

ОСОБЛИВОСТІ СПЕКТРІВ ВИПРОМІНЮВАННЯ НІТРИД-ГАЛІЄВОГО СВІТЛОДІОДА З КВАНТОВО-РОЗМІРНОЮ СТРУКТУРОЮ

Описані високоефективні світлодіоди. Розглянуто принцип дії високоефективного світлодіода на основі нітриду галію з квантово-розмірною структурою, можливість застосування інжекційної електролюмінесценції та залежності фотолюмінесценції для одержання білого свічення. Представлені спектри випромінювання та залежності інтенсивності свічення від рівня збудження, а також результати, що виявляють структуру в спектрі випромінювання світлодіода.

High-efficient GaN-based light-emitting diodes are presented. An operating principle of quantum size structure and an application possibility of injection electroluminescence and photoluminescence for achieving the white color of emission are reported. Also presented emission spectra and intensity as a function of excitation level as well as results revealing some structure in the emission spectra.

Основними матеріалами сучасних світлодіодів є напівпровідники на основі арсеніду галію з шириною забороненої зони, що відповідає інфрачервоній області спектру. Для отримання випромінювання у видимій області спектру використовуються потрібні напівпровідникові сполуки GaAlAs або GaAsP. Введення в ґратку GaAs атомів P або Al приводять до розширення забороненої зони, що дозволяє одержати світлодіоди з кольором свічення від червоного до зеленого. Однак, одержати синє та фіолетове свічення за допомогою цих напівпровідників неможливо.

Проблему одержання світлодіодів із спектром випромінювання у короткохвильовій області можна вирішити, використовуючи нітрид галію – напівпровідник з шириною забороненої зони $E_g = 3,5$ еВ. Випромінювання, зумовлене міжзонними переходами в GaN, відповідає ультрафіолетовій області спектру. При введенні певних домішок можна одержати світлодіоди з фіолетовим, синім, зеленим та жовтим кольорами свічення. Однак, широкого застосування такі світлодіоди не знайшли внаслідок низької ефективності випромінювальної рекомбінації через домішкові центри. Проблема знайшла своє вирішення при використанні твердих розчинів на основі нітриду галію $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Введення In приводить до звуження забороненої зони, а міжзонні переходи з енергією фотонів $h\nu < 3$ еВ відповідають синій області спектру з високою ефективністю випромінювальної рекомбінації.

В останні роки широкого застосування набули $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ світлодіоди з квантово-розмірними структурами [1-3]. Робота таких світлодіодів ґрунтується на фундаментальному положенні квантової механіки, згідно якого при просторовому обмеженні енергія мікрочастки квантується, тобто може набувати тільки певних дискретних значень. Для такого квантування в p - n переході, виготовленому в напівпровіднику з шириною забороненої зони E_{g1} , створюють тонкий прошарок із напівпровідника з вузькою зароненою зоною E_{g2} (рис.1). При прикладанні до такої структури прямої напруги електрони й дірки вводяться в потенціальну яму. Якщо товщина прошарку L з вузькою забороненою зоною достатньо мала, енергія носіїв квантується.

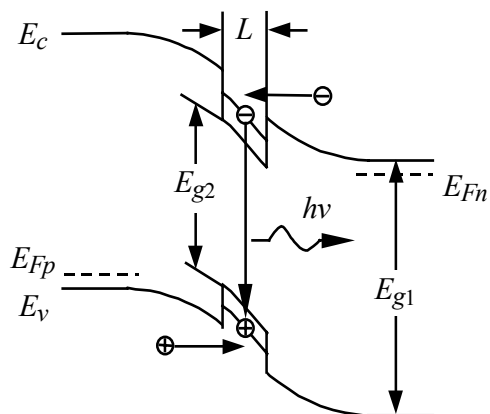


Рис.1. Енергетична діаграма p - n переходу з потенціальною ямою. Показаний процес випромінювання.

