2$  кбар. Однак, для рівня, що описується моделлю потенціалу нульового радіуса, процес захоплення дірки вже неможливо описувати в рамках каскадної моделі Лекса, оскільки енергія зв'язку значно перевищує енергію акустичного фонона. Тому за допомогою елементарного розгляду багатофононного захоплення на центр в рамках моделі Хуанга–Ріс отримано подальший вираз для перерізу захоплення:

$$r = (1/16\pi^2)(\hbar\omega/kT)(\hbar^2/mkT) \exp(-E/kT), \quad (19)$$

де  $\omega$  – частота коливань атомного ядра;  $E$  – енергія активації, яка визначається термічною енергією іонізації і константою електрон-фононного зв'язку;  $m$  – маса густини станів зони, з якою пов'язаний рівень [51].

Строго кажучи, у випадку напруженого кристала використання для точних розрахунків усередненої анізотропної ефективної маси  $m^*$  в околі вершини зони  $V_+$  неприпустиме. Однак її можна використовувати для якісних оцінок при значеннях  $P$ , для яких  $E_A(P) \ll E$ , де  $E$  – всі інші енергетичні відстані в системі “розщеплений акцептор – розщеплена вершина валентної зони”. Отже, внаслідок зменшення ефективної маси переріз багатофононного захоплення на глибокий акцептор збільшується. Другим чинником збільшення  $r$  може стати зменшення активіційної енергії  $E$  в експоненті (19). Таким чином, це приводить до важливого фізичного висновку: одноосьовий пружний стиск може однозначно дискримінувати процеси захоплення на мілкий кулонівський акцептор в одному випадку і на глибокий центр, що описується моделлю потенціалу нульового радіуса – в другому.

У роботі [13] у рамках моделі потенціалу нульового радіуса було розраховано коефіцієнт поглинання, зумовлений фотоіонізацією так званих  $s$ -центрів з енергією зв'язку  $E_c$ , що мають симетрію дна зони провідності  $\Gamma_6$  (як правило, таку симетрію мають глибокі донори [40]). Ці дворазово вироджені за спіном рівні не зазнають розщеплення під дією одно-

осьового стиску, і їхнім зміщенням в актуальній області стисків можна знехтувати [13]. Показано, що, коли центр розташований близько до зони провідності, в області малих надпорогових енергій цей коефіцієнт добре описується відомою формулою Луковського [39]:  $\alpha^c \sim (\hbar\omega - |E_c|)^{3/2}$ . Проте, коли центр суттєво “заглиблений” (розташований посередині забороненої зони й нижче), наявна помітна анізотропія коефіцієнта поглинання для випромінювання, поляризованого в напрямках уздовж та перпендикулярно до осі стискування. При цьому ОД приводить також до різкого збільшення сил осцилятора. Як показують проведені в роботі [13] оцінки, для характерного ВН в діапазоні малих надпорогових значень можна очікувати відносних відхилень від ізотропного значення  $\alpha_0^c(\omega)$  в недеформованому кристалі порядку 0,1.

Аналогічні коефіцієнти поглинання для переходів електронів з розщеплених стиском на два підрівні  $h$ -донорів, що характеризуються симетрією вершини валентної зони  $\Gamma_8$  (таким дещо специфічним донором є, наприклад, глибокий рівень структурного дефекту в InSb [53]) мають вигляд  $\alpha^h \sim (\hbar\omega - |E_{h1,2}|)^{1/2}$  і є різко анізотропними для всіх можливих значень енергій фотонів [13]. Відзначимо, що для цього випадку формула Луковського [39] взагалі незастосовна. Фізично це є наслідком тієї обставини, що електронний випромінювальний перехід відбувається між станами з різною симетрією.

У роботі [54] розраховано коефіцієнт поглинання, зумовлений переходами дірок, локалізованих на глибокому акцепторі з симетрією  $\Gamma_8$ , описуваному моделлю потенціалу нульового радіуса, при переходах до валентної зони одновісно деформованого напівпровідника типу Ge. За рахунок розщеплення як акцепторного рівня, так і екстремуму діркових підзон поріг фотоіонізації також зазнає розщеплення. При цьому виникає помітна поляризаційна залежність коефіцієнта поглинання, а його вигляд поблизу краю поглинання виявляється вельми чутливим до структури валентної зони.

### 3. Безщілинні напівпровідники: фізичні ефекти, що виникають під дією одноосьової деформації

#### 3.1. Подвійний фазовий перехід метал–діелектрик–метал

Як вказувалося вище, напівпровідники  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  із складами  $x \leq 0,16$  при низьких температурах є напівметалами з нульовою забороненою зоною. Зниже-

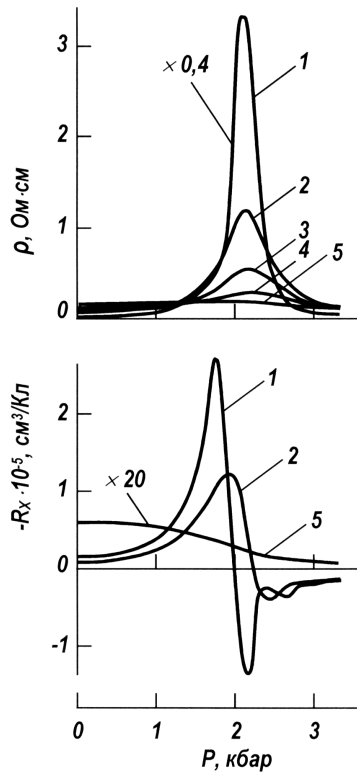


Рис. 7. Деформаційні залежності питомого електричного опору і коефіцієнта Холла ( $H = 300$  Е) для зразка БН КРТ ( $x = 0,157$ ) при різних значеннях температури, К: 1 – 1,6; 2 – 4,2; 3 – 8,0; 4 – 16,5–32

ння симетрії цих кристалів під дією пружної одноосової деформації стиску  $P$  радикально перебудовує їхній зонний спектр: усувається виродження зон і лінійно з  $P$  зростає величина утвореної енергетичної щільності, з'являються бічні екстремуми у зоні важких дірок, а за значних  $P$  у матеріалах, де склад  $x$  близький до точки переходу БН–ВН, може реалізуватися перехід до прямозонного стану, де валентна зона, однак, вже характеризується малою ефективною масою (рис. 3, 4).

У роботах [14, 31, 32] досліджено залежності питомого електричного опору ( $\rho$ ) і коефіцієнта Холла ( $R_H$ ) в монокристалах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x = 0,10 - 0,16$ ) з концентраціями акцепторів  $N_A$  і донорів  $N_D$  за умов  $N_A \gg N_D$ ,  $N_A - N_D = 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при температурах  $T \leq 4,2$  К і пружних деформаціях стиску  $P \leq 3,5$  кбар в магнітних полях напруженістю  $H$  до 70 кЕ. За відсутності деформації внаслідок співвідношення рухливостей електронів і дірок  $\mu_e/\mu_p > 10^2 - 10^3$  провідність кристала визначається вільними електронами і є металічною

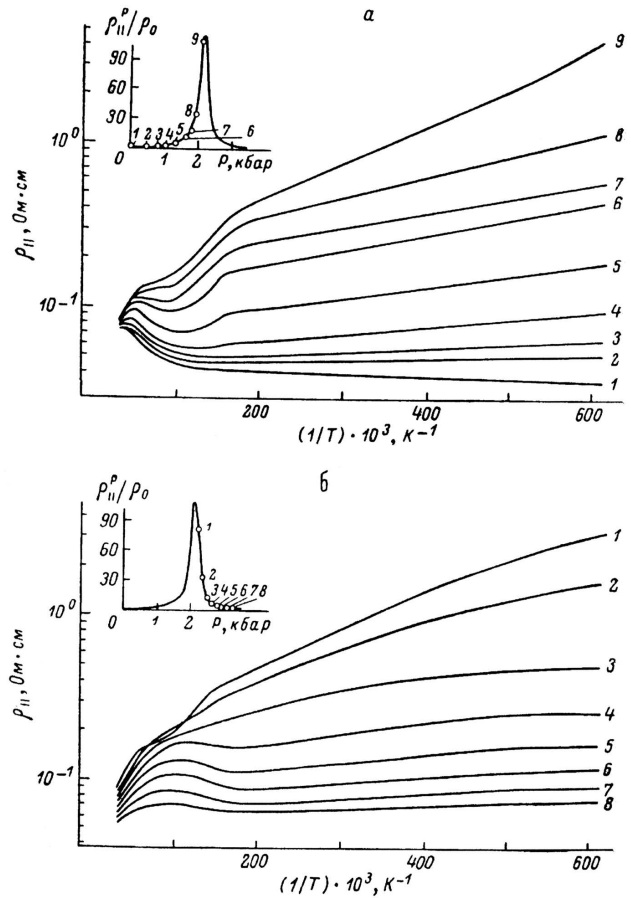


Рис. 8. Залежності  $\rho(1/T)$  при різних значеннях  $P$  для БН КРТ з  $x = 0,155$ . Значення  $P$  вказані на вставці

за характером, що підтверджує температурна залежність  $\rho$ .

Накладання на кристал деформації спричиняє різке (на порядки величин) зростання  $\rho$  і  $R_H$  (рис. 7), коли зі збільшенням  $P$  значно зменшується концентрація вільних електронів через їхню локалізацію на акцепторних станах, які виходять в утворену деформацією щільну. Максимум залежності  $R_H(P)$  вказує на рівність внесків у провідність вільних електронів зони провідності та локалізованих носіїв заряду при відповідних значеннях  $P$ . Активна ділянка на залежностях  $\rho(1/T)$  у діапазоні  $T = 1,6 - 5$  К (рис. 8,а) пов'язана із появою при зростанні  $P$  стрибкового механізму перенесення заряду і свідчить про реалізацію переходу метал–ізолятор.

Зміна знака  $R_H(p)$  з подальшим насиченням за великих  $P$  вказує на появу значної кількості но-

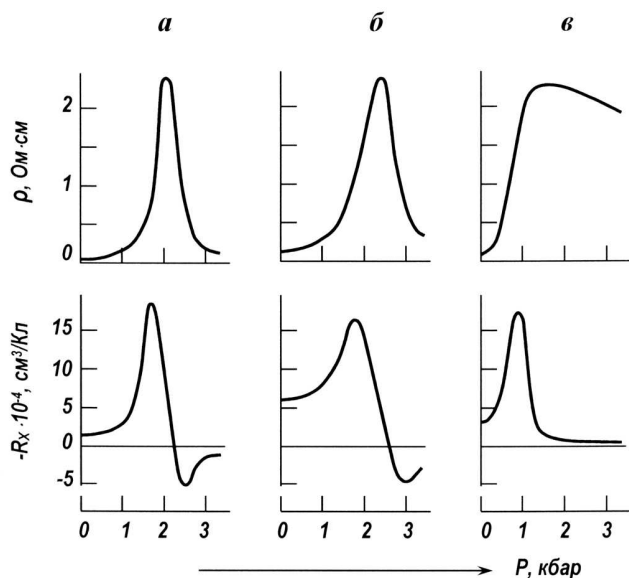


Рис. 9. Деформаційні залежності  $\rho$  і  $R_H$  для зразків БН КРТ зі складом  $x$ : а – 0,155; б – 0,149; в – 0,10

сіїв заряду протилежного знака – дірок. Для досліджуваних кристалів виконується співвідношення  $N_A \gg N_D$ , і тому виморожування електронів на акцепторні стани не може суттєво вплинути на ступінь заповнення акцепторної зони і, відповідно, на тип провідності в ній. Зі зростанням  $P$  (в цьому діапазоні деформацій) відбувається іонізація акцепторів через їх наближення до валентної зони [12], і концентрація вільних дірок у валентній зоні стає значною, що і спричиняє зміну знака  $R_H$  та появу гострого максимуму на залежності  $\rho(P)$ .

При подальшому підвищенні стиску активаційні ділянки на залежностях  $\ln(\rho(1/T))$  спрямляються і при максимальних  $P$  практично зникають (рис. 8, б) – провідність кристала знов стає металічною за характером, тобто відбувається перехід ізолятор–метал з дірковою провідністю, яка визначається легкими дірками з аномально великими рухливостями ( $\mu_p > 10^5$  см<sup>2</sup>/Вс).

Виявлені вище особливості потребують ретельного розгляду задачі про зонний спектр  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  зі значенням  $x$  поблизу критичного складу  $x = 0,16$ . Таку задачу було розв'язано (9), (10) у роботі [14]. Значення деформаційних потенціалів  $a, b, c$  для  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  такі, що  $\delta E_g(P)/\delta P = 6$  меВ/ $10^8$  Па,  $\delta E_0(P)/\delta P = 2$  меВ/ $10^8$  Па [2]. Таким чином, граничний випадок  $E_g(P) > E_0/4$  (коли матеріал стає прямозонним) для області реально досяжних пружних деформацій, що не руйнують кристал (в експериментах [14] досягалося значення 3,5 кбар), може бути реалізовано тільки для достатньо малих значень  $|E_g| < 10\text{--}20$  меВ, тобто тоді, коли склад сплаву достатньо близький до критичного значення  $x = 0,165$  (див. рис. 3, 4). Тому вирішити питання про те, чи пов'язаний перехід від  $n$ - до  $p$ -типу провідності в безцілних напівпровідникових сплавах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , який спостерігався на досліді з дірковими станами поблизу бічних екстремумів, чи зі станами поблизу центра зони Бріллюена, можна, провівши вимірювання для кристалів з різними значеннями  $x$ .

