

PACS 68.55-A

П.О. Генцарь, Л.О. Матвеева, Л.А. Демчина, Є.Ф. Венгер

## Контроль структурної досконалості епітаксійних плівок n-GaAs методом електровідбивання

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України,  
проспект Науки, 45, Київ-28, 03028, Україна E-mail: matveeva @ isp.kiev. ua*

Методом електровідбивання (ЕВ) досліджено гомоепітаксійні плівки n-GaAs (100) з концентрацією електронів  $n = 10^{14}-5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 300 \text{ K}$  в неполяризованому світлі. Отримані дані показали, що при концентраціях електронів  $n \geq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  на довгохвильовому крилі основної смуги  $E_0$  спостерігається додатковий екстремум. Походження цього екстремуму пов'язане з електрооптичним ефектом заповнення донорних рівнів, який пояснює як форму так і амплітуду додаткової смуги. На основі кількісного аналізу експериментальних даних оцінено напруженість вбудованого електричного поля, час енергетичної релаксації збуджених світлом носіїв заряду та їх рухливість. Встановлена залежність параметру розширення від концентрації носіїв заряду.

**Ключові слова:** епітаксійні плівки, електровідбивання, ефект Келдиша-Франца, електрооптична енергія.

*Стаття поступила до редакції 18.05.2003; прийнята до друку 29.05.2003*

### I. Вступ

Як відомо приповерхневі шари в напівпровідниках є основною робочою областю в приладах електронної техніки нового покоління. В порівнянні з об'ємом в таких шарах можуть відбуватися суттєві зміни фізичних процесів внаслідок зміни зонної структури, рухливості носіїв заряду та енергетичного часу їх релаксації, наявності поверхневого потенціалу. Саме вигин зон та величина рухливості носіїв заряду визначають функціональні можливості електронних приладів. Використання ефекту електровідбивання (ЕВ) дозволяє контролювати структурну досконалість та електронні параметри приповерхневих шарів. Спектроскопія електровідбивання займає провідне місце в дослідженні зонної структури твердого тіла завдяки високій роздільній здатності. В порівнянні з класичною спектроскопією ЕВ більш чутливе до змін в енергетичному спектрі напівпровідника. Практичною перевагою вказаного методу є те, що достатньо створити електричне поле лише в поверхневому шарі досліджуваного напівпровідника, і при цьому визначаються як оптичні так і електрофізичні властивості приповерхневого шару [1-4]. Важливою сполукою для практичного використання в електронній техніці є арсенід галію завдяки своїм оптичним та електрофізичним властивостям. GaAs має великий показник заломлення, прозорий для інфрачервоного випромінювання в спектральній області 1-18 мкм, і є

базовим матеріалом для виготовлення генераторів Гана, електрооптичних модуляторів, приймачів випромінювання, сонячних батарей, лазерів, світлодіодів, фотодіодів та ін. Завдяки цьому інтенсивно досліджуються як монокристали, так і епітаксійні плівки GaAs.

Метою даної роботи був контроль структурної досконалості епітаксійних плівок n-GaAs з використанням модуляційної спектроскопії електровідбивання.

### II. Методика експерименту

Для дослідження були використані гомоепітаксійні плівки n-GaAs (100) з концентрацією електронів  $n = 10^{14}-5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , отримані способом газозаповненої епітаксії на підкладках GaAs (100) з концентрацією електронів  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Вимірювання ЕВ виконані в неполяризованому світлі при  $T = 300 \text{ K}$  з використанням бар'єру Шоттки метал-напівпровідник [1, 5], утвореного напиленням напівпрозорого шару хрому на поверхню плівки GaAs. Експериментальні результати одержані на частоті першої гармоніки модуляції ( $f = 2,2 \text{ кГц}$ ) з пороговою чутливістю  $5 \cdot 10^{-6}$  і спектральною роздільною здатністю  $\sim 3 \text{ меВ}$ . Всі вимірювання проведені в області переходу  $E_0$  (перехід  $\Gamma_{8V} - \Gamma_{6C}$ ) в спектральному інтервалі 1,3-1,65 еВ.

