

**Я.Довгий, І.Маньковська, С.Тернавська**

*Львівський державний університет ім. Івана Франка*

## **ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРІВ ВИПРОМІНЮВАННЯ “ЗЕЛЕНОГО” GaP - СВІЛОДІОДА З УРАХУВАННЯМ ВПЛИВУ КРАЙОВОГО ПОГЛИНАННЯ ТА ПОВНОГО ВНУТРІШНЬОГО ВІДБИВАННЯ**

*При температурі 77.4 К проведено вимірювання спектра рекомбінаційного випромінювання “зелених” GaP-світлодіодів. Послаблення світлового потоку внаслідок крайового поглинання всередині діода, яке у зеленій ділянці спектра є для легованого фосфіду галію досить великим, а також з причини повного внутрішнього відбивання, зумовленого великим показником заломлення GaP, призводять до суттєвого спотворення спектра при виході з випромінювача. Редукція до неспотвореного (тобто власного або внутрішнього) рекомбінаційного спектра, проведена з урахуванням зазначених факторів, дає змогу визначити реальні параметри відповідних квантових переходів та більш адекватно з’ясувати механізми рекомбінації.*

### **Вступ**

Рекомбінаційні спектри люмінесценції світлодіодів (S-діодів) та лазерних діодів (L-діодів) зазнають суттєвих трансформацій перед виходом випромінювання назовні діода. У зв’язку з цим відтворення (редукування) неспотворених спектрів внутрішнього (власного) рекомбінаційного випромінювання з урахуванням багатьох, як фізичних, так і конструктивно-технологічних факторів є актуальною задачею.

У даній праці зроблено спробу редукції спектра випромінювання “зеленого” (тобто такого, що випромінює в зеленій ділянці спектра) GaP-світлодіода з метою більш точного з’ясування механізмів рекомбінації носіїв в області *p-n*-переходу та визначення відповідних параметрів квантових переходів.

Досліджувані світлодіоди характеризуються спектром випромінювання, основний максимум якого близький до максимуму функції чутливості людського ока. Тому, окрім широких застосувань у пристроях оптичної індикації, світлотехніки та електроніки, ці мініатюрні випромінювачі мають перспективу і для метрології як тестові джерела випромінювання видимого діапазону. Останнім часом спеціалістам фірми Nichia Chemical (Японія), які спиралися на результати досліджень та розробок професора Миколи Голоняка (Іллінойський університет, США), вдалося розробити новий тип ефективних “зелених” світлодіодів на основі гетероструктурних композицій  $A^{III}B^V$  з квантовими ямами [1].

### Експеримент

Випромінювачем був “зелений” GaP – світлодіод напівсферичної конфігурації (див. рис.1) з порівняно високим зовнішнім коефіцієнтом виходу випромінювання (~0,6%) та світловіддачею близько 0,6 лм/мВт. Товщина шару  $p$ - $n$ -переходу становила  $h \cong 250$  мкм. Вихід випромінювання – через  $n$ -область. Площина  $p$ - $n$ -переходу паралельна до кристалографічної площини (111). Омічні контакти мали діаметр  $d \cong 120$  мкм і покривали близько 15% поверхні  $p$ - $n$ -структури. Концентрація основної легуючої домішки азоту в епітаксіальних шарах  $n_n \cong 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , дифузійна довжина неосновних носіїв  $L \cong 7$  мкм. Показник заломлення GaP у спектральній області основного піка випромінювання ( $\lambda \cong 570$  нм)  $n_2 \cong 3,44$ , а показник заломлення епоксидного покриття  $n_1 \cong 1,56$ . Коефіцієнт пропускання поверхні з епоксидним покриттям  $T \cong 0,86$ .

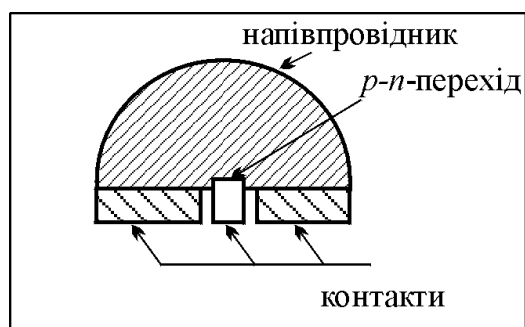


Рис.1. Конфігурація досліджуваного S-діода.

Потужність S-діода при кімнатній температурі дорівнювала  $2,5 \cdot 10^{-5}$  Вт, сила світла близько 0,4 кд.

Спектри випромінювання при різних величинах струму інжекції (~2...20 мА) записували на автоматизованій спектрофотометричній установці КСВУ-12 (рис.2), при тому використовували стабілізований блок живлення типу Б5-47. Пряма напруга – від 1,2 до 2,0 В.