У роботі [14] проведено вимірювання питомого опору  $\rho$  й коефіцієнта Холла  $R_H$  для зразків з параметрами, які наведено в табл. 1.

Результати вимірювань зображено на рис. 9. Для зразків 1 і 2 спостерігається характерний максимум опору й зміна знака коефіцієнта Холла. При цьому ефект для зразка 2 із більшим значенням  $|E_g|$  зміщено в область вищих деформацій. Сукупність цих даних можна пояснити переходом БН при значеннях деформації  $P > 2 - 3 \cdot 10^8$  Па в прямозонний стан.

При цьому зростання опору  $\rho(P)$  пов'язане з виморожуванням дірок із зони провідності на акцептори, а дальший спад  $\rho(P)$  – зі зростанням концентрації вільних дірок, зумовленим зменшенням енергії активації акцепторів щодо екстремуму валентної зони, описуваному малою масою (9), (10). При цьому для питомих опорів виконується співвідношення  $\frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}} \approx 1,5\text{--}2,5$ , що також якісно відповідає проведеному вище розглядові.

Навпаки, для зразка 3 з великим вихідним значенням  $|E_g|$  перехід не спостерігається, й матеріал у всьому діапазоні деформацій залишається з електронною провідністю, що дозволяє говорити про незначний вплив бічних екстремумів валентної зони на обговорюваний ефект.

Насамкінець зазначимо ще про один експериментальний доказ існування подвійного переходу провідності метал–ізолятор–метал, що опирається на магнітопольові залежності коефіцієнта Холла. При  $P = 0$   $R_H$  є від'ємним і не залежить від  $H$ , що свідчить про наявність лише одного основного типу носіїв заряду – електронів. Із підвищенням тиску з'являється виразна залежність  $R_H$  від  $H$ , що вказує на наявність

Т а б л и ц я 1.

Номер зразка	1	2	3
$x$	0,155	0,149	0,10
$ E_g $ , МеВ	8–9	19–20	>80

принаймні двох типів носіїв. За значних  $P$  коефіцієнт Холла стає позитивним і знов практично не залежить від  $H$ , тобто визначається вільними дірками.

### 3.2. Зміни механізмів рекомбінації у пружно деформованих БН

Рекомбінаційні процеси в БН вперше теоретично було розглянуто Дьяконовим і Хаєцьким [55]. Показано, що в БН типу HgTe оже-рекомбінація та рекомбінація з випусканням оптичного фонона є основними механізмами рекомбінації нерівноважних носіїв. Рекомбінація з випромінюванням оптичного фонона не відбувається, якщо сумарна енергія носіїв менша від енергії такого фонона. За низьких температур і незначних рівнів легування основним каналом рекомбінації є оже-процес. У випадку, коли енергія Фермі перевищує енергію оптфонона, процес із випусканням оптфонона слід враховувати разом із оже, і при низьких температурах часи життя обох цих процесів рекомбінації виявляються для БН HgTe одного порядку величини [55]. Характерний час життя нерівноважних носіїв у БН становить  $\sim 10^{-13}$  с і майже не залежить від температури та ступеня легування. Підкреслимо, що швидкість процесів рекомбінації нерівноважних електронів та дірок в БН дуже висока і саме поняття рекомбінації для БН втрачає сенс, оскільки процеси рекомбінації й розсіювання неможливо відрізнити.

Особливості зонної структури одноосно напруженого БН КРТ, головними з яких є виникнення забороненої зони і поява бічних ( $k \neq 0$ ) екстремумів валентної зони, визначають характер перебігу зона-зонних рекомбінаційних процесів: оже, випромінювального та за участі оптфонона. Канали рекомбінації нерівноважних носіїв в одноосно напруженому непрямо-зонному БН розглянуто в роботі [10] і зображено на рис. 10. Випромінювальні прямі (рис. 10,а) і непрямі переходи (останній за участі оптичного фонона) суттєво відрізняються енергією фотона.

Оже-процес рекомбінації електрона з діркою з передачею енергії іншому електрону –  $cc-cv$  (рис. 10,в) за ненадто низьких температур є практично безпороговим для деформованого БН  $n$ -КРТ в силу особливостей його зонної структури, а для кристалів  $p$ -типу таким є процес  $cv-vv$  (рис. 10,г). Темп оже-рекомбінації  $J_A$  залежить від індукованої пружним стиском ширини забороненої зони  $E_0$ :  $J_A \sim E_0^{-3}$  (тобто час життя для оже-рекомбінації збільшується з тиском як  $\tau_A \sim E_0^3$ ).

У напружених БН дірки локалізовані в околі вершин екстремумів валентної зони, і тому прямі переходи з випромінюванням фотонів (субміліметрових) можуть відбуватися лише з електронних станів з високими енергіями (див. рис. 10,а) [10]. Тобто випромінювальна рекомбінація неефективна для термалізованих поблизу країв  $c$ - та  $v$ -зон нерівноважних носіїв і її необхідно враховувати лише в випадку інверсної заселеності або близької до неї великої концентрації пар. При цьому темп випромінювальної рекомбінації  $J_R$  збільшується (на відміну від оже) зі збільшенням індукованої стиском щільності:  $J_R \sim E_0^3$  (відповідно, час життя для випромінювальної рекомбінації  $\tau_R \sim E_0^{-3}$ ).

Резонансні рекомбінаційні переходи з випромінюванням оптичних фононів (див. рис. 10,б) можуть відбуватися тоді, коли різниця енергій електрона і дірки стає рівною або кратною енергії поздовжнього оптичного фонона  $\hbar\omega_0$ , тобто коли ширина утвореної стиском забороненої зони дорівнює  $E_0 = n\hbar\omega_0$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) [10]. Енергетична щільність, яка виникає в БН при реально можливих ОД, дозволяє досягти тільки першого мінімуму при залежності фотопривідності (ФП) від  $P$  (рекомбінація за участі одного оптичного фонона). Багатофононну рекомбінацію за участі оптичних фононів значно легше спостерігати у сильному магнітному полі (рис. 11).

### 3.3. ТГц-випромінювання стимульованого типу в одноосно напруженому безцілинному КРТ

Напівпровідникова сполука КРТ упродовж тривалого часу розглядалася як перспективний матеріал не лише для розробки та виготовлення фотоприймачів ГЧ-діапазону, але й ефективних джерел стимульованого випромінювання. Такі очікування були спричинені прямою енергетичною структурою цих кристалів. Але, як виявилось, для безцілинного і вузькоцілинного  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x \leq 0,20$ ) навіть при актуальних низьких температурах домінуючим власним механізмом рекомбінації є оже-процес, а внесок випромінювальних рекомбінаційних переходів зростає лише з підвищенням складу  $x$ . Перша робота [56], в якій отримано стимульоване випромінювання з  $\lambda \approx 4$  мкм, стосується кристалів  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  з  $x \approx 0,35$ , в яких енергетична структура не змінювалась ніякими зовнішніми впливами. У роботі [57] стимульоване випромінювання з  $\lambda \approx 10$  мкм було отримано на кристалах  $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$  як наслідок випромінювальних переходів носіїв між утвореними і розщепленими сильним магнітним полем квантови-

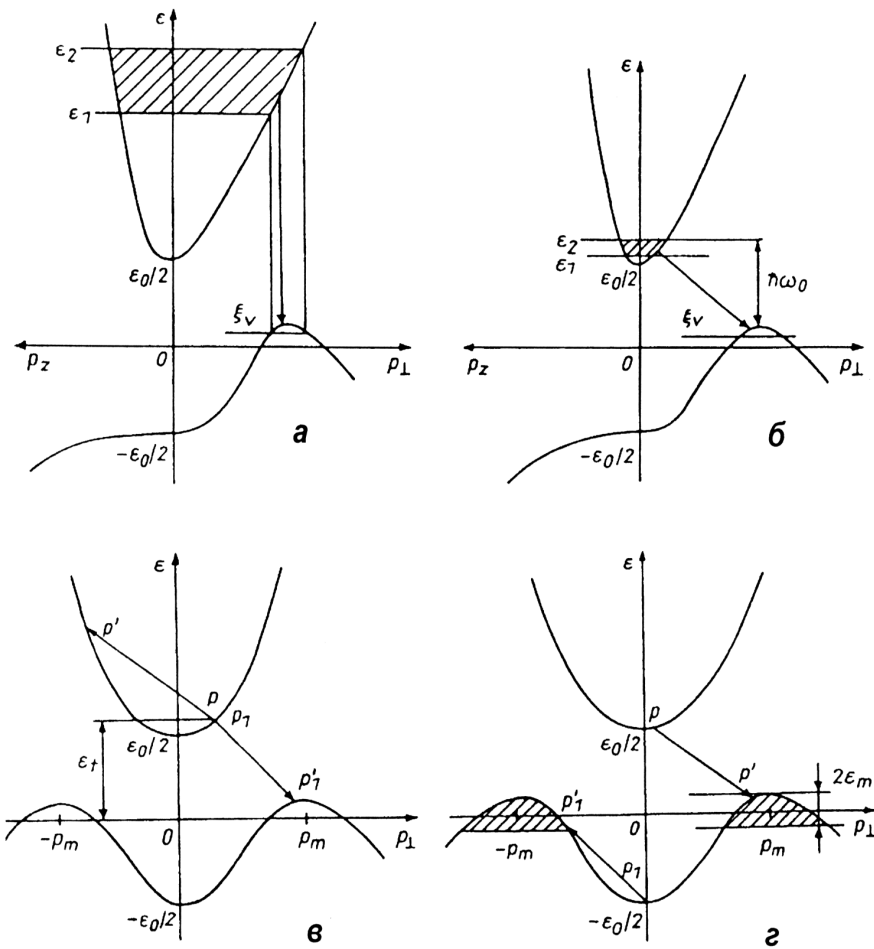


Рис. 10. Механізми рекомбінації нерівноважних носіїв в одноосовому деформаційному БН: *a* – випромінювальна рекомбінація; *б* – рекомбінація з випромінюванням оптичного фонона; *в* – *ss-cv* оже-процес; *г* – *sv-vv* оже-процес

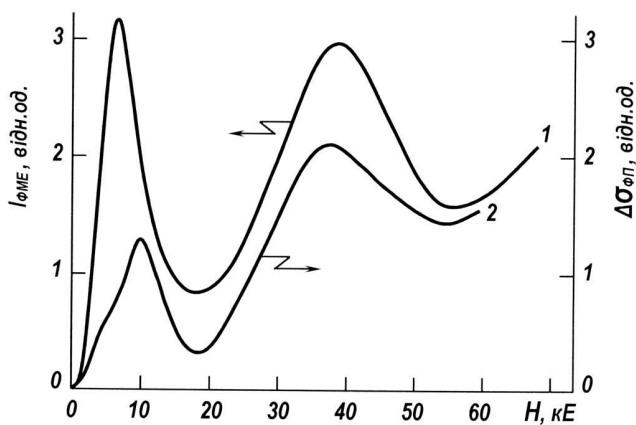


Рис. 11. Магнітопольові залежності фотопровідності (ФП) і фотоелектромагнітного ефекту (ФМЕ). Положення мінімумів відповідають співвідношенню  $eH/mc = \omega_0; 2\omega_0$

ми рівнями. В обох випадках інвертований (нерівноважний) розподіл носіїв струму здійснювався оптичним збудженням.

Дослідження стимульованої емісії актуального ТГц спектрального діапазону, що відповідає субміліметровому (інколи його називають далеким ГЧ) діапазону хвиль, досить інтенсивно проводилися протягом двох останніх десятиріч головним чином на чистому *p-Ge* [58–65]. При цьому інвертований розподіл носіїв струму створювався в схрещених електричному і магнітному полях, а оптичні випромінювальні переходи відбувались між виродженими підзонами легких і важких дірок [58–60]. У роботах [61–65] повідомлялося про підвищення ефективності стимульованої емісії в одноосно деформованому *p-Ge* внаслідок перебудови енергетичного спектра дірок (зняття виродження екстремумів і перетин законів дисперсій підзон



вздовж напрямку деформації). Одночасно впродовж того ж періоду велися інтенсивні роботи над створенням випромінювача монохроматичних ТГц акустичних фононів у надґратках (див. роботу [66] та літературу до неї). Зокрема, в роботі [66] було реалізовано і теоретично пояснено стимульоване випромінювання резонансних фононів у надґратках AlAs/GaAs з періодом близько 70 нм.

Випромінювання як спонтанне, так і стимульованого типу, субміліметрового, або ТГц-діапазону ( $\lambda \sim 100$  мкм) із БН  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  вперше отримано в [11, 67, 68] в умовах одноосової деформації. Досліджували монокристалічні зразки БН  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0, 10 - 0, 14$ ) з концентрацією електрично активних домішок  $N_A - N_D = (0, 8 - 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_A \geq N_D$ . Склад кристалів вибирали з урахуванням подальшої трансформації їх зонного спектра одноосовою пружною деформацією так, щоб за максимально досяжних деформацій ( $P \approx 3, 5$  кбар) екстремум зони не перетинав рівня  $\Gamma_8$  (див. рис. 4), але наближався до нього. За цих умов найвищим з екстремумів валентної зони буде бічний ( $k \neq 0$ ). Випромінювальні переходи при цьому відбуватимуться між електронними станами зони провідності з високими енергіями і дірками, локалізованими в околі бічного екстремуму (див. рис. 10, а), а темп випромінювальної рекомбінації зростатиме з тиском [10].

