

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
УКРАЇНСЬКИЙ ДЕРЖІВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ МИХАЙЛА ДРАГОМАНОВА

Кваліфікаційна наукова праця на
правах рукопису

МОСЮК ТЕТЯНА ІВАНІВНА

УДК 530:621.315.592

**ОСОБЛИВОСТІ ФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХІДНИХ І
ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ $E=2$ МеВ ГОМО-ТА
ГЕТЕРОПЕРЕХІДНИХ СВІТЛОДІОДІВ**

Спеціальність: 104 Фізика та астрономія

Галузь знань – 10 Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктор філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело


_____ Т.І. Мосюк

Науковий керівник:

доктор філософських наук,

кандидат фізико-математичних наук, професор

ВЕРНИДУБ Роман Михайлович

Київ – 2024

АНОТАЦІЯ

Мосюк Т.І. Тема дисертаційної роботи – Особливості фізичних характеристик вихідних і опромінених електронами з енергією $E = 2 \text{ MeV}$ гомо- та гетероперехідних світлодіодів.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 – Фізика та астрономія – Український державний університет імені Михайла Драгоманова, Київ, 2024.

Дисертаційна робота присвячена дослідженню електрофізичних та оптичних характеристик вихідних та опромінених електронами з енергією $E = 2 \text{ MeV}$, гомоперехідних GaP, GaAsP, світлодіодів і гетероперехідних світлодіодів InGaN з квантовими ямами.

У поданій роботі детально описано технологію опромінення зразків, приготування до експериментальних вимірювань, принципові схеми вимірювальних пристроїв, особливості низькотемпературних вимірювань, способи одержання потрібної інформації та методи опрацювання результатів.

Приведені результати вимірювання вольт-амперних та електролюмінісцентних характеристик у межах $77 \div 300 \text{ }^\circ\text{K}$ вихідних і опромінених електронами з енергією $E = 2 \text{ MeV}$; $\Phi = 8,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ світлодіодів GaP, InGaN/GaN. Проаналізовано особливості температурних залежностей інтенсивності свічення опромінених світлодіодів.

Виявлено, що введення радіаційних дефектів у світлодіодів InGaN електронами і γ -квантами Co^{60} , Cs^{137} супроводжується падінням інтенсивності випромінювання і, відповідно, зменшенням квантового виходу внаслідок виникнення глибоких безвипромінювальних рівнів, причому ефективність дії γ -квантів Co^{60} у 1,5 рази вища, ніж γ -квантів Cs^{137} .

Досліджувались світлодіоди, вирощені на основі твердих розчинів $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x \leq 0,1$). Встановлено, що спектр випромінювання досліджуваних зразків при $300 \text{ }^\circ\text{K}$ складається з трьох смуг з $\lambda_{1\text{max}}=370 \text{ нм}$ (УФ), $\lambda_{2\text{max}}=550 \text{ нм}$ - (жовтої) та $\lambda_{3\text{max}}=770 \text{ нм}$ - (червоної). Перша з них виникає внаслідок рекомбінаційних переходів у квантових ямах; дві інші – дефектного походження. Дуплетна

структура максимуму випромінювання УФ – смуги при 77 °К – наслідок фононного повторення основної лінії випромінювання. Опромінення електронами супроводжується падінням інтенсивності свічення всіх трьох смуг; виникнення максимуму $\lambda_{\max}=420$ нм очевидно пов'язане із введенням радіаційних дефектів в область квантових ям.

Опромінення електронами з $E = 2$ MeV світлодіодів InGaN/GaN приводить до падіння інтенсивності всіх трьох ліній у результаті введення безвипромінювальних рівнів як у активні області InGaN, так і у бар'єри GaN. На фоні загального зменшення інтенсивності рекомбінації виникає додатковий максимум з $\lambda_{\max}=470$ нм, спричинений присутністю у зразку дефектів радіаційного походження.

Ключові слова: світлодіод, випромінювання, дислокація. GaP; GaAsP, InGaN/GaN, квантова яма, вольт-амперні характеристики світлодіодів, оптичні характеристики світлодіодів, електронне опромінення.

ABSTRACT

Mosiuk T.I. Dissertation topic - Features of physical characteristics of initial and irradiated with electrons with energy $E = 2$ MeV homojunction and heterojunction LEDs.

Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy in the specialty 104 - Physics and Astronomy - Drahomanov Ukrainian State University, Kyiv, 2024.

The dissertation is devoted to the study of electrophysical and optical characteristics of the initial and irradiated with electrons with energy $E = 2$ MeV, homojunction GaP, GaAsP, LEDs and heterojunction InGaN LEDs with quantum wells.

This paper describes in detail the technology of irradiation of samples, preparation for experimental measurements, schematic diagrams of measuring devices, features of low-temperature measurements, methods of obtaining the necessary information, and methods of processing the results.

The results of measuring the current-voltage and electroluminescence characteristics in the range of $77 \div 300$ °K of the initial and irradiated electrons with energy $E = 2$ MeV; $F = 8.2 \cdot 10^{16}$ cm⁻² of GaP, InGaN/GaN LEDs are presented. The peculiarities of the temperature dependence of the luminescence intensity of irradiated LEDs are analyzed.

It has been found that the introduction of radiation defects in InGaN LEDs by electrons and γ -quanta of Co⁶⁰ and Cs¹³⁷ is accompanied by a drop in radiation intensity and, accordingly, a decrease in quantum yield due to the appearance of deep radiation-free levels, with the efficiency of Co⁶⁰ γ -quanta being 1.5 times higher than that of Cs¹³⁷ γ -quanta.

The LEDs grown on the basis of solid solutions of In_xGa_{1-x}N ($x \leq 0.1$) were studied. It was found that the emission spectrum of the studied samples at 300 °C consists of three bands with $\lambda_{1\max} = 370$ nm (UV), $\lambda_{2\max} = 550$ nm (yellow), and $\lambda_{3\max} = 770$ nm (red). The first of them arises as a result of recombination transitions in quantum wells; the other two are of defect origin. The doublet structure of the maximum emission of the UV band at 77 °C is a consequence of phonon repetition of the main

emission line. The electron irradiation is accompanied by a drop in the luminescence intensity of all three bands; the appearance of the maximum $\lambda_{\max}=420$ nm is obviously associated with the introduction of radiation defects into the quantum wells region.

The irradiation of InGaN/GaN LEDs with electrons with $E = 2$ MeV leads to a drop in the intensity of all three lines as a result of the introduction of radiation-free levels in both the active regions of InGaN and the GaN barriers. Against the background of a general decrease in the recombination intensity, an additional maximum with $\lambda_{\max}=470$ nm appears, caused by the presence of defects of radiation origin in the sample.