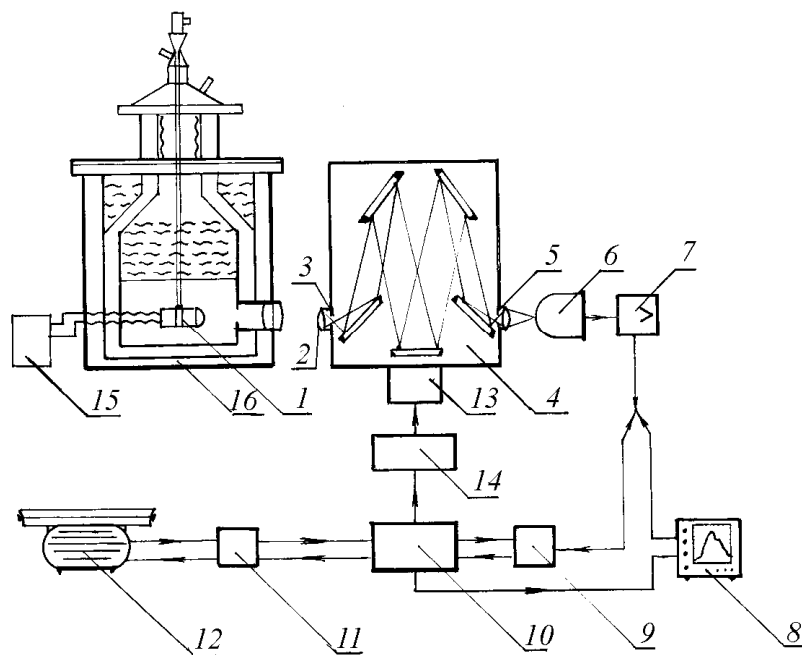


Рис.2. Схема автоматизованої спектрофотометричної установки: 1 – S-діод; 2 – вхідна лінза; 3 – вхідна щілина монохроматора; 4 – монохроматор; 5 – вихідна щілина монохроматора; 6 – фотокатод приймача світла; 7 – підсилювач постійного струму; 8 – самописець; 9 – цифровий вольтметр; 10 – пристрій вводу-виводу; 11 – обчислювальний пристрій; 12 – записуючий пристрій; 13 – кроковий двигун; 14 – блок управління; 15 – стабілізований блок постійного струму Б5-47; 16 – криостат.

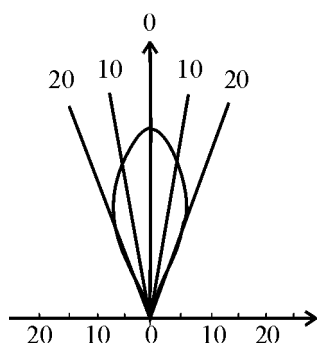


Рис.3. Індикатриса випромінювання "зеленого" GaP-світлодіода.

S-діод прикріплювали до штока азотного криостата, у верхній частині якого був лімб для кутових відліків. Типова індикатриса випромінювання досліджуваних світлодіодів напівсферичної конфігурації показана на рис.3. Спектри записували в геометрії досліду, коли реєстрований світловий потік був максимальним. Режим запису для кожного циклу вимірювань (наприклад, струмові залежності при  $T=77,4$  К) був фіксований: ширина щілини монохроматора – 0,05 мм; дифракційна ґратка – 1200 штр./мм; фотопомножувач – ФЕП-100, напруга на фотопомножувачі –  $U=1,2$  кВ; швидкість сканування – 100 нм/хв.; крок сканування – 0,1 нм.

При повторних вимірюваннях результати добре відтворювалися.

**Рекомбінаційний спектр при 77,4 К  
та енергетична структура GaP**

Спектр випромінювання легованих азотом GaP-світлодіодів, вимірний нами при азотній температурі, зображено на рис.4. Основна його структура пов'язується з домішкою азоту. Найбільш інтенсивним є вузький А-пік з фононними повтореннями.

Як відомо [2], випромінювальна рекомбінація носіїв, близька до міжзонної, подібно до крайового поглинання у напівпровідниках, суттєво залежить від характеру зонної структури кристала, предусім від того, як взаємно розташовані екстремуми актуальних зон у **k**-просторі. Детальні оптико-спектральні дослідження показали, що фосфід галію є непрямоzonним напівпровідником (див. рис.5). Саме у цьому кристалі в

Структура спотережуваного спектра “зеленого” GaP-світлодіода при  
T=77,4 К

$\lambda$ , нм	E, eV	$E_A - E$ , меВ	Інтерпретація
573.1	2.1634	0	безфононна А-смуга
581.5	2.1322	31.2	А- ТА
587.0	2.1121	51.1	А-LO
593.9	2.0876	75.8	А-(LO+ТА)
600.4	2.0650	98.4	А-2LO

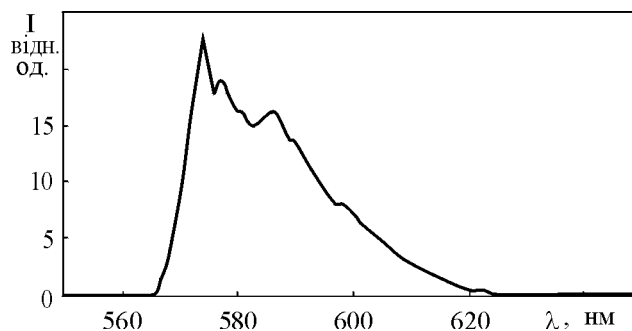


Рис.4. Спектр випромінювання “зеленого” GaP-світлодіода при 77,4 К.