Особлива увага приділялась виготовленню зразків – стану поверхні і паралельності їхніх граней. Пружний стиск  $P$  і електричне поле  $E$  накладались в напрямку [100] або [112]. Розміри зразків становили приблизно  $1 \times 1 \times 10 \text{ мм}^3$ . Електричні контакти з індію наносились по периметру вузького перерізу на відстані 5–7 мм. Через контакти до кристала прикладались імпульси електричного струму з тривалістю  $\leq 1$  мкс. Випромінювання реєструвалось фотоприймачем (Ge, легований Ga), який разом зі зразком розташовувався в рідкому гелії. Діапазон максимальної fotocутливості приймача становив 80–120 мкм і звужувався та регулювався за допомогою фільтрів.

На рис. 12 зображено залежності інтенсивності  $I$  спонтанного випромінювання в далекому ІЧ-діапазоні ( $\lambda \sim 100$  мкм) і електричного струму  $J$  від напруженості імпульсного електричного поля  $E$  для зразка БН КРТ ( $x \approx 0,14$ ) при різних значеннях  $P$ . Всі вимірювання виконано в полях, що перевищували межу домішкового пробою (ударна іонізація). Вже при  $E = 3 - 5 \text{ В/см}$  практично всі електрони, які були виморожені на акцепторні стани, внаслідок домішкового пробою іонізуються з акцепторного рівня і знову потрапляють в зону провідності, де концентра-

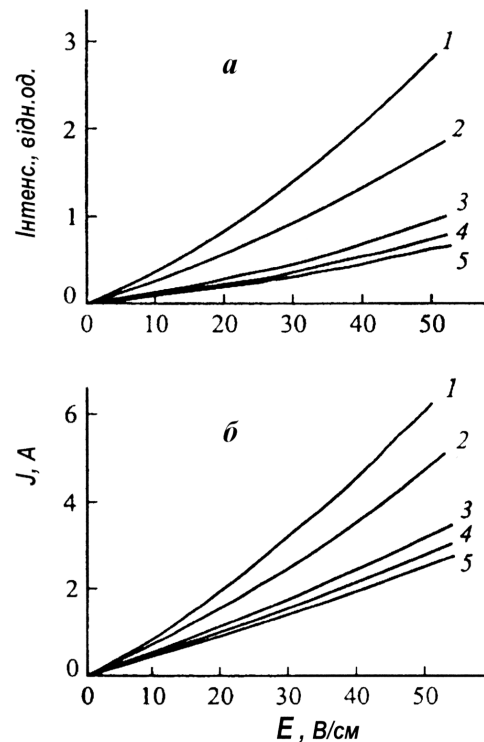


Рис. 12. Залежності інтенсивності спонтанного випромінювання (а) та електричного струму (б) для БН КРТ ( $x = 0, 139$ ) від напруженості електричного поля для різних величин ОД: 1 – 0–0,5 кбар; 2 – 1,0 кбар; 3 – 1,5 кбар; 4 – 2,0 кбар; 5 – 2,5 кбар.  $T = 4, 2 \text{ К}$ .  $P \parallel [001]$

ція вільних електронів становить  $n_e \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при помірних значеннях деформації  $P$ .

Звертає увагу значне зростання струму і випромінювання в області нульових і малих стисків (0–0,5 кбар). Надлінійність в польових залежностях  $I$  та  $J$  спостерігається вже з  $E \geq 10 \text{ В/см}$  і стає особливо помітною при  $E = 40 - 50 \text{ В/см}$ . Таку поведінку  $I(E)$  і  $J(E)$  може зумовити лише підвищення концентрації вільних електронів. Справді, в БН власна концентрація носіїв струму зростає з підвищенням напруженості електричного поля як  $n_i \sim E^{3/2}$ .

При порогових значеннях одноосового стиску  $P = 2, 5 - 2, 7$  кбар і електричного поля  $E = 50 - 55 \text{ В/см}$  спостерігається різкий (приблизно на 3 порядки) стрибок інтенсивності випромінювання з довжиною хвилі випромінювання  $\lambda \sim 100$  мкм (рис. 13). Стрибок інтенсивності випромінювання супроводжується меншим за величиною стрибком струму (в 4–6 разів). Сигнали відтворюються при подальших накладаннях  $P$  і  $E$ . Наявність порогів у значеннях  $P$  та  $E$ , кореляція цих порогів, значна інтенсивність випроміню-

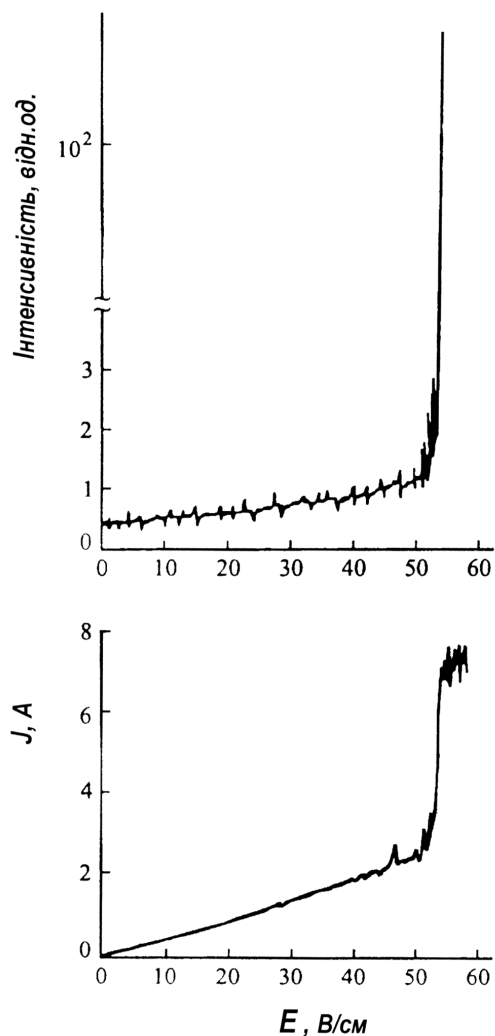


Рис. 13. Стрибок інтенсивності випромінювання (а) і сили електричного струму (б) для БН КРТ ( $x = 0,139$ ) при  $P = 2,5$  кбар.  $T = 4,2$  К.  $P \parallel [001]$

вання, а також визначальний вплив стану поверхні бокових граней підтверджують стимульований характер випромінювання.

При цьому виникає питання про природу можливих оптичних (випромінювальних) переходів, що приводять до стимульованого режиму випромінювання в далекій ГЧ області спектра (енергії фотонів приблизно 10 меВ). Переходи між розщепленими деформацією підзонами БН у цій області спектра теоретично досліджували в роботі [12]. Передбачена можливість появи негативного поглинання при інверсії квазірівноважних розподілів електрон-діркових пар, що описуються фермі-розподілом в  $s$ - і  $v$ -зонах. При

цьому критична концентрація носіїв для стимульованого режиму випромінювання виявлялась достатньо високою, і такий випадок міг реалізуватися під час інжекції або оптичного збудження. У випадку [11], очевидно, реалізується інший механізм створення інверсійного розподілу гарячих носіїв в об'ємі БН – між станами зони провідності і бічними екстремумами валентної зони: електричне поле спричиняє ударну іонізацію локальних домішкових рівнів (домішковий пробій). Зазначимо, що прямому випромінювальному переходу між станами зони провідності, що зайняті розігрітими (гарячими) електронами, і бічними екстремумами валентної зони з ненульовим квазіімпульсом, перпендикулярним до напрямку стиску ( $k_{\perp} \neq 0$ ) при значенні  $P \approx 2,5$  кбар для досліджених у [11] зразків відповідає енергія порядку 40–60 меВ (рис. 10,а). Таким чином, при  $P > 1$  кбар є актуальними лише “непрямі” випромінювальні переходи. У роботі [11] було теоретично показано, що ефективність випромінювальних переходів відповідного діапазону різко зростає при деформаціях  $P \approx 2,5$  кбар, бо саме для такого значення ОД розщеплені стиском акцепторні стани перетинають екстремум валентної зони і перетворюються з локалізованих у резонансні (див. залежність енергії рівнів від деформації, отриману в [12] і наведену на рис. 5).

Такий резонансний домішковий стан при зазначених величинах  $P$  виявляється заповненим дірками в умовах ударної іонізації, і випромінювальні переходи будуть достатньо ефективними. Справа в тому, що закон збереження імпульсу “знімається” внаслідок розмиття акцепторної хвильової функції в імпульсному просторі, бо домішковому рівню відповідає широкий діапазон значень  $k$  (рис. 14).

Описаний фізичний ефект відкриває можливість створення напівпровідникового лазера в актуальному ТГц-діапазоні зі змінною довжиною хвилі випромінювання [69].

#### 4. Трансформація фізичних характеристик вузькощілинних напівпровідників під дією одноосової деформації

##### 4.1. Поляризаційно-залежна фотопровідність в одноосно напружених БН КРТ і InSb

Пружна ОД кубічних напівпровідникових кристалів приводить, як уже відзначалося, до суттєвої зміни зонного енергетичного спектра та рівнів локальних центрів. При цьому вдалося спостерігати низку но-

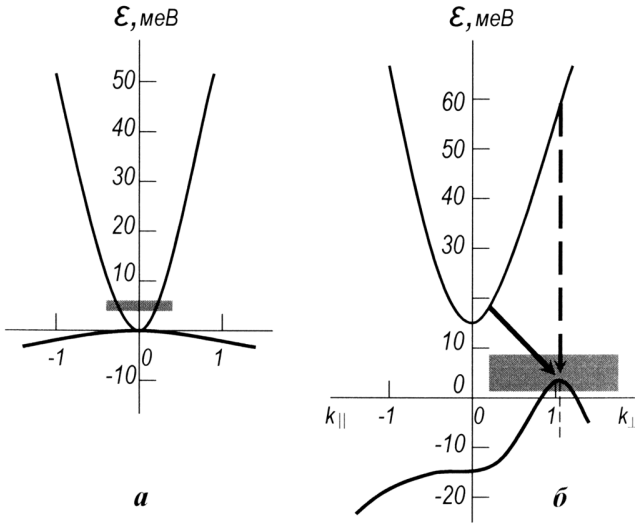


Рис. 14. Схема випромінювальних переходів в одноосно напруженому БН

вих фізичних ефектів, а саме: індуковане деформацією подвійне променезаломлення [70–74] та п'єзофотовідбиття [75], а рекомбінаційне випромінювання одноосно напружених напівпровідників виявилось поляризованим [76]. У ВН, для яких зміни енергетичної структури внаслідок ОД найбільші (внаслідок малої ширини  $E_g$  та великого співвідношення ефективних мас важких і легких дірок), виявлено поляризаційно-залежну фотопровідність (ФП) [8] і досліджено далекі ІЧ-переходи між розщепленими стиском станами  $\Gamma_8$  [77].

Зміни коефіцієнта поглинання, а саме поява анізотропії внаслідок змін матричних елементів переходу між  $c$ - та  $V_{\pm}$ -зонами, в одноосно напружених ВН теоретично розглянуто в роботах [3, 78]. Показано, що для ІЧ-збуджуючого випромінювання з поздовжньою ( $\parallel$ ) і поперечною ( $\perp$ ) до напрямку стиску поляризацією коефіцієнт поглинання  $\alpha$  (при переході із заповнених  $V_{\pm}$ -зон в порожню зону провідності) визначається виразом

$$\alpha_{\parallel,\perp}(\omega) = \alpha_0 \Phi_{\parallel,\perp}(\Omega), \quad \Omega = 2(\hbar\omega - \overline{E_g})/E_0,$$

$$\alpha_0 = \frac{3}{\pi} \frac{e^2}{\hbar c \sqrt{\epsilon}} \frac{E_g}{\hbar \omega} \left( \frac{2E_0 m_c}{\hbar^2} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

де  $\Phi_{\parallel,\perp}$  – безрозмірний коефіцієнт поглинання, всі інші позначення відповідають наведеним раніше. Безрозмірні функції  $\Phi_{\parallel,\perp}(\Omega)$  було розраховано [3] для InSb і КРТ (рис. 15). Зазначимо, що внаслідок розщеплення ОД валентної зони в точці  $\Gamma_8$  на підзони  $V_+$

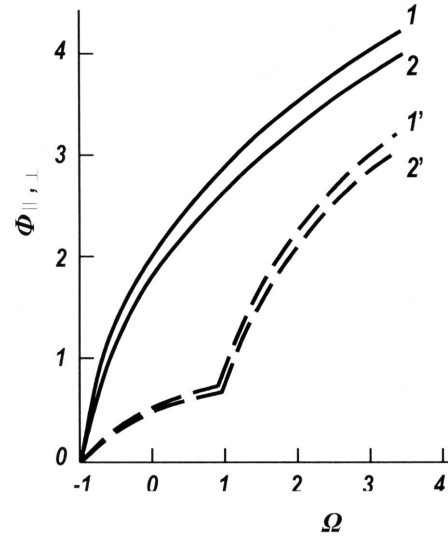


Рис. 15. Розрахунок спектрального розподілу безрозмірного коефіцієнта поглинання  $\Phi_{\parallel,\perp}$  для двох напрямів поляризації за формулою (20): 1 і 1' – криві для InSb; 2 і 2' – криві для КРТ. Криві 1 і 2 – поздовжня; 1' і 2' – поперечна поляризація

і  $V_-$  краї фундаментального поглинання цих підзон знаходяться за енергій:  $E_{\pm} = E_g \mp E_0/2$ , які визначаються величиною одноосового стиску  $P$ . При цьому перехід із верхнього  $V_+$ -стану в зону провідності дозволено для обох напрямків поляризації, на той час як перехід із стану  $V_-$  в зону провідності для поздовжньої поляризації виявляється забороненим [3].