Keywords: LED, radiation, dislocation. GaP; GaAsP, InGaN/GaN, quantum well, current-voltage characteristics of LEDs, optical characteristics of LEDs, electron irradiation.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА

Публікації у фаховому виданні, що індексуються наукометричною базою Scopus:

1. **Мосюк Т.І.**, Вернидуб Р.М., Литовченко П.Г., Мирошніченко Ю.Б., Стратілат Д.П., Тартачник В.П., Шлапацька В.В. Influence of electron irradiation with $E = 2$ MeV on electrophysical and optical characteristics of green InGaN/GaN LEDs Nuclear Physics and Atomic Energy, vol. 24, issue 1, pp. 27-33 <https://doi.org/10.15407/jnpae2023.01.027>
2. **Мосюк Т.І.**, Вернидуб Р.М., Литовченко П.Г., Пінковська М.Б., Стратілат Д.П., Тартачник В.П. Негативний диференціальний опір і спектральні характеристики світлодіодів, вирощених на основі твердого розчину $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ Nuclear Physics and Atomic Energy, 2024, 25(2), с. 125-133 <https://doi.org/10.15407/jnpae2024.02.125>
3. Вернидуб Р.М., **Мосюк Т.І.**, Петренко І.В., Радкевич О.І., Стратілат Д.П., Тартачник В.П. Особливості спектрів випромінювання вихідних та опромінених електронами УФ СД InGaN Interdisciplinary Studies of Complex Systems No. 23 (2023) 57–69 <https://doi.org/10.31392/iscs.2023.23.057>

Інші публікації:

4. Вернидуб Р.М., Малий Є.В., **Мосюк Т.І.**, Петренко І.В., Стратілат Д.П., Тартачник В.П. Вплив проникної радіації на активні світлодіодні елементи контрольно-вимірювальних систем. Збірник тез IV Міжнародної конференції «Перспективи впровадження інновацій у атомну енергетику» (30 вересня 2022 року, м.Київ). [електронне джерело]. Київ. – с. 58
5. Вернидуб Р.М., **Мосюк Т.І.**, Тартачник В.П. Вплив проникного випромінювання на електрофізичні характеристики гомоперехідних (GaP), та гетероперехідних (InGaN/GaN) світлодіодів. The III International Scientific and Practical Conference «Latest directions of modern science», January 23 – 25, Vancouver, Canada. p. 304 (с. 231-236) ISBN – 978-9-40365-682-3

6. Вернидуб Р.М., Конорева О.В., Мосюк Т.І., Стратілат Д.П., Тартачник В.П. Особливості електрофізичних характеристик вихідних та опромінених світлодіодів (InGaN/GaN) із квантовими ямами. The 3th International scientific and practical conference “Theoretical aspects of education development» (January 24 - 27, 2023) Warsaw, Poland. International Science Group. 2023. p. 569 (с. 462-467) ISBN – 979-8-88896-541-2 DOI –10.46299/ISG.2023.1.3

7. Budnyk O.P., Vernydub R.M., Kot L.A., Melnychenko O.V., **Mosiuk T.I.**, Radkevych O.I., Stratilat D.P., Tartachnyk V.P., Shepel H.S. Electrophysical properties of InGaN/GaN LEDs with quantum wells 11th International Conference "Nanotechnology and nanomaterials" (NANO-2023) 16-19 of August 2023 Bukovel, UKRAINE Session 1. Nanocomposites and Nanomaterials, pp. 247 ISBN: 978-617-8092-32-0

8. Budnyk O.P., Vernydub R.M., Kot L.A., Melnychenko O.V., **Mosiuk T.I.**, Radkevych O.I., Stratilat D.P., Tartachnyk V.P., Shepel H.S. Differences in emission spectra of pristine and irradiated with 2 MeV electron beam InGaN/GaN LEDs with quantum wells 11th International Conference "Nanotechnology and nanomaterials" (NANO-2023) 16-19 of August 2023 Bukovel, UKRAINE Session 1. Nanocomposites and Nanomaterials, pp. 248-249 ISBN: 978-617-8092-32-0

9. Вернидуб Р.М., Кот Л.А., Мирошніченко Ю.Б., Мосюк Т.І., Стратілат Д.П., Тартачник В.П. Негативний диференціальний опір у світлодіодах InGaN із квантовими ямами. XXX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25 - 29 вересня 2023 року): анотації до доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2023, ст. 129-130

10. Вернидуб Р.М., Литовченко П.Г., Мосюк Т.І., Петренко І.В., Стратілат Д.П., Тартачник В.П. Особливості рекомбінаційних властивостей світлодіодів із квантовими ямами XXX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25 - 29 вересня 2023 року): анотації до доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2023, ст. 131

11. Вернидуб Р.М., Мосюк Т.І., Пінковська М.Б., Радкевич О.І., Стратілат Д.П., Тартачник В.П. Вплив радіаційних дефектів на властивості

світлодіодів InGaN/GaN із квантовими ямами. XXX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25 - 29 вересня 2023 року): анотації до доповідей. - Київ : Ін-т ядерних дослідж., 2023, ст. 132-133

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	11
ВСТУП	12
РОЗДІЛ 1. ВПЛИВ КВАНТОВИХ ЯМ НА ВИПРОМІНЮВАЛЬНУ РЕКОМБІНАЦІЮ У ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ СВІТЛОДІОДАХ З ГОМО- ТА ГЕТЕРОПЕРЕХОДАМИ.....	17
Висновок до розділу I	33
РОЗДІЛ 2. ОБ’ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ.....	34
2.1. Світлодіоди	34
Опромінення γ – квантами Cs^{137} , Co^{60}	36
2.2. Опромінення на електронному прискорювачі ИЛУ – 6	36
Технічні характеристики прискорювача	37
2.3. Опромінення з γ – квантами Co^{60}	37
2.4. Вимірювання електрофізичних характеристик світлодіодів.....	39
Метод опорних світлодіодів	39
Температурний контроль зразків	40
Оптичний спектрометр.....	40
РОЗДІЛ 3. ОСОБЛИВОСТІ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ ЗЕЛЕНИХ ГОМОПЕРЕХІДНИХ (GaP), ТА ГЕТЕРОПЕРЕХІДНИХ (InGaN/GaN) СВІТЛОДІОДІВ.....	42
Вступ.....	42
Експеримент	43
Результати	44
Висновки до розділу III	58
РОЗДІЛ 4. ОСОБЛИВОСТІ СПЕКТРІВ ВИПРОМІНЮВАННЯ ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ УФ СД InGaN.....	60
Вступ.....	60
Експеримент	61
Результати	62
Висновки до розділу IV	70
РОЗДІЛ 5. НЕГАТИВНИЙ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИЙ ОПІР І СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ (з $E=2$ МеВ) СВІТЛОДІОДІВ $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$	72

1. Вступ.....	72
2. Експеримент	75
3. Результати	75
4. Висновки до розділу V	83
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ.....	85
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	88

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

- EQE** – зовнішня квантова ефективність;
IQE - внутрішня квантова ефективність;
YL – жовта люмінесценція;
VAX – вольт-амперна характеристика;
ВДО – від’ємний диференціальний опір;
ВДП – від’ємна диференціальна провідність;
ДПВ – джерело проникного випромінювання;
E – енергія;
E_a – енергія зміщення атома;
E_g – ширина забороненої зони;
E_v – стеія валентної зони;
ЕЛ – електролюмінісценція;
ЕРС – електрорушійна сила;
E_c – дно зони провідності;
ІЧ – інфрачервоне випромінювання;
КЯ – квантова яма;
МД – молекулярна динаміка;
МКЯ - множинна квантова яма;
НВЧ – надвисокочастотні;
СД – світлодіод;
УФ/UV – ультрафіолет;
ФЛ – фотолюмінесценція.

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Світлодіодним джерелам світла належить провідна роль у функціонуванні оптоелектронних пар, систем перетворення, зчитування та передавання інформації, формування банку даних, у системах космічного зв'язку та ін.

Якість світлодіодів у першу чергу залежить від стабільності їхніх параметрів, стійкості до зміни умов застосування і, особливо, до впливу проникної радіації.

Швидкий розвиток сучасних технологій вирощування вихідних кристалів, а відтак і гомо – та гетероперехідних структур, стимулює розширення пошуку у напрямку накопичення інформації про вплив внутрішніх і зовнішніх факторів як на властивості базових матеріалів, так і на готові вироби.