1965 р. вперше було виявлено так звані ізоелектронні екситонно-домішкові пастки [3], що мають незрівнянні переваги як активатори люмінесценції у непрямоzonних матеріалах. Таким активатором у випадку кристала GaP є домішка азоту.

У разі легування фосфіду галію ізоелектронною домішкою азоту маємо унікальний збіг декількох сприятливих обставин: велика сила осцилятора  $f$  та мала глибина залягання домішкового рівня  $E_x$ . Крім

того, є можливість досягти високих концентрацій активатора ( $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) без суттєвих структурних порушень ґратки та зміни концентрації носіїв. Цей збіг заслуговує детального обговорення.

На сьогодні достеменно експериментально встановлено, що симетрія мінімуму зони провідності в GaP залежить від того, в якому вузлі (Ga чи P) знаходиться донорна домішка. Азотна домішка в ґратці GaP заміщує фосфор, тобто відповідний донорний рівень, локалізований біля найнижчого мінімуму зони провідності, що відповідає точці X зони Бріллюена.

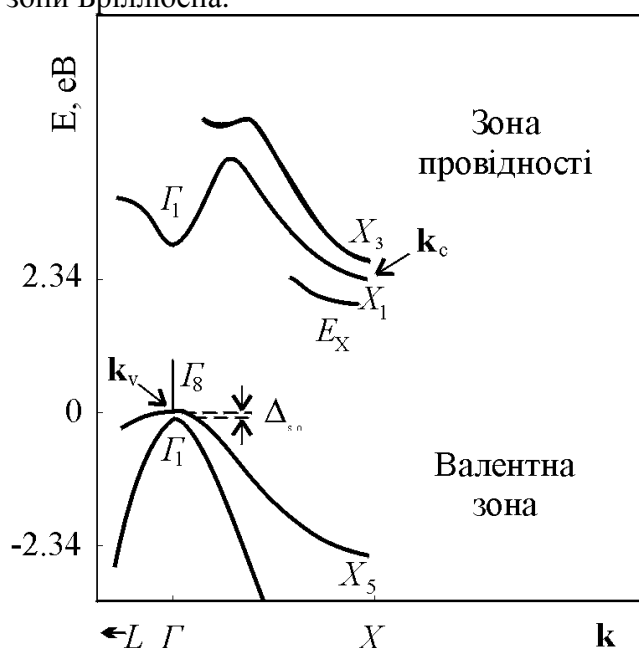


Рис.5. Зонна структура GaP.

Чому в GaP:N уможливується інтенсивна випромінювальна рекомбінація при  $h\nu \sim E_g$  (тобто в зеленій ділянці спектра) не лише при низьких, але й при кімнатній температурі? (На рис.6 показано записаний нами спектр випромінювання досліджуваного S-діода при кімнатній температурі). Адаже жодна інша домішка в цьому матеріалі (GaP) у зеленій ділянці спектра не випромінює. Саме у зв'язку з цією специфікою S-діодів на структурі GaP:N, а також з причини визначальної ролі екситонних процесів (непрямі екситонно-домішкові комплекси), що актуальні навіть при кімнатній температурі, дані випромінювачі привертають увагу дослідників.

Енергія іонізації донорної домішки азоту, що локалізована біля X - мінімуму (позначимо її  $E_x$ ), на порядок менша від величини  $E_\Gamma$  в околі  $\Gamma$  - мінімуму для сірки як донора в GaP. Якщо  $E_\Gamma \cong 100 \text{ меВ}$ , то  $E_x \cong 10 \text{ меВ}$ . [4]. Зумовлено це двома взаємопов'язаними причинами:

**II міжнародна науково-технічна конференція**

відмінність ефективних мас електронів у  $\Gamma$ - та  $X$ - точках ( $m_{\Gamma}^* < m_X^*$ ), а також різними міжзонними інтервалами ( $E_{g\Gamma} > E_{gX}$ ).

За умови термодинамічної рівноваги швидкість випромінювальної рекомбінації  $R$  можна виразити через коефіцієнт міжзонного поглинання  $\alpha$ :

$$R = \frac{8\pi\Gamma^3 k^3}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{\alpha n^2 u^2 du}{e^u - 1}, \quad (1)$$

де  $n$  – концентрація електронів;  $u = h\nu/kT$ .