Безпосереднє вимірювання  $\alpha$  поблизу фундаментального краю в пружно деформованому напівпровіднику пов'язане зі значними труднощами – насамперед, наявні джерела випромінювання в діапазоні 5–12 мкм (глобар) не є достатньо інтенсивними, а до того ж потрібно створювати пружне напруження в тонких шарах напівпровідника. У той же час у достатньо товстих зразках ( $ad \gg 1$ ,  $d$  – товщина зразка) спектральний розподіл  $\alpha$  можна дослідити фотоелектричними методами [80]. До таких зразків можна легко прикладати одноосовий стиск будь-якої величини, що не перевищує межі пружності кристала. Можливості методу вивчення спектральних характеристик ФП ґрунтується на конкуренції об'ємних та поверхневих рекомбінаційних процесів, коли характерні довжини цих процесів виявляються зіставними з глибиною поглинання ІЧ-випромінювання (величиною порядку  $\alpha^{-1}$ ). Відмінність у спектральному розподілі коефіцієнта поглинання для двох напрямків поляризації має приводити у випадку ОД також до якісних змін спектрального розподілу ФП. Як наслідок, хоча в досліджуваному спектральному діапазоні

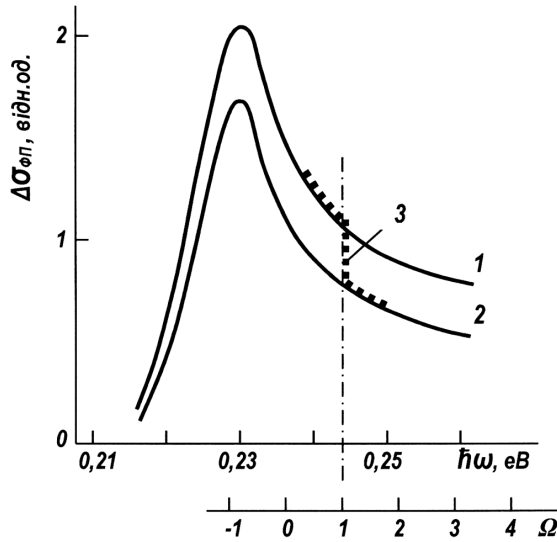


Рис. 16. Схематичне зображення спектрального розподілу фотопровідності для двох значень коефіцієнта поглинання: 1 –  $\alpha_1$ ; 2 –  $\alpha_2$ ;  $\alpha_1 < \alpha_2$ . Штриховою лінією 3 зображено злам ФП при стрибковій зміні  $\alpha$

все падаюче випромінювання й поглинається у зразку, тим не менше спектральна характеристика (СХ) ФП відображатиме особливості коефіцієнта поглинання.

Як відомо [80], спектральний розподіл ФП зразка товщиною  $d$  з провідністю  $n$ -типу визначається виразом

$$\Delta\sigma_{\parallel,\perp}(\omega) = \frac{e\mu_n}{d} I_0 \tau \frac{\alpha_{\parallel,\perp}(\omega) L}{1 - (\alpha_{\parallel,\perp}(\omega) L)^2} \times \left[ \frac{1 - \exp(-\alpha_{\parallel,\perp}(\omega) d)}{\alpha_{\parallel,\perp}(\omega) L} - \frac{L(1 + \alpha_{\parallel,\perp}(\omega) L_s)}{L + L_s} \right] \times (1 - \exp(-d/L)) \quad (21)$$

де  $I_0$  – інтенсивність випромінювання, що падає на зразок,  $\mu_n$  – рухливість електронів,  $\tau$  – час рекомбінації носіїв у об’ємі,  $L$  – дифузійна довжина,  $L = (D\tau)^{1/2}$ ,  $D$  – ефективний біполярний коефіцієнт дифузії, що для кристала  $n$ -типу з  $n \gg p$  близький до коефіцієнта дифузії дірок,  $L_s = D/s$  – характерна довжина поверхневої рекомбінації,  $s$  – швидкість цієї рекомбінації.

Спектральна залежність ФП, як видно з (21), для випадку великої швидкості поверхневої рекомбінації

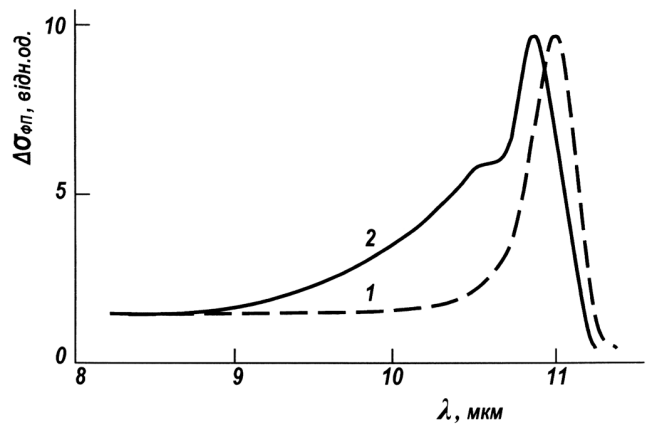


Рис. 17. Спектральна залежність ФП для КРТ ( $x = 0,21$ ).  $P = 2,7$  кбар: 1 – поздовжня; 2 – поперечна поляризації

( $L_s \ll L$ ) має вигляд кривої з характерним максимумом поблизу краю фундаментального поглинання. Зі збільшенням  $\alpha$  зменшується товщина шару напівпровідника, в якому відбувається фотогенерація носіїв струму. У результаті, поверхнева рекомбінація стає інтенсивнішою, що приводить до зменшення сигналу ФП (рис. 16). При цьому більшому значенню  $\alpha$  для однієї й тієї ж енергії  $\hbar\omega$  відповідає менша величина сигналу ФП (нижня крива 2 на рис. 16). Тому, якщо  $\alpha$  на певній частоті зазнає різкої зміни (а саме так відбувається за ОД для енергій  $\hbar\omega = E_g + E_0/2$ , коли “вмикаються” переходи з  $V$ -зони для поперечної поляризації), то в спектральній залежності ФП так само повинен виникнути різкий злам, зображений на рис. 16 пунктиром (крива 3).

Експериментально досліджувався спектральний розподіл ФП у зразках КРТ ( $x \approx 0,20$ ) у діапазоні пружних деформацій  $P \leq 3$  кбар [8]. Одноосьовий стиск прикладався вздовж осі [001]. Було вибрано зразки  $n$ -типу, оскільки  $p$ -тип характеризується значно більшими значеннями  $\alpha(\omega)$  поблизу краю фундаментального поглинання. Мала концентрація вільних носіїв струму  $n \leq 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  дозволяла нехтувати поглинанням вільними носіями, яке може впливати на сигнал ФП при низьких  $T$ .

На одержаних кривих ФП для КРТ (рис. 17) з високоенергетичного боку від максимуму для поляризації  $E \perp P$  чітко виявляється особливість у вигляді сходинок (крива 2), яка разом з максимумом сигналу  $\Delta\sigma_{\text{ФП}}$  при збільшенні  $P$  зміщується у бік вищих енергій. Для поляризації  $E \parallel P$  (крива 1) така структура відсутня. Тому можна впевнено пов’язати вказану особливість з краєм фундаментального поглинання для переходів “валентна зона–зона провідності”.

З даних, наведених на рис. 17, одержано значення для коефіцієнта пропорційності  $\chi$  ( $E_0 = \chi P$ )  $10,2 \pm 2$  меВ/кбар для КРТ ( $x = 0,215$ ), що досить близько до значення  $\chi = 12$  меВ/кбар з роботи [50]. Вимірювання поляризаційно-чутливої ФП можуть являти значний інтерес для ідентифікації механічних напружень у тонких шарах та плівках, що застосовуються в оптоелектроніці, і для визначення величини таких напружень.

#### 4.2. Ідентифікація домінуючого механізму рекомбінації в ВН за допомогою одноосового стиску

В ВН, як вже зазначалось, рекомбінаційні процеси визначаються декількома конкуруючими механізмами, і внесок конкретного механізму рекомбінації в результуючий час релаксації концентрації нерівноважних носіїв струму залежить від декількох чинників (див., наприклад, [44]). Внаслідок особливостей зонної структури ВН (перш за все, мала  $E_g$  і  $m_e/m_h \ll 1$ ) у температурному діапазоні власної провідності час релаксації визначається міжзонними механізмами – випромінювальною і ударною (оже) рекомбінацією. Зазначені власні механізми мають принципове значення, оскільки визначають верхню теоретичну межу часу життя носіїв струму. Вивчення цих механізмів рекомбінації особливо важливе з огляду на необхідність використання під час розробки нових напівпровідникових приладів усіх потенційних можливостей кристалів.

Важливо відзначити: темп міжзонної рекомбінації не залежить від домішкових рівнів і характеризується параметрами власного зонного спектра напівпровідника. Саме тому, на відміну від рекомбінаційних каналів, пов'язаних з домішками (параметри останніх можна змінювати за допомогою технології росту та легування кристала), власну міжзонну рекомбінацію принципово неможливо усунути. Таким чином, міжзонні механізми рекомбінації визначають верхню теоретичну границю важливих, з практичного боку, параметрів напівпровідника, наприклад, фоточутливості та квантового виходу міжзонного випромінювання. З іншого боку, завдяки високій чутливості зонного спектра ВН до зовнішніх впливів можна сподіватись підвищити граничні параметри за допомогою трансформації їх енергетичної структури в бажаному напрямку.

Трансформація валентної зони ВН під дією ОД, очевидно, повинна помітно змінювати темп рекомбінації при міжзонних переходах. Необхідно зазначити,

що суттєві зміни темпу рекомбінації слід очікувати навіть за малих деформацій, оскільки в ВН розщеплення валентної зони  $E_0$  за  $T \approx 80$  К стає порядку середньої теплової енергії дірок  $3kT/2$  вже для  $P \approx 0,5$  кбар.

Із збільшенням розщеплення  $E_0(P)$  більша частина дірок термалізується в зоні  $V_+$ , а оскільки ефективна маса  $V_+$ -зони помітно зменшується порівняно з масою важкої дірки недеформованого кристала, то дірки локалізуються в області малих імпульсів. Таким чином, прямі випромінювальні переходи, які звичайно відбуваються лише в області малих імпульсів, йтимуть інтенсивніше, а час життя випромінювальної рекомбінації падатиме зі збільшенням  $P$ . Теоретичний розрахунок темпів випромінювальної ( $1/\tau_R$ ) і оже-рекомбінації ( $1/\tau_A$ ) проведено у роботах [3, 4, 81, 82] в рамках кейнівської моделі з урахуванням ОД. При цьому закони дисперсії і хвильові функції записувалися згідно з [1]. Показано, що темп випромінювальної рекомбінації для матеріалу  $n$ -типу в області власної провідності можна записати у вигляді

$$1/\tau_{Ri} = (e^2/\hbar c)\varepsilon^{1/2}(P/c)^2(E_g/\hbar) \frac{n}{N(E_0/kT)}, \quad (22)$$

де  $P$  – кейнівський міжзонний матричний елемент; характерна концентрація  $N(E_0/kT)$  описує збільшення кількості дірок в  $V_+$ -зоні, а інші позначення відповідають застосованим раніше. Функція  $N(E_0/kT)$ , а, відповідно, і  $\tau_R$  монотонно змінюється з величиною тиску  $P$  і співвідношення  $N(0)/N(\infty)$  за величиною дорівнює приблизно 2.

Для конкурентного (щодо випромінювального каналу) процесу ударної рекомбінації (оже) виникає обернена ситуація. При оже-рекомбінації в кристалах  $n$ -типу електрон рекомбінує з діркою, а енергія рекомбінації порядку ширини забороненої зони передається іншому електрону, що переходить у високозбуджений стан. В силу необхідності одночасного виконання законів збереження енергії та імпульсу оже-процес характеризується енергетичним порогом: мінімальною сумою кінетичних енергій трьох носіїв, починаючи з якої процес стає можливим [83, 84]. У межах тризонної моделі Кейна порогова енергія становить [83]:  $E_t = 2(m_e/m_h)E_g$ . При цьому одержана залежність темпу оже-рекомбінації (оберненого часу життя нерівноважних дірок) для невироджених ВН  $n$ -типу (область власної провідності) має вигляд

$$\tau_{Ai}^{-1} = C(T)n^2 \exp(-E_t/kT), \quad (23)$$

де  $C(T) = (3/\varepsilon)(2\pi/E_g m_h)^{3/2} e^4 \hbar^3 (m_e kT)^{-1/2}$  – слабка степенева функція температури, яка має розмір-

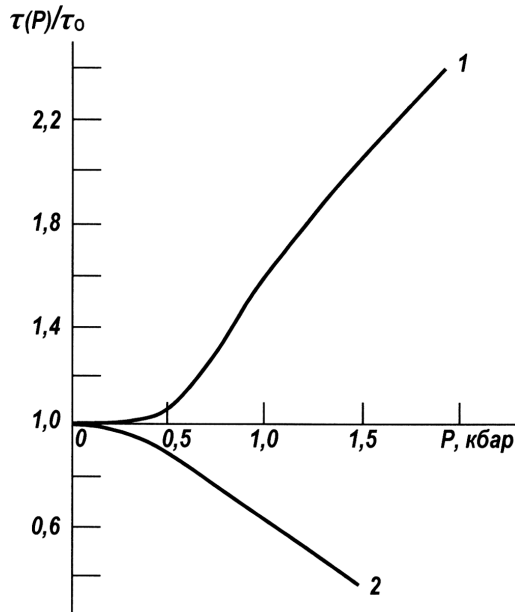


Рис. 18. Деформаційні залежності часу життя для зразків КРТ: 1 –  $x = 0,20$ ; 2 –  $x = 0,30$

ність  $\text{см}^6/\text{с}$ . У недеформованих ВН, для яких відношення  $m_e/m_h$  дуже мале, оже-рекомбінація є практично безпороговою, а відтак вельми інтенсивною, особливо в діапазоні високих температур.