Відомо, що головну роль у зміні характеристик напівпровідникових структур відіграють глибокі рівні, які змінюють час життя неосновних носіїв струму, деформують краї дозволених зон і створюють передумови для виникнення «аномальних» особливостей у приладах – від'ємного диференціального опору, тунелювання носіїв, високочастотних коливань тощо. Відомо, що оптичні характеристики напівпровідникових приладів особливо чутливі до наявності у кристалах структурних пошкоджень, тому використання оптичних методик для діагностики дефектів – доцільне і перспективне.

Технології ядерного легування напівпровідників, чи одержання тонких плівок шляхом іонної імплантації ґрунтуються на закономірностях взаємодії швидких часток із речовиною. Вивчення наслідків впливу радіації на характеристики світлодіодів сприяє нагромадженню інформації про властивості порушень структур, що важливо з погляду розробки методів підвищення ефективності та радіаційної стійкості, вдосконаленні технологій в оптоелектронній техніці.

Об'єкт досліджень – Гомоперехідні світлодіоди GaP, GaAsP та гетероперехідні світлодіоди InGaN із квантовими ямами.

Предмет дослідження – Електрофізичні та електролюмінісцентні характеристики світлодіодів GaP, GaAsP, та InGaN із квантовими ямами.

Мета і завдання дослідження відповідно до предмета та об'єкта дослідження

Метою виконаної роботи було дослідити деградаційно-відновлювальні особливості електрооптичних характеристик гомоперехідних GaP, GaAsP та гетероперехідних InGaN світлодіодів із квантовими ямами.

Завдання дослідження

1. Обґрунтувати доцільність поглиблення експериментальних досліджень впливу проникного випромінювання на гомо- та гетероперехідні світловипромінюючі структури з квантовими ямами.

2. Дослідити роль квантових ям в зміні ефективності випромінювання гомоперехідних GaP і GaAsP та гетероперехідні InGaN/GaN світлодіодів, що містять технологічні та радіаційні дефекти.

3. Вивчити особливості впливу електронного ($E = 2 \text{ MeV}$) опромінення на електролюмінісцентні характеристики гетероперехідних УФ InGaN світлодіодів із квантовими ямами.

4. Дослідити природу дефектів радіаційного походження, що виникають в світлодіодних структурах GaAsP при електронному ($E = 2 \text{ MeV}$) опроміненні.

Наукова новизна результатів наукового дослідження полягає в тому, що: вперше:

- виявлено «голубий зсув» основної лінії $\lambda_{\text{max}}=505 \text{ нм}$ у світлодіодах $\text{In}_{0,21}\text{Ga}_{0,79}\text{N}$ при $T=77 \text{ }^\circ\text{K}$ на величину $\Delta\lambda = 7,2 \text{ нм}$, зумовлений квантуванням енергетичних станів квантової ями;

- встановлено, що різке падіння квантового виходу світлодіодів InGaN після $I = 5 \text{ mA}$ виникає внаслідок переповнення квантових ям носіями струму і зростання ролі квазібалістичного перенесення нетермалізованих носіїв над квантовими ямами;

- виявлена додаткова лінія з $\lambda_{\max}=420$ нм в спектрі світлодіода InGaN при $T=77$ °К, що виникає після опромінення електронами з $E=2$ МеВ ($\Phi = 5,74 \cdot 10^{14}$ см⁻²) внаслідок введення в УФ світлодіодів дефектів радіаційного походження;

- визначена температура носіїв струму T_e в області р-n-переходу світлодіодів InGaN, яке при $I=20$ мА становить $T_e=252$ °С. Велике значення T_e порівняно з кімнатною пов'язане з першочерговим доланням бар'єрного поля високоенергетичними носіями.

уточнено:

- спектральну структуру випромінювання УФ світлодіодів InGaN/GaN, яка при $T=300$ °К характеризується наявністю трьох ліній випромінювання $\lambda_{1\max}=370$ нм, $\lambda_{2\max}=550$ нм, $\lambda_{3\max}=770$ нм. Перша з них - основна, узгоджується з класичними розподілами Лоренца та Гауса, зумовлена переходами в межах квантових ям. Дві інші – дефектного походження;

- спектральний розподіл зменшення інтенсивності випромінювання УФ світлодіодів InGaN/GaN, який виникає у результаті введення електронами з $E=2$ МеВ безвипромінювальних рівнів у активні області InGaN та бар'єри GaN.

подальшого розвитку набули:

- методи дослідження спектральних характеристик гомоперехідних GaP, GaAsP та гетероперехідних світлодіодів InGaN з квантовими ямами, зокрема вдосконаленню методу опорних світлодіодів з використанням цифрового спектрометра Green-Wave (350-1150 нм) компанії StellarNet (USA) з оптоволоконними насадками регулювання світлового потоку для підвищення чутливості та точності вимірювання;

- підходи та методи радіаційної обробки промислових світлодіодів для контрольованого формування дефектної структури з метою дослідження селективного впливу радіаційних порушень на електролюмінесценті та електрофізичні характеристики світлодіодів з квантовими ямами.

Практичне значення отриманих результатів

1. Залежності інтенсивності свічення світлодіодів від струму та температури можуть бути використані розробниками оптоелектронних приладів.
2. Залежності величини квантового виходу світлодіодів від струму можуть бути корисними виробникам опто-електронних модулів.
3. Результатами досліджень термічної стабільності світлодіодів GaP можна скористатись для визначення області їхніх робочих температур.
4. Конструкторам, які використовують світлодіоди InGaN для створення оптоелектронних блоків, необхідно враховувати існування «голубого зсуву» досліджуваних діодів.
5. Дозними залежностями електрофізичних величин світлодіодів GaAsP можна скористатись при розрахунку режиму їхньої роботи в умовах підвищення рівнів радіаційного впливу.

Апробація матеріалів дисертації. Результати, представлені у дисертації, доповідалися автором на наступних наукових конференціях:

1. IV Міжнародної конференції «Перспективи впровадження інновацій у атомну енергетику», 30 вересня 2022 року, м.Київ.
1. The III International Scientific and Practical Conference «Latest directions of modern science», January 23 – 25, 2023, Vancouver, Canada.
2. The 3th International scientific and practical conference “Theoretical aspects of education development», January 24 - 27, 2023, Warsaw, Poland.
3. 11th International Conference "Nanotechnology and nanomaterials" (NANO-2023) 16-19 of August 2023, Bukovel, UKRAINE
4. XXX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, 25 - 29 вересня 2023 року, м.Київ.
5. XXXI щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, 27 - 31 травня 2024 року, м.Київ.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами.

Дисертаційна робота була виконана в рамках тематики науково-дослідницьких робіт, які виконувалися і виконуються на кафедрі експериментальної і теоретичної фізики та астрономії Українського державного університету імені Михайла Драгоманова «Вплив радіаційних дефектів на ефективність світлодіодів із квантовими ямами» та тематики наукових досліджень відділу радіаційної фізики Інституту ядерних досліджень НАН України «Фізичні властивості багатодолинних напівпровідників і світлодіодів у радіаційних, теплових та деформаційних полях».

Структура та обсяг дисертації.

Дисертаційна робота складається зі вступу, п'яти розділів, висновків та списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертації становить 102 сторінки. Робота містить 1 таблицю, 40 рисунків, які розміщені на 36 сторінках. До списку використаних джерел увійшло 129 найменувань.

