

DOI: <https://doi.org/10.33216/1998-7927-2022-272-2-99-105>

УДК 535.247.4: 535.243

ФОТОЕМІСІЯ З РІЗНИХ ГРАНІВ МОНОКРИСТАЛІВ АРСЕНІДА ГАЛІЯ**Черніков М.Г., Чернікова І.Д., Чернікова О.М., Рибалко К.Д****PHOTOEMISSION FROM DIFFERENT FACETS OF SINGLE CRYSTALS GALLIUM ARSENIDE****Chernikov M.G., Chernikova I.D., Chernikova O.M., Rybalko K.D.**

Відомо, що іноді розділи науки переживають періоди швидкого розвитку, зумовлені появою якісно нових ідей, аналітичних приладів для отримання експериментальних результатів, а також удосконалення методів вимірів. Яскравий тому приклад – оптична спектроскопія, яка з появою лазерних джерел світла значно змінилася. Поряд з інтенсивним розвитком класичних напрямів у науці виникли нові методи та додатки. Серед нових напрямів особливе місце займає статистичний та спектральний аналіз світлових полів за допомогою фотодетекторів – спектроскопія оптичного усунення. Експериментальні методи спектроскопії оптичного зміщення, зокрема дослідження статистики фотовідліків, викликали перед експериментаторами певні вимоги до ефективних фотоприймачів. У цій роботі розглядаються методи та способи отримання таких фотоприймачів і залежність роботи таких фотоприймачів від орієнтації граней поверхні монокристалу. Напівпровідникові з'єднання A_3B_5 у перспективі є найперспективнішими для подальшого докладного розгляду. У цьому відношенні арсенід галію є напівпровідниковим з'єднанням, утвореним елементами III і V груп періодичної системи – галієм Ga та миш'яком As. Арсенід галію є найближчим бінарним аналогом германію. Введенням відповідних домішок арсенід галію може бути отриманий з провідністю як n-типу, так і p-типу з різними концентраціями носіїв струму. Ця структура належить кристалографічного класу кубічної системи. Арсенід галію кристалізується в структурі цинкової обманки. Хімічний зв'язок в арсеніді галію ковалентний з деякою часткою іонності. Внаслідок наявності частки іонності кристали арсеніду галію розколюються лише вздовж площини (110)

Центру симетрії немає. Відсутність центру симетрії призводить до того, що в арсеніді галію у напрямках $\langle 111 \rangle$ з'являються полярні осі. З усього сказаного впливає великий інтерес до вивчення енергетичної структури монокристалу арсеніду галію з різних граней, і цей напівпровідник, як обраний матеріал для дослідження, є одним з перспективних напівпровідникових кристалів у мікро- та нанотехнологіях, оскільки використовується при отриманні холодних катодів, катодів з негативною електроновою спорідненістю, інфрачервоних приймачів електромагнітного випромінювання.

Ключові слова: грані монокристала, фотоemisія, квантовий вихід, розподіл фотоелектронів за енергіями, робота виходу, загин зон, електронна спорідненість, напівпровідники

Вступ. Арсенід галію та його поверхневі властивості привертають велику увагу дослідників у зв'язку з можливостями його широкого застосування у техніці мікро- та наноелектроніки.

Незважаючи на численні дослідження поверхні напівпровідників, багато питань щодо її властивостей і процесів на межі двох фаз ще недостатньо з'ясовані, особливо це стосується впливу умов на поверхні на енергетичний спектр електронів у кристалах.

Постановка проблеми у загальному вигляді. Інтерес до цих питань безперервно зростає не лише з наукової точки зору, але й з практичної у зв'язку з розвитком напівпровідникової мікро- та наноелектроніки. Розвиток таких її розділів, як тонкошарова наноелектроніка та оптоелектроніка, пристрої з МДП структурами та зарядовим зв'язком, холодних катодів та ефективних фотокатодів та ін. вимагають розуміння процесів у приповерхневому шарі напівпровідника як при вільній поверхні, так і від орієнтації граней поверхні напівпровідника. Це важливо також для з'ясування можливості бажаним чином змінювати поверхневі та приповерхневі властивості твердих тіл в залежності від кристалографічної орієнтації поверхні.

Оскільки оптичні виміри пов'язані зі своїм власним оптичним поглинанням, яке визначається переходом зона-зона, тобто. збудженням електронів із заповнених валентних зон у зони провідності, всі оптичні переходи підпорядковуються певним правилам відбору [1]. При поглинанні фотона імпульс електрона зберігається, оскільки імпульс фотона h/λ (де λ – довжина світлової хвилі близько тисяч ангстрем \AA) та в досліджуваній області енергій $h\nu$ цей імпульс дуже малий у порівнянні з імпульсом електрона h/a (де a – постійна кристалічна решетка досліджуваного монокристалу, порядку кількох ангстрем \AA).