Внаслідок розщеплення валентної зони при накладанні ОД ефективна маса електронів залишається практично незмінною, в той час як маса дірок суттєво зменшується для всіх станів за винятком стану  $V_-$  для напрямку, що паралельний  $P$  (ця гілка енергетичного спектра все ще характеризується масою важкої дірки, див. розділ 2.3). При підвищенні  $P$  порогові оже-процесів різко збільшуються для всіх каналів, крім випадку переходу електрона в стан  $V_-$ -зони з імпульсом, паралельним напрямку деформації. Тому оже-переходи електронів будуть відбуватися, головним чином, в стани  $V_-$ -зони з низьким енергетичним порогом, який все ж перевищує поріг  $E_t$  для недеформованого кристала на величину розщеплення зон  $V_+$  і  $V_-$ :  $E_t^- \approx E_t + E_0$ . Деформаційна залежність  $\tau_A$  відтепер буде визначатись порогом  $E_t^-$ , а також концентрацією дірок, яка в  $V_-$ -зоні зі зростанням  $P$  зменшується як  $\exp(-E_0/kT)$ . Через ці два фактори темп оже-рекомбінації повинен суттєво зменшуватись (на відміну від випромінювальної рекомбінації, темп якої підвищується в разі підвищення деформації).

Ґрунтуючись на протилежних залежностях  $\tau_R^{-1}$  і  $\tau_A^{-1}$  від  $P$ , можна вважати деформаційні вимірюва-

ння простим і досить зручним методом розрізнення двох основних механізмів міжзонної рекомбінації – випромінювального та ударного (оже). Таке розрізнення, власне кажучи, являє собою непросту задачу і потребує, щонайменше, ретельних температурних досліджень часу життя носіїв струму. Зазначимо, однак, що і деформаційні виміри не в змозі дати вичерпної відповіді у випадку, коли в процесах рекомбінації помітну роль починає відігравати якийсь додатковий канал, пов'язаний із рівнями домішок і дефектів (задача при цьому ускладнюється).

Численними дослідженнями показано, що для кристалів КРТ  $n$ -типу високої чистоти з великими рухливостями електронів для складу  $x \approx 0,20$  в температурному діапазоні власної провідності домінує ударна рекомбінація (оже), а для  $x \approx 0,30$  – випромінювальна [44]. Із деформаційних залежностей  $\tau(P)/\tau_0$ , які було отримано [4] з вимірювань стаціонарної ФП для різних значень  $x$  і  $T$ , видно (рис. 18), що для  $x \approx 0,30$  спостерігається зменшення  $\tau$ , а для  $x \approx 0,20$  – явне зростання зі збільшенням  $P$ . Суттєво, що сам характер зміни  $\tau$  (зменшення або збільшення) з деформацією однозначно визначає механізм власної рекомбінації. Для максимальних стисків  $P$  (а, відповідно, і значень відношення  $E_0/kT$ ), які було реалізовано в експерименті,  $\tau$  змінювалося в 2–2,5 рази, що достатньо добре узгоджується з теоретичними значеннями, обчисленими в роботах [4, 81]. У цих роботах для електронних невідроджених ВН було отримано (в рамках тризонної моделі Кейна) деформаційні залежності часу життя нерівноважних дірок відносно випромінювальної  $\tau_R$  та оже-рекомбінації  $\tau_A$  у вигляді

$$\frac{\tau_R(E_0)}{\tau_R(0)} = \frac{4(\gamma_1/2\gamma - 1)^{3/2}}{\sqrt{\pi}(e^{-E_0/2kT} + e^{E_0/2kT})} J(\gamma_1/2\gamma, E_0/kT), \quad (24)$$

$$\frac{\tau_A(E_0)}{\tau_A(0)} = \frac{2(\gamma_1/2\gamma - 1)^{3/2}}{e^{-E_0/2kT}\sqrt{\pi}} J(\gamma_1/2\gamma, E_0/kT), \quad (25)$$

де введено безрозмірний інтеграл

$$J(\gamma_1/2\gamma, E_0/kT) = \sum_{\pm} \int_0^{\infty} x^2 dx \int_{-1}^1 du \times \exp \left\{ -\frac{\gamma_1 x^2}{2\gamma} \pm \left[ x^4 + \frac{E_0}{2kT} x^2 \frac{3u^2 - 1}{2} + \left( \frac{E_0}{2kT} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (26)$$

Зазначимо, що вирази (24)–(26) отримано для випадку невідроджених дірок, а ступінь виродження електронів може бути довільним. Результати обчислення рівнянь (24) і (25) для ВН з параметрами InSb ( $\gamma_1/2\gamma = 1,044$ ) та КРТ з  $x \approx 0,20$  ( $\gamma_1/2\gamma = 1,10$ ) подано на рис. 19. Теоретичні залежності  $\tau(P)$  якісно добре відповідають експериментальним, наведеним на рис. 18. Кількісні розходження, напевно, зумовлені можливим внеском в  $\tau$  домішкової рекомбінації, якою нехтували при розрахунках.

Таким чином, ОД дозволяє однозначно ідентифікувати власний механізм рекомбінації у випадку міжзонних переходів і, крім того, може приводити до радикальної (на порядки величин) зміни співвідношення часів випромінювальної та безвипромінювальної рекомбінації. Результати деформаційних досліджень ВН мають і практичне значення, оскільки фотоприймачі на базі КРТ в реальних умовах частіше за все працюють в охолоджуваному режимі і відтак можуть бути механічно напруженими.

#### 4.3. Зростання квантового виходу і інтенсивності міжзонного випромінювання із ВН у пружному стані

Як уже згадувалось, прямозонні ВН InSb та КРТ і на сьогодні залишаються основними матеріалами для фотоприймачів ІЧ-випромінювання в діапазоні 3–14 мкм [41–43]. Однак, на шляху використання їх як випромінювачів головною перешкодою виявилася наявність інтенсивного каналу безвипромінювальних переходів – міжзонної ударної рекомбінації (оже). Характеристики останньої визначаються параметрами власного зонного спектра, і тому її принципово неможливо усунути. Навіть за низьких рівнів збудження оже-рекомбінація стає суттєвою в InSb при  $T \geq 250$  К (в області власної провідності), а в КРТ з  $x \approx 0,20$  вона починає домінувати вже в діапазоні домішкової провідності при  $T \geq 78$  К [83, 84]. В умовах сильного збудження (робочий режим у напівпровідникових лазерах і світлодіодах), коли концентрація нерівноважних носіїв струму значно переважає рівноважну, роль оже-рекомбінації значно зростає. Це пов'язано з сильнішою (кубічною) концентраційною залежністю темпу оже-рекомбінації (порівняно з квадратичною для випромінювальної). Ця обставина і спричиняє принципові обмеження граничних теоретичних значень параметрів ІЧ-випромінювачів із ВН.

Описані вище значні зміни під дією ОД співвідношення часів випромінювальної і оже-рекомбінації

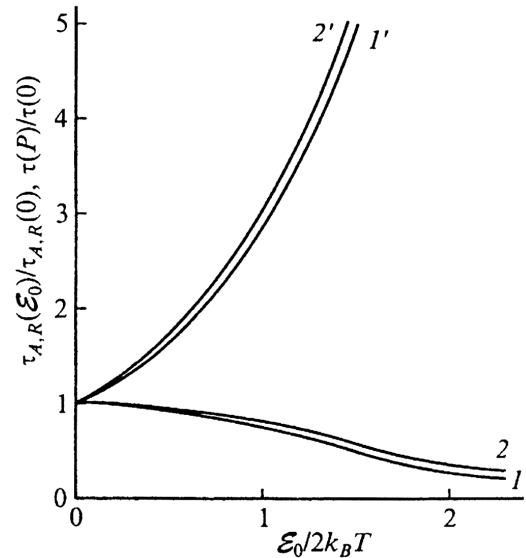


Рис. 19. Деформаційні залежності часу життя для зразків (криві 1, 1') і КРТ (2 і 1'), теоретичний розрахунок за (24)–(26). Криві 1, 2 – випромінювальна рекомбінація; криві 1', 2' – оже-рекомбінація

дозволяють сподіватися на реалізацію випадку, коли при досягненні певних значень  $P$  відбуватиметься зміна домінуючого механізму рекомбінації. Це може супроводжуватися суттєвими змінами з деформацією квантового виходу випромінювання в області міжзонних переходів. У роботах [5–7] розглянуто таку можливість для ВН InSb та КРТ ( $x \approx 0,20$ ).

Як відомо, залежність квантового виходу випромінювання  $\eta(T)$  в InSb немонотонна. В достатньо чистих кристалах наявний максимум  $\eta(T)$  ( $\sim 0,20$ ) в інтервалі  $200 < T < 250$  К і потім  $\eta$  швидко зменшується до значень  $\sim 0,05$  зі зниженням температури. З подальшим зниженням температури  $\eta$  знову зростає і при  $T = 78$  К може досягнути значення  $\sim 0,50$  в леггованих кристалах з  $N_D \geq 5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ . На думку авторів [85], зазначена величина  $\eta$  є граничним значенням, якого можна досягнути в InSb при 78 К (за умови оптимального легування).

Результати чисельних розрахунків  $\tau_R$ ,  $\tau_A$  і  $\eta$  при слабкому збудженні ( $\Delta n = \Delta p \ll n_0, p_0$ ) наведено в табл. 2. При розрахунках враховувалось, що  $E_0 = \chi P$  і  $\chi = 9$  меВ/кбар для InSb та  $\chi = 12$  меВ/кбар для КРТ з  $x = 0,2$  [8];  $\tau_R$  у цих ВН за відсутності ОД дорівнює, відповідно,  $5,6 \cdot 10^{-7}$  с і  $5,0 \cdot 10^{-5}$  с, а  $\eta = 0,4$  і  $0,04$  [44, 85].

Як видно з табл. 2, оже-рекомбінація домінує в InSb при  $P < 0,5$  кбар, а в КРТ ( $x = 0,2$ ) при  $P < 2,2$  кбар. За більш високих значень  $P$  починає переважати ви-

проміньовальна рекомбінація. Результуючий час життя  $\tau = 1/(1/\tau_A + 1/\tau_R)$  змінюється з ОД відносно слабо і має максимум в діапазоні значень  $P$ , що відповідають зміні основного рекомбінаційного механізму. Із зростанням  $P$   $\eta$  постійно збільшується за значенням і прямує до одиниці.

Із практичної точки зору важливішим є випадок високих рівнів збудження, що притаманний напівпровідниковим лазерам і світлодіодам. При високому рівні збудження ( $\Delta n = \Delta p \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) в InSb  $\tau = (1 - 1,5) \cdot 10^{-9} \text{ с}$  і  $\eta = 0,025 - 0,030$  [86]. Зауважимо, що при таких концентраціях електронно-діркових пар і  $T = 78 \text{ К}$  електрони є сильно виродженими, але для дірок критерій сильного виродження ще не досягається. Відтак, все ще можна використовувати формули (24), (25). Результати чисельних розрахунків наведено в табл. 3. Результуючий час життя  $\tau$  помітно зростає з  $P$  внаслідок пригнічення домінуючого каналу оже-рекомбінації. Максимум залежності  $\tau(P)$  відноситься у цьому випадку до тієї області значень  $P$ , де вже можливе руйнування зразка. Квантовий вихід зі зростанням  $P$  постійно підвищується і збільшується більше ніж на порядок.

Цікавим є випадок сильно вироджених дірок, коли можлива ситуація, за якої всі дірки термалізуються у верхній із розщеплених стиском  $V_{\pm}$ -зон (граничний випадок  $E_F < E_0$ ). Тоді оже-переходи будуть забороненими внаслідок неможливості одночасного викона-

ння законів збереження енергії та імпульсу, оскільки відсутні дірки з енергіями, що перевищують порогову для процесу переходу електронів у верхню  $V_+$ -зону. Чисельна оцінка показує, що реалізація такої ситуації ймовірна в InSb при гелієвих  $T$ .