В рамках моделі двофазної системи в

однорідному електричному полі коефіцієнт відбивання  $\rho$  системи зовнішнє середовище-напівпровідник при нормальному падінні електромагнітної хвилі має вигляд [6]

$$\rho = \text{gehr}(i\varphi), \quad (1)$$

де  $\text{gehr}$  – амплітудний коефіцієнт відбивання, який пов'язаний з енергетичним коефіцієнтом  $R$  співвідношенням  $R = |\rho|^2$ , а  $\varphi$  – фазовий коефіцієнт.

Відносна модуляція  $\rho$  дорівнює

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \left(\frac{1}{2}\right)\left(\frac{\Delta R}{R}\right) + i\Delta\varphi, \quad (2)$$

де  $\frac{\Delta R}{R}$  – відносна зміна відбиваючої здатності в електричному полі, а модуляція фази

$$\Delta\varphi(\omega_0) = -\frac{\omega_0}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\left[\frac{\Delta R}{R}(\omega)\right] d\omega}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (3)$$

де  $\hbar\omega_0$  – енергія переходу в критичній точці зони Бріллюена. З іншої сторони

$$\rho = \frac{(n_0 - N)}{(n_0 + N)} \quad (4)$$

– це френелівський коефіцієнт відбивання границі перехідного шару метал-напівпровідник, де  $n_0$  – показник заломлення металу,  $N = n + i\chi$  – комплексний показник заломлення досліджуваного зразка, ( $n$  – його дійсна частина), а  $\chi$  – коефіцієнт екстинції зразка, який визначається коефіцієнтом поглинання  $K$ :

$$\chi = \lambda K / 4\pi. \quad (5)$$

Зміна  $\Delta\rho$  в електричному полі визначається виразом

$$\Delta\rho = \rho_F - \rho_0 = \frac{n_0 - (N + \Delta N)}{n_0 + (N + \Delta N)} - \frac{n_0 - N}{n_0 + N} = -\frac{2n_0\Delta N}{(n_0 + N)^2}. \quad (6)$$

Тоді

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_F - \rho_0}{\rho_0} = -\frac{2n_0\Delta N}{(n_0 - N)(n_0 + N)} = -\frac{2n_0\Delta N}{n_0^2 - N^2}. \quad (7)$$

Зміна діелектричної проникливості  $\epsilon$  ізотропного середовища в електричному полі дорівнює

$$\Delta\epsilon = \Delta\epsilon_1 + i\Delta\epsilon_2 = 2N\Delta N, \quad (8)$$

де  $\Delta\epsilon_1$ ,  $\Delta\epsilon_2$  – зміна дійсної і уявної частин діелектричної проникливості відповідно. Тоді співвідношення (7) набере вигляду:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{n_0\Delta\epsilon}{n_0^2 N - N^3}. \quad (9)$$

Підставляючи у (9)  $N = n + i\chi$ ,  $\Delta\epsilon = \Delta\epsilon_1 + i\Delta\epsilon_2$  і виділивши дійсну частину  $\frac{\Delta R}{R}$ , отримаємо

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha\Delta\epsilon_1 + \beta\Delta\epsilon_2, \quad (10)$$

де  $\alpha$  і  $\beta$  – парціальні коефіцієнти, введені Серафіном [1, 5, 7].

Таким чином, відносну зміну відбиваючої здатності системи метал-напівпровідник в

електричному полі  $\frac{\Delta R}{R}(\hbar\omega, F)$  можна виразити через парціальні коефіцієнти  $\alpha(n_0, n, \chi)$  і  $\beta(n_0, n, \chi)$  та зміну дійсної частини діелектричної проникливості

$$\Delta\epsilon_1 = \epsilon_1(F) - \epsilon_1(0) \quad (11)$$

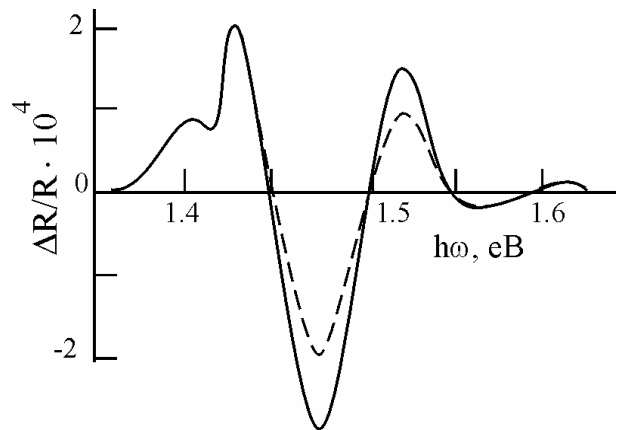
та уявної частини

$$\Delta\epsilon_2 = \epsilon_2(F) - \epsilon_2(0). \quad (12)$$

Товщина шару, яка приймає участь в формуванні сигналу електровідбивання, визначається глибиною проникнення електричного поля та світла, тому метод електровідбивання дуже чутливий до структури тонкого приповерхневого шару товщиною  $W = \lambda/4\pi N$ .

### III. Результати та їх обговорення

На рис. 1 показано спектр електровідбивання епітаксійної плівки n-GaAs з концентрацією електронів  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Фаза спектра диференційного ЕВ визначається напрямком нахилу зон в напівпровіднику [1, 8]. Для бар'єру Шотткі цей напрямок відомий: зони вигнуті вверх. Полярність екстремумів ЕВ, а також залежність їх амплітуд від прикладеної напруги вказує на те, що на поверхні



**Рис. 1.** Спектр ЕВ епітаксійної плівки n-GaAs з концентрацією електронів  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Модуляція 800 мВ. Метод бар'єра Шотткі. Пунктирна крива – розрахунок для  $\hbar\theta = 0,040 \text{ eV}$ ;  $\hbar\Gamma = 0,028 \text{ eV}$ ;  $N'_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $E_d = 0,007 \text{ eV}$ .

реалізується шар збіднення. Для кількісної інтерпретації отриманих даних необхідно врахувати наявність затухаючих осциляцій у високоенергетичній області спектра, період яких зменшується з ростом енергії і сильно залежить від прикладеного електричного поля. Ці особливості характерні для високопольового режиму вимірювань. Обробку експериментальних спектрів слід проводити підгонкою до теоретичних кривих, приведених в монографіях [1, 5].

При енергії, близькій до 1,4 eV, в низькоенергетичній області спектра спостерігається додатковий екстремум (рис. 1). Із збільшенням концентрації електронів в епітаксійних плівках n-

GaAs (100) від  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  до  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  амплітуда додаткового екстремуму зростає, а його енергетичне положення зміщується в сторону менших енергій. Це вказує на те, що спостерігається ефект заповнення домішкових рівнів [9, 10]. Для перевірки цього припущення нами виконаний розрахунок електрооптичного ефекту заповнення донорних рівнів. В рамках водневоподібної моделі [11, 12] польова модуляція коефіцієнта поглинання, обумовленого переходами електронів із V-зони на донорні рівні при відсутності релаксаційних ефектів визначається співвідношенням

$$\Delta K(\omega) = \frac{N'_d \Delta f 16 \sqrt{2} a^{*2} h A}{m_r^{3/2}} \times \left[ \frac{m_{hh} x^{1/2}}{(1+x)^4} + \frac{m_{ch} y^{1/2}}{(1+y)^4} \right], \quad (13)$$

де

$$x = \frac{2m_{hh} a^{*2} (\hbar\omega - E_g + E_d)}{\hbar^2}, \quad (14)$$

$$y = \frac{2m_{ch} a^{*2} (\hbar\omega - E_g + E_d)}{\hbar^2}, \quad (15)$$

$E_g$  – ширина забороненої зони напівпровідника,  $N'_d$  – концентрація локалізованих донорних рівнів з енергією  $E_d$ ,  $\Delta f$  – модуляція функції їх заповнення,

$$m_r^{3/2} = m_{th}^{3/2} + m_{re}^{3/2}, \quad (16)$$

$$m_{th}^{-1} = m_{hh}^{-1} + m_e^{-1}, \quad m_{re}^{-1} = m_{ch}^{-1} + m_e^{-1}, \quad (17)$$

$m_e$ ,  $m_{hh}$  і  $m_{ch}$  – ефективні маси електронів, легких і важких дірок відповідно,  $a^*$  – ефективний борівський радіус. Для випадку GaAs [12]

$$m_{hh} = 0,087m_0, \quad m_{ch} = 0,475m_0,$$

$$m_e = 0,065m_0, \quad A = 2,6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1} \text{ eV}^{-2},$$

$$E_d \approx 0,007 \text{ eV}, \quad a^* = 9 \text{ нм}.$$

Наявність релаксаційних ефектів враховано введенням феноменологічного параметра розширення  $\Gamma$  в інтегральну згортку [1]

$$\Delta K(\omega, \Gamma) = \frac{2\Gamma}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta K(\omega') d\omega'}{(\omega' - \omega)^2 + \Gamma^2}. \quad (18)$$

Використовуючи співвідношення Крамерса-Кроніга

$$\Delta n(\omega, \Gamma) = \frac{C}{\pi\omega} \int_0^\infty \frac{\omega' \Delta K(\omega', \Gamma) d\omega'}{(\omega')^2 - \omega^2}, \quad (19)$$

обчислено модуляцію показника заломлення і виміряну в експерименті відносну зміну відбиваючої здатності кристала в електричному полі

$$\frac{\Delta R}{R}(\hbar\omega) = 2\alpha n \Delta n, \quad (20)$$

де  $\alpha$  – парціальний коефіцієнт Серафіна. Формула (20) записана для умов, коли дійсна компонента показника заломлення значно перевищує уявну, а

також коли неоднорідністю модулюючого електричного поля можна знехтувати.

В розглянутому випадку ЕВ в області переходу  $E_0$  (перший прямий дозволений перехід в GaAs [13]) в умовах збіднення по основних носіях заряду ці умови виконані. Поскілки зміна дійсної частини комплексної діелектричної проникливості дорівнює

$$\Delta \epsilon_1 = 2n \Delta n - 2\chi \Delta \chi, \quad (21)$$

де  $\Delta n$  і  $\Delta \chi$  – величини одного порядку і  $n \gg \chi$  в області енергій поблизу критичної точки  $M_0$ , яка відповідає червоній границі поглинання для міжзонних переходів в напівпровідниках і діелектриках. Крім того в області перших прямих дозволених переходів  $E_0$   $\beta = 0$ .

Розрахунок основної смуги ЕВ  $E_0$  виконаний в рамках одноелектронної теорії, згідно з якою для тримірної критичної точки типу  $3DM_0$  [1, 14]

$$\Delta \epsilon_1(\omega, F) = \frac{B_j \theta^{1/2}}{\omega^2} G(\eta), \quad (22)$$

де  $B_j$  – постійна величина; а  $G(\eta)$  – електрооптична функція другого роду, яка виражається через функції Ейрі, що описують одномірний рух вільних носіїв заряду в однорідному електричному полі зовнішніх сил [1, 15, 16]

$$\eta = \frac{E_g - \hbar\omega + i\Gamma}{\hbar\theta}, \quad (23)$$

де  $\Gamma$  – зіштовхувальний параметр розширення;

$\hbar\theta = \left( \frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu} \right)^{1/3}$  – характерний параметр теорії

ефекту Келдиша-Франца (електрооптична енергія);

$\mu^{-1} = (m_e^*)^{-1} + (m_p^*)^{-1}$  – обернена приведена

ефективна маса;  $m_e^*$  і  $m_p^*$  – ефективні маси

відповідно електронів і дірок, які беруть участь в розглядуваному оптичному переході.

На рис. 1 пунктиром показано криву ЕВ, яка розрахована в рамках водневоподібної моделі з параметрами  $E_g = 1,427 \text{ eV}$ ;  $E_d = 0,007 \text{ eV}$ ;  $N'_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $\hbar\Gamma = 0,028 \text{ eV}$ ;  $\hbar\theta = 0,04 \text{ eV}$ . Як бачимо, розрахована крива добре узгоджується з експериментальною при даних параметрах.

Таким чином, електрооптичний ефект заповнення донорних рівнів пояснює як форму, так і амплітуду додаткової смуги, що спостерігається. Для зразка з концентрацією електронів  $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  концентрація дрібних донорів  $N'_d$ , які відповідальні за додатковий екстремум при енергії, близькій до  $1,4 \text{ eV}$ , дорівнює  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Визначимо величину електричного поля, при якому було отримано спектр ЕВ з параметром електрооптичної енергії  $\hbar\theta = 0,04 \text{ eV}$ .

$$F = \left[ \frac{2\mu(\hbar\theta)^3}{e^2 \hbar^2} \right]^{1/2} \approx$$

$$\approx 5,125 \left( \frac{\mu}{m_0} \right)^{1/2} (\hbar\theta)^{3/2} \cdot 10^9 \frac{B}{M} = 9,8 \cdot 10^6 \text{ В/м}, \quad (24)$$

При розрахунку  $F$  були використані значення ефективних мас, наведені в [12].

Виходячи із асимптотичної форми високопольової границі електрооптичних функцій [17], авторами [18] було показано, що період третьої осциляції складає  $\Delta E_3 = 0,94 \hbar\theta$ . В даному випадку на експериментальній кривій рис. 1  $\Delta E_3 = 37,5$  меВ. Тоді електричне поле можна виразити також через період третьої осциляції  $\Delta E_3$  (еВ) у вигляді

$$F \approx 5,125 \left( \frac{\mu}{m_0} \right)^{1/2} \left( \frac{\Delta E_3}{0,94} \right)^{3/2} \cdot 10^9 \frac{В}{м} \approx 5,625 \left( \frac{\mu}{m_0} \right)^{1/2} (\Delta E_3)^{3/2} \cdot 10^9 \frac{В}{м}, \quad (25)$$

Електричне поле можна знайти також із рівняння Пуассона в припущенні, що всі донорні домішки іонізовані [1, 5, 19].

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = \frac{eN_d}{\epsilon_0\epsilon}, \quad (26)$$

де  $z$  – координата, перпендикулярна до границі переходу метал-напівпровідник,  $\epsilon$  – діелектрична проникливість GaAs,  $N_d$  – концентрація донорних домішок.

$$F = \int_x^d \frac{eN_d}{\epsilon_0\epsilon} dz = \frac{eN_d}{\epsilon_0\epsilon} (d - z). \quad (27)$$

Поверхнєве поле  $F_S$  рівне

$$F_S = F_{z=0} = \frac{eN_d}{\epsilon_0\epsilon} d, \quad (28)$$

де  $d$  – глибина проникнення електричного поля в плівку GaAs, величина якої визначається концентрацією іонізованих донорних домішок  $N_d$  і різницею робіт виходу електронів із металу  $\phi_m$  і напівпровідника  $\phi_{np}$   $\phi_0 = \phi_m - \phi_{np}$  (контактною різницею потенціалів).

$$d = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0\phi_0}{eN_d} \right]^{1/2}. \quad (29)$$

Обчислене електричне поле  $F_S$  для зразка з концентрацією  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  складає  $8,68 \cdot 10^6 \text{ В/м}$  ( $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ ф/м}$ ;  $\epsilon = 12$ ;  $\phi_0 = 2\kappa\Gamma/e$ ). Як бачимо, величини електричного поля, обчислені по характерному параметру теорії ефекту Келдиша-Франца  $\hbar\theta$  та із рівняння Пуассона мають близькі значення.

Оцінимо поверхнєве електричне поле методом [1, 2, 17, 20], в якому для осциляцій Келдиша-Франца в однорідному електричному полі повинна виконуватись умова

$$m\pi = \frac{4}{3} \left( \frac{E_m - E_g}{\hbar\theta} \right)^{3/2}, \quad (30)$$

де  $m$  – номер осциляції,  $E_g$  – енергія переходу,  $E_m$  – енергетичне положення осциляції. Рис. 2 демонструє залежність  $4/3\pi(E_m - E_g)^{3/2}$  від  $m$ , яка є прямою лінією. Нахил цієї лінії дозволяє визначити величину електрооптичної енергії  $\hbar\theta = 0,042$  еВ, і

електричного поля  $F = 1,07 \cdot 10^7 \text{ В/м}$ . Відмітимо, що зовнішнє зміщення до зразка не прикладалося при вимірюванні електровідбивання, тобто отримана величина  $F$  відповідає вбудованому електричному полю. (Енергія переходу  $E_g$  була отримана триточковим методом [21] при побудові рис. 2).

Виходячи з принципу невизначеностей Гейзенберга для енергії  $E$  і часу  $t$  ( $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ ), релаксаційні ефекти в поглинанні світла кристалом описують феноменологічним параметром розширення  $\Gamma$ , пов'язаним з часом життя  $\tau$  фотогенованих пар (електронів та дірок) співвідношенням  $\Gamma = \hbar / \tau$  [22]. Це співвідношення дозволяє оптичним методом оцінити значення  $\tau$  для відповідних електронних станів [23]. Для епітаксійної плівки n-GaAs (100) з концентрацією вільних електронів  $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$   $\tau \cong \hbar / \Gamma = 2,35 \cdot 10^{-14}$  с. Використовуючи емпіричну залежність електронної рухливості  $\mu_e(\Gamma)$  [22] можна оцінити

$$\text{величину рухливості } \mu_e = \frac{e \langle \tau \rangle}{m_e} =$$

$= 3,2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Аналіз спектрів електровідбивання епітаксійних плівок n-GaAs (100) інших концентрацій, отриманих методом бар'єру Шоттки проводився аналогічним чином.

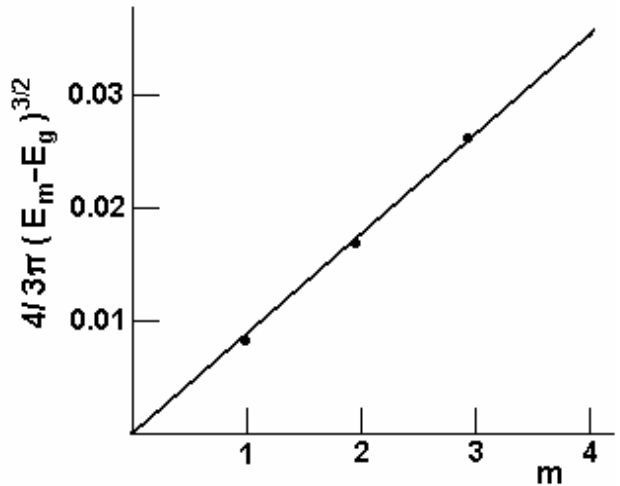


Рис. 3. Залежність параметру розширення  $\Gamma$  від концентрації електронів в епітаксійних плівках n-GaAs.

На рис. 3 наведена залежність параметру  $\Gamma$  від концентрації носіїв заряду. Видно, що збільшення концентрації електронів приводить до суттєвого збільшення параметру розширення. Експериментальна крива на рис. 3 дозволяє оцінити концентрацію основних носіїв заряду по параметру  $\Gamma$ , тобто оцінити розсіювання збуджених світлом носіїв заряду при даній концентрації електронів в плівці і може бути використана для контролю її структурної досконалості. Збільшення  $\Gamma$  при даній концентрації носіїв заряду повинно свідчити про включення додаткового механізму розсіювання збуджених світлом носіїв заряду на структурних

недосконалостях плівки.

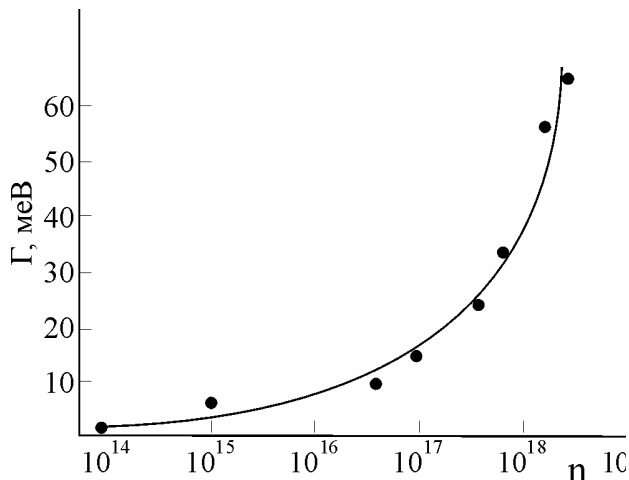


Рис. 2. Залежність  $4/3 \pi (E_m - E_g)^{3/2}$  від номеру осциляції  $m$ .

#### IV. Висновки

Експериментальні результати дослідження гомоепітаксійних плівок  $n$ -GaAs (100) з об'ємною концентрацією електронів  $10^{14} - 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> методом

електровідбивання показали:

1. Із збільшенням концентрації електронів зростає параметр розширення  $\Gamma$  спектрів EB.

2. При концентраціях  $n \geq 5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> на довгохвильовому крилі основної смуги  $E_0$  спостерігається додатковий екстремум, причиною появи якого є електрооптичний ефект заповнення донорних рівнів, який пояснює як форму так і амплітуду додаткової смуги в спектрі EB.

3. На основі кількісного аналізу кривої EB для епітаксійної плівки з концентрацією  $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> показано можливість визначення величин: часу життя вільних носіїв заряду, їх рухливості та вбудованого електричного поля.

4. Величини електрооптичної енергії і вбудованого електричного поля, визначені різними способами, співпадають.

5. Запропоновано метод контролю якості структурної досконалості гомоепітаксійних плівок  $n$ -GaAs по різниці величин експериментально вимірюваного параметру  $\Gamma$  і визначеного із залежності  $\Gamma$  від концентрації носіїв заряду.

- [1] В.А. Тягай, О.В. Снитко. *Электроотражение света в полупроводниках*. Наукова думка, Київ, 302 с. (1980).
- [2] Ю.В. Воробьев, В.Н. Добровольский, В.И. Стриха. *Методы исследования полупроводников*. Вища школа, К., 232 с. (1988).
- [3] А.О. Волков, О.А. Рябушкин. Радиочастотно-оптический модуляционный спектроскоп для исследования полупроводниковых структур. // *Приборы и техника эксперимента*, **5**, сс. 121-125 (2001).
- [4] Р.В. Кузьменко, В.А. Ганжа, Э.П. Домашевская, В. Кирхер, Ш. Хильдебрандт. Обобщенная многослоевая модель для количественного анализа электромультипликационных компонент спектров электроотражения и фотоотражения полупроводников в области фундаментального перехода  $E_0$  // *ФТП*, **36**(1) (2002).
- [5] М. Кардона. *Модуляционная спектроскопия*. Мир, М., 416 с. (1972).
- [6] А.М. Евстигнеев, О.В. Снитко, Л.В. Артамонов, П.А. Генцар, А.Н. Красико. Вклад поверхности в эффект электроотражения и его выделение при наличии поляризационной анизотропии. // *УФЖ*, **31**(5), сс. 756-759 (1986).
- [7] *Модуляционная спектроскопия широкозонных полупроводников*. Труды Ордена Ленина и Ордена Октябрьской революции Физического Института им. П.Н. Лебедева. Наука, М., **163**, 144с. (1985).
- [8] А.М. Евстигнеев, Р.В. Конакова, П. Кордош, А.Н. Красико, М. Морвиц, Ю.А. Тхорик, Я. Червенак. Поверхностно-барьерное электроотражение пленочных гетероструктур  $Al_xGa_{1-x}As$ -GaAs. // *Поверхность. Физика, химия, механика*, **12**, сс. 92-96 (1984).
- [9] А.М. Евстигнеев, О.В. Снитко, С.А. Груша, А.Н. Красико, П.А. Генцар. Эффект заполнения примесных уровней в спектрах поверхностно-барьерного электроотражения GaAs. // *Тез. докладов VIII совещания по физике поверхностных явлений в полупроводниках*. Наукова думка, К., ноябрь, **1**, сс. 111-113 (1984).
- [10] А.М. Евстигнеев, П.А. Генцар, С.А. Груша, Р.В. Конакова, А.Н. Красико, О.В. Снитко. Эффект заполнения примесных уровней в спектрах поверхностно-барьерного электроотражения GaAs. // *ФТП*, **19**(4), сс. 678-681 (1985).
- [11] D.M. Eagles. Optical Absorption and Rekombination Radiation in Semiconductors due to Transitions Between HYDROGEN-LIKE Acceptor Impurity Levels and the Conduction Band. // *J. Phys. Chem. Solids*, **16**(1, 2), pp. 76-83 (1960).
- [12] Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. *Полупроводниковая оптоэлектроника*. М., 431 с. (1976).

- [13] M. Cardona. Optical properties of semiconductors at energies above the fundamental absorption edge. // *Jn: Physics of semiconductors* : Proc. 7th Intern. conf. on the phys. of semiconductors, Paris, 19 – 24 July 1964. Paris etc. : Acad press, , pp. 181-196 (1964).
- [14] Stephen F. Pond, Paul Handler. Flatband Electroreflectance of Gallium Arsenide. II. Comparison of Theory and Experiment. // *Phys. Rev. B*, **8**(6), pp. 2869-2879 (1973).
- [15] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников*. Наука, М., 616 с. (1978).
- [16] A. Hamnett, J. Gilman, R.A. Batchelor Theory of electroreflectance and photorefectance of semiconductors. // *Electrochimica Acta*, **37**, Issue 5, pp. 949-956 (1992).
- [17] D.E. Aspnes Band nonparabolicities, broadening and internal field distributions: The spectroscopy of Franz – Keldysh oscillations. // *Phys. Rev., B* **10**(10), pp. 4228-4238 (1974).
- [18] О.Ю. Борковская, С.А. Груша, Н.Л. Дмитрук, А.М. Евстигнеев, Н.А. Клебанова, Р.В. Конакова, А.Н. Красико, К.А. Исмаилов, И.К. Синищук, М.Е. Лисогорский. Структурно примесное упорядочение под действием малых доз проникающей радиации. // *ЖТФ*, **55**(10), сс. 1977-1982 (1985).
- [19] М.Б. Гусева, Е.М. Дубинина. *Физические основы твердотельной электроники*. Изд. Московского Университета, 312 с. (1986).
- [20] H. Shen, M.Dutta, L. Fotiadis, P.G. Newman, R.P. Moerkirk, W.H. Chang, R.N. Sacks. Fotorelectanct study of surface Fermi level in GaAs and GAAIAs. // *Appl. Phys. Lett.*, **57**(20), pp. 2118-2120 (1990).
- [21] D.E. Aspnes Thiol – Derivative Modulation Spectroscopy with Low-Field Electroreflectance. // *Surface Schience*, **37**(2), pp. 418-442 (1973).
- [22] А.М. Евстигнеев, П.А. Генцар, С.А. Груша, Р.В. Конакова, А.Н. Красико, О.В. Снитко, Ю. А. Тхорик. Столкновительное розширение оптических спектров и его связь с подвижностью. // *ФТП*, , **21**(6), сс. 1138-1141 (1987).
- [23] С.А. Груша, А.М. Евстигнеев, Р.В. Конакова, Ю.А. Тхорик, А.Н. Красико, П.А. Генцар, О.В. Снитко. Влияние  $\gamma$  - радиации на спектры электроотражения эпитаксиальных пленок n-GaP. // *Поверхность*, **6**, сс. 155-157 (1990).

P.O. Gentsar, L.O. Matveeva, L.A. Demchyna, E.F. Venger

## Characterization of Structural Perfectness of Epitaxial n-GaAs Films by Electroreflectance Method

*'V.E. Lashkarev' Institute of Semiconductor Physics of NAS Ukraine,  
45, Nauky Av., Kyiv-28, 03028, Ukraine, E- mail: [matveeva@isp.kiev.ua](mailto:matveeva@isp.kiev.ua)*

homoepitaxial films of GaAs (100) with concentration of electrons  $n = 10^{14} - 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  were investigated at  $T = 300 \text{ K}$  by electroreflectance method using unpolarized light. The results obtained show that an additional extremum appears on the long wavelength wing of  $E_0$  band at the concentration of electrons  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . This extremum is related to the electrooptical effect of donor levels' population that explains both the shape and amplitude of the additional band. Using the numerical analysis of the experimental data we estimated the built-in electrical field, energy relaxation time of the optically excited carriers and their mobility. The dependence of the broadening parameter on the carrier concentration is analyzed.