Коефіцієнт поглинання фотонів з енергією $h\nu$ пропорційний ймовірності P_{if} переходу з початково-

го стану E_i в стан кінцевий E_f і щільності початкових станів N_i і кінцевих станів N_f . При цьому необхідно провести підсумовування всіх можливих переходів між станами, розділеними інтервалом енергії фотона $h\nu$

$$\alpha(h\nu) = A \sum P_{if} N_i N_f \quad (1)$$

За умови, що це переходи із збереженням імпульсу дозволені, тобто ймовірність переходу P_{if} не залежить від енергії $h\nu$ фотона, кожному початковому стану з енергією E_i відповідає кінцевий стан з енергією E_f таке, що

$$E_i + h\nu = E_f \text{ и } k_i = k_f \quad (2)$$

Переходи, що визначаються рівнянням (2), є прямими. Поруч із ними можливі непрямі переходи, коли $k_i \neq k_f$. Вони відбуваються з випромінюванням або поглинанням фонону, так що $k_i + q_p = k_f$ де q_p – хвильовий вектор фонону. І у разі непрямих переходів можливі переходи з будь-якого стану з енергією E_i у будь-який стан з енергією E_f

$$E_f = E_i + h\nu \pm E_p \quad (3)$$

де E_p – енергія фонону.

Непрямі переходи не відіграють помітної ролі у фотоemisійних процесах, зважаючи на їх малу ймовірність переходу порівняно з прямими переходами.

У разі прямих переходів збуджені фотоелектрони під час руху на поверхню можуть втрачати енергію внаслідок різних процесів непорогового розсіювання, що впливає на форму енергетичних розподілів. При вивченні фотоemisії беруться до уваги два процеси розсіювання:

1) електрон-електронне розсіювання (тобто утворення пар електрон-дірка);

2) електрон-фононне розсіювання.

Ці процеси розсіювання дуже різні. У сфері енергії фотонів від 1,4 эВ до 3 эВ енергії збуджених електронів лежать нижче порога електрон-електронного розсіювання, отже, у цій галузі енергій має місце електрон-фононне взаємодія, у якому електрони термалізуються у мінімумі зони провідності. У разі ми можемо отримати інформацію про характер переходів (рис. 1).

При енергіях внутрішніх фотоелектронів значно більшої енергії порога фотоemisії. Основним видом розсіювання є електрон-електронне розсіювання, і, як показано раніше в роботах [2,3], у цьому випадку можна отримати інформацію про міжзонні переходи. Цю інформацію несуть фотоелектрони, які не зазнали розсіювання. Значна частина інших електронів втрачає більшу частину своєї енергії, і в області низьких енергій спектру з'являється безперервне тло.

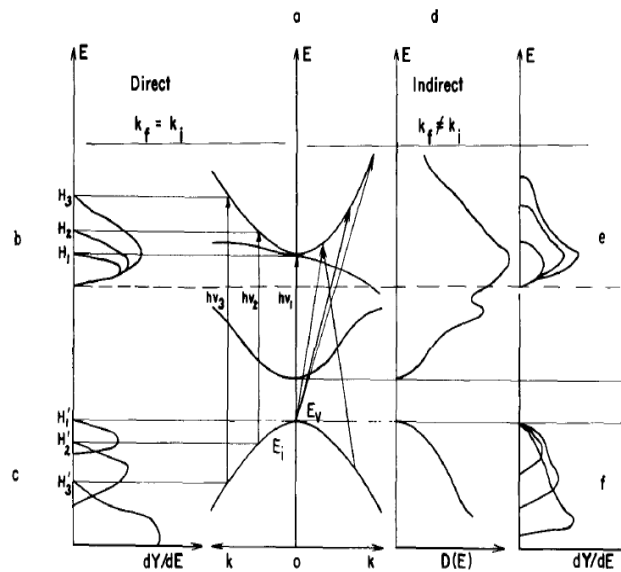


Рис. 1. Прямі та непрямі переходи в твердому тілі: а – схематичне зображення зонної структури $E(k)$ напівпровідника; б – розподіл фотоелектронів у разі прямих переходів; в – розподілу фотоелектронів у разі віднімання з максимальної енергії H енергії фотона $h\nu$, щоб показати початкові стани переходів; д – щільність станів електронів у кристалі; е – енергетичні розподіли фотоелектронів у разі прямих переходів; ф – переміщені розподіли енергії $(E-h\nu)$ підкреслюють початкові стани, як у (в)

Внаслідок великого коефіцієнта оптичного поглинання фотонів з більшою енергією фотоemisія походить з області поблизу поверхні, де енергетичний спектр може бути змінений впливом поверхні. Для отримання інформації про об'ємні властивості необхідно проводити вимірювання в області енергій фотонів поблизу межі фотоemisії.