Експериментальне дослідження деформаційних залежностей  $\eta$  міжзонного ІЧ-випромінювання виконано [6, 7] при 78 К в кристалах  $n$ -InSb з параметрами:  $n = (2 - 4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_n = (3 - 5) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . На кривих залежностей інтенсивності випромінювання  $I$  зразка  $n$ -InSb від величини збуджуючого випромінювання  $L$  при різних значеннях пружного стиску  $P$  спостерігаються (рис. 19) характерні злами, що вказує на зміну домінуючого механізму рекомбінації. В діапазоні  $L = 5 \cdot 10^{22} - 3 \cdot 10^{23} \text{ фотон}/\text{см}^2\cdot\text{с}$  нахил кривої в логарифмічному масштабі близький до 0,5, а за менших значень  $L$  він знаходився в межах 1,5–1,6 (для різних зразків). Звернімо увагу, що рівень збудження  $L$ , за якого відбувається злам (зміна нахилу кривої), збільшується зі зростанням  $P$ . При високих ( $\Delta n = \Delta p \gg n, p$ ) домінує, звичайно ж, оже-рекомбінація.

Для аналізу отриманих залежностей було розглянуто розподіл носіїв струму при неоднорідному збудженні кристала випромінюванням, який визначається рівнянням неперервності:

$$D_a \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - B (\Delta n)^{\beta(x)} = 0, \tag{27}$$

з крайовою умовою:

$$-D_a \frac{d\Delta n}{dx} = L - s\Delta n, \tag{28}$$

де  $D_a = A(\Delta n)^{\alpha(x)}$  – амбіполярний коефіцієнт дифузії ( $\alpha = 0$  для випадку неvirоджених носіїв),  $B(\Delta n)^{\beta(x)}$  – рекомбінаційна складова,  $s$  – швидкість поверхневої рекомбінації. У випадку неvirоджених носіїв  $\beta = 1$ , якщо  $\tau$  визначається рекомбінацією

**Т а б л и ц я 2. Низькі рівні збудження**

$P$ , кбар	$\tau_R$ , с	$\tau_A$ , с	$\tau$ , с	$\eta$ , %
InSb				
0	$5,6 \cdot 10^{-7}$	$3,7 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	40
0,37	$5,5 \cdot 10^{-7}$	$4,8 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-7}$	47
0,74	$5,0 \cdot 10^{-7}$	$6,2 \cdot 10^{-7}$	$2,8 \cdot 10^{-7}$	55
1,13	$4,5 \cdot 10^{-7}$	$8,1 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$	64
1,50	$3,9 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$	74
2,24	$2,7 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-7}$	88
2,98	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	95
4,47	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$9,9 \cdot 10^{-8}$	99
Cd <sub>0,2</sub> Hg <sub>0,8</sub> Te				
0	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	4
0,28	$4,8 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	5
0,56	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	7
0,84	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$4,0 \cdot 10^{-6}$	10
1,12	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	15
1,68	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$7,3 \cdot 10^{-6}$	29
2,26	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	52
3,35	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$9,8 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	89
4,46	$8,5 \cdot 10^{-6}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$8,4 \cdot 10^{-6}$	99,7

**Т а б л и ц я 3. Високі рівні збудження**

$P$ , кбар	$\tau_R$ , с	$\tau_A$ , с	$\tau$ , с	$\eta$ , %
InSb				
0	$5,0 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$	3
0,37	$4,9 \cdot 10^{-8}$	$1,9 \cdot 10^{-9}$	$1,8 \cdot 10^{-9}$	4
0,74	$4,5 \cdot 10^{-8}$	$2,5 \cdot 10^{-9}$	$2,4 \cdot 10^{-9}$	5
1,13	$4,0 \cdot 10^{-8}$	$3,3 \cdot 10^{-9}$	$3,1 \cdot 10^{-9}$	8
1,50	$3,5 \cdot 10^{-8}$	$4,4 \cdot 10^{-9}$	$3,9 \cdot 10^{-9}$	11
2,24	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$7,8 \cdot 10^{-9}$	$6,0 \cdot 10^{-9}$	24
2,98	$1,7 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$7,7 \cdot 10^{-9}$	46
4,47	$0,9 \cdot 10^{-8}$	$5,4 \cdot 10^{-8}$	$7,7 \cdot 10^{-9}$	86



Шоклі-Ріда,  $\beta = 2$  при переважанні випромінювальної рекомбінації і  $\beta = 3$  у випадку домінування оже-рекомбінації. Для сильно виродженого InSb коефіцієнти  $\alpha$  і  $\beta$  можуть помітно відрізнитися від наведених вище простих значень [86].

В подальшому вважалося, що товщина зразка  $l_d = (D_a \tau_p)^{1/2}$ , і інтенсивність  $L$  достатньо значна  $\Delta n = \Delta p \gg n \gg p$ . У граничному випадку малої  $s$  (яка легкодосяжна в експерименті хімічним травленням) можна легко розв'язати рівняння (27) і записати інтенсивність  $I$  як функцію рівня збудження  $L$ :

$$I = B_R \int_0^\infty [\Delta p(x)]^2 dx \propto A \frac{\beta-2}{\alpha+\beta+1} B \frac{-\alpha-3}{\alpha+\beta+1} L \frac{\alpha-\beta+5}{\alpha+\beta+1}, \quad (29)$$

де  $B_R = 1/\tau_R \Delta n$  – коефіцієнт випромінювальної міжзонної рекомбінації.

Зіставлення (29) з експериментальними даними (рис. 20) показує, що за відносно невисоких збуджень  $L < L_0$  ( $L_0$  відповідає  $\Delta n \approx (5 - 7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) переважає рекомбінація Шоклі-Ріда, а  $\beta = 1$ . Відмінність теоретичної залежності  $I \propto L^2$  від експериментальної для “середніх інтенсивностей” пояснюється залежністю  $D_a = D_p(1 + E_F/kT)$ , де  $D_p$  – коефіцієнт дифузії дірок. Коли  $\Delta n$  відносно невелика, зону провідності можна вважати параболічною і  $D_a \propto \Delta n^{3/2}$ . Звідси впливає наближена до експериментальної залежність  $I \propto L^{1.7}$ . При більших  $L$  експериментальні криві добре відповідають залежності  $I \propto L^{0.5}$  і значенням  $\alpha \approx 0$ ,  $\beta \approx 3$ . Це можна пояснити відхиленням кейнівського спектра зони провідності від квадратичної залежності і наближенням до лінійної при великих концентраціях  $n$ . Як наслідок, залежність  $E_F(\Delta n)$  виявляється суттєво слабшою порівняно з випадком параболічної зони. Таким чином, частина кривої  $I(L)$ , яка характеризується залежністю  $L^{0.5}$ , безсумнівно визначається домінуванням оже-рекомбінації.

Нагадаємо, що темп оже-рекомбінації зменшується із зростанням ОД. Саме внаслідок цього відбувається зміщення точки зламу на кривих  $I(L)$  (рис. 20) у бік більших інтенсивностей  $L$  при підвищенні  $P$ .

У роботах [6, 7] показано, що зростання інтенсивності випромінювання  $I$  із збільшенням  $P$  прямо пов'язане із підвищенням квантового виходу  $\eta$ . Але після того, як ОД приводить до зміни домінуючого механізму рекомбінації, а  $\eta$  прямує до одиниці, зростання  $I(P)$  сповільнюється і врешті-решт насичується. Аналізуючи дані табл. 2 і 3, можна бачити, що для відносно невеликих  $L$  такі зміни відбуваються в області менших  $P$ , а для великих значень  $L$  – при більших

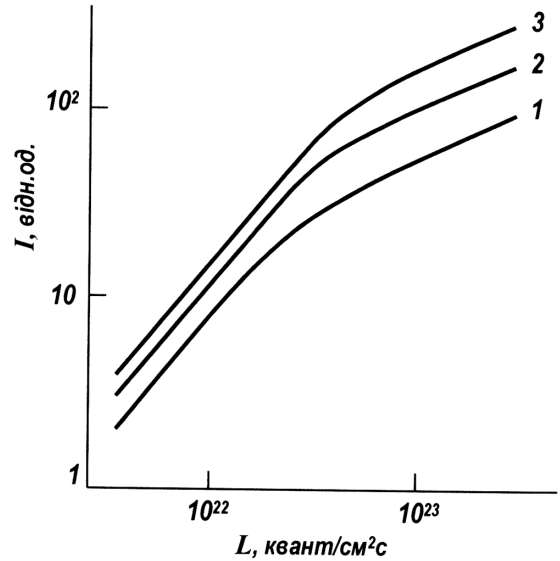


Рис. 20. Залежності інтенсивності рекомбінаційного випромінювання з  $n$ -InSb від рівня збудження  $L$  при різних значеннях ОД  $P$ , кбар: 1 – 0; 2 – 2,6; 3 – 4,5.  $T = 78 \text{ К}$

$P$ , що наближуються до межі міцності кристала. Таким чином, залежність  $I(P)$  для відносно невеликих  $L$  повинна мати вигляд кривої з “насиченням”, а при великих  $L$  практично в усьому діапазоні пружних деформацій, які можливо досягнути в експерименті,  $I$  зростає з підвищенням  $P$ .

Деформаційні залежності, отримані в експерименті (рис. 21), узгоджуються з наведеними вище міркуваннями. Розглянемо якісні відмінності між кривими 1–3. Залежність  $I(P)$  при малих значеннях  $L$  (крива 1) вже, починаючи з  $P \geq 2$  кбар насичується, а при найбільших в експерименті  $L$  (крива 3) спостерігається суперлінійна залежність, і при цьому  $I$  збільшується в декілька разів порівняно з первісним значенням. Звернімо увагу, що хід кривих  $I(P)$  при тому ж самому великому рівні збудження ( $L = 2,8 \cdot 10^{23}$  фотон/см<sup>2</sup>с) виявився цілком ідентичним для всіх досліджених зразків InSb. Це означає, що вирішальними у цьому випадку є не вихідні параметри кристала, а велика концентрація нерівноважних носіїв струму, що забезпечує домінування оже-переходів у рекомбінаційних процесах. Вигляд кривої 1, який також був якісно схожим для різних зразків, вказує на незначний внесок оже-переходів у результуючу рекомбінацію за невеликих  $L$  при  $P=0$ . При цьому зростання  $I$  з  $P$  забезпечується практично лише підвищенням темпу безпосередньо міжзонних випромінювальних переходів. Криву 2 слід віднести до проміжного

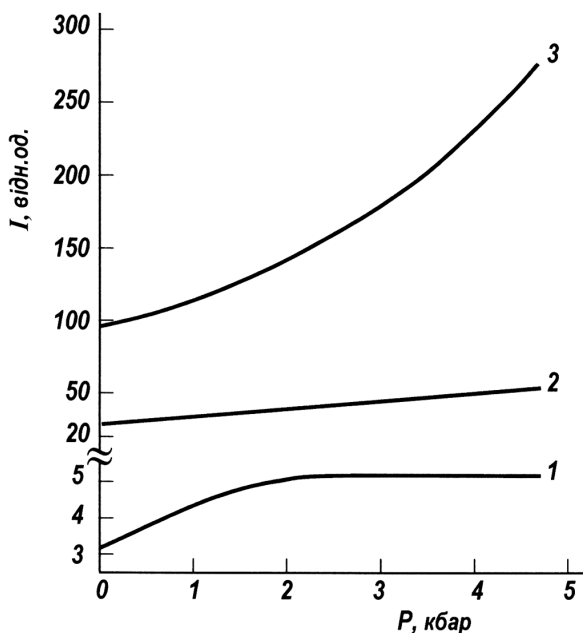


Рис. 21. Деформаційні залежності інтенсивності міжзонного рекомбінаційного випромінювання  $n$ -InSb для різних рівнів збудження  $L$ , квант/см<sup>2</sup>с: 1 – 5, 0·10<sup>21</sup>; 2 – 3, 0·10<sup>22</sup>; 3 – 2, 8·10<sup>23</sup>

випадку. З вигляду кривої 3 можна зробити також висновок, що досягнута в експериментах [6, 7] величина  $P \approx 4,5$  кбар є недостатньою і не дозволяє вичерпно використати можливості пружнодеформованого стану для підвищення  $\eta$  міжзонного випромінювання в ВН. Зауважимо, що досягнуті в експерименті значення неруйнівних пружних стисків становлять: для InSb – 5,0–5,5 кбар [2, 87], а для КРТ – 3,5–4,2 кбар [48].

Таким чином, отримані дані експерименту й теорії свідчать про пригнічення міжзонної безвипромінювальної оже-рекомбінації одноосьовою пружною деформацією і про суттєве зростання при цьому квантового виходу ГЧ-випромінювання (за великих рівнів збудження). ОД не лише помітно змінює важливі параметри ВН, але й одночасно поширює межі застосування ВН – як матеріалів для ГЧ-випромінювачів.

## 5. Трансформація станів, сформованих несиметричними короткодійними потенціалами дефектів при гідростатичному стиску

Теоретичні роботи, що описували глибокий центр у рамках моделі потенціалу нульового радіуса [12, 13, 39, 40], виходили із припущення про скаляр-

ний характер домішкового потенціалу. У цьому випадку зниження симетрії задачі можна було досягнути зовнішньою дією – одноосьовим стиском. Взагаліто, припущення про скалярний характер короткодійного центра не є апріорно очевидним (попри велику кількість експериментальних результатів, добре описуваних у межах саме такого наближення). І, вже починаючи з перших робіт, ставилося питання про можливість його матричного опису (див. [88–90]). Однак, до цього часу питання про випадки, де врахування матричної структури короткодійного внеску в  $kr$ -потенціал є суттєвим, залишається відкритим.