РОЗДІЛ 1. ВПЛИВ КВАНТОВИХ ЯМ НА ВИПРОМІНЮВАЛЬНУ РЕКОМБІНАЦІЮ У ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ СВІТЛОДІОДАХ З ГОМО- ТА ГЕТЕРОПЕРЕХОДАМИ

Тверді розчини – фази змінного складу, в яких атоми різних елементів розташовані у спільній кристалічній ґратці. Всі «чисті» кристалічні речовини – розчини з малою концентрацією домішок. Згідно з правилом Юм-Ротері, твердий розчин виникає тоді, коли кристалічні ґратки двох речовин – однакові і їхні електронегативності – близькі. (Електронегативність – властивість атома притягувати до себе електронні пари, тобто властивість атома відтягувати до себе електрони інших атомів). Для виникнення твердого розчину також необхідно, щоб атомні радіуси електронів відрізнялись не більше, ніж на 15%.

Розчин InGaN перспективний для виготовлення високочастотних (HEMT) транзисторів на НВЧ генераторів, але наразі основне застосування цього матеріалу – одержання джерел свічення. Особливо важлива можливість - конструювання випромінювачів, колір яких може змінюватись у процесі використання, чи формувати «біле» свічення шляхом суміщення випромінювання джерел з різними довжинами хвиль (RGB – діоди), або ж у поєднанні діода з відповідним люмінофором (люмінофорні СД)

Нано-світлодіоди InGaN на квантових ямах – джерела свічення, в яких зовнішня квантова ефективність (EQE) може сягати 80% - для синіх СД, але коли $\lambda > 535$ нм – вона падає. Проблема, що одержала назву «зелена долина», зумовлена головним чином зростанням невідповідності періодів ґратки GaN та активного шару InGaN при намаганні збільшити довжину хвилі випромінювання шляхом підвищення концентрації In. На величину η відчутно впливає також квантово обмежений ефект Штарка, який виникає внаслідок присутності у кристалах внутрішньо-поляризаційних полів. Він зменшує перекривання хвильових функцій електрона і дірки та приводить до зсуву максимуму свічення у короткохвильову область (голубий зсув) [1-3]. У роботі [4] показано, що змінюючи ширину бар'єра КЯ, можна змістити положення максимуму свічення

діода у потрібний бік, що відкриває можливість таким чином компенсувати вплив ефекта голубого зсуву.

У роботі [5] досліджувався вплив товщини підкладинок InGaN на величини внутрішніх напруг СД InGaN. Виявлено їхнє зменшення при зростанні товщини підкладинки, яке призводить до відповідного поліпшення кристалічної якості активного шару InGaN. Збільшенням товщини шару від 2 до 8 $\mu\text{м}$ забезпечувало зростання інтенсивності електролюмінесценції в 1,3 рази. Автори роблять висновок, що одержані результати можна застосувати для вирощування червоних діодів підвищеної ефективності.

Майже одночасно з роботою [5] опублікована стаття [6], присвячена дослідженню червоних СД, одержаних на підкладинці $\beta - \text{Ga}_2\text{O}_3$. Автори [6] схиляються до думки, що низькотемпературне вирощування InGaN – шару при недостатній поверхневій міграції атомів веде до множення дефектів та огрублення поверхні. Відносно значний зсув спектрів у короткохвильову область від 690 нм ($I=5$ мА) до 631 нм ($I=100$ мА) вважається зумовленим заповненням локалізованих станів та екрануванням п'єзополя носіями при зростанні струму інжекції.

Інтенсивність електролюмінесценції досліджуваних зразків зменшується зі зростанням температури, як $I_{\text{INT}} = I_{295^\circ\text{K}} \exp\left[-\frac{T-295}{T_0}\right]$. Встановлено, що T_0 становить 222 $^\circ\text{K}$ при $I=100$ мА.

У червоних СД безвипромінювальна рекомбінація зростає з підвищенням температури, тому автори [6] вважають, що вона спричинена дефектами та впливом QCSE. Зсув максимуму випромінювання з температурою якісно корелює з температурним зсувом ширини забороненої зони $E_g(T)$. Якщо його порівняти зі зсувом СД на базі AlInGaP ($\lambda_{\text{max}}=630$ нм), то він значно менший ($\Delta\lambda^{\text{InGaN}}=0,085$ нм/К; $\Delta\lambda^{\text{AlInGaP}}=0,137$ нм/К). Отже, можна вважати, що СД InGaN належить до випромінювачів з високоякісними технічними показниками[6].

Результати досліджень фотоліумінесценції множинних КЯ, сформованих на наностержнях GaN, приведені у роботі [7], де автори детально зупиняються

на причинах зниження ефективності діодів у жовто-зеленій області. Однією з головних названо труднощі з формуванням досконалої структури атомами In на полярних площинах.

Велика різниця параметрів ґратки підкладинки та GaN призводить до виникнення значної густини дислокацій ($\rho_D=10^9-10^{10} \text{ см}^{-2}$). Окрім цього, при великих струмах вони проростають у активний шар, зменшують квантовий вихід та строк служби СД. Низькорозмірні структури дають можливість частково компенсувати внутрішні напруги.

Автори роботи [8], торкаючись проблеми «зеленої долини», зауважують, що відоме падіння ефективності СД InGaN при зростанні концентрації In пов'язується зі збільшенням поляризаційного поля у КЯ, зумовленого зростанням флуктуацій розподілу індію, високою щільністю дислокацій і точковими зниженнями інтенсивності їхнього випромінювання; тунельний механізм струмоперенесення послаблює утримання носіїв у КЯ. Їхнє тунельне просочування зростає в умовах наявності глибоких центрів у бар'єрних областях КЯ, що було підтверджено оптичними методами.

Зменшення квантового виходу СД InGaN при великих струмах ($j>10 \text{ А/см}^2$) знижує їхню якість. У роботі [9] висловлюється думка, що серед механізмів, що зумовлюють падіння ефективності – безвипромінювальна рекомбінація з участю точкових дефектів, вплив п'єзополів та локальних перегрівань найголовніший - механізм безвипромінювальної рекомбінації Оже.

Поліпшення якості потужних СД InGaN/GaN, які випромінюють у межах 410-440 нм, було досягнуто шляхом застосування короткоперіодних надґрадок. Квантовий вихід зростає за рахунок збільшення збору носіїв та зменшення концентрації дефектів у активній області діода[10].

Автори [11] детально зупиняються на механізмах випромінювальної рекомбінації у діодах InGaN, наголошуючи, що квантові ями, акумулюючи носії, інжектвані через р-n-перехід, підвищують вірогідність випромінювальної рекомбінації у активній області. Збільшення числа квантових ям необхідне для уникнення їхнього переповнення носіями та зменшення вірогідності

безвипромінювальної Оже рекомбінації. Присутні в InGaN п'єзополя, навпаки, просторово розділяють електрони з дірками, зменшують перекривання хвильових функцій, що призводить до падіння імовірності випромінювальної рекомбінації.

У роботі [12] зроблено висновок, що у системі множинних КЯ головна роль у процесі рекомбінації належить одній КЯ, а відтак дослідження неоднорідності вбудованих полів достатньо актуальне; не менш важливим результатом можна вважати висновок, що поле в активній області – неоднорідне.

Визначенню енергії переходів у квантових ямах та бар'єрах присвячені дослідження [13]. Виявлено, що вони у різних КЯ можуть відрізнитись на 140 меВ, що відповідає різниці напруженостей поля 0,78 МВ/см. У роботах, опублікованих дещо пізніше, автори зауважують, що зовнішнє поле дозволяє змінювати нахил зон КЯ InGaN: зворотна напруга його зменшує і збільшує бар'єри у GaN, при цьому зростає різниця енергій між зонами одного типу у n-GaN і р-областях між бар'єрами активної області. Отже у гетероперехідних структурах з р-n-переходом існує можливість зміни поля за напрямом і величиною шляхом подавання певного зміщення на контакти. Мале зміщення створює суттєву зміну внутрішніх полів внаслідок високоомності збідненої області, де зосереджені КЯ. Існують дані, що рекомбінаційні процеси відбуваються лише в окремих КЯ активного шару[14-16].