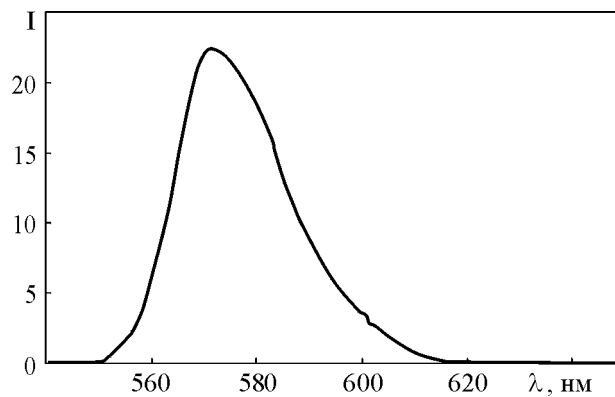


Рис.6. Спектр випромінювання S-діода при кімнатній температурі.

Вираз (1) використовують для розрахунків форми спектра рекомбінаційної люмінесценції при даній температурі, якщо відома експериментальна функція  $\alpha(h\nu)$ . Для прямих дозволених зона-зонних переходів

$$\alpha(h\nu) = A\pi\Delta e^{\pi\Delta} (h\nu - E_g)^{1/2} / \sinh\pi\Delta, \quad (2)$$

де

$$A = \frac{e^2 (2\mu)^{3/2}}{\epsilon^{1/2} m c h^2} f; \quad (3)$$

$$\Delta = \left( \frac{E_g - E_{ex}}{h\nu - E_g} \right)^{1/2}; \quad (4)$$

$$\mu = m_e^* m_h^* / (m_e^* + m_h^*); \quad (5)$$

$E_g$  – ширина забороненої зони;  $(E_g - E_{ex})$  – енергія зв'язку екситона;  $\epsilon$  – діелектрична стала.

Сила осцилятора у рамках моделі Кейна дорівнює

$$f=1/12[(m-m_e^*)/m_e^*][(E_g+\Delta_{s-o})/(E_g+2/3\Delta_{s-o})], \quad (6)$$

де  $m$  – маса вільного електрона;  $\Delta_{s-o}$  – спин-орбітальне розщеплення валентної зони. Експериментально  $f$  можна визначити за інтегральним поглинанням, використовуючи формулу Смакули. Для лоренцівського контура смуги

$$f=1.29 \cdot 10^{17} \frac{1}{n_N} \frac{n_2}{(n_2^2 + 2)^2} \alpha_m H, \quad (7)$$

де  $\alpha_m$  виражено в  $\text{см}^{-1}$ , а напівширина смуги  $H$  – в еВ [5].

У випадку непрямозонних напівпровідників, до яких належить GaP, характерною є мала ймовірність випромінювальної рекомбінації носіїв в області  $p-n$  – переходу, тим більше, при випромінюванні у зеленій ділянці спектра. Це зумовлено малими силами осциляторів для непрямих переходів. Якщо ж наявні азотні донорні центри, ситуація кардинально змінюється: неглибокі рівні рекомбінації, нижчі від абсолютного мінімуму зони провідності, збільшують ймовірність процесу на декілька порядків. Це чітко спостерігається як у спектрі поглинання, так і люмінесценції (див. рис.9 і 10).

Протяжність хвильової функції електрона на ізоелектронній пастці N у GaP можна оцінити в наближенні Слетера-Костера для короткодіючого потенціалу:

$$\Psi_x(r) \sim (1/r) \exp(-2m_x^* E_x)^{1/2} r/h. \quad (8)$$

Для донора S у GaP визначальним є кулонівський потенціал, тому

$$\Psi_r(r) \sim \exp(-2m_r^* E_r)^{1/2} r/h. \quad (9)$$

На рис.7 показані результати обчислювань величин  $\Psi^2$ , що пропорційні силам осцилятора. Для зручності зіставлення цих даних зі схемою на рис.5, подано залежності  $\Psi^2(\mathbf{k})$ , тобто результати зображені у бріллюенівському просторі, причому шкала по осі ординат (дані у відносних одиницях) – логарифмічна. Якщо перейти від прямого до  $\mathbf{k}$ -простору, то співвідношення (8) і (9) набирають вигляду:

$$\Psi_x(\mathbf{k}) \sim [E_x + \hbar^2(\mathbf{k}-x)^2/2m_x^*]^{-1}, \quad (8a)$$

$$\Psi_r(\mathbf{k}) \sim [E_r + \hbar^2\mathbf{k}^2/2m_r^*]^{-2}. \quad (9a)$$

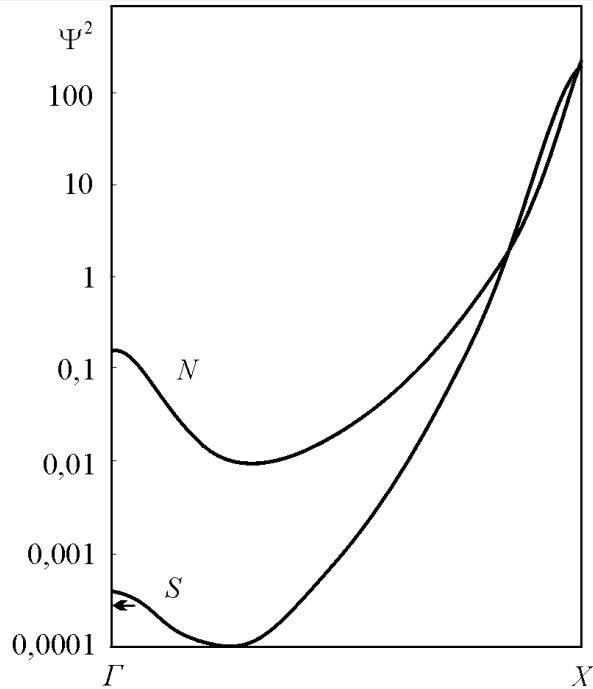


Рис.7. Залежність  $\Psi^2$  (К) електрона на ізоелектронній пастці азоту (N) та на донорі сірки (S) в GaP.

Як бачимо з рис. 7, сила осцилятора та ймовірність випромінювальної рекомбінації на мілкому донорному центрі ізоелектронної домішки азоту в GaP зростає приблизно на два порядки величини.

Встановлено [3,6–7], що для концентрації азоту  $n_N \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  спектр випромінювання GaP:N пов'язаний з рекомбінацією на екситонно-домішкових комплексах (екситони, локалізовані на нейтральних донорах). За участю екситонів форма краю (рис.8), а саме – нижче від краю поглинання, з'являється інтенсивна безфононна смуга. (На рис.8 енергія по осі абсцис виражена у рідбергах для екситонів Ван'є-Мотта

$$R_y = \frac{\mu e^4}{2h^2 \epsilon^2} \text{ ).}$$



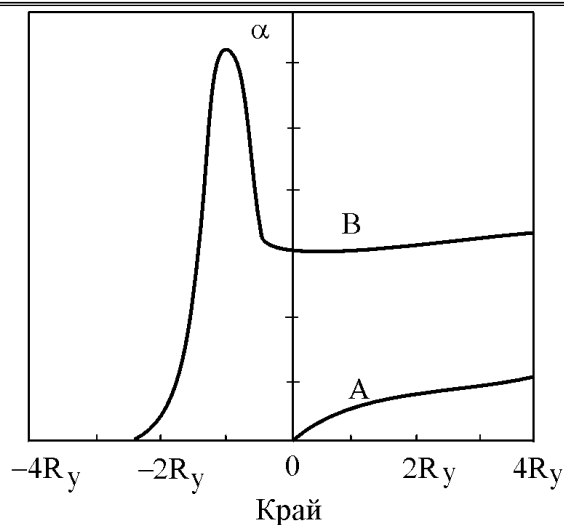


Рис.8. Форма краю власного поглинання напівпровідника без участі (А) та з участю екситонів (В).

У GaP ця смуга проявляється у випадку значного легування азотом ( $n_N \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Томас і Гопфільд [3] при дуже низькій температурі (2К) виявили чітку тонку структуру спектра екситонно-домішкових комплексних центрів у GaP:N (рис.9). Цей результат був підтверджений в інших лабораторіях.

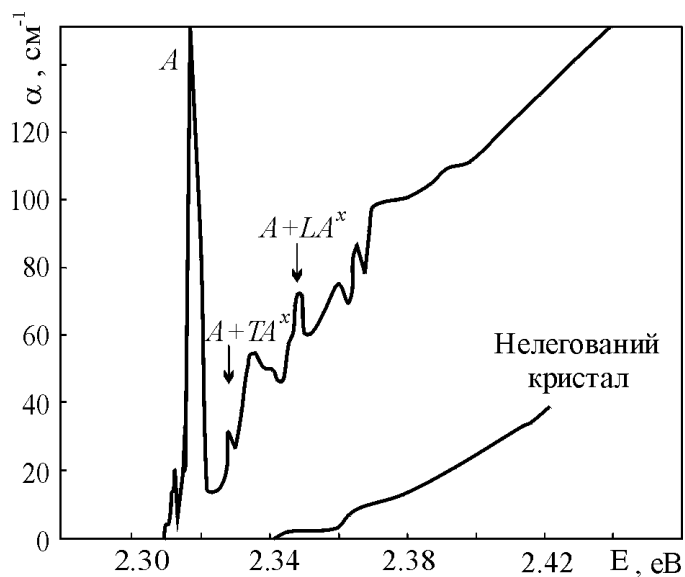


Рис.9. Край поглинання легуваного азотом ( $n_N \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) та нелегованого GaP при 2 К.

Редукція спектра внутрішньої рекомбінації “зелених” GaP-світлодіодів

Задача відтворення внутрішнього спектра рекомбінаційної люмінесценції актуальна саме для “зелених” GaP-світлодіодів, оскільки в зеленій ділянці спектра ( $h\nu \geq 2,18\text{eV}$  або  $\lambda \leq 570\text{ нм}$ ) система GaP:N при  $n_N \sim 10^{19}\text{ см}^{-3}$  характеризується сильним зона-зонним та екситонним поглинанням. Це крайове поглинання настільки велике ( $\alpha > 10^2\text{ см}^{-1}$ ), що світловий потік, виходячи назовні з S-діода, виявляється помітно ослабленим. Прикрайова реабсорбція видозмінює спектр рекомбінаційної люмінесценції, що ясно видно з рис.10. Крім того, впливають й інші чинники, що пов’язані з технологічними особливостями та конфігурацією випромінювачів. Тому для коректного визначення їх фізичних параметрів необхідно спостережуваний (зовнішній) спектр редукувати з урахуванням зазначених факторів. Щоб мати уявлення, як у цьому випадку трансформується спектр, на рис.11 проілюстровано відповідний редукований спектр (масштаб по осі ординат – логарифмічний).

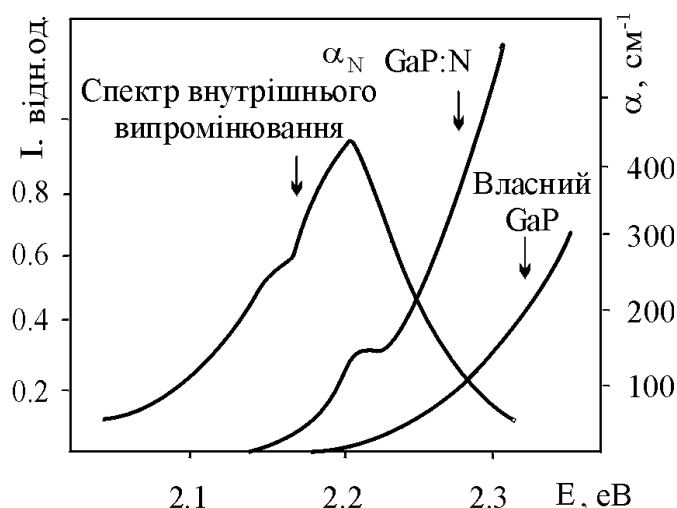


Рис.10. Порівняння спектрів поглинання, внутрішнього випромінювання GaP:N;  $T=300\text{ К}$ ,  $n_N=10^{19}\text{ см}^{-3}$  та поглинання нелегованого GaP.

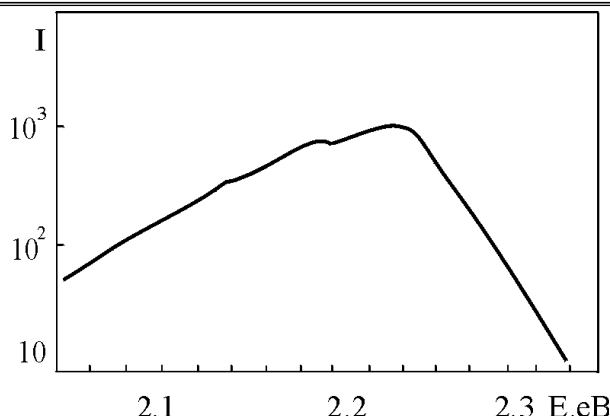


Рис.11 Редукований спектр рекомбінаційного свічення GaP:N при  $T=300$  К.

Величину зовнішнього квантового виходу люмінесценції виразимо через внутрішній квантовий вихід  $\eta_{\text{вн}}$  та ефективний коефіцієнт пропускання  $\eta_{\text{еф}}$ . Це є функції енергії фотона  $E=h\nu$  :

$$\eta_{\text{зовн}}(E)=\eta_{\text{вн}}(E)\eta_{\text{еф}}(E). \quad (10)$$

Функції  $\eta_{\text{вн}}(E)$  та  $\eta_{\text{еф}}(E)$  залежать від багатьох параметрів (концентрація домішки, технологія  $p$ - $n$  – переходу, густина інжекційного струму, форма випромінювача, наявність чи відсутність просвітлюючих покриттів, омичні контакти, дифузійна довжина неосновних носіїв, робоча температура випромінювача, товщина епітаксціальних шарів тощо), тому відповідні модельні комп'ютерні обчислення можуть займати чимало машинного часу. Однак задачу можна до певної міри спростити, взявши до уваги лише найголовніші фактори. Нами враховувалися: реабсорбція, френелеве відбивання та вплив омичних контактів.

Щодо внутрішнього квантового виходу  $\eta_{\text{вн}}$ , то цей параметр найперше залежить від густини  $J$  струму інжекції та від температури. Типові залежності  $\eta_{\text{вн}}(J)$  та  $\eta_{\text{вн}}(T)$  для  $p$ - $n$ -переходу в GaP показані на рис.12. Остання апроксимується емпіричним співвідношенням:

$$\eta_{\text{вн}}(T)=\eta_{\text{вн}}(T_0)e^{E_a/k(T-T_0)}, \quad (11)$$

де енергія активації для GaP дорівнює  $E_a \cong 0,05$  eV. В околі кімнатної температури ( $T_0=T_{\text{кім}}$ ) одержуємо:

$$\frac{1}{\eta_{\text{вн}}(T_0)} \frac{\Delta \eta_{\text{вн}}}{\Delta T} \cong 1 \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1}. \quad (12)$$

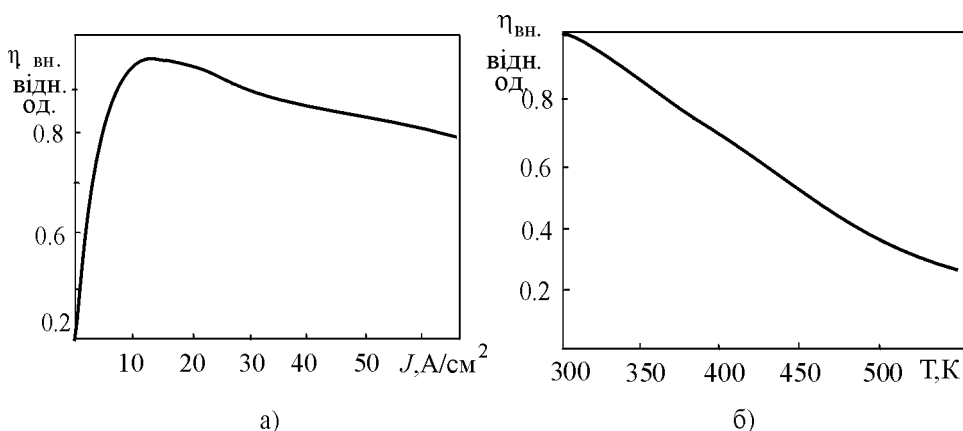


Рис.12. Залежність  $\eta_{\text{вн.}}(J)$  (а) та  $\eta_{\text{вн.}}(T)$  (б).

Досліджуваний “зелений” GaP-світлодіод виготовляли таким способом, що на тонкій підкладці (0,2 мм) *n*-GaP методом рідинної епітаксії створювали два шари, кожен товщиною  $t=25$  мкм. Площа омічного контакту нижньої поверхні (*p*-область) становила близько 15%. Середня величина коефіцієнта відбивання світла на контакті обчислюється за співвідношенням:

$$\bar{R} = \int_{E_2}^{E_1} R_M(E)I_L(E)dE / \int_{E_1}^{E_2} I_L(E)dE, \quad (13)$$

де  $R_M(E)$  – спектр відбивання матеріалу напиленого електрода;  $I_L(E)$  – спектр люмінес-ценції, формою якого визначаються межі числового інтегрування. У випадку типових металічних контактів (наприклад, Au) для зеленої ділянки спектра  $\bar{R} \cong 0,85$ . Цей параметр беруть до уваги (з урахуванням площі контакту) в низькоенергетичній ділянці спектра, коли поглинання слабе і світло багатократно проходить через кристал без помітного послаблення.

Іншим фактором, що впливає на вихід випромінювання із світлодіода, є повне внутрішнє відбивання внаслідок великого показника заломлення GaP (рис.13). Світло, випромінене у деякій точці *p-n*-переходу, поширюється ізотропно у тілесному куті  $4\pi$  стер-радіанів. Однак через високу різницю показників заломлення GaP та епоксидної плівки конус виходу світлового потоку обмежується критичним кутом

$$\Theta_k = \arcsin(n_1/n_2), \quad (14)$$

де  $n_1$  – показник заломлення епоксидної плівки;  $n_2$  – показник заломлення кристала GaP. Для  $\Theta > \Theta_k$  випромінювання зазнає повного внутрішнього відбивання.

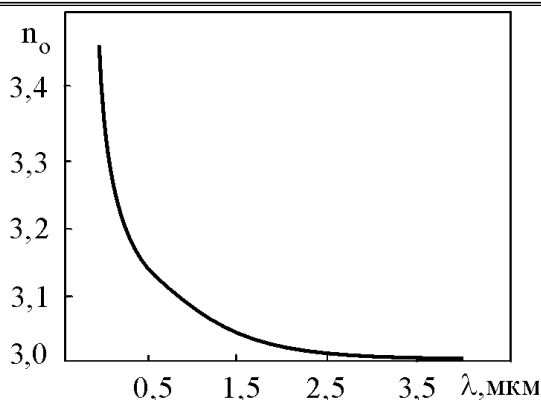


Рис.13. Дисперсія показника заломлення GaP.

При нормальному падінні світла на вихідну поверхню світлодіода коефіцієнт пропускання дорівнює

$$T = \frac{4n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (15)$$

Якщо знехтувати поглинанням всередині діода (низькоенергетична межа), то частина світлового потоку, що може вийти через верхню грань, дорівнюватиме

$$\eta_0 = T \sin^2(\Theta_k/2) \quad (16)$$

Для  $n_1=1,56$  (епоксидна плівка) і  $n_2=3,44$  одержуємо:  $\Theta_k = 27^\circ$ ,  $T=0,86$  і  $\eta_0=0,047$ , тобто коефіцієнт пропускання 4,7%.

Враховується також поглинання світла на омичних контактах, у зв'язку з чим намагаються зменшити площу контактів до технологічно припустимого мінімуму.

На закінчення розглянемо найголовніший канал втрат потужності внутрішньої люмінесценції, пов'язаний з поглинанням ізоелектронною домішкою азоту в GaP (див. рис.10). (Рекомбінація, пов'язана з поглинанням вільних носіїв, у зеленій ділянці спектра може вважатися несуттєвою. Впливом розсіювання світла на неконтрольованих домішках та дефектах також ігноруватимемо). Легко зрозуміти, що ці втрати можна було б знизити, зменшивши концентрацію азоту в епітаксіальних шарах або зменшивши товщину цих шарів. Однак зі зменшенням  $n_N$  стрімко спадає ефективність рекомбінації. Коли ж товщина шарів  $t$  менша, ніж приблизно три дифузійні довжини неосновних носіїв ( $t \leq 3L$ ), вірогіднішим стає механізм безвипромінювальної рекомбінації. Тому в GaP-світлодіодах параметр  $t$  не може бути меншим ніж  $\sim 20$  мкм, оскільки  $L \cong 7$  мкм.

Функцію  $\eta_{\text{еф}}(E)$  не можна зобразити загальним аналітичним виразом, тому для розв'язування задачі

$$\eta_{\text{вн}}(E) = \eta_{\text{еф}}^{-1}(E) \eta_{\text{зовн}}(E) \quad (17)$$

## II міжнародна науково-технічна конференція

доводиться обґрунтовувати певні емпіричні підходи. Ідея запропонованого нами підходу полягає в тому, що функцію  $\eta_{\text{ef}}(E)$  виражемо через парціальні фактори:

$$\eta_{\text{ef}}(E) = \eta_0 \eta_{\bar{r}} \eta_p \eta_{\alpha}(E), \quad (18)$$

де  $\eta_0$  – фактор втрат за рахунок френелевого відбивання;  $\eta_{\bar{r}}$  – фактор втрат на омичних контактах;  $\eta_p$  – фактор пов'язаний з розсіюванням світла;  $\eta_{\alpha}(E)$  – фактор реабсорбції. Три перші фактори майже бездисперсійні. Тому їх можна замінити усередненими по ширині спектра випромінювання параметрами, сукупний вплив яких виразимо ефективним коефіцієнтом  $F$ :

$$\eta_{\text{ef}}(E) = F \eta_{\alpha}(E). \quad (19)$$

Далі  $F$  визначаємо на довгохвильовій межі спектра (при  $E \cong E_1$ ), коли реабсорбція не проявляється:

$$F = \eta_{\text{зовн}}(E_1) / \eta_{\text{вн}}(E_1). \quad (20)$$

З рівнянь (17) і (19) видно, що деформація внутрішнього спектра зумовлюється головно фактором реабсорбції.

Маючи функції  $\eta_{\alpha}(E)$  (тобто спектр поглинання легованого зразка) і  $\eta_{\text{зовн}}(E)$  (тобто вимірний спектр люмінесценції) та здійснивши їх розклад за багатоосциляторною моделлю (тобто знайшовши параметри фур'є-гармонік), неважко відтворити структуру внутрішнього спектра.

*It has been measured the recombination radiation spectrum of green emitting GaP diode at the temperature of 77.4K. The relaxation of light flux because of edge absorption within the diode bulk, which for doped GaP is very large in the green part of the spectrum, and also total internal reflection, induced by the big refractive index of GaP, leads to essential distortion of the spectrum on the exit from the radiator. The reduction of recombination spectrum to undistortion kind (that is to intrinsic or internal spectrum), which is carried out in this work, allows to determine the true parameters of corresponding quantum transition and to find out the mechanisms of recombination more adequately.*

### **Література**

1. Nakamura S., Senoch M., Iwasa N. et al. // Jap. J. Appl. Phys.-1995. - 34, part 2, №10B. -P.L1332.
2. Bardeen J., Blatt F., Hill L. // Proc. Atlantic City Conf. on Photoconductivity. New York - London, 1956, - P.146.
3. Thomas D., Hopfield // J. Phys. Rev. - 1969.- 150, № 2. - P.680.
4. Берг А., Дин П. Светодиоды. Пер. с англ. - М.:Мир, 1979. -686 с.
5. Довгий Я.О. // Фізичний збірник НТШ. - 1997. – 2. – С.41.
6. Дин П., Берг А. // ТИИЭР. – 1972. - 60, № 2, - С.156.
7. Пихтин А.Н., Яськов Д.А. // ФТТ. – 1968. – 10. – С.1660.