Нині великий інтерес до себе привертають нітридні сплави  $A^3B^5$ , в яких активно досліджуються резонансні стани (див. огляди, вміщені у спеціальний випуск [91]). При цьому відзначаються значні відмінності характеристик легкого атома N (атомна маса 14) та суттєво важчих атомів P (31), As (75) або Sb (122), які він заміщує в кристалічній ґратці. У зв'язку з цим природно очікувати, що традиційний скалярний підхід до опису такого домішкового потенціалу може виявитися незастосовним. У роботі [92] вперше здійснено розрахунок, де в  $kr$ -гамільтоніані враховано матричну структуру короткодійного потенціалу. Показано, що зниження симетрії центра приводить до змішування різних зонних станів, що, в свою чергу, викликає модифікацію зв'язаних станів і можливість появи резонансів. Однак, спроби прямого зіставлення результатів цієї задачі з експериментом не мали успіху в силу того, що навіть ізольована азотна домішка в напівпровідниках  $A^3B^5$  досі вичерпно не вивчена [93].

Відтак, у роботі [15] було розглянуто задачу, в певному сенсі обернену до всього, що розглядалося у цьому огляді раніше: несиметричність від початку закладено в  $kr$ -гамільтоніан через урахування матричної структури короткодійного центра, а гідростатичний стиск, що не знижує симетрії задачі, дозволяє передбачити фізичні ефекти, що допоможуть ідентифікувати домішки в реальних напівпровідниках. У рамках  $kr$ -методу вивчено модифікацію локалізованих і резонансних станів на несиметричних короткодійних потенціалах дефектів у напівпровідниках  $A^3B^5$ , описаних восьмизонною моделлю Кейна, під дією гідростатичного стиску. Розрахунок домішкового внеску у густину станів проведено з використанням багатозонного узагальнення наближення Костера–Слетера для дефектів, несиметричних вздовж осей [001], [110], або [111].

При цьому показано, що основні особливості, які виникають в силу змішування різних зонних станів через недіагональний внесок домішкового потенціалу,

подібні. По-перше, внаслідок різної швидкості зміщення екстремуму зони й рівня з гідростатичним стиском може відбуватися перехід резонансного стану в локалізований (і навпаки). По-друге, це – зумовлений стиском механізм появи або зникнення пари рівнів.

У роботах [94–96] отримано дані для зміщення локалізованих рівнів у забороненій зоні щодо дна зони провідності під дією гідростатичного стиску в GaAs : N. Наголосимо: це однозначно вказує на матричний характер потенціалів центрів, оскільки рівні, описані “скалярним” короткодієвим потенціалом, під дією гідростатичного стиску жорстко “відстежують” зміщення екстремуму валентної зони ( $h$ -акцептори) або зони провідності ( $c$ -донори) (рис. 22) [97]. Розраховані в роботі [15] коефіцієнти, що визначають зміщення рівня несиметричного центра в зоні, на якісному рівні добре відповідають експериментальним даним [94–96].

Зовсім нещодавно розпочато й дослідження легovanого азотом InSb (див. роботу [98] і посилання до неї). Підвищення якості цього матеріалу й проведення детальних вимірювань у середній ГЧ-області спектра може також призвести до ідентифікації несиметричних центрів, які мають особливості, описані в роботі [15].

## 6. Висновки

В огляді викладено результати досліджень, виконаних головним чином на вузькощілинних та безщілинних напівпровідниках в умовах трансформації їх зонного спектра під впливом ОД. Саме надзвичайно висока чутливість енергетичної структури ВН і БН до зовнішніх впливів дозволяє перебудовувати їх електронну систему в такому ступені, що це приводить до принципових змін фізичних властивостей напівпровідника і до появи у нього нових, стійких за даних умов якостей.

При цьому враховується інша важлива властивість ВН, а саме: на відміну від звичайних (широкозонних) напівпровідників у ВН нерівноважні процеси і механізми рекомбінації в актуальному для практики температурному діапазоні визначаються не наявністю в забороненій зоні енергетичних рівнів домішок та дефектів, а знову ж таки – особливостями власного зонного спектра. Останнє дає можливість за допомогою зовнішніх впливів, зокрема – ОД, скеровано змінювати зонну структуру напівпровідника таким чином, що це дозволяє підвищувати верхні теоретичні границі характеристик, які є важливими для розробки ГЧ-приладів. Наприклад, таких, як час

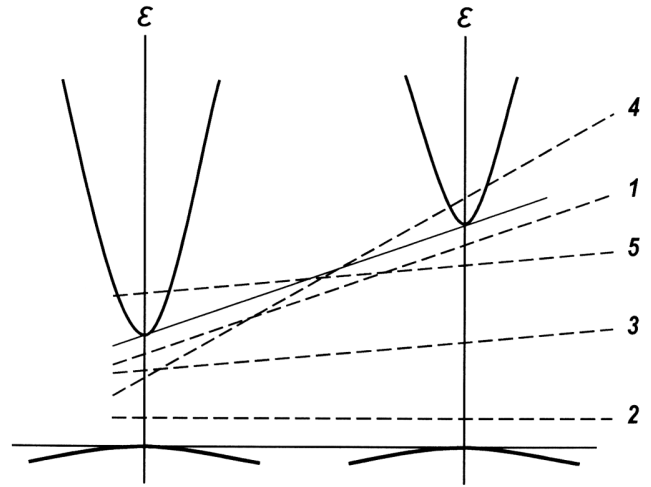


Рис. 22. Трансформація зонного спектра і домішкових станів у ВН під дією гідростатичного стиску: 1 –  $c$ -донори; 2 –  $h$ -акцептори; 3–5 – несиметричні центри (4 – перехід від локалізованого до резонансного рівня, 5 – обернений перехід)

життя носіїв заряду, швидкість міжзонної рекомбінації, квантовий вихід та інтенсивність міжзонного ГЧ-випромінювання та ін.

У результаті було не тільки з’ясовано причини низки нетривіальних експериментальних результатів, але й отримано інформацію про нові, вперше виявлені у цих сполуках, фізичні явища, наприклад, такі як подвійний фазовий перехід провідності, або генерація випромінювання далекого ГЧ-діапазону в БН.

Описані результати і висновки, крім суто наукового, становлять і помітне практичне значення – їх врахування може виявитися корисним під час розробки та виготовлення ГЧ-приладів, хоча б з огляду на виявлені можливості суттєвого покращання параметрів фотоелементів й поширення межі застосування ВН як ГЧ-випромінювачів.

Найважливішими новими результатами, отриманими при вивченні БН і ВН під дією одноосьового стиску, можна вважати такі.

У ВН  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $0,145 < x < 0,160$ ) в однооснонапруженому стані відбувається інверсія типу провідності, спостерігається поява у валентній зоні дірок з аномально високою рухливістю, в результаті чого виникає подвійний перехід провідності метал-діелектрик-метал. Ці явища є наслідком радикальної трансформації енергетичного спектра БН одноосовим напруженням, що включає в себе виникнення енергетичної щільності, вихід у цю щільність резонансних домішкових рівнів, виникнення у валентній зоні бокових ( $k \neq 0$ ) екстремумів і, з рештою, перехід до пря-

мозонного стану в точці  $k=0$  при максимальних тисках.

Отримано електромагнітне випромінювання ( $\lambda \approx 100$  мкм) стимульованого типу із одноосно напружених БН КРТ ( $x \approx 0,10-0,14$ ), де інвертований стан створювався електричним полем, що перевищувало межу пробією (ударна іонізація). Стимульований характер випромінювання підтверджує наявність порогів у значеннях  $P$  та  $E$ , за яких відбувається стрибок інтенсивності (на 3-4 порядки) з одночасним різким зростанням струму (в 4-6 разів), кореляція цих порогів, значна інтенсивність випромінювання, а також визначальна роль стану поверхні і паралельності бокових граней. Запропоновано фізичну модель виникнення генерації. Описаний ефект може стати основою для створення напівпровідникового лазера зі змінною довжиною хвилі в актуальному ТГц-діапазоні.

Встановлено, що перебудова валентної зони одноосовим напруженням приводить до протилежної дії на два основні міжзонні механізми рекомбінації у ВН: у той час, як темп випромінювальної рекомбінації збільшується, темп безвипромінювальної оже-рекомбінації суттєво зменшується, що пов'язано зі зростанням енергетичних порогів для ударної оже-рекомбінації. В результаті може бути підвищено граничне значення часу життя носіїв і, відповідно, фоточутливість ВН. Сам характер змін (зростання чи спад часу життя з підвищенням  $P$ ) дозволяє однозначно ідентифікувати домінуючий за цих умов механізм рекомбінації.

У зв'язку з цим показано принципову можливість багаторазового підвищення інтенсивності ( $I$ ) і квантового виходу ( $\eta$ ) міжзонного рекомбінаційного ІЧ-випромінювання із ВН в напруженому стані внаслідок різкої зміни темпу домінуючих міжзонних рекомбінаційних переходів за рахунок ОД. Експериментально отримано значне зростання  $I(P)$  і суттєве підвищення (більше ніж на порядок)  $\eta$  за актуальних умов сильного збудження (робочий режим в напівпровідникових лазерах і світлодіодах), коли зі збільшенням  $P$  не лише підвищується темп випромінювальних переходів, що є визначальним за умов відносно незначного збудження, але й суттєво пригнічується оже-процес.

Окремо слід підкреслити, що всі наведені вище результати є актуальними лише в області пружної деформації кристалів. Відзначимо також, що відомі з літератури порогові значення механічного напруження в наших експериментах ще не були досягнуті. Тому перспективним є подальше вивчення

пружних властивостей кристалів і плівок вузькоцилінричних напівпровідників та зв'язку цих властивостей з технологією отримання вказаних матеріалів. Зокрема, бажано отримання структурно більш досконалих матеріалів і зразків. З іншого боку, для досягнення більших граничних деформацій можливе спеціальне легування матеріалу. Але в останньому випадку необхідно впевнитись, що не будуть погіршені його електронні й рекомбінаційні параметри.

Сукупність описаних вище результатів підтверджує: зниження симетрії кристалів під дією ОД приводить до появи нових фізичних характеристик навіть давно відомих напівпровідників, а відтак і надалі в цій області можна очікувати виявлення нових, цікавих з наукового і корисних з практичного погляду ефектів. Не менш нетривіальних результатів варто очікувати й від подальшого вивчення поведінки тих глибоких рівнів (насамперед – домішки азоту в кристалах  $A^3B^5$ ), які створюються дефектами з короткодійним матричним потенціалом.

1. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (Наука, Москва, 1972).
2. A.V. Germanenko and G.M. Minkov, *Phys. Stat. Sol. (b)* **184**, 9 (1994).
3. Ф.Т. Васько, М.В. Стриха, *ФТП* **24**, 1227 (1990).
4. Ф.Т. Васько, С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, Г.А. Шепельський, *Письма ЖЭТФ* **50**, 287 (1989).
5. М.В. Стриха, Г.А. Шепельський, *УФЖ* **45**, 1345 (2000).
6. С.Г. Гасан-заде, С.В. Старый, М.В. Стриха, Г.А. Шепельський, В.А. Бойко, *Письма ЖЭТФ* **73**, 561 (2001).
7. С.Г. Гасан-заде, С.В. Старый, М.В. Стриха, Г.А. Шепельський, В.А. Бойко, *ФТП* **36**, 426 (2002).
8. Ф.Т. Васько, С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, Г.А. Шепельський, *ФТП* **29**, 708 (1995).
9. Ф.Т. Васько, М.В. Стриха, Н.И. Тарбеев, Г.А. Шепельський, *ФТП* **30**, 1026 (1996).
10. E. Bahanova, M. Strikha, and F. Vasko, *Phys. Stat. Sol. (b)* **164**, 157 (1991).
11. Е.Ф. Венгер, С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, С.В. Старый, Г.А. Шепельський, *ФТП* **34**, 791 (2000).
12. Е.В. Баханова, Ф.Т. Васько, *ФТТ* **32**, 86 (1990).
13. M. Strikha and F. Vasko, *Phys. Stat. Sol. (b)* **181**, 447 (1994).
14. Е.Ф. Венгер, С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, Г.А. Шепельський, *ФТП* **41**, 276 (2007).
15. Ф.Т. Васько, М.В. Стриха, *ЖЭТФ* **133**, 8033 (2008).