Можливі значення енергії електрона в потенціальній ямі визначаються рівнянням Шредінгера, розв'язок якого в аналітичному вигляді можна одержати для випадку безмежно глибокої ями:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n^2, \quad (1)$$

де $n=1,2,3..$, m – маса електрона, L – ширина ями. Для потенціальної ями з кінцевою глибиною U розв'язок приводить до трансцендентних рівнянь

$$\cos \xi = \pm \gamma \xi, \quad (2)$$

$$\sin \xi = \pm \gamma \xi, \quad (3)$$

відповідно для парних і непарних n [4]. У цих рівняннях

$$\xi = \frac{kL}{2}, \quad k = \frac{\sqrt{2mU}}{\hbar}, \quad \gamma = \frac{\hbar}{L} \sqrt{\frac{2}{mU}}. \quad (5)$$

k – хвильове число електрона. При знаходженні можливих значень енергії мікрочастки повинні братись тільки ті корені (2), для яких $\text{tg} \xi > 0$, а для (3) тільки ті, для яких $\text{tg} \xi < 0$. Графічний розв'язок квантової задачі для ями глибиною $U=0,1$ eV і шириною 8 та 4 нм приведено на рис.2. Величина m прийнята рівною ефективній масі електрона в GaN $m_n^* = 0,19m_0$ (m_0 – маса електрона у вакуумі). Як видно з рис.2, для ями шириною 8 нм можливі 2 значення енергії електрона, а для 4 нм – тільки одне. Одне значення енергії можливе при зміні L в межах від 4,85 до 2,05 нм. Подібним чином квантується енергія дірки у валентній зоні в околі $L=4$ нм. Числові значення енергії електрона і дірки відрізняються через різницю ефективної маси і глибини потенціальної ями. З викладеного випливають важливі для практики висновки:

- ймовірність випромінювальних переходів між дискретними рівнями більша, а ширина смуги випромінювання вужча у порівнянні з переходами між зонами з квазінеперервним енергетичним спектром;
- завдяки квантово-розмірному ефекту спектром випромінювання світлодіода можна керувати, змінюючи товщину, а не тільки хімічний склад прошарку з вужчою забороненою зоною (рис.1)
- енергія фотона, що виникає в результаті переходу через дискретні рівні, менша за ширину забороненої зони основної частини напівпровідника, тому генеровані фотони не будуть поглинатися в кристалі.

В даній роботі приводяться результати досліджень, промислово виготовлених світлодіодів $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ з квантовими ямами (3-5 нм). Особливістю світлодіодів є подвійне

перетворення енергії: електричної в електролюмінесцентне випромінювання (ЕЛ) й далі електролюмінесцентне у фотолімінесцентне випромінювання (ФЛ). Фактично світлодіод є твердотільним аналогом люмінесцентної лампи.

Конструкція такого світлодіода приведена на рис.3. Кристал з випромінювальною структурою (СД) оточений органічним люмінофором (Л).

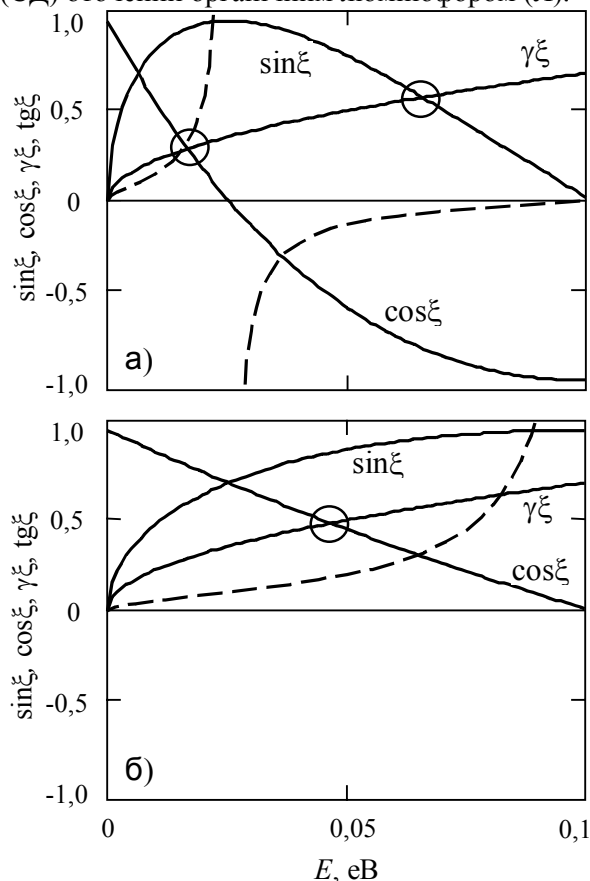


Рис.2. Графічний розв'язок рівняння Шредінгера для ями глибиною 0,1 eV та шириною 8 (а) і 4 (б) нм. Кружечками показані розв'язки, пунктирною лінією – функцію $\text{tg} \xi$.

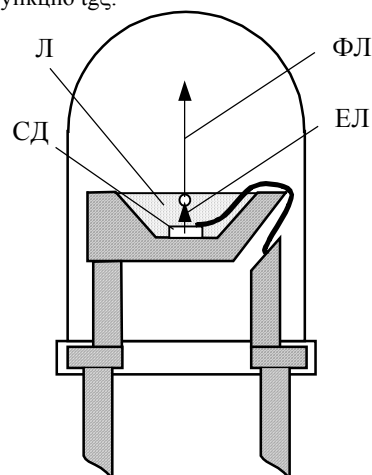


Рис.3. Конструкція світлодіода на основі GaN з білим кольором свічення.

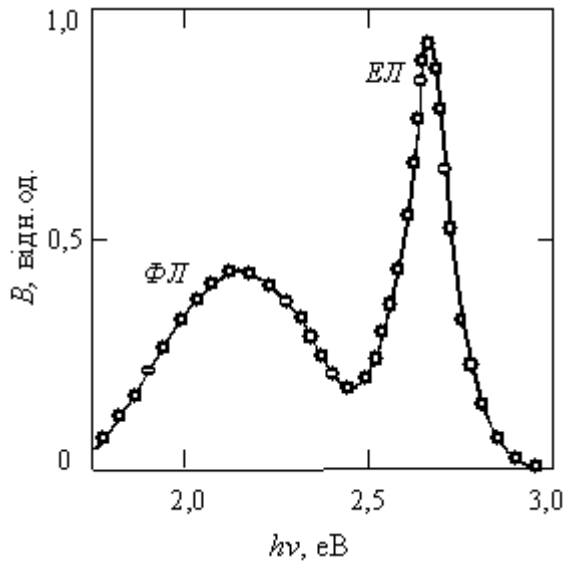


Рис.4. Спектральний розподіл фотонів, генерованих світлодіодом.

При проходженні струму через світлодіод випромінюються фотони з енергією $\sim 2,7$ еВ (ЕЛ), які поглинаються люмінофором (Л), збуджуючи його фотолюмінесценцію (ФЛ) в широкому діапазоні енергії фотонів, що сприймається оком як біле свічення. Спектр випромінювання такого світлодіода, отриманий при струмі збудження 1мА, приведено на рис.4. Наявність смуги ЕЛ випромінювання, що збуджує свічення фотолюмінофора, пояснюється тим, що не все збуджуюче випромінювання поглинається люмінофором. Людське око малочутливе до випромінювання з енергією фотонів $\sim 2,7$ еВ, тому сприйняття кольору свічення світлодіода, як білого, практично не порушується.

Позитивним для досліджуваних GaN світлодіодів є незалежність спектру білого випромінювання від прикладеної напруги й струму збудження. Проте, спектр випромінювання самого світлодіода проявляє деяку "структуру".

На рис.5. приведені спектри випромінювання при двох струмах – 5 (B_1) і 0,5 мА (B_2) (300 К). Як видно з рисунка, положення максимумів на кривих спектрального розподілу фотонів практично не залежить від струму через діод. Проте детальний аналіз засвідчує деякі зміни у спостережуваних спектрах. На рис.5 кружечками показана спектральна залежність відношення спектрів випромінювання, знятих при 0,5 і 5 мА. Наявність горизонтальних ділянок на залежностях B_1/B_2 від $h\nu$ показує, що в цих областях спектр випромінювання не залежить від струму, однак у проміжній області спектр випромінювання зазнає змін. Можна припустити, що досліджуване

випромінювання представлене двома смугами, інтенсивність яких по різному залежить від збуджуючого струму. Розділити ці смуги дозволяє відома методика Аленцева-Фока. На рис.6 наведено спектральну залежність різниці між інтенсивностями випромінювання при значеннях струмів 5 мА і 0,5 мА, помноженій на відношення B_1/B_2 у низькоенергетичній частині спектру K (від спектру $B_1(h\nu)$ віднято спектр $B_2(h\nu)$, нормований з $B_1(h\nu)$ в низькоенергетичній області).

Одержана залежність показує, що у досліджуваному випромінюванні є принаймні дві характерні смуги – з максимумом. Перша з них при збільшенні струму "відстає" за зростанням інтенсивності випромінювання в низькоенергетичній області, друга, навпаки, її "випереджає".

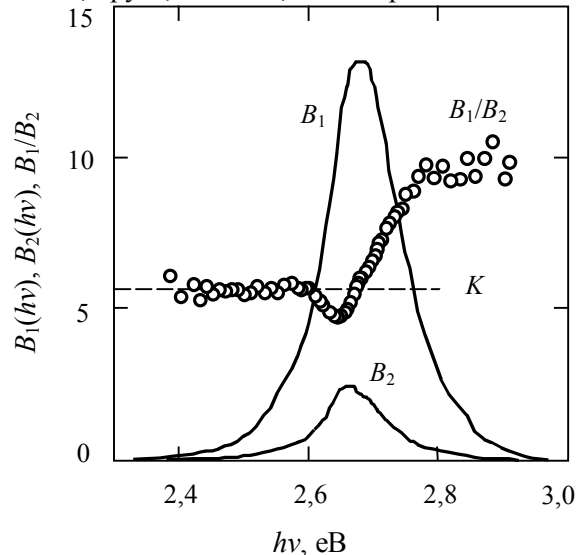


Рис.5. Спектри випромінювання в залежності від струму через світлодіод.

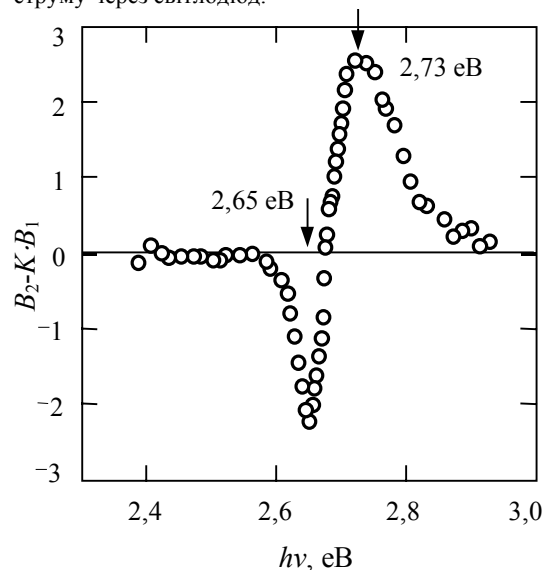


Рис.6. Пояснення змін в спектрі випромінювання за допомогою метода Аленцева-Фока.

Важливими характеристиками світлодіода є залежності інтенсивності свідчення від прикладеної напруги й величини збуджуючого струму. Використання для вимірювання системи синхродетектування й високочутливого фотопомножувача ФЭУ-38 дозволило реєструвати випромінювання при досить малих струмах через світлодіод ~ 1 нА. При цьому прикладена напруга V складала $\sim 1,9$ В, тобто величина eV (e – заряд електрона) була на $\sim 0,8$ еВ меншою від середньої енергії випромінюваних фотонів. Пояснення цього факту полягає в тому, що в процесі випромінювання помітна енергія у формі тепла черпається з оточуючого середовища.

На рис.7 представлена залежність інтенсивності свідчення досліджуваного світлодіода B від прикладеної напруги V . Як видно, хід кривої $B(V)$ описується залежністю

$$B = B_0 \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (6)$$

при зміні B в межах 8 порядків (B_0 – величина, незалежна від V), тобто за цих умов випромінювання зумовлене дифузійним (надбар'єрним) проходженням носіїв заряду. При напругах, вищих $\sim 2,4$ В, експериментальний хід $B(V)$ відхиляється від залежності (6). Знайдена з електричних вимірів залежність диференційного опору діода від напруги прямого зміщення показує, що присутній у структурі лінійний опір не перевищує 10 Ом. Спадом напруги на такому малому опорі неможливо пояснити спостережуване відхилення від прямої лінії на графіку в області великих напруг, представленому на рис.7. Його можна пов'язати з особливістю процесів, які виявляють спектральні виміри (рис.6). При протіканні прямого струму випромінювання формується як в результаті електронних переходів між станами в потенціальній ямі, так і за її межами, причому через набагато більшу ймовірність випромінювальних переходів домінує перший процес. Проте це має місце при відносно малих напругах. При зростанні інжекції заповнення електронами енергетичного рівня у потенціальній ямі збільшується і, кінець кінцем, прямує до насичення. Все більша частка випромінювальних переходів тепер відбувається в області структури поза прошарком з вузкою забороненою зоною. При підвищенні напруги швидкість зростання смуги, зумовленої переходами в потенціальній ямі, сповільнюється, а переходами поза нею, навпаки, – прискорюється. Проявленням цього процесу є, вочевидь, смуги з максимумами 2,65 і 2,73 еВ на рис.6 і сповільнення інтегрального потоку випромінювання на рис 7.

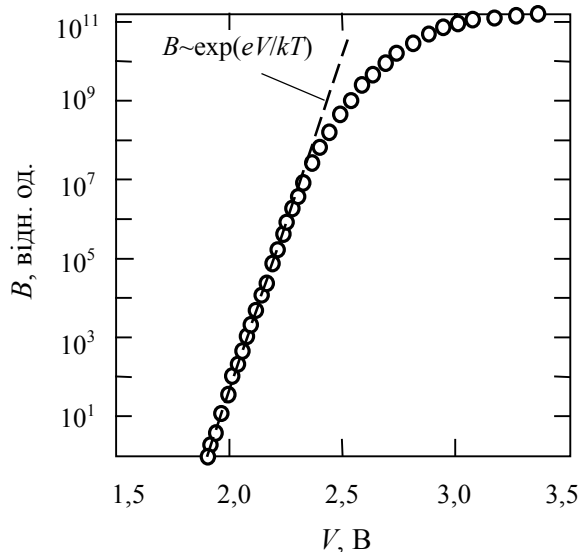


Рис.7. Залежність інтенсивності випромінювання від прикладеної до світлодіодної структури напруги.

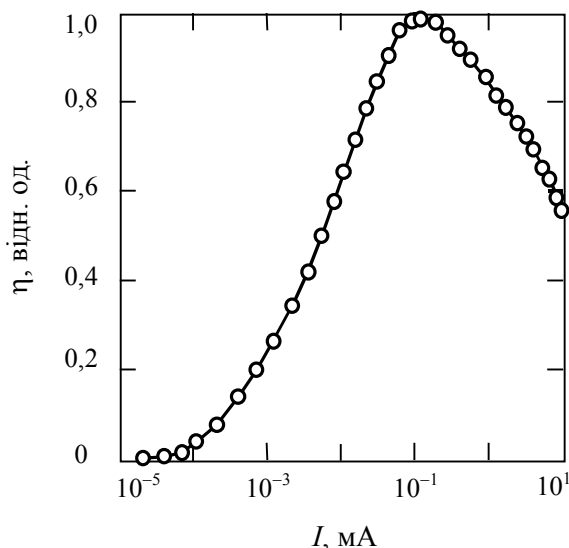


Рис.8. Залежність квантової ефективності випромінювання світлодіодної структури від збуджуючого струму.

Запропонована фізична модель дозволяє пояснити особливості залежності ефективності досліджуваних світлодіодів від струму (напруги). На рис.8 представлена залежність від струму відношення інтенсивності випромінювання до величини струму I , тобто квантової ефективності η , у відносних одиницях.

В області малих струмів ефективність випромінювання швидко зростає і, досягнувши максимуму, помітно спадає (максимуму відповідає напруга 2,6-2,7 В, абсолютне значення квантового виходу – біля 10%). Спад на кривій $\eta(I)$ можна пояснити тим, що із збільшенням рівня інжекції все більша частка випромінювальних переходів відбувається поза межами ями, де їх

ефективність менша. Як видно з рисунка, при збільшенні струму від 0,1 до 10 мА квантовий вихід світлодіода зменшується приблизно удвічі. З цього випливає важливий для практики висновок: для отримання значного світлового потоку без втрати ефективності необхідно збільшувати площу діодної структури, так щоб при заданому робочому струмові забезпечити густину струму, що відповідає максимуму на рис.8 ($\sim 10^3$ А/см²).

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Nakamura S., Senoh M., Nagahama S., Iwasa N., Matushita T., Mukai T. InGaN/GaN/AlGaIn-based LEDs and laser diodes // MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. – 1999. – **4S1**. – P.G1.1.
2. Кудряшов В.Е., Мамакин С.С., Туркин А.Н., Юнович А.Э., Ковалев А.Н., Маняхин Ф.И. Спектры и квантовый выход излучения светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами – зависимость от тока и напряжения // ФТП. – 2001. – **35**, вып.7. – С.861-868.
3. Zolina K.G., Kudryashov V.E., Turkin A.N., Yunovich A.E., Nakamura S. Luminescence spectra of super-bright blue and green InGaN/AlGaIn/GaN light-emitting diodes // MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. – 1996. – **1**. – P.11.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория // М.: Изд-во физ.-мат. л-ры, 1963. – С.89-91.