Аналіз останніх досліджень та публікацій.

Для розуміння процесів, що відбуваються в твердих тілах, необхідно знання їхньої зонної структури. Дослідження структури зон виробляються широкому масштабі як теоретично, і експериментально. Теоретично методи визначення зонної структури засновані на знанні кристалічної структури твердого тіла та властивостей складових його атомів.

Арсенід галію є напівпровідниковою сполукою, утвореною елементами III і V груп періодичної системи – галієм Ga та миш'яком As. AsGa є найближчим бінарним аналогом германію. Введенням відповідних домішок арсенід галію може бути отриманий з провідністю як n-типу, так і р-типу з різними концентраціями носіїв струму. Температура плавлення при стехіометричному складі арсеніду галію 1238°. Ширина забороненої зони при кімнатній температурі 1,40 eV і 1,52 eV та при 77 K.

Арсенід галію кристалізується у структурі цинкової обманки. Ця структура належить кристалографічного класу кубічної системи. Центру симетрії немає. Відсутність центру симетрії призводить до того, що у арсеніді галію виникають у напрямі

$\langle 111 \rangle$ полярні осі, тобто напрямки $[111]$ та $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ якісно різні. Відмінність між площинами і добре проявляється при хімічному травленні [4] та в емісійних властивостях [5]. Напрямок від атома галію до атома миш'яку прийнято позначати $[111]$, а протилежне – $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$. На рис. 2 показані моделі основних площин кристалічних ґрат арсеніду галію.

Площина $\{100\}$ утворюється при кубічній упаковці атомів галію Ga та миш'яку As. Кожен атом

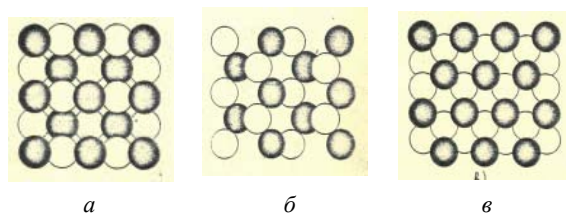


Рис. 2. Моделі трьох основних кристалографічних площин арсеніду галію: а – площину $\{100\}$; б – площину $\{110\}$; в – площину $\{111\}$ (атоми миш'яку – темні кружки)

As має два зв'язки з атомами Ga, що становлять найближчий нижній шар. Два інші зв'язки вільні. У цьому випадку структура не залежить від того, якими атомами – галію Ga або миш'яку As – утворено найвищий шар (рис. 2, а).

Площина $\{110\}$ містить однакову кількість атомів галію та миш'яку. Кожен атом має один зв'язок з наступним шаром шарів атомів. Два зв'язки до двох найближчих сусідів розташовуються у поверхневій площині, а четвертий зв'язок – вільний (рис. 2, б).

Площина $\{111\}$ зображена на рис. 2, в (миш'якова сторона). Три зв'язки поверхневих атомів миш'яку спрямовані до атомів галію, що становлять нижній шар. Четвертий зв'язок вільний [6].

Хімічний зв'язок в арсеніду галію ковалентний з деякою часткою іонності. Внаслідок наявності частки іонності кристали GaAs розколюються тільки вздовж площини (110) , у той час як у ковалентних кристалів (германій Ge, кремній Si) скол можливий уздовж площини (111) . Було показано [7], що при переході від ковалентних кристалів до іонних спостерігається зміна таких властивостей речовини, як стабілізація рівня Фермі на поверхні, відносний внесок непрямих переходів, відносні величини екситонного поглинання.

Стабілізація рівня Фермі на поверхні має речовини з чисто ковалентним зв'язком і відсутня у чисто іонних сполук. Таку стабілізацію на поверхні арсеніду галію спостерігали щодо фотоemisії [8].

Існують різні методи розрахунку зон: ОПВ, ППВ, кр-метод, метод псевдопотенціалу та ін. Ці методи є напівемпіричними. При розрахунках як параметри використовуються відомі з експериментів

величини (такі як ефективна маса електрона, енергія міжзонних переходів та ін.) Розрахунку зонної GaAs присвячений цілий ряд робіт, але найбільш реально відповідає експериментальним результатам робота, виконана Коеном і Бергштрессером [9] з розрахунку зонної структури GaAs методом псевдопотенціалу в напрямках $\{100\}$, $\{110\}$, $\{111\}$ (рис. 3)

Відзначимо деякі особливості зонної структури GaAs. Максимум валентної зони знаходиться у центрі зони Бріллюена. Є одна зона важких дірок і одна зона легких дірок, що замикаються в центрі зони Бріллюена, і ще одна зона, відокремлена від них, через спин-орбітальну взаємодію. Зони важких і легких дірок анізотропні, хоча анізотропія останньої слабка: спин-орбітально відщеплена зона ізотропна. Край валентної зони злегка зрушений від центру симетрії у напрямку $\{111\}$. Найнижчий рівень зони провідності розташований у центрі зони Бріллюена. Наступні мінімуми зони розташовані в напрямках $\{100\}$, $\{111\}$ і на краю зони Бріллюена.

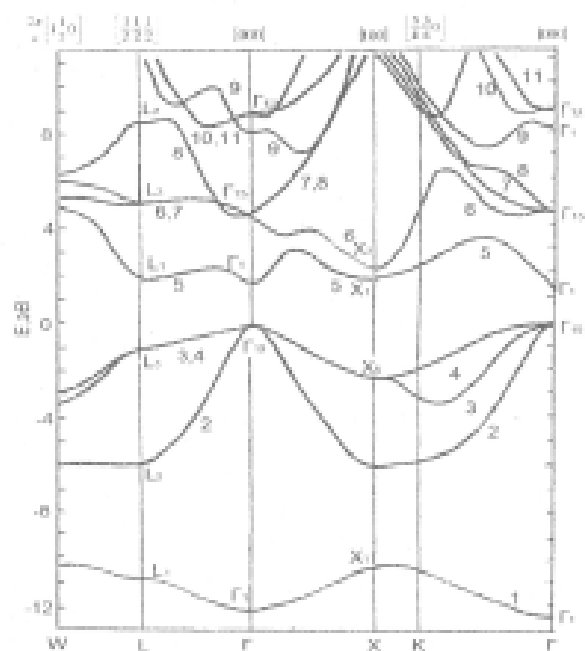


Рис. 3. Зонна структура арсеніду галію

Зі сказаного випливає, що інформація, що отримується про зонну структуру з експериментальних даних (спектри оптичного відображення та поглинання, фотоemisія та ін) має велике значення. Бо дозволяє перевірити результати теоретичних розрахунків.

Мета роботи: Застосуємо метод фотоemisії для дослідження: 1) спектрального розподілу квантового виходу фотоemisії $Y(h\nu)$; 2) енергетичного розподілу фотоелектронів $N(E)$, для аналізу експериментальних результатів для монокристалів GaAs р-типу з різних граней емітуючих поверхонь зразків і порівняти з теоретичними даними розрахованої зонної

структурі GaAs в роботі, виконаною Коеном і Бергштрессером.

Постановка задачі: Дослідження проводилися у високовакуумному комплексному нанометричному спектрометрі [10] з поверхні монокристалу GaAs р-типу кристалографічної орієнтації емітуючої площини з гранями (100), (110), (111) і $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, фізичні

параметри якого наступні: концентрація носіїв струму $8,18 \cdot 10^{17}$ (см⁻³), $3 \cdot 10^{10}$ (см²/В·с) та питомий опір $2,68 \cdot 10^{-3}$ (Ом·см). Зразки з різними гранями вирізали з одного монокристалу. Орієнтація площин контролювалася рентгеноструктурним методом, і відхилення від зазначеного напрямку не перевищували $\pm 3^\circ$. У кожного із трьох досліджених зразків протилежні площини шліфувалися та хімічно полірувалися. Це дозволило вивчати фотоemisію в одному напрямку із двох протилежних площин. Оскільки всі дослідження були проведені в однакових умовах та в одному приладі [10] за однакових вакуумних умов ($p = 1 \cdot 10^{-9}$ Торр), отримані результати для всіх зразків можна було порівняти між собою. Вимірювання проведено абсолютно за однакових умов для всіх зразків.

Результати дослідження: Спектральні розподіли квантового виходу для трьох зразків представлені на рис. 4. Квантовий вихід фотоemisіи Y (електрон/квант) при енергіях фотонів $h\nu = 5.38$ eВ з граней (110), (111) і $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ однаковий $Y = 9,1 \cdot 10^{-5}$ електрон/квант, з грані (100) він менший і величина його $Y = 8,5 \cdot 10^{-5}$ електрон/квант. Поблизу порога фотоemisіи квантовий вихід із граней (100) і (110) збігався, тоді як із грані $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ він максимальний, а з грані (111) він мінімальний. Відмінностей суттєвих у квантовому виході при вимірюванні фотоemisіи з протилежних сторін площин у напрямках і не виявлено.

Для визначення порогів фотоemisіи використовувалася екстраполяція кубічної залежності квантового виходу енергії фотонів (рис. 5). Як впливає з малюнка 5, найменша величина порогу спостерігалася для фотоemisіи з грані (111), найбільша – з грані $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$. Значення порогів фотоemisіи $h\nu_0$ наведено у таблиці 1

Величина порога фотоemisіи $h\nu_0^*$, яка отримана екстраполяцією лінійної залежності $Y(h\nu)$ від енергії фотонів, однакова для всіх граней і дорівнює 4,74 eВ. У таблиці 1 представлені обчислені значення ϕ , ϕ_0 , $(E_F - E_0)_s$, χ , для різних граней зразків монокристалу AsGa р-типу провідності.

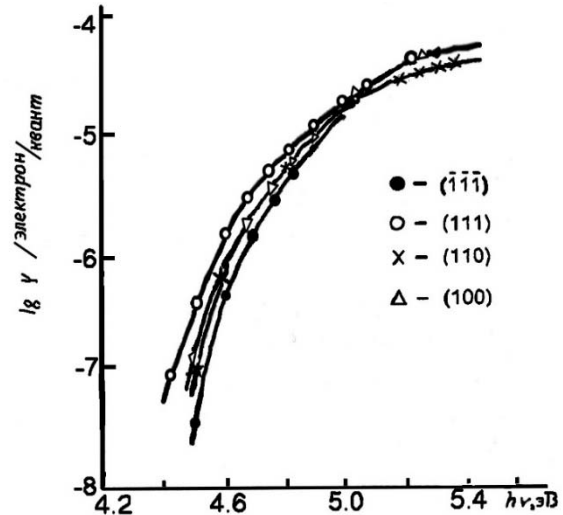


Рис. 4. Спектральний розподіл квантового виходу з граней GaAs р-типу

Як видно з отриманих результатів, значення термоелектронної роботи ϕ (стовпець 4) було найбільшим у зразка з орієнтацією емітуючої площини з гранню $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, найменше значення спостерігається на грані (111). Розмір різниці термоелектронної роботи виходу $\phi(111) - \phi(\bar{1}\bar{1}\bar{1}) = 0,08$ eВ. Значення термоелектронної роботи виходу з граней мало відрізнялися від термоелектронної роботи виходу з грані (111).

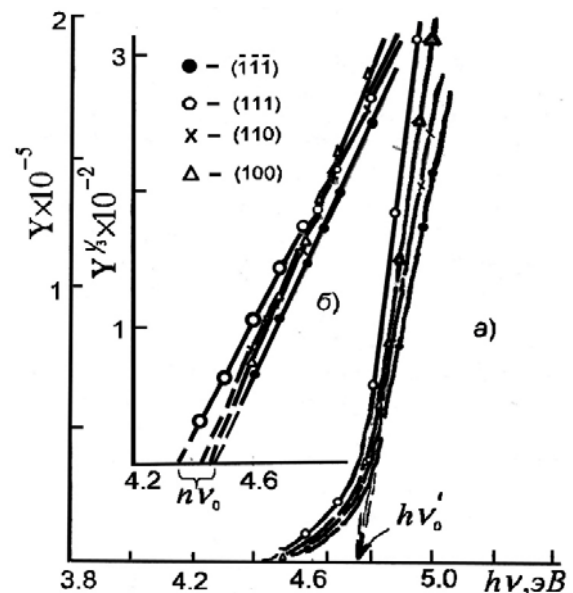


Рис. 5. Спектральний розподіл квантового виходу фотоemisіи з різних граней GaAs р-типу: а – лінійні залежність; б – кубічна залежність

Таблиця 1

1	2	3	4	5	6	7	8
орієнтація	$h\nu_0$, eB	$h\nu_0^*$, eB	φ_T , eB	$(E_F - E_0)_B$, eB	$(E_F - E_0)_S$, eB	χ , eB	φ_0 , eB
$(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$	4,46	4,74	4,35	-0,03	0,11	3,06	-0,14
(111)	4,32	4,74	4,23	-0,03	87,08	2,92	-0,11
(110)	4,42	4,74	4,31	-0,03	0,11	3,02	-0,14
(100)	4,44	4,74	4,33	-0,03	0,11	3,04	-0,14

Таблиця 2

Орієнтація поверхні образців	$h\nu = 4,99$ eB			$h\nu = 4,89$ eB			$h\nu = 4,68$ eB		
	V_0 , eB	V_K , eB	φ_Φ , eB	V_0 , eB	V_K , eB	φ_Φ , eB	V_0 , eB	V_K , eB	φ_Φ , eB
$(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$	0,48	0,08	4,43	0,40	0,08	4,41	0,24	0,08	4,36
(111)	0,48	0,20	4,31	0,40	0,20	4,29	0,24	0,20	4,24
(110)	0,46	0,12	4,41	0,38	0,12	4,39	0,24	0,12	4,32
(100)	0,46	0,10	4,42	0,39	0,10	4,40	0,24	0,10	4,34

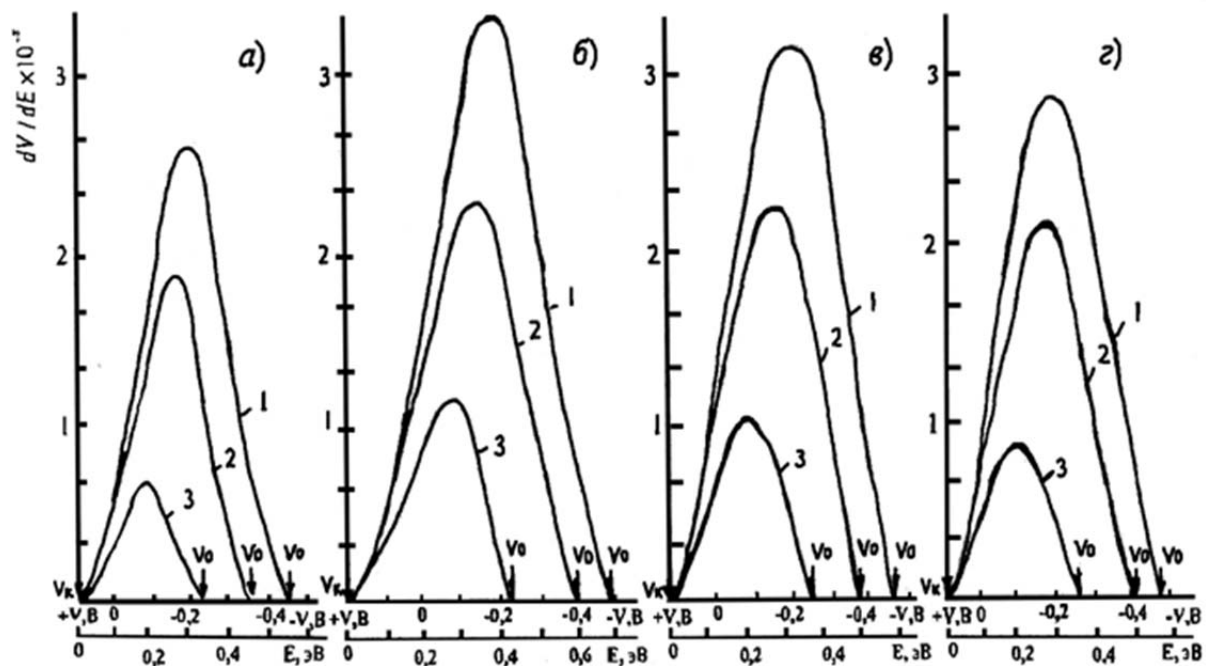


Рис. 6. Розподіл фотоелектронів за енергіями для зразків GaAs р-типу з граней:

$a - (\bar{1}\bar{1}\bar{1})$; $b - (111)$; $v - (110)$; $z - (100)$. Криві 1 – $h\nu = 4,99$ eB; 2 – $h\nu = 4,89$ eB; 3 – $h\nu = 4,68$ eB

У роботі [11] методом вимірювання контактної різниці потенціалів для AsGa було виявлено (після очищення поверхні іонами аргону і при $t = 500^\circ\text{C}$), що величина термоелектронної роботи виходу з грані більша за цю величину з грані і ця різниця становила $\Delta\varphi = 0,7$ eB. Для реальних поверхонь (поверхень отриманих хімічним травленням) ця різниця

склала $\Delta\varphi = 0,1$ eB, що досить збігається з результатами нашої роботи ($\Delta\varphi = 0,08$ eB).

Величина термоелектронної роботи виходу φ_T залежить як від об'ємних, так і від поверхневих властивостей напівпровідника. Поверхні арсеніду галію (111) і $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ в GaAs якісно по-різному. Для грані

поверхні (111) знаходяться атоми галію Ga, тоді як у протилежній поверхні грані знаходяться атоми мишка As. Цим і обумовлені відмінності в термоелектронній роботі виходу.

При вивченні фотоemisії з різних граней спостерігається відмінність у положенні рівня Фермі лежить на поверхні. Як впливає з таблиці 1 (стовпець 6), знайдене положення рівня Фермі на поверхні для граней (110) і ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) однаково і відрізняються від положення рівня Фермі на поверхні для грані (111). Зіставлення положення рівня Фермі на поверхні з розрахунком його положенням в обсязі показує, що величина загибу зон ϕ_0 (стовпець 8) для граней ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$), (110) і (100) однакова і також відрізнялася від загибу зон для грані (111). Загин зон для цієї грані становив 0,11 eВ.

Електронне спорідненість χ (стовпець 7) для грані (111) було також найменшим і відрізнялося від значень інших граней на величину 0,1 eВ.

Енергетичний розподіл фотоелектронів для різних граней зразків арсеніду галію р-типу провідності (рис. 6) показує, що є один максимум, становище якого відповідає енергії 4,6 eВ і збігається зі значенням енергії прямого переходу, зазначеного в роботі [12].

Відмінності, що спостерігаються в розподілах для різних граней полягають у тому, що ширина розподілів $e\Phi(V_k - V_0)$ різна. Це зумовлено в основному тим, що для різних граней контактна різниця потенціалів V_k не однакова, в той час як затримуючий потенціал V практично не змінювався для поверхонь всіх граней монокристалу арсеніду галію. Результати експериментальних даних з вимірювань V_0 , V_k і ϕ_0 наведено в таблиці 2, з якої випливає, що найменша фотоелектронна робота виходу ϕ_0 виявилася для грані (111).

Мінімальна величина загибу зон ($\phi_0 = -0,11$ eВ), і навіть електронного спорідненості ($\chi = 2,92$ eВ) для цієї грані збільшує ймовірність проходження емітуючих електронів через потенційний бар'єр. Тому інтенсивність піків, що спостерігаються в енергетичних розподілах фотоелектронів (рис. 5 б) для грані максимальна. Для грані ж інтенсивність піків – мінімальна (рис. 5, а).

Висновки: Наведені результати дослідження фотоemisії із зразків GaAs р-типу провідності показали, що термоелектронна робота виходу фот і поріг фотоemisії $h\nu_0$ залежить від орієнтації емітуючих граней монокристалів арсеніду галію і мінімальні значення цих енергетичних величин отримані для грані, а максимальні значення отримані значення прямих міжзонних переходів у монокристалах добре збігаються з результатами, отриманими за теоретичних розрахунків зонної структури арсеніду галію в роботі [12].

Література

1. Борбавт А.М., Горбань І.С., Охрименко Б.А. и др. Оптические измерения. К.: Техніка. 1997, с. 419.
2. Eden R.C., Mool J.L., Spicer W.E. Photoemission from GaAs of p-type at adsorption cesium and oxygen. *Phys. Rev. Lett.* 1967, 18, p. 597 – 604
3. Кулышев А.М., Черникова И.Д., Черников Н.Г. Влияние состояния поверхности полупроводников на работу фотодетекторов. *Вісник СХУ ім. В. Даля*, 2016. №2(226). С. 112 – 123.
4. White J.G., Roth W.C. Regularities of chemical etching of the GaAs surface. *J. Appl. Phys.*, 30. 1959, p. 946 – 948.
5. Chernicov N.G., Arsenjeva-Geil A.N. Effect of Conditions at the Surface on the size of the Surface spacecharge layer in Gallium Arsenide. *Sov. Phys. Solid State*, 1975. p. 2091 – 2094.
6. Кесаманлы Ф.П., Наследов Д.Н. Арсенид галлия. Наука. 12973, с. 289.
7. Музер Ф., Пирсон В.Б. Полупроводниковые pseudopotential вещества (вопросы химической связи). Иностранная литература. М.: 1960, с. 425
8. Черников Н.Г., Арсеньева-Гейль А.Н. Влияние условий на поверхности на величину приповерхностного объемного заряда в арсениде галлия. *Физика твердого тела*, том 16, выпуск 11. 1974, с.3388 – 3390.
9. Bergstresser T.K., Cohen M.L. Calculation of area structure of GaAs by the method of. *Phys.Rev.* 1966, 141, p. 789 – 798.
10. Кулышев А.М., Черникова И.Д., Черников Н.Г. Нанометрический корпускулярный фотоэлектронный спектрометр. *Вісник СХУ ім. В. Даля*. 2015, №5(222). С. 40 – 45
11. Mac Rae A.U., Bull C.W. Determining thermionic work function of the p-type single crystal GaAs by Kelvin. *Amer. Phys. Sec.*, 2005, 10, p. 168 – 173.
12. Люзе Л.Л., Духанина Р.Я. Работа выхода граней А и В поверхности (111) арсенида галлия. *Физика твердого тела*, том 41, выпуск 7. 2000. С. 2096 – 2101.

References

1. Borbavt A.M., Gorban' I.S., Okhrimenko B.A. i dr. Opticheskiye izmereniya. K.: Tekhnika. 1997, s. 419.
2. Eden R.C., Mool J.L., Spicer W.E. Photoemission from GaAs of p-type at adsorption cesium and oxygen. *Phys. Rev. Lett.* 1967, 18, p. 597 – 604
3. 3, Kulyshv A.M., Chernikova I.D., Chernikov N.G. Vliyaniye sostoyaniya poverkhnosti poluprovodnikov na rabotu fotodetektorov. *Visnik SNU ім. V. Dallya*, 2016. №2(226). S. 112 – 123.
4. White J.G., Roth W.C. Regularities of chemical etching of the GaAs surface. *J. Appl. Phys.*, 1959, 30. p. 946 – 948.
5. Chernicov N.G., Arsenjeva-Geil A.N. Effect of Conditions at the Surface on the size of the Surface space – charge layer in Gallium Arsenide. *Sov. Phys. Solid State*, 1975. p. 2091 – 2094.
6. Kesamanly F.P., Nasledov D.N. Arsenid galliya. Nauka. 12973, s. 289.
7. Muzer F., Pirson V.B. Poluprovodnikovyye pseudopotential veshchestva (voprosy khimicheskoy svyazi). Inostrannaya literatura. M.: 1960, s. 425
8. Chernikov N.G., Arsen'yeva-Geyl' A.N. Vliyaniye usloviy na poverkhnosti na velichinu pripoverkhnostnogo ob'yemnogo zaryada v arsenide galliya. *Fizika tverdogo tela*, tom 16, vypusk 11. 1974, s.3388 – 3390.

9. Bergstresser T.K., Cohen M.L. Calculation of area structure of GaAs by the method of. Phys.Rev. 1966, 141, p. 789 – 798.
10. Kulyshch A.M., Chernikova I.D., Chernikov N.G. Nano-metricheskiy korpuskulyarnyy fotozhlektroonnyy spektrometr. Visnik SNU im. V. Dala. 2015, №5(222). S. 40 – 45
11. Mac Rae A.U., Bull C.W. Veting thermionic work function of the p-type single crystal GaAs by Kelvin. Amer. Phys. Sec., 2005, 10. p. 168 – 173.
12. Lyuz L.L., Dukhanina R.YA. Rabota vykhoda graney A i V poverkhnosti arsenida galliya. Fizika tverdogo tela, tom 41, vypusk 7. 2000. S. 2096 – 2101.

Chernikov M.G., Chernikova I.D., Chernikova O.M., Rybalko K.D. Photoemission from different facets of single crystals gallium arsenide.

It is known that sometimes branches of science experience periods of rapid development due to the emergence of qualitatively new ideas, analytical instruments for obtaining experimental results, as well as improvements in measurement methods. A vivid example of this is optical spectroscopy, which has changed significantly with the advent of laser light sources. Along with the intensive development of classical trends in science, new methods and applications arose. Among the new directions, a special place is occupied by the statistical and spectral analysis of light fields with the help of photodetectors - optical displacement spectroscopy. Experimental methods of optical displacement spectroscopy, in particular, studies of the statistics of photocounts, caused certain requirements for experimenters to efficient photodetectors. In this paper, methods and methods for obtaining such photodetectors and the dependence of the operation of such photodetectors on the orientation of the faces of the surface of a single crystal are considered. A_3B_5 semiconductor compounds in the future are the most promising for further detailed consideration. In this regard, gallium arsenide is a semiconductor compound formed by elements of groups III and V of the periodic system - gallium Ga and arsenic As. Gallium arsenide is the closest binary analog of germanium. By introducing appropriate impurities, gallium arsenide can be obtained with both

n-type and p-type conductivity with different current carrier concentrations. This structure belongs to the crystallographic class of the cubic system. Gallium arsenide crystallizes in the zinc blende structure. The chemical bond in gallium arsenide is covalent with some degree of ionicity. Due to the presence of an ionicity fraction, gallium arsenide crystals split only along the plane (110). The center of symmetry is missing. The absence of a center of symmetry leads $\langle 111 \rangle$ to the fact that polar axes appear in the directions in gallium arsenide. From all of the above, there is a great interest in studying the energy structure of a single crystal of gallium arsenide from different faces, and this semiconductor, as the material chosen for research, is one of the promising semiconductor crystals in micro- and nanoelectronics, as it is used in the production of cold cathodes, cathodes with a negative electronic affinity, infrared receivers of electromagnetic radiation.

Key words: single-crystal facets, photoemission, quantum excitation, photoelectronics substitution for energy, output robot, zone dip, electronic sporidness, conductors

Черніков Микола Григорійович – к.фіз.-мат.н., доц., проф., кафедри машинобудування та прикладної механіки, Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля (м. Сєвєродонецьк), chernikov_n_g@ukr.net

Чернікова Ірина Дем'янівна – старший викладач . кафедри машинобудування та прикладної механіки, Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля (м. Сєвєродонецьк), chernikova_i_d@ukr.net

Чернікова Олена Миколаївна – бакалавр, студент групи ПМЕ-20д, факультет інженерії, Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля (м. Сєвєродонецьк) chernikovahm@gmail.com

Рибалко Кирило Дмитрович – бакалавр, група ПМЕ-19д, факультет інженерії, Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля (м. Сєвєродонецьк), raimisterio77@gmail.com

Стаття подана 29.01.2022 р