16. И.М. Цидильковский, *Зонная структура полупроводников* (Наука, Москва, 1978); P.Y. Yu, M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors* (Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2001).
17. E.O. Kane, *J. Phys. Chem. Solids.* **1**, 249 (1957).
18. J.M. Luttinger, *Phys. Rev.* **102**, 1030 (1956).
19. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус, *ФТТ* **3**, 3050 (1961).
20. M. Cardona, *Sol. St. Comm.* **5**, 233 (1967).
21. D.J. Roman, A.W. Ewald, *Phys. Rev. B* **12**, 3914 (1972).
22. L. Liu and W. Leung, *Phys. Rev. B* **12**, 2336 (1975).
23. L. Liu and W. Leung, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1145 (1974).
24. И.В. Стасюк, С.М. Мохняк, *Препр. 82-162P* (Ин-т теор. физ., Киев, 1982), 35 с.
25. И.В. Стасюк, С.М. Мохняк, *Физ. электроника*, Вып. 24, 18 (1982).
26. O.N. Tufte E.L. *Proc. Intern. Conf. "II-IV Semiconducting compounds"* (Providence, USA, 1967), p. 1110.
27. K. Szlenk, J. Karle, and R.R. Galazka, *Pr. Inst. Fiz. PAN* **N75 138** (1978).
28. K. Takita, N. Takimura, and S. Tanaka, *Proc. XII Intern. Conf. "Physics of semiconductors"* (Stuttgart, Germany, 1974), p. 1152.
29. K. Takita, K. Onabe, and S. Tanaka, *Phys. Stat. Sol.* **1**, 297 (1979).
30. П.И. Баранский, А.И. Елизаров, В.А. Кулик, К.Р. Курбанов, *ФТП* **13**, 830 (1979).
31. Ф.Т. Васько, С.Г. Гасан-заде, В.А. Ромака, Г.А. Шепельский, *Письма ЖЭТФ* **41**, 100 (1985).
32. С.Г. Гасан-заде, В.А. Ромака, Г.А. Шепельский, *Письма ЖЭТФ* **44**, 518 (1986).
33. L. Liu and D. Brust, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 651 (1968).
34. Б.Л. Гельмонт, М.И. Дьяконов, *ЖЭТФ* **62**, 513 (1972).
35. Б.Л. Гельмонт, *ФТП* **9**, 1912 (1975).
36. Н.Б. Брандт, О.Н. Белоусова, Л.А. Бовина, В.И. Стафеев, Я.Г. Пономарев, *ЖЭТФ* **66**, 330 (1970).
37. N.V. Brandt, O.N. Velousova, Ja.G. Ponomarev, and J.R. Anderson, *J. Low. Temp. Phys.* **24**, 471 (1976).
38. Л.А. Бовина, Н.Б. Брандт, С.В. Долбанов, В.В. Евсеев, В.И. Стафеев, Я.Г. Пономарев, *ЖЭТФ* **84**, 1453 (1983).
39. C. Lucovsky, *Sol. St. Commun.* **9**, 299 (1965).
40. В.И. Перель, И.Н. Яснеевич, *ЖЭТФ* **82**, 237 (1982).
41. В.И. Стафеев, К.О. Болтарь, И.Д. Бурлаков, В.М. Акимов, Е.А. Климанов, Л.Д. Сагинов, В.Н. Соляков, Н.Г. Мансветов, В.П. Пономаренко, А.А. Тимофеев, А.М. Филачев, *ФТП* **39**, 1257 (2005).
42. И.М. Викулин, Ш.Д. Курмашев, В.И. Стафеев, *ФТП* **42**, 113 (2005).
43. A. Rogalski, *Тези доповідей III Української наукової конференції з фізики напівпровідників* (Одеса, Україна, 2007), с. 12.
44. Н.С. Барышев, Б.Л. Гельмонт, М.И. Ибрагимова, *ФТП* **24**, 209 (1990).
45. R. Fastow and Y. Nemirowsky, *Journ. Vac. Sci. and Techn. A* **8**, 1245 (1990).
46. R. Fastow, D. Goren, and Y. Nemirowsky, *Journ. Appl. Phys.* **68**, 3405 (1990).
47. V.I. Ivanov-Omskii, N.N. Berchenko, and A.I. Elizarov, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **108**, 11 (1987).
48. С.Г. Гасан-заде, Г.А. Шепельский, *ФТП* **27**, 1326 (1993).
49. М.А. Однолюбов, А.А. Пахомов, В.М. Чистяков, И.Н. Яснеевич, *ФТП* **31**, 1180 (1997); М.А. Однолюбов, В.М. Чистяков, *ФТП* **32**, 799 (1998).
50. А.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.Э. Рут, *ФТП* **21**, 2006 (1987).
51. В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яснеевич, *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., ПИЯФ, 1997).
52. V. Lax, *Phys. Rev.* **119**, 1502 (1960).
53. Н.М. Колчанова, М.А. Сиповская, Ю.С. Сметанникова, *ФТП* **16**, 2194 (1982).
54. А.А. Абрамов, Ф.Т. Васько, В.Н. Тулупенко, Д.А. Фирсов, *ФТП* **33**, 691 (1999).
55. М.И. Дьяконов, А.В. Хаецкий, *ФТП* **14**, 1499 (1980).
56. I. Melngailis and A.J. Strauss, *Appl. Phys. Lett.* **8**, 1791 (1966).
57. В.А. Weber, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 93 (1975).
58. А.А. Андронов, *ФТП* **21**, 1153 (1987).
59. А.А. Андронов, И.В. Зверев, В.А. Козлов, Ю.Н. Ноздрин, С.А. Павлов, В.Н. Шастин, *Письма ЖЭТФ* **40**, 69 (1984) 71.
60. В.М. Тулупенко, *Інвертовані стани носіїв струму у напівпровідниках для середньої ( $\lambda \approx 10 \dots 50$  мкм) та далекої інфрачервоної ( $\lambda \approx 50 \dots 200$  мкм) областей спектра: Дис. докт. фіз.-мат. наук* (Київ, 1999), 289 с.
61. И.В. Алтухов, М.С. Каган, В.П. Синис, *Письма ЖЭТФ* **47**, 136 (1988).
62. И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, В.П. Синис, Ф.А. Смирнов, *ЖЭТФ* **101**, 756 (1992).
63. И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, В.П. Синис, *Письма ЖЭТФ* **59**, 455 (1994).
64. И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова, *ФТП* **30**, 1091 (1996).

65. И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, М.А. Однолюбова, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова, И.Н. Ясиевич, *ЖЭТФ* **115**, 89 (1999).
66. Б.А. Главін, В.О. Кочелап, Т.Л. Ліннік, П. Валкер, Е. Кент, М. Хеніні, в *Тезах доповідей III Української наукової конференції з фізики напівпровідників* (Одеса, Україна, 2007), с. 29.
67. S.G. Gasan-zade, G.A. Shepelskii, S.V. Staryi, M.V. Strikha, and F.T. Vasko, in *Abstr. IV Conf. "Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics"* (Kiev, 1998), p. 15.
68. S.G. Gasan-zade, G.A. Shepelskii, S.V. Staryi, M.V. Strikha, and F.T. Vasko, *Proc. SPIE* **3890**, 35 (1999).
69. Ф.Т. Васько, Є.Ф. Венгер, С.Г. Гасан-заде, С.В. Старий, М.В. Стріха, Г.А. Шепельський, "Напівпровідниковий лазер зі змінною довжиною хвилі випромінювання субміліметровому діапазоні". Деклараційний патент на винахід. 35809 А. від 16.04.2001, Бюл. №3. Заявка № 98105519. Рішення про видачу патенту від 6.04.1999.
70. J.E. Reynolds, Z.H. Levine, and J.W. Wilkins, *Phys. Rev. B* **51**, 10477 (1995).
71. P.Y. Yu and M. Cardona, *J. Phys. Chem. Solids*. **34**, 29 (1973).
72. C.W. Higginbottam, M. Cardona, and F.H. Pollak, *Phys. Rev.* **184**, 821 (1969).
73. P.Y. Yu, M. Cardona, and F.H. Pollak, *Phys. Rev. B* **3**, 340 (1971).
74. J.E. Reynolds, Z.H. Levine, D.C. Allan, and J.W. Wilkins, *Bull. Am. Phys. Soc.* **39**, 614 (1994).
75. H. Qiang, F.H. Pollak, and Grayce Hickman, *Sol. St. Commun.* **76**, 1087 (1990).
76. Е.А. Аврутин, М.А. Алексеев, В.И. Кучинский, А.С. Лазутина, *ФТП* **23**, 1207 (1989).
77. Е.В. Баханова, Ф.Т. Васько, *ФТП* **21**, 1068 (1987).
78. Ф.Т. Васько, Б.І. Песецький, М.В. Стріха, *УФЖ* **38**, 1201 (1993).
79. С.М. Рывкин, *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (Физматгиз, Москва, 1963).
80. Ф.Т. Васько, М.В. Стріха, *УФЖ* **35**, 1240 (1990).
81. М.В. Стріха, *УФЖ* **37**, 722 (1992).
82. Б.Л. Гельмонт, *ЖЭТФ* **75**, 536 (1978).
83. Б.Л. Гельмонт, *ФТП* **14**, 1913 (1980).
84. В.К. Малютенко, С.С. Болгов, В.И. Пипа, В.И. Чайкин, *ФТП* **14**, 781 (1980).
85. С.С. Болгов, Л.Л. Федоренко, *ФТП* **21**, 1188 (1987).
86. R. Bishof, I. Maran, and W. Seidenbusch, *Infr. Phys.* **34**, 345 (1993).
87. M. Lannoo and J. Bourgoin, *Defects in Semiconductors* (Springer, Berlin, 1983).
88. *Deep Centers in Semiconductors*, Ed. by S.T. Pantelidis (Gordon and Breach, New York, 1992).
89. A.M. Stoneham, *Theory of Defects in Solids* (Oxford University Press, Oxford, 2001).
90. *Semicond. Sci. and Technol.* **17**, N8 (2002), Special Issue: III-N-V Semiconductor Alloys.
91. F.T. Vasko, *Phys. Stat. Sol. (b)* **241**, 329 (2004).
92. Y. Zhang and W. Ge, *Journ. of Luminescence* **85**, 247 (2000).
93. X. Liu, M.E. Pistol, L. Samuelson, S. Schwetlick, and W. Seifert, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1451 (1990).
94. M.S. Tsang, J.N. Wang, W.K. Ge, G.H. Li, Z.L. Fang, Y. Chen, H.X. Han, L.H. Li, and Z. Pan, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3595 (2001).
95. B.S. Ma, F.H. Su, K. Ding, G.H. Li, Y. Zhang, A. Mascarenhas, H.P. Xin, and C.W. Tu, *Phys. Rev. B* **71**, 045213 (2005).
96. M.V. Strikha and F.T. Vasko, *Phys. Stat. Sol. (b)* **181**, 181 (1994).

Одержано 28.09.07

УПРАВЛЯЕМАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАДИЦИОННЫХ ОБЪЕМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ СНИЖЕНИЕМ СИММЕТРИИ

С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, Г.А. Шепельський

## Резюме

Обзор посвящен нетривиальным физическим характеристикам, которые приобретают традиционные объемные узкощелевые и бесщелевые полупроводники (далее УП, БП – антимонид индия, тройное соединение  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , или КРТ) под воздействием направленного упругого напряжения, и которые могут иметь важное прикладное применение. Такое напряжение понижает симметрию кристалла, приводя к перестройке его зонной структуры. В УП под воздействием одноосного сжатия резко снижается темп безызлучательной оже-рекомбинации (которая доминирует в этих полупроводниках) и увеличивается скорость излучательной рекомбинации. Это открывает возможность радикально (на порядок) повысить квантовый выход излучения и использовать указанные кристаллы не только для разработки фотоприемников, но и как материалы для эффективных излучателей в актуальном инфракрасном диапазоне. Перестройка зонного спектра УП под воздействием одноосного сжатия вызывает также появление ряда интересных аномалий в фотоэлектрических и фотоэлектромеханических явлениях. В БП одноосное упругое напряжение приводит к резкому изменению всей картины рекомбинационных процессов. Выявлено в эксперименте и теоретически обосновано явление индуцированного сжатием стимулированного излучения в ТГц-диапазоне, которое открывает возможность для создания ТГц-лазера с перестраиваемой длиной волны излучения. Одноосное сжатие приводит также к перестройке энергетической структуры

ры примесных состояний в полупроводнике и изменяет картину связанных с ними физических явлений. Наконец, рассмотрен случай, когда несимметричность свойственна на этот раз не кристаллической решетке, а самому примесному центру, находящемуся в симметричном окружении. Такая задача представляет значительный интерес в связи с активизацией в последние годы исследований изоэлектронной примеси азота в полупроводниках  $A_3B_5$ .

#### CONTROLLED TRANSFORMATION OF PHYSICAL CHARACTERISTICS OF TRADITIONAL BULK SEMICONDUCTORS CAUSED BY LOWERING OF SYMMETRY

*S.G. Gasan-zade, M.V. Strikha, G.A. Shepelskii*

V. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics,  
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine  
(41, Prosp. Nauky, Kyiv 03680, Ukraine)

#### S u m m a r y

The review deals with the exceptional physical characteristics of traditional bulk narrow-gap and gapless semiconductors

(NS, GS – like indium antimonide and the MCT compound  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ) under uniaxial stress. These characteristics can have important practical applications. The uniaxial stress lowers the crystal symmetry and modifies its band structure. In NS, the rate of radiationless Auger recombination (which is dominant in these crystals) decreases dramatically under uniaxial stress, and the rate of radiation recombination increases. This creates the possibility to increase the quantum yield gradually (in order of values), and to make these crystals not only the effective detectors in the important infrared range, but the radiators as well. The modification of NS band structure under uniaxial stress leads also to a number of important anomalies in photoelectric and photomagnetic phenomena. In GS, the uniaxial stress causes the dramatic modification of recombination processes. The phenomenon of stress-induced stimulated irradiation in THz range was both observed experimentally and explained theoretically. This phenomenon opens the possibility to construct a THz laser with modified wavelength of radiation. The uniaxial stress leads also to a modification of impurity centers in semiconductors, and it modifies the picture of recombination processes via these centers. The case of low symmetry not of the crystal lattice, but of the center itself, has also been studied. This problem is of great importance due to the intensification of studies of the isoelectronic nitrogen impurity in  $A_3B_5$  crystals during last years.