Для зменшення падіння ефективності СД InGaN внаслідок зростання струму автори [17] запропонували використовувати короткоперіодні ґратки, з товщинами бар'єрів, близькими до товщин КЯ. В такому разі носії встигають тунелювати із найближчої до р-n-переходу КЯ у сусідні. Тоді їхня концентрація порівняно з традиційними «багатоямними» активними шарами буде меншою. Можливий позитивний ефект оцінюється авторами у 22%. У роботі [18] автори також покладають відповідальність за зменшення квантового виходу СД InGaN в області великих струмів на витікання носіїв із КЯ при їхньому переповненні.

Температурна залежність квантового виходу СД InGaN досліджувались також у роботах [19-21]. Виявлено, що в області великих густин струму $j > 1 \div 10$

A/cm^2 «синіх» СД зростання температури від $10\text{ }^\circ\text{K}$ до $200\text{ }^\circ\text{K}$ може збільшити η більш ніж у 30 разів; при менших j нагрівання зразка супроводжується падіння ефективності. Падіння квантового виходу, як вважають автори [21], пов'язане із витіканням електронів у р-область структури.

Точкові комплекси дефектів, введених опроміненням електронами з $E=30\text{ MeV}$ у кристали GaN, вивчались у роботі [22]. Інтенсивність жовтої смуги ($h\nu=2,2\text{ eV}$), пов'язана з ними, зростала після відпалу при $700\text{ }^\circ\text{C}$ майже у 5 разів. Встановлено, що глибокі рівні дефектів, створені опроміненням та відпалом, виникають внаслідок взаємодії введених опроміненням V_{Ga} та залишкових домішок донорного типу. Вони не зникають навіть при $T=1000\text{ }^\circ\text{C}$, що свідчить про високу термостабільність введених порушень структури. Опромінення γ -квантами Co^{60} СД InGaN з $\lambda_{CD}=410 \div 510\text{ nm}$ призводить до зростання прямої напруги на $0,1 \div 0,15\text{ V}$ при дозі 500 Mrad ; збільшення дози до 2 Грей супроводжується підвищенням $U_{пр}$ на 75% . Слід зауважити, що при використанні максимальної дози механізм протікання струму залишається незмінним і коефіцієнт неідеальності становить $n=2$, засвідчуючи переважання генераційно-рекомбінаційної компоненти. Інтенсивність випромінювальної рекомбінації знижувалась на 20% - після першої дози 150 Mrad і на 75% - після максимальної (2 Грей) [23].

Результати опромінення α -частинками з $E=500\text{ keV}$, $\Phi>10^{14}\text{ cm}^{-2}$ структур із КЯ, вирощених на підкладинках GaN, приведені у роботі [24]. Досліджувані зразки випромінювали в області $\lambda=470\text{ nm}$ та $\lambda=510\text{ nm}$. Навіть при максимальних дозах зміщення максимумів спектрів були незначними, на основі чого автори зробили висновок, що $E_{\alpha^{++}}=500\text{ keV}$ достатня лише для створення дефектів у підкладинці GaN; на швидкість деградації люмінесценції впливають радіаційні дефекти у підкладинці. Смуга випромінювання $\lambda=365\text{ nm}$ пов'язана зі свіченням підкладинки; $\lambda=470\text{ nm}$ та $\lambda=510\text{ nm}$ - зі свіченням КЯ.

Головною особливістю роботи [25], де досліджувались СД InGaN ($\lambda=750\text{ nm}$), опромінені нейтронами з $E=9,8\text{ MeV}$, $\Phi=5,5\cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$, стало виявлення самовідпалу дефектів, відповідальних за зменшення прямих струмів, напруги

ввімкнення та інтенсивності випромінювання при 300°K, що спостерігалось через 6 днів після опромінення.

Автори [26], досліджуючи СД InGaN/GaN, опромінені γ -квантами, дійшли висновку, що при малих дозах $D=0,3 \div 0,5$ Мрад квантовий вихід діодів зростає; збільшення дози понад 0,5 Мрад призводить до протилежного ефекту.

Встановлено також, що γ -опромінення змінює концентраційний профіль мілких домішок, зсовуючи його у бік поверхні, що зумовлено зміною величини компенсованого шару; при цьому також звужується ширина КЯ. Радіаційне впорядкування межі розділу InGaN/GaN та зменшення концентрації глибоких центрів внаслідок опромінення – фактори, під впливом яких виникає «ефект малих доз».

У роботі [27] досліджувався вплив опромінення нейтронами реактора на електролюмінесценцію мезаструктур InGaN/GaN та СД InGaN/GaN. Виявлено розширення спектрів та зсув максимуму у червону область. Стабільність пошкоджень, введених нейтронами, зберігалася протягом декількох місяців при 300°K. Однак пропускання постійного струму $I=30$ мА протягом 30 хв призводило до повного відновлення інтенсивності свічення.

Вплив нейтронного опромінення монотонно зменшується зі зростанням довжини хвилі. Для зеленої ділянки спектра, починаючи з $\lambda \approx 490$ нм, доза $\Phi=1,5 \cdot 10^{15}$ см⁻² практично не впливає на інтенсивність випромінювання. Вважається, що виявлені зміни зумовлені наявністю доменів In, які здатні локально зменшувати ширину забороненої зони; в їхніх потенціальних ямах зосереджуються носії струму, що перешкоджає дифузії до центрів безвипромінювальної рекомбінації.

Дослідження, проведені на імпульсному реакторі [28], показали, що у процесі (n, γ) – опромінення СД InGaN спостерігається виникнення свічення з довжиною хвилі, властивою максимуму ЕЛ діодів та інтенсивністю, близькою до інтенсивності ЕЛ діода у режимі протікання робочого струму. Висока інтенсивність випромінювання з погляду авторів зумовлена наповненням носіями КЯ у результаті їхньої дифузії з близькорозташованих областей.

Відмічається також, що радіаційна стійкість GaN – структур може служити передумовою для створення на їхній основі ефективних сцинтиляційних детекторів.

Значний зсув (~ 54 MeV) максимуму фотолюмінесценції, який спостерігається після опромінення γ -квантами Co^{60} у роботі [29], автори пов'язують із посиленням флуктуацій In. Зростання випромінювального часу життя носіїв, як наслідок збільшення енергії їхньої локалізації, безпосередньо впливає на зсув Стокса.

Радіаційна стійкість СД InGaN залежить від типу підкладки. Так у роботі [30], в якій порівнювались наслідки впливу нейтронного опромінення на зразки, вирощені на підкладках SiC та AuSn/Si, показано, що СД на SiC володіють кращими електролюмінісцентними характеристиками порівняно зі зразками на AuSn/Si, проте їхня радіаційна стійкість – нижча.

Дослідження глибоких пасток радіаційного походження у зелених СД InGaN/GaN проводилося у роботах [31, 32]. Опромінення електронами з $E=6$ MeV, $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ cm^{-2} привело до збільшення концентрації рівнів $E=E_C-0,5$ eV, та ввело нові з E_C-1 eV, які виникають у бар'єрах GaN в області МКЯ. Кореляція радіаційної деградації ЕЛ та змін концентрації обох пасток після опромінення свідчить, що вони - ефективні центри безвипромінювальної рекомбінації; концентрація пасток $E_V+0,45$ eV стала меншою і їхня участь у процесі рекомбінації Шоклі-Ріда підлягає сумніву.

Зростання щільності пасток в опромінених зразках супроводжувалось збільшенням послідовного опору та коефіцієнта неідеальності (від 1,4 до 2,1 при $\Phi > 5 \cdot 10^{15}$ cm^{-2}), а також струму обтікання. Діркові пастки у синіх діодах не впливали на випромінювання.

Робота [33] містить інформацію про радіаційні пошкодження в СД InGaN, створені протонами, електронами, γ -квантами та нейтронами. Автори повідомляють, що у випадку протонного опромінення деградація свічення переважає деградацію електрофізичних параметрів; характерна для GaN –жовто-зелена смуга змінюється мало.

Застосування електронних пучків дозволило визначити порогову енергію утворення дефектів – $E=440$ кеВ, що відповідає енергії зміщення атомів $E_d=19\pm 2$ еВ. Вона виявилась близькою до E_d^{SiC} і більшою, ніж E_d^{GaAs} . γ -опромінення спричиняло падіння інтенсивності свічення ЕЛ InGaN з множинними КЯ. ($D=150$ - 2000 Мрад). Пряма напруга ввімкнення змінювалась мало.

Після $D=150$ Мрад (СД= 410 нм) інтенсивність свічення зменшувалась на 20% ; після 2 Грей – на 75% . Коефіцієнт неідеальності «n» практично був незмінним ($n=2$, переважав генераційно-рекомбінаційний струм).

Відпал при 300°K – не виявлений.

У голубих діодах після $D=200$ Мрад помічено зсув ~ 54 МеВ максимуму фотолюмінесценції. Зростання дози приводить до зростання випромінювального часу носіїв та енергії їхньої локалізації.

Опромінення швидкими нейтронами викликає деградацію ВАХ; зростає струм насичення. Світлова потужність при $\Phi=1,6\cdot 10^{15}$ cm^{-2} падає зовсім (99%).

Результати опромінення білих діодів, виготовлених на основі синіх СД InGaN, приведені у роботі [34]. Помічено зростання інтенсивності жовтої смуги зі збільшенням дози електронів до $\Phi=1,32\cdot 10^{16}$ cm^{-2} , після чого розпочинається її падіння. Ефект зростання автори [34] пов'язують із виникненням V_{Ga} , які у досліджуваних зразках приймають участь у випромінювальній рекомбінації; гасіння – наслідок формування безвипромінювальних комплексів.

Пік 453 нм різко деградує після $\Phi=1,98\cdot 10^{16}$ cm^{-2} . Опромінення також приводить до зсуву максимуму з 550 нм до 590 нм. Результати впливу радіації на $1/f$ – шум блакитних СД із множинними КЯ обговорювались у повідомленні [35]. Після $D=2,5$ Мрад γ - Co^{60+} шум зростав у $275,69$ разів. Висловлюється думка, що $1/f$ – шум може бути параметром чутливості і використовуватись для оцінки радіаційної стійності блакитних СД.

Деградація свічення СД InGaN/GaN синього (460 нм) і зеленого (530 нм) під дією γ -випромінювання Co^{60} вивчалась у роботі [36]. Виявлено падіння інтенсивності, пропорційне дозі, внаслідок введення двох видів рівнів: центра, що виникає при перебудові вихідного порушення структури, та дефекта

радіаційного походження. Опромінення, проведене у робочому режимі діода, частково відпалює перші центри і підвищує швидкість введення других. Протонне опромінення ($E_p=3$ MeV, $\Phi=10^4 \div 10^{14}$ см⁻²), супроводжується зростанням послідовного опору діода, фактора ідеальності, інтенсивності свічення [37]. Зважаючи на невисоке значення енергії протонів, автори роблять висновок, що опромінення генерує безвипромінювальні центри поблизу активної області.

Відновлення деградованих параметрів відбувалось поблизу $T=150$ °C.

Рослинні антиоксиданти беруть важливу участь у захисті рослин, передачі сигналів, зростанні та розвитку. Їхня кількість і якість зумовлена генетично, проте світло - один із факторів, який сильно впливає на синтез і накопичення у рослинах.

Якість світла впливає на придатність рослини, модулюючи її антиоксидантний профіль, ключовий елемент для протидії біотичному та абіотичному стресу. Відтак СД стають потужною технологією, яка дозволяє вибирати конкретні довжини хвиль та інтенсивності, а отже, цілеспрямовано накопичувати рослинні антиоксидантні сполуки.

Незважаючи на унікальні переваги такої технології, застосування СД у садівництві все ще знаходиться на початку розвитку і окремі аспекти потребують дослідження. Цей огляд зосереджений на останніх результатах застосування СД для модуляції антиоксидантних сполук у рослинах, зокрема вітаміну С, фенолів, хлорофілу, картиноїдів та глюкозинолатів. Розглянуті також майбутні проблеми зберігання фруктів та овочів [38].

В останні роки досягнуто значних успіхів у легуванні, вирощуванні та технологіях обробки нітридів III-V[39]. Цей клас матеріалів має значні перспективи для напівпровідникової електроніки широкого застосування з метою одержання, високопотужних, високотемпературних та високочастотних радіаційно - стійких оптичних приладів.

Авторами [40] досліджувалась ефективність випромінювальної рекомбінації та внутрішній квантовий вихід. Результати моделювання свідчать,

що зниження ефективності значно сповільнюється, коли останній нелегований бар'єр GaN у типовому синьому СД замінюється бар'єром GaN р-типу. Поліпшення ефективності в основному пов'язане зі зменшенням витоку струму та підвищенням рівня інжекції дірок.

Низька концентрація С і слабка жовта смуга люмінесценції добре корелює з припущенням, що YL пов'язана з комплексами V_{Ga} , або $V_{Ga} - ON$; лінія зв'язаного екситона зміщується до нижніх енергій зі збільшенням рівня легування, вона може бути пов'язана також з додатковим напруженням у площині ($Y_1 - 2,2$ eV, $\lambda=563$ нм)[41].

У роботі [42] досліджувались протонні пошкодження окремих типів сучасних СД. Емпірична модель деградації застосована для опису інжекційно-прискореного відпалу у амфотерно легуваних СД. Результати свідчать, що зістарені діоди не чутливіші до радіації у межах $\Phi=10^{13}\div 10^{14}$ н/см² [43]. Константи пошкодження становлять від 10^{-5} до 10^{-6} см⁻²/с для $0,3 < x < 1$. Швидкість видалення носіїв близька до $\approx 10^{-1}$ см⁻¹.

У роботі [44] обговорюються переваги і труднощі епітаксійного вирощування високопродуктивних квантових сонячних комірок на структурах $A^{III}B^V$, в т.ч. і на InGaAs/GaAsP, які мають високий потенціал для майбутнього використання на ступної генерації фотовольтаїчних приладів. Для кожної сполуки критичні товщини напружених шарів, механізм транспорту носіїв і критерії для реалізації умов балансу напруг. Обговорюється стратегія підвищення зовнішнього квантового виходу і можливості впровадження квантових комірок у наступну генерацію мультиперехідних сонячних комірок.

Довжина локалізації електронів та дірок у КЯ InGaN/GaN розраховувалась за допомогою числових розв'язків рівняння Шредінгера. Показано, що випадковий розподіл атомів In може спричинити локалізацію носіїв. Оцінено внесок у потенціальну енергію носіїв флуктуаціями забороненої зони, деформаційним потенціалом, а також спонтанними п'єзополями. У роботі [45] виявлено, що вплив флуктуацій ширини КЯ сприяє локалізації електронів.

Роботі [46] присвячена обговоренню результатів розвитку новітніх технологій. Показано, що СД GaAsP порівняно із СД СаР – стійкіші до дії радіації.

Прямий зв'язок між падінням ефективності та переповненням носіями КЯ виявлено у зелених СД InGaN/GaN [47].

Наразі досягнуто значного прогресу у вирощуванні синіх і зелених СД на основі GaN, що використовуються у повнокольорових дисплеях і перспективні для застосування в оптичних додатках. Для одержання короткохвильового випромінювача необхідно зменшувати концентрацію In у шарах КЯ, щоб збільшити E_g , однак це приведе до виникнення розриву E_g на межі КЯ бар'єр. Автори [48] дійшли висновку, що глибина КЯ у активній області МКЯ стане меншою і зменшиться ефект утримання носіїв. Одним із шляхів її подолання - застосування бар'єрів AlGaInN чи AlGaN. Четвертинний AlGaN надає додатковий ступінь свободи, мінімізуючи ступінь невідповідності ґраток. Однак четвертинний склад значно складніше вирощувати, ніж потрійний. Оскільки $E_g^{AlGaInN} > E_g^{GaN}$, утримання носіїв повинно бути вищим, ніж у InGaN/GaN. Окрім цього, оскільки $d^{AlGaInN} < d^{GaN}$, а $d^{InGaN} > d^{GaN}$, належним співвідношенням складу InGaN та AlGaN можна досягти компенсації деформації у КЯ.

Завдяки великій ширині E_g GaN, структури на його основі, володіючи доброю теплопровідністю, перспективні для виготовлення високотемпературних приладів. Ефективність кращих GaN СД-15-35% - при малих струмах; при $I=20$ мА вона помітно падає [49].

В інтервалі 100-300 °К проведено аналіз тунельного струму голубих СД InGaN. При високих температурах на ВАХ виникають типові особливості тунельних струмів - незалежний від температури нахил та $n > 2$. Експоненціальна поведінка та залежність тунельного струму від температури [50], зумовлені змінами діагонального тунелювання і введеними звуженнями ширини зони у GaN.

Автори [51] повідомляють про вплив нанофлуктуацій індію на фізичні властивості СД з МКЯ. Комерційна якість с - площини СД аналізувалась за

допомогою атомно-зондової томографії, звідки одержується розподіл складу In. Вплив рівня флуктуацій та числа КЯ визначався двомірним Пуассонівським та дрейфо - дифузійним аналізатором із надтонкою роздільною здатністю і порівнювався з експериментальними результатами для простої нормальної квантово-ямної моделі. Результати показують, що коливання флуктуації In суттєво впливають на квантову ефективність, деградацію та ВАХ.

У роботі [52] використано метод дифузії - дрейфу разом із методом Монте-Карло для вивчення динаміки носіїв у InGaN с - площини та неполярних КЯ у СД. Досліджувався вплив динаміки носіїв на внутрішню квантову ефективність у КЯ з різною концентрацією In та різною густиною дислокацій. Одержані результати свідчать, що для типових щільностей дислокацій внаслідок впливу квантово обмеженого ефекта Штарка, який збільшує радіаційний час життя, безвипромінювальна рекомбінація, викликана дислокаціями, відіграє переважну роль у обмеженні внутрішньої квантової ефективності; IQE неполярних КЯ вищий, ніж у с - площині, але він всерівно знаходиться під сильним впливом дислокацій. Результати свідчать, що для досягнення 100% IQE необхідна щільність дислокацій нижча 10^6 см^{-2} - для с - площини і 10^7 см^{-2} - для е - площини.

У InGaN КЯ ефективний активний об'єм може бути значно зменшеним внаслідок локалізації носіїв у збагаченій In області. У роботі [53] виявлено, що характеристики зниження ефективності можна моделювати без використання значного коефіцієнта рекомбінації Оже якщо припустити, що лише невелика частина КЯ ефективно використовується, як активна область.

Нітрид галію та близькі до нього InN та AlN, чи їхні потрійні сполуки, широко використовуються для виготовлення зелених, голубих, УФ - випромінювачів та детекторів, а також високопотужних підсилювачів. Однак, навіть кращі зразки містять значне число точкових дефектів та дислокацій, які впливають на якість приладів. Аналіз ролі точкових дефектів у GaN проведено у роботі [54].

Точкові дефекти та дислокації приводять до зростання темнових струмів і шумів у детекторах; у СД вони зменшують ефективність та тривалість

використання. Водночас точкові дефекти і комплекси - головне джерело виникнення паразитних струмів, зменшення потужності, збільшення низькочастотних шумів, зростання порогових струмів. Люмінесценція - потужний інструмент для виявлення та ідентифікації точкових дефектів у напівпровідниках, особливо широкозонних, коли електричні методи непридатні. Незважаючи на значний прогрес в останні десятиліття у дослідженні СД та інших електронних приладів, базованих на GaN, інформації про точкові дефекти у GaN - обмаль.

Ефективність перетворення енергії та яскравість СД InGaN зумовили їхнє широке застосування для освітлення. У цій сфері ефективність повинна бути високою для забезпечення високих світлових потоків. Проте СД зазнають монотонного зниження свічення починаючи із 50 A/cm^2 , що гальмує впровадження СД на ринок загального освітлення. У статті [55] розглядається поточний стан справ щодо механізмів, які можуть бути відповідальними за втрату ефективності - рекомбінація Оже, переповнення електронами КЯ, згущення струму, асиметрична інжекція електронів та дірок, поганий транспорт дірок через активну область, причому останній розглянуто для випадку множинних КЯ. Переважне число повідомлень свідчить, що переповнення електронами - одна з основних причин зниження ефективності (деградація).

Внаслідок малої концентрації дірок, а також асиметричної інжекції на користь електронів при їхній високій концентрації. Останні експерименти свідчать, що квазібалістичні електрони у активній області, які не здатні термалізуватися протягом часу перебування, сприяють перетіканню носіїв.

Рівномірний розподіл між окремими КЯ та декількома КЯ важливий для ефективності роботи СД. У лазерах він забезпечує внесок у генерацію всіх КЯ; у СД - мінімальні Оже - втрати. Розподіл носіїв між КЯ відбувається через міжямний транспорт. У полярних структурах на базі GaN перенесенню може перешкоджати сильне утримання носіїв та внутрішні електричні поля. У роботі [56] досліджувався транспорт носіїв у множинних КЯ (над'ямний транзистор), характерних для УФ СД із різними параметрами комірок і бар'єрів. Виявлено,

що швидкість перенесення обмежується термоемісією дірок, яка зменшує швидкість перенесення ~ 1 нс на комірку та спричиняє нерівномірний розподіл носіїв. Додавання 5% In до бар'єрів повністю змінює ситуацію – час перенесення зменшується в 4 рази, а енергія термоемісії дірки з 200 меВ до 70 меВ. Отже, використання бар'єрів InGaN перспективне для одержання високопотужних СД.

Низькотемпературний транспорт дірок через МКЯ швидкий, < 3 нс, що свідчить про квазібалістичне перенесення носіїв через МКЯ; довжина вільного пробігу дірок становила ~ 10 нм [57].

В області від синього до зеленого свічення і при 300 °К коефіцієнт Оже може бути великим $2 \cdot 10^{-30}$ см⁶ с⁻¹; в ІЧ він ще більший [58].

Оскільки рекомбінація Оже пов'язана із концентрацією вільних носіїв, вона стає джерелом безвипромінювальних втрат при високих густинах струму. У роботі [59] вимірювався коефіцієнт Оже - рекомбінації у In_xGa_{1-x}N (x~9% - 15%); шари вирощувались на GaN (0001). Зразки відрізнялись складом, товщиною та густиною дислокацій. Коефіцієнт Оже коливався від $1,4 \cdot 10^{-30}$ до $2,0 \cdot 10^{-30}$ см⁶ с⁻¹. Автори вважають, що велике значення коефіцієнта Оже зумовлене великою концентрацією носіїв у синіх та зелених СД. Причина максимальної квантової ефективності при малих густинах струму – присутність КЯ.

Таким чином Оже - рекомбінація - основний безвипромінювальний канал для робочих струмів; вона також зумовлює падіння η зі збільшенням струму навіть в умовах інжекції при 300 °К (короткі імпульси, малий коефіцієнт навантаження). Виявлено [60], що Оже - втрати - незначні на відміну від останніх повідомлень щодо їхньої важливості у процесі зменшення ефективності.

Розрахунок коефіцієнтів рекомбінації свідчить, що однієї рекомбінації Оже недостатньо для пояснення зміни ефективності InGaN СД [61]. Пряма міжзонна та внутрішньозонна рекомбінація Оже за рахунок переходів електрон - електрон - дірка та дірка - дірка - електрон досліджувались у об'ємному InGaN методом теорії збурень. Результати роботи [62] показують, що внутрішньозонний коефіцієнт Оже незначний у композиціях сплавів,

перспективних для освітлення. Резонансне посилення, пов'язане з міжзонними переходами, не може пояснити зниження ефективності синіх та зелених СД, яке спостерігається у цих діодах. Діоди InGaN при значному рівні інжекції демонструють значну втрату ефективності.

Показано [63], що негативний вплив на ефективність випромінювання створює непряма рекомбінація Оже.

Запропоновані ефективні методи для зменшення витоку електронів. Інше вузьке місце для нітридних СД - слабка інжекція дірок. Для пом'якшення поляризаційного ефекта у МКЯ використовують неполярні підкладинки (чи напівполярні). Результати [64] свідчать, що поляризаційне поле у МКЯ може бути зменшене за рахунок спричинених поляризацією об'ємних зарядів, які генеруються у квантових бар'єрах із градієнтом сплаву.

У роботі [65] виявлені дві жовті смуги люмінесценції, пов'язані з різними дефектами, у нелегованому GaN, вирощеному методом гібридної парофазної епітаксії (HVPE). Один з них позначений YL_1 , має лінію нульового фону (ZPL) при 2,57 еВ, і максимум смуги при 2,20 еВ. Ця смуга - відома жовта смуга, спостерігається у GaN, вирощеному металоорганічним хімічним осадженням із пари, або нелегованого, що містить вуглець з високою концентрацією, чи легованих Si. Інша жовта смуга YL_3 має ZPL на рівні 2,36 еВ і максимум при 2,09 еВ. Раніше її помилково відносили до червоної смуги люмінесценції. Обидві демонструють тонку структуру, пов'язану з фононами з боку високих енергій, спричинену сильним електронно-фононним зв'язком за участі 10 псевдолокальних фононних мод.

Авторами [66] досліджувались СД із подвійним гетеропереходом (ДН) на основі GaN. Оптичні та електричні характеристики зазнали значного погіршення. Спостерігався відпал, посилений інжекцією. Виявлено, що GaN на 2 порядки стійкіший від GaAs. У СД InGaN, опромінену електронами з $E=2$ MeV та протонами з $E=70$ MeV виявлено зростання $I_{звор}$ та падіння ємності. На деградацію діодів також впливає швидкість введення дози - при малих $d\Phi/dt$ деградація СД вища внаслідок впливу нагрівання.

П'ять різних видів СД GaAsP та GaP опромінювались електронами $E=30$ MeV[67]. Вимірювався світловий вихід та ВАХ, коефіцієнт пошкодження СД становив $- 2 \cdot 10^{14}$ - для $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($x=0,3-0,9$). Частковий відпал відбувся за секунду. Втрати у лінзі до $\Phi=10^{15}$ cm^{-2} виявились незначними.

Автори [68] досліджували структурні, оптичні, електричні, а також електрооптичні властивості двоперехідної GaAsP СД - структури, вирощеної на підкладинці GaP⁽¹⁰⁰⁾ методом молекулярно-променевої епітаксії. Шари p-n-переходу $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ і $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ утворюють СД - структуру з подвійними співвідношеннями P/As. Для дослідження структурних, оптичних та електричних властивостей зразка використовувалась дифракція γ - променів високої роздільної здатності, фотолюмінесценції, ВАХ. Вміст P у першому та 2-му - 63,12% та 82,04%. За положеннями піків ФЛ визначено E_{g1} першого та E_{g2} другого переходів ($E_{g1}=1,867$ eV, $E_{g2}=2,098$ eV). За законом Вегарда розраховані склади сплавів.

П'ять різних композицій епітаксійних світлодіодів GaAsP і GaP опромінювались електронами з $E=30$ MeV до $\Phi=10^{14}$ cm^{-2} . Вимірювався світловий вихід та ВАХ. Одержані коефіцієнти пошкодження - $2 \cdot 10$ cm^2 для GaP та $3 \cdot 10^{-14}$ cm^2 для $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$; $x=0,3-0,9$. При 300 °K частковий відпал відбувався за секунди[67]. Напруга ввімкнення (V_0) та послідовний опір R_s становили 4,548 В та 119 Ом. СД випромінювали у червоній області ($\lambda_{\text{max}}=664,020$ нм) та жовтій ($\lambda_{\text{max}}=591,325$ нм).

У роботі [69] вимірювання фононного спектра СД гетероструктури на основі бар'єра $\text{In}_{0,12}\text{Ga}_{0,33}\text{N}/\text{GaN}$ показали наявність 4-х максимумів фононного випромінювання з енергією 0,193; 0,207; 0,353 і 0,356 eV.

Автори [70] повідомляють про вплив опромінення протонами з $E=23$ GeV на білі СД з YAG+Ce - люмінофором. Виявлено зростання струмів витоку, падіння концентрації носіїв у КЯ і, відповідно, зменшення оптичної потужності.

Дослідження СД, фотодіодів, лазерних діодів та оптопар, опромінених γ - квантами, 14 MeV нейтронами, рентгенівськими променями, проводились з метою визначення їхньої поведінки у зоні радіоактивного враження. Виявлено

падіння потужності СД: $\lambda=660\div 1550$ нм від 0,1 до 28 дБ після 10^6 Грей (γ) та після n^0 при $\Phi=4\cdot 10^{14}$ см⁻²[71].

Висновок до розділу I

Таким чином, аналіз досліджень різних авторів, показує, що наявність та збільшення кількості квантових ям у світлодіодах підвищує вірогідність випромінювальної рекомбінації у активній області. При цьому зовнішня квантова ефективність (EQE) може досягати 80%. Особливої уваги заслуговують дослідження радіаційної стійкості гомо- і гетероперехідних світлодіодів з квантовими ямами, які мають безсумнівний науковий і технологічний інтерес. Перспективи використання гомо- і гетероперехідних світлодіодів із квантовими ямами в сучасній оптоелектроніці, особливо в умовах впливу радіаційних полів мотивують подальший науковий пошук та розробку нових технологій.

РОЗДІЛ 2. ОБ'ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ

2.1. Світлодіоди

Так само, як і звичайний напівпровідниковий діод, світлодіод зