

Л.А.Демчина, Ю.П.Кияк, А.М.Міняйло, М.В.Вуйчик, П.О.Генцарь,
 О.В.Стронський, О.І.Власенко
**ЕЛЕКТРОННІ ВЛАСТИВОСТІ ПРИПОВЕРХНЕВОГО ШАРУ
 МОНОКРИСТАЛІВ n-GaAs (100)**

В даній роботі досліджено електронні властивості приповерхневого шару монокристалів n-GaAs (100), вирошених методом кристалізації із розчину з метою встановлення кількісного співвідношення між феноменологічним параметром уширення Γ і концентрацією електронів N в монокристалах n-GaAs (100) методом модуляційної спектроскопії електровідбивання із концентрацією електронів n-GaAs (100) $N = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ 10^{24} м^{-3} при кімнатній температурі в енергетичному діапазоні 1,3 еВ – 1,65 еВ. Проведено аналіз зв'язку осциляцій Франца-Келдиша із електронними параметрами при сильнопольовому режимі вимірювань спектрів електровідбивання, зокрема, між періодами осциляцій Франца-Келдиша ΔE_m і електрооптичною енергією $\hbar\theta$. Із кількісного аналізу спектрів електровідбивання для зразків із концентрацією електронів $N = 7,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ отримано значення фізичних параметрів і параметрів області просторового заряду приповерхневого шару досліджуваного матеріалу: енергія електронного переходу E_0 (оптичний перехід $\Gamma_{8v}-\Gamma_{6c}$); електрооптичної енергії $\hbar\theta$; феноменологічного параметра уширення Γ ; поверхневого електричного поля F_s відносного фазового фактора ψ ; енергетичної віддалі від енергії електронного переходу E_0 до екстремума останньої осциляції Франца-Келдиша; протяжності осциляції хвильової функції квантово-механічної частинки λ_{FK} із ефективною масою μ при даному поверхневому електричному полі F_s ; класичної товщини шару збагачення L

($L = \frac{2kT}{eF_s}$); глибини проникнення світлової (електромагнітної) хвилі d

($d = \frac{\lambda}{4\pi|\tilde{N}|}$); глибини проникнення електричного поля L_d ($L_d = \left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2 N}\right)^{1/2}$). Встановлено співвідношення

між енергетичним положенням піків електровідбивання при сильнопольовому режимі вимірювань спектрів електровідбивання E_m та електрооптичною енергією $\hbar\theta$ ($E_m = f(\hbar\theta)$):

$$E_m = E_0 + \Delta E = E_0 + \left(\frac{3}{4}(m\pi - \psi)\right)^{2/3} \cdot \hbar\theta = E_0 + \left(\frac{3}{4}(m\pi - \psi)\right)^{2/3} \cdot \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu}\right)^{1/3},$$

$$E_m = E_0 + \left(\frac{3\pi}{4}\left(m - \frac{1}{2}\right)\right)^{2/3} \cdot \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu}\right)^{1/3},$$

де $m = 1, 2, \dots$, E_0 – енергія фундаментального оптичного переходу напівпровідника, $\hbar\theta = \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu}\right)^{1/3}$ –

електрооптична енергія, ψ – відносний фазовий фактор. Отримана емпірична залежність феноменологічного параметра уширення Γ від концентрації електронів N .

Ключові слова: електровідбивання, приповерхневий шар, ефект Франца-Келдиша, електрооптична енергія, феноменологічний параметр уширення, n-GaAs (100).

1. ВСТУП

Важливою сполукою для практичного застосування в електронній техніці є арсенід галію завдяки своїм оптичним та електрофізичним властивостям. GaAs використовується для виготовлення приймачів випромінювання, світлодіодів, фотодіодів, лазерів, генераторів

© Л.А.Демчина, А.М.Міняйло, Д.В.Пекур, М.В.Вуйчик, Ю.П.Кияк, П.О.Генцарь, О.В.Стронський, О.І.Власенко, 2025

Ганна, електрооптичних модуляторів, сонячних батарей та ін. Завдяки цьому інтенсивно досліджуються електронні властивості монокристалів. В даній роботі розглянуто сильнопольові спектри електровідбивання монокристалів n-GaAs, а саме: встановлено зв'язок між осциляціями Франца-Келдиша ΔE_m і електрооптичною енергією $\hbar\theta$.

В сильнолегованому матеріалі діють фізичні механізми, такі як розширення домішкових зон, зміна густини станів, розсіювання носіїв заряду на заряджених домішках, на неоднорідностях легування по об'єму зразка та інші (власна концентрація носіїв заряду N_i в монокристалах GaAs дорівнює $1,29 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ [1]). GaAs використовується як підкладка для нанесення різних плівок, отримання наноструктур, гетероструктур, для виготовлення світлодіодів, сонячних елементів та інших електронних приладів сучасного покоління [2-4]. Арсенід галію є базовим матеріалом для оптоелектроніки та напівпровідникової техніки [5-6]

Метою даної роботи було отримання фізичних параметрів приповерхневого шару високолегованих кристалів GaAs (100) та з'ясування фізичних процесів, механізмів та природи формування електронних і оптичних явищ на поверхні і в приповерхневому шарі даного матеріалу із спектрів електровідбивання в області фундаментального оптичного переходу E_0 в енергетичному діапазоні 1,3 еВ– 1,6 еВ і контроль структурної досконалості монокристалів n-GaAs (100), вирощених методом кристалізації із розчину, встановлення кількісного співвідношення між феноменологічним параметром уширення Γ і концентрацією N електронів в монокристалах n-GaAs.

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

На рис.1 приведено спектр електровідбивання поверхні (попередньо хімічно травленої) монокристала n-GaAs (100), отриманого за електролітичною методикою при кімнатній температурі із концентрацією електронів $7,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ (енергетичний діапазон – 1,3 еВ-1,65 еВ).

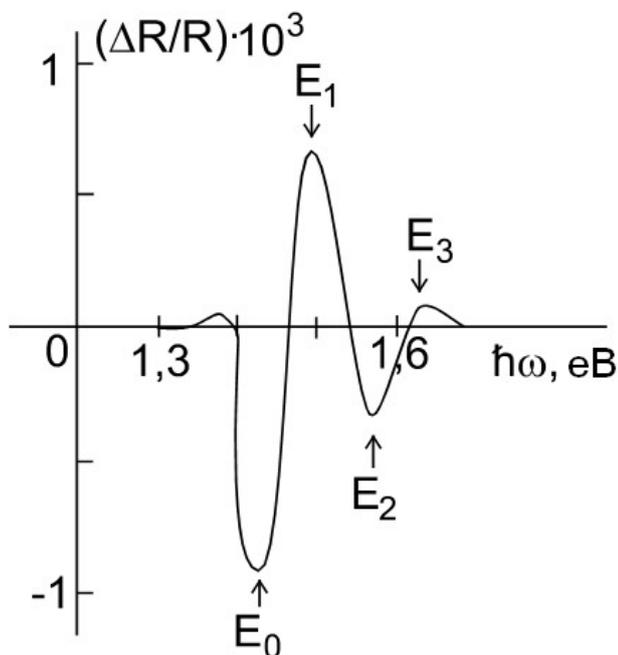


Рис.1. Спектр електровідбивання монокристала n-GaAs (100) із концентрацією електронів $N = 7,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Полярність екстремумів електровідбивання вказує на те, що на поверхні реалізується шар збагачення. Для кількісної інтерпретації отриманих даних слід врахувати наявність

затухаючих осциляцій у високоенергетичній області спектра, період яких зменшується із ростом енергії і сильно залежить від прикладеного електричного поля. Ці особливості характерні для сильнопольового режиму вимірювань.

Ефект Франца-Келдиша [7,8] – це зсув границі (краю) власного поглинання світлової (електромагнітної) хвилі в напівпровідниках в сторону менших частот (енергій) в присутності зовнішнього електричного поля. При відсутності електричного поля краю поглинання відповідає частота $\omega = \frac{E_0}{\hbar}$, де E_0 – ширина забороненої зони.

В електричному полі F внаслідок тунелювання електронів із валентної зони в зону провідності край поглинання є розмитим і стає можливим поглинання світлових (електромагнітних) хвиль із частотою $\omega < \frac{E_0}{\hbar}$. Ефективний зсув краю енергетичної зони ΔE

дорівнює $\Delta E = \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2m^*} \right)^{\frac{1}{3}}$, де e – заряд електрона; m^* – ефективна маса електрона.

Одночасно із коефіцієнтом поглинання змінюється і показник заломлення. Ефект Франца-Келдиша використовується для модуляції оптичного випромінювання:

$$V(z) = eFz, \text{ для } z > 0, \quad (1)$$

$$V(z) = \infty, \text{ для } z \leq 0,$$

де e – заряд електрона, F – однорідне електричне поле.

Енергія і хвильові функції станів електронів визначаються розв'язками рівняння Шредінгера при граничній умові $\psi(z)/z=0 = \psi(z=0) = 0$. В цьому випадку власні значення хвильових функцій електронів визначаються функціями Ейрі [9,10]. Міжзонне тунелювання – тунельний перехід електронів із валентної зони в зону провідності напівпровідника, який відбувається в сильному електричному полі.

Енергетична зонна структура напівпровідника в електричному полі змінюється: до енергії електрона додається електростатична енергія постійного електричного поля F , в результаті чого залежність енергії електрона E від координати z стає похилою. При цьому стає можливим тунельний перехід електрона між станами із однаковою енергією сусідніх заповненої (валентної) і вільної (провідності) енергетичних зон. Поряд із тунелюванням відбуваються осциляції електронів всередині енергетичної зони, обумовлені відбиванням електронів від енергетичної зони.

При великих полях міжзонне тунелювання може призвести до пробію (зінрівський пробій). Поле, що призводить до квантування руху зонного електрона в кристалі, називається квантуючим електричним полем. Нехтуючи міжзонним тунелюванням, рух електрона в кристалі (в деякому основному напрямку) із постійною кристалічної ґратки a являє собою періодичний рух в k -просторі згідно з рівнянням Ньютона ($\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}$).

В схемі приведених зон (зон Бріллюена) при русі електрона вздовж осі z компонента хвильового вектора k_z змінюється від деякого значення k_{0z} до $\frac{\pi}{a}$, де електрон відбивається від стінки зони Бріллюена і при цьому змінюється компонента хвильового вектора k_z на $-\frac{\pi}{a}$, після чого знову електрон починає рухатись від $k_z = -\frac{\pi}{a}$ до $k_z = \frac{\pi}{a}$. Для того, щоб

електричне поле в напівпровіднику було квантуючим, повинен виконуватись критерій: $\frac{eFa}{\hbar} > \nu$ (ν - характерна частота зіткнень).

При прикладанні до кристала постійного і однорідного електричного поля електрон буде змінювати свою енергію, тобто буде переміщуватися по енергетичній зоні:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} = -e\vec{F}. \quad (2)$$

Інтегруючи дане рівняння із початковою умовою $\vec{P} = \vec{P}_0$ при $t = 0$, знаходимо:

$$\vec{P} = \vec{P}_0 - e\vec{F} \cdot t. \quad (3)$$

Характер руху електрона в границях першої зони Бріллюена наступний: падаючи на границю зони Бріллюена, електрон попадає і на протилежну границю зони Бріллюена, звідси знову починає збільшуватись квазіімпульс електрона [11].

Постійне і однорідне в просторі електричне поле напруженості \vec{F} задовольняє умову: $e\vec{F}a \ll E_0$. Таким чином, квазіімпульс електрона буде змінюватися періодично.

Товщина шару, яка формує сигнал електровідбивання, який спостерігається в області прямих міжзонних переходів, визначається глибиною проникнення електричного поля і світлової (електромагнітної) хвилі. Використання модуляційної спектроскопії електровідбивання дозволяє дослідити електронні явища в приповерхневих шарах, зробити висновки про їхню структурну досконалість. Вивченню поверхневих властивостей напівпровідників приділяється все більша увага [12, 13].

Відносна зміна відбиваючої здатності зразка $\frac{\Delta R}{R}(E, F)$ в електричному полі F рівна:

$$\frac{\Delta R}{R}(E, F) = \frac{R(E, F) - R(E, 0)}{R(E, 0)}, \quad (4)$$

де $R(E, F)$ – сигнал електрооптичного відбивання при наявності модуляції та постійного зміщення; $R(E, 0)$ – сигнал оптичного відбивання при відсутності електричного поля; $E = \hbar\omega$ – енергія фотонів [9,10]. Наявність поверхневого електричного поля напівпровідника обумовлює зміну значення комплексного показника заломлення $\tilde{n} = n + i\chi$, а звідси впливає і зміна значення комплексної діелектричної функції в приповерхневій області напівпровідника $\varepsilon(E, F) = \varepsilon_1(E, F) + i\varepsilon_2(E, F)$ в порівнянні із її значенням в об'ємі (ефект Франца-Келдиша) [14, 15].

Згідно з[10], зміну уявної частини комплексної діелектричної проникності $\Delta\varepsilon_2(E, F)$ для трьохмірної критичної точки типу M_0 у випадку прямих дозволених оптичних переходів в електричному полі F можна записати у вигляді:

$$\Delta\varepsilon_2(E, F) = \varepsilon_2(E, F) - \varepsilon_2(E, 0) = \frac{2e^2(2\mu)^{3/2}P^2(\hbar\theta)^{1/2}}{m^2\hbar E^2} F(\eta), \quad (5)$$

де $F(\eta)$ – електрооптична функція першого роду (зміна коефіцієнта поглинання в електричному полі).

Функція $F(\eta)$ виражається через функцію Ейрі $Ai(\eta)$ та її похідну $Ai'(\eta)$ у вигляді:

$$F(\eta) = \pi[Ai'^2(\eta) - \eta Ai^2(\eta)] - U(-\eta)(-\eta)^{1/2}, \quad (6)$$

де $U(\eta)$ – функція Хевісайда

$$U(\eta) = \begin{cases} 1, & \eta \geq 0 \\ 0, & \eta < 0 \end{cases}. \quad (7)$$

Функція Ейрі $Ai(\eta)$ описує одновірний рух вільних носіїв заряду в однорідному електричному полі зовнішніх сил.

Використовуючи співвідношення Крамерса-Кроніга, знаходять зміну реальної частини $\Delta\varepsilon_1(E, F)$ комплексної діелектричної проникності в електричному полі:

$$\Delta\varepsilon_1(E, F) = \frac{C_1(\hbar\theta)^{1/2}}{E^2} G(\eta), \quad (8)$$

де C_1 – коефіцієнт, $G(\eta)$ – електрооптична функція другого роду (зміна показника заломлення в електричному полі), яка має вигляд:

$$G(\eta) = \pi[Ai'(\eta)Bi'(\eta) - \eta Ai(\eta)Bi(\eta)] + U(\eta)\eta^{1/2}, \quad (9)$$

де $Bi(\eta)$ і $Bi'(\eta)$ – модифікована функція Ейрі та її похідна. Функції $Ai(\eta)$ і $Bi(\eta)$ є незалежними розв'язками рівняння ефективних мас електронно-діркової пари в близькості оптичного електронного переходу.

Модуляція фази $\Delta\varphi(E_0)$ визначається перетворенням спектра електровідбивання за Крамерсом-Кронігом (при нормальному падінні світлової хвилі (електромагнітного випромінювання) $r = R^{1/2} \cdot \exp(i\varphi)$, де r – амплітудний коефіцієнт відбивання, R – енергетичний коефіцієнт відбивання, φ – фазовий зсув при відбиванні):

$$\Delta\varphi(E_0) = -\frac{E_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\left[\frac{\Delta R}{R}(E) \right] dE}{E^2 - E_0^2}. \quad (10)$$

Таким чином, відносно зміну відбиваючої здатності досліджуваного зразка в електричному полі $\frac{\Delta R}{R}(E, F)$ можна виразити через зміну дійсної частини діелектричної проникності $\Delta\varepsilon_1$ та уявної частини діелектричної проникності $\Delta\varepsilon_2$. Зміни $\Delta\varepsilon_2$ та $\Delta\varepsilon_1$ аналітично виражаються через електрооптичні функції першого роду $F(\eta)$ (зміна коефіцієнта поглинання в електричному полі) та другого роду $G(\eta)$ (зміна показника заломлення в електричному полі).

Товщина шару, яка приймає участь у формуванні сигналу електровідбивання, визначається глибиною проникнення електричного поля (глибина екранування за моделлю Дебая L_D або Томаса-Фермі L_{TF}) та світлової (електромагнітної) хвилі. Тому метод електровідбивання дуже чутливий до структури тонкого приповерхневого шару товщиною $d = \frac{\lambda}{4\pi i}$ – глибини проникнення світла із довжиною електромагнітної хвилі λ .

Зміна оптичного поглинання α в електричному полі, в силу співвідношень Крамерса-Кроніга, обумовлює також зміну показника заломлення n . При цьому відповідно виникає зміна відбиваючої здатності границі розділу R . Це і є ефект електровідбивання. Експериментально він проявляється у вигляді осциляцій залежності $\frac{\Delta R}{R}$ від $\hbar\omega$ при фіксованому електричному полі F чи осцилюючій залежності $\frac{\Delta R}{R}$ від прикладеної напруги при заданій частоті.

Ефекти Франца-Келдиша і електровідбивання дають інформацію про зонну структуру напівпровідників. Суттєво, що товщина відбиваючого шару кристала дорівнює 10^{-8} м. Товщина області просторового заряду, в якій локалізоване приповерхнєве електричне поле при збагаченні і інверсії, має такий же порядок. Таким чином, ефект електровідбивання може також давати інформацію про енергетичну зонну структуру тонкого приповерхневого шару. Дані вимірювання електровідбивання можуть бути використані для визначення напруженості

електричного поля у поверхні, величини нахилу енергетичних зон і інших параметрів області просторового заряду.

Модуляційний спектр $\frac{\Delta R}{R}(E)$ має різкий екстремум при енергії забороненої зони E_0 (в класично забороненій енергетичній області $\hbar\omega < E_0$) і осцилює вище E_0 (класично дозволена область енергії фотонів $\hbar\omega > E_0$). Наявність затухаючих осциляцій у високоенергетичній області спектра, період яких зменшується з ростом енергії і сильно залежить від прикладеного електричного поля, характерна для високопольового режиму вимірювань. В цьому випадку при обробці експериментальних спектрів потрібно проводити теоретичний розрахунок кривих електровідбивання з використанням уширених функцій Ейрі [9, 10].

Згідно з теорією [16], в сильнопольовому режимі вимірювань для енергій E_m , які відповідають екстремумам $\left|\frac{\Delta R}{R}\right|_m$, виконується рівність:

$$m\pi = \psi + \frac{4}{3} \left(\frac{E_m - E_0}{\hbar\theta} \right)^{3/2}, \quad (11)$$

де m – номер осциляції; E_m – енергетичне положення екстремума осциляції; ψ – відносний фазовий фактор. Співвідношення (11) вказує на те, що із нахилу залежності величини $\frac{4}{3\pi} (E_m - E_0)^{3/2}$ від номера осциляції m можна визначити електрооптичну енергію $\hbar\theta$.

Використовуючи дане значення, можна визначити поверхневе електричне поле:

$$F_s = \left[\frac{2\mu(\hbar\theta)^3}{e^2\hbar^2} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Феноменологічний параметр уширення Γ експериментальних спектрів електровідбивання визначається за напівшириною першого екстремума в спектрі електровідбивання.

Величина фазового фактора ψ визначається із екстраполяції залежності:

$$\frac{4}{3\pi} (E_m - E_0)^{3/2} = f(m) \quad (13)$$

до перетину із віссю абсцис.

Сильнопольовий спектр електровідбивання дозволяє встановити зв'язок між періодами осциляцій Франца-Келдиша ΔE_m

$$\Delta E_m = E_m - E_{m-1} \quad (14)$$

і електрооптичною енергією $\hbar\theta$. Із формули (11) випливає, що

$$\Delta E_1 = E_1 - E_0 = \left[\left(\frac{3}{4} (\pi - \psi) \right)^{2/3} \right] \cdot \hbar\theta, \quad (15)$$

$$\Delta E_m = E_m - E_{m-1} = \left[\left(\frac{3}{4} (m\pi - \psi) \right)^{2/3} - \left(\frac{3}{4} ((m-1)\pi - \psi) \right)^{2/3} \right] \cdot \hbar\theta, \quad (16)$$

де $m = 2, 3, 4 \dots$ Крім того, із формули (11) випливає, що

$$\Delta E = E_m - E_0 = \left(\frac{3}{4} (m\pi - \psi) \right)^{2/3} \cdot \hbar\theta, \quad (17)$$

де ΔE – енергетична віддаль від енергії електронного переходу E_0 до екстремума останньої осциляції. Між експериментальними параметрами повинен існувати зв'язок:

$$\Delta E = E_m - E_o = 2 \frac{(\hbar\theta)^3}{\Gamma^2} = 2 \left(\frac{e^2 F^2 \tau^2}{2\mu} \right). \quad (18)$$

Із формули (17) можна записати співвідношення:

$$E_m = E_o + \Delta E = E_o + \left(\frac{3}{4} (m\pi - \psi) \right)^{2/3} \cdot \hbar\theta = E_o + \left(\frac{3}{4} (m\pi - \psi) \right)^{2/3} \cdot \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu} \right)^{1/3}$$

$$E_m = E_o + \left(\frac{3\pi}{4} \left(m - \frac{1}{2} \right) \right)^{2/3} \cdot \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu} \right)^{1/3},$$

де $m = 1, 2, \dots$

Для трикутної потенціальної ями для двомірного електронного газу $\psi = \frac{\pi}{4}$, тому

$$E_m = E_o + \left(\frac{3\pi}{4} \left(m - \frac{1}{4} \right) \right)^{2/3} \cdot \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu} \right)^{1/3}$$

де $m = 1, 2, \dots$

Використовуючи феноменологічний підхід [17-21] із кількісного аналізу спектрів електровідбивання для експериментальних зразків із концентрацією електронів $N = 7,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, отримано значення фізичних параметрів і параметрів області просторового заряду приповерхневого шару досліджуваного матеріалу: енергія електронного переходу E_o (оптичний перехід $\Gamma_{8v} - \Gamma_{6c}$), яка дорівнює 1,422 еВ (енергія першого екстремума в спектрі електровідбивання); електрооптичної енергії $\hbar\theta$, яка дорівнює $62,78 \cdot 10^{-3}$ еВ (рис.2); феноменологічного параметра уширення Γ , який дорівнює $49,13 \cdot 10^{-3}$ еВ (енергетична напівширина першого екстремума в спектрі електровідбивання); поверхневого електричного поля F_s , яке дорівнює $1,924 \cdot 10^7$ В/м ($m_e^* = 0,065 m_o$ [22]; $m_p^* = 0,475 m_o$ [22]); відносного фазового фактора ψ , який дорівнює $\pi/2$ (трьохмірна критична точка); енергетичної віддалі від енергії електронного переходу E_o до екстремума останньої осциляції Франца-Келдиша

$\Delta E = E_m - E_o = 2 \frac{(\hbar\theta)^3}{\Gamma^2} = 2 \left(\frac{e^2 F^2 \tau^2}{2\mu} \right)$, яка дорівнює 0,205 еВ; протяжності осциляції хвильової

функції квантово-механічної частинки $\lambda_{\text{фк}}$ із ефективною масою μ при даному поверхневому електричному полі F_s , яка дорівнює 3,88 нм; класичної товщини шару збагачення L

($L = \frac{2kT}{eF_s}$), яка дорівнює 2,599 нм.

Згідно з експериментальними даними, феноменологічний параметр уширення Γ дорівнює $(35 \div 38) \cdot 10^{-3}$ еВ (для зразків із концентрацією електронів $N = 10^{21} \text{ м}^{-3}$) і Γ дорівнює $75 \cdot 10^{-3}$ еВ (для зразків із концентрацією електронів $N = 10^{24} \text{ м}^{-3}$) (рис.3), тоді час енергетичної релаксації фотогенерованих носіїв заряду τ приблизно в два рази більший для зразків із концентрацією електронів $N = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ в порівнянні із τ для зразків із концентрацією електронів $N = 10^{24} \text{ м}^{-3}$.

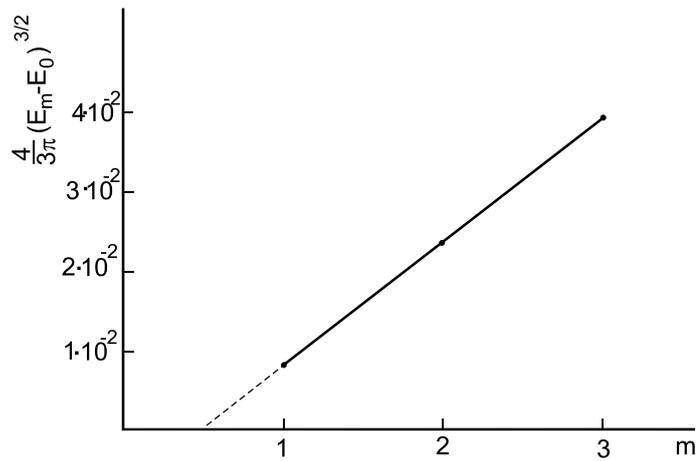


Рис.2. Залежність $\frac{4}{3\pi} (E_m - E_0)^{3/2}$ від номера осциляції m для монокристалів n-GaAs (100) із концентрацією електронів $N = 7,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Глибина проникнення світлової (електромагнітної) хвилі d ($d = \frac{\lambda}{4\pi|\tilde{N}|}$) дорівнює 7,27 нм ($E = 1,65 \text{ eV}$; $\varepsilon = 12$) і d дорівнює 21,92 нм ($E = 1,3 \text{ eV}$). Глибина проникнення електричного поля L_D ($L_D = \left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0\kappa T}{e^2 N}\right)^{1/2}$) дорівнює 14,87 нм ($\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$, $\kappa T = 0,025 \text{ eV}$). Інформаційна глибина досліджуваного матеріалу визначається найменшою із величин глибини проникнення світлової (електромагнітної) хвилі і глибини проникнення електричного поля. Тому можна зробити висновок, що інформаційна глибина монокристалів n-GaAs (100) із концентрацією електронів $N = 7,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ визначається глибиною екранування електричного поля.

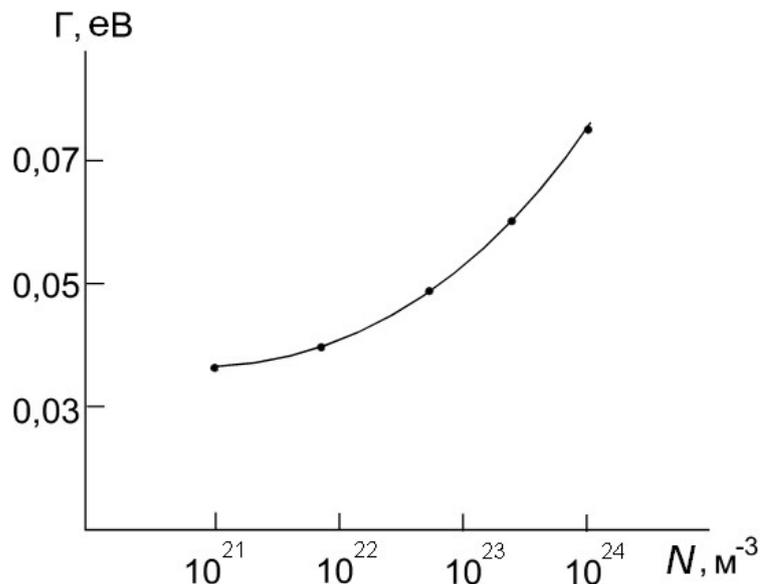


Рис.3. Емпірична залежність феноменологічного параметра уширення Γ від концентрації електронів N для монокристалів n-GaAs (100).

Таким чином, досліджуючи спектри електровідбивання монокристалів n-GaAs (100) в діапазоні концентрацій електронів $N = 10^{21} \text{ м}^{-3} \div 10^{24} \text{ м}^{-3}$ за електролітичною методикою в енергетичному діапазоні 1,3 еВ- 1,65 еВ при кімнатній температурі, отримана емпірична залежність феноменологічного параметра уширення Γ від концентрації електронів N ($\Gamma = f(N)$).

Поверхня (100) GaAs використовується для молекулярно-променевої епітаксії. Якщо поверхня (100) закінчується атомами Ga, зв'язки Ga-As направлені вздовж напрямку [110], а якщо поверхня (100) закінчується атомами As, зв'язки Ga-As направлені вздовж напрямку $[1\bar{1}0]$. Даний факт призводить до оптичної анізотропії поверхні [4, 23, 24].

3.ВИСНОВКИ

На основі дослідження електронних властивостей приповерхневого шару монокристалів n-GaAs (100), вирощених методом кристалізації із розчину з метою встановлення кількісного співвідношення між феноменологічним параметром уширення Γ і концентрацією електронів N в монокристалах n-GaAs (100) методом модуляційної спектроскопії електровідбивання із концентрацією електронів n-GaAs (100) $N = 10^{21} - 10^{24} \text{ м}^{-3}$ при кімнатній температурі в енергетичному діапазоні 1,3-1,65 еВ, зроблено наступні висновки:

1 Проведено аналіз зв'язку осциляцій Франца-Келдиша із електронними параметрами при сильнопольовому режимі вимірювань спектрів електровідбивання, зокрема, між періодами осциляцій Франца-Келдиша ΔE_m і електрооптичною енергією $\hbar\theta$.

2. Із кількісного аналізу спектрів електровідбивання для зразків із концентрацією електронів $N = 7,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ отримано значення фізичних параметрів і параметрів області просторового заряду приповерхневого шару досліджуваного матеріалу: енергія електронного переходу E_0 (оптичний перехід $\Gamma_{8v} - \Gamma_{6c}$); електрооптичної енергії $\hbar\theta$; феноменологічного параметра уширення Γ ; поверхневого електричного поля F_s ; відносного фазового фактора ψ ; енергетичної віддалі від енергії електронного переходу E_0 до екстремума останньої осциляції Франца-Келдиша; протяжності осциляції хвильової функції квантово-механічної частинки $\lambda_{\text{ФК}}$ із приведеною ефективною масою μ при даному поверхневому електричному полі F_s ;

класичної товщини шару збагачення L ($L = \frac{2kT}{eF_s}$); глибини проникнення світлової

(електромагнітної) хвилі d ($d = \frac{\lambda}{4\pi|\tilde{N}|}$); глибини проникнення електричного поля L_d

$$(L_d = \left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2 N}\right)^{1/2}).$$

3. Встановлено співвідношення між енергетичним положенням піків електровідбивання при сильнопольовому режимі вимірювань спектрів електровідбивання E_m та електрооптичною енергією $\hbar\theta$ ($E_m = f(\hbar\theta)$):

$$E_m = E_0 + \Delta E = E_0 + \left(\frac{3}{4}(m\pi - \psi)\right)^{2/3} \cdot \hbar\theta = E_0 + \left(\frac{3}{4}(m\pi - \psi)\right)^{2/3} \cdot \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu}\right)^{1/3},$$

$$E_m = E_0 + \left(\frac{3\pi}{4}\left(m - \frac{1}{2}\right)\right)^{2/3} \cdot \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu}\right)^{1/3},$$

де $m = 1, 2, \dots$, E_0 – енергія фундаментального оптичного переходу напівпровідника,

$$\hbar\theta = \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu} \right)^{1/3} - \text{електрооптична енергія, } \psi - \text{відносний фазовий фактор.}$$

4. Отримана емпірична залежність феноменологічного параметра уширення Γ від концентрації електронів N .

Практична цінність отриманих результатів полягає у визначенні електронних параметрів дослідженого матеріалу; в отриманні емпіричної залежності параметра уширення оптичних спектрів Γ від концентрації електронів N , що дозволяє неруйнуючим оптичним методом визначити концентрацію електронів N , а звідси оцінити рухливість вільних носіїв заряду (електронів).

L.A. Demchyna, J.P. Kyiak, A.M. Mynaylo, M.V. Vuichyk,

P.O. Gentsar, A.V. Stronski, O.I. Vlasenko

Electronic properties of the subsurface layer of n-GaAs single crystals (100)

Abstract. In this work, the electronic properties of the near-surface layer of n-GaAs (100) single crystals grown by the solution crystallization method were investigated in order to establish a quantitative relationship between the phenomenological broadening parameter Γ and the electron concentration N in n-GaAs (100) single crystals by the modulation electroreflectance spectroscopy method with the electron concentration of n-GaAs (100) $N = 10^{21} \text{ m}^{-3} - 10^{24} \text{ m}^{-3}$ at room temperature in the energy range of 1.3 eV – 1.65 eV. The analysis of the relationship between Franz-Keldysh oscillations and electronic parameters in the high-field mode of measurements of electrical reflection spectra, in particular between the periods of Franz-Keldysh oscillations ΔE_m and electro-optical energy $\hbar\theta$, has been carried out. From the quantitative analysis of the electroreflection spectra for samples with an electron concentration of $N = 7.5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, the values of the physical parameters and parameters of the space charge region of the near-surface layer of the studied material were obtained: the energy of the electronic transition E_0 (optical transition $\Gamma_{\delta v} - \Gamma_{6c}$); electro-optical energy $\hbar\theta$; the phenomenological broadening parameter Γ ; the surface electric field F_s relative phase factor ψ ; the energy distance from the energy of the electronic transition E_0 to the extremum of the last Franz-Keldysh oscillation; the oscillation length of the wave function of a quantum-mechanical particle λ_{FK} with an effective mass μ at a given surface electric field F_s ; the classical thickness of the enrichment layer L ($L = \frac{2kT}{eF_s}$); the penetration depth of the

light (electromagnetic) wave d ($d = \frac{\lambda}{4\pi|\tilde{N}|}$); the penetration depth of the electric field L_D ($L_D = \left(\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{e^2 N} \right)^{1/2}$). The

relationship between the energy position of the electroreflection peaks in the high-field mode of measuring electroreflection spectra E_m and the electrooptic energy $\hbar\theta$ ($E_m = f(\hbar\theta)$) has been established. The empirical dependence of the phenomenological broadening parameter Γ on the electron concentration N is obtained.

Keywords: electroreflectance, subsurface layer, Franz-Keldysh effect, electro-optical energy, phenomenological parameter of expansion, n-GaAs (100).

1. Новоселова А.В., Лазарев В.Б. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ: справочник. М.: Наука, 1979. 340 с.

2. Волков А.О., Рябушкин О.А. Радиочастотно-оптический модуляционный спектроскоп для исследования полупроводниковых структур. *Приборы и техника эксперимента*. 2001. **5**, №121.

3. Герасимович А.А., Жоховец С.В., Гобш Г., Доманевский Д.С. Электроотражение и отражение структуры GaAs/AlGaAs с одиночной квантовой ямой при комнатной температуре. *ФТП*. 2005. **39**, №6. С.729.

4. Ю Питер, Кардона М. Основы физики полупроводников. Москва: Физматлит, 2002.

5. Anas Manga, Yahaya Saadu Itas, Sadiq Abubakar Dalhatu, Aliyu Mohammed Aliyu, Asmau Muhammad Hassan, Mustapha Bello, Abdullahi Abubakar. Structural, electronic and optical properties of boron doped monolayer gallium arsenide (GaAs) for optoelectronic application: a dft study. *FUDMA Journal of Sciences (FJS)*. 2025.9, №5. P.187. <https://doi.org/10.33003/fjs-2025-0905-3560>.
6. Atyaf Al Rawas, Muna Y. Slewa, Fatin M. Hamam, Malik Kheder. Optical properties of GaAs nanoparticles in acetone by laser ablation. *Solid State Phenomena*. 2023.341, №89. <https://doi.org/10.4028/p-1zjv1f>.
7. Franz W. Einflusseines elektrischen Feldes auf eine optische Absorptionskante. *Z. Naturforschung*. 1958. 13, №6. P.484.
8. Келдыш Л.В. О влиянии сильного электрического поля на оптические характеристики непроводящих кристаллов. *ЖЭТФ*. 1958. 34, №5. С.1138.
9. Кардона М. Модуляционная спектроскопия. Москва: Мир, 1972.
10. Тягай В.А., Снитко О.В. Электроотражение света в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1980.
11. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. Москва: Наука, 1977.
12. Yan Sun, Lei Liu, Zhisheng Lv, Xingyue Zhangyang, Feifei Lu, Jian Tian. Theoretical study on optoelectronic properties of GaAs nanostructures. *Materials Science in Semiconductor Processing*. 2021. 122. 105498. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2020.105498>.
13. Huber C., Krämer C., Sperber D., Magin A., Kalt H., Hetterich M. Electroreflectance of thin-film solar cells: Simulation and experiment. *Physical Review B*. 2015.92, №7. 075201. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.075201>.
14. Евстигнеев А.М., Снитко О.В., Артамонов Л.В., Генцар П.А., Красико А.Н. Вклад поверхности в эффект электроотражения и его выделение при наличии поляризационной анизотропии. *УФЖ*. 1986. 31, №5. С.756.
15. Евстигнеев А.М., Снитко О.В., Красико А.Н., Генцар П.А., Моздор Е.В. Исследование механически нарушенной поверхности германия методом анизотропного электроотражения. *УФЖ*. 1987. 32, №2. С.269.
16. Aspnes D.E. Band nonparabolicities, broadening and internal field distributions: The spectroscopy of Franz-Keldysh oscillations. *Phys.Rev.B*. 1974. 10, №10. P.4228. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.10.4228>.
17. Генцарь П.О., Матвеева Л.О., Демчина Л.А., Венгер Є.Ф. Контроль структурної досконалості епітаксійних плівок n-GaAs методом електровідбивання. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2003. 5, №2. С.237.
18. Венгер Є.Ф., Генцарь П.О., Матвеева Л.О. Зв'язок між осциляціями Келдиша-Франца та електронними параметрами в епітаксійних плівках n-GaP та n-GaAs. *Доповіді Національної академії наук України*. 2004. 5, 81.
19. Венгер Є.Ф., Генцарь П.О., Матвеева Л.О. Електровідбиття епітаксійних плівок n-GaP та n-GaAs. *УФЖ*. 2006. 51, №7. С. 679.
20. Генцарь П.А., Власенко А.И. Исследование электронных свойств поверхности полупроводников методом спектроскопии электроотражения. *ФТП*. 2006. 40, №9. С.1094.
21. Генцарь П.О., Власенко О.І., Стронський О.В. Контроль структурної досконалості епітаксійних плівок n-GaP методом модуляційної спектроскопії електровідбивання. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2006. 7, №4. С.780.
22. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. Москва: Мир, 1976.
23. Тягай В.А., Евстигнеев А.М., Красико А.Н. Поляризационная анизотропия поверхностно-барьерного электроотражения GaAs. *УФЖ*. 1979. 24, №12. С.1902.
24. Cardona M., Shaklee K.J., Pollak F.H. Electroreflectance at a Semiconductor-electrolyte interface. *Phys. Rev.* 1967. 154, №3. P.696. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.154.696>.

Інститут фізики напівпровідників
ім.В.Є. Лашкарьова НАН України,
41, проспект Науки, 03028 Київ, Україна
e-mail: rastneg@isp.kiev.ua

Отримано: 21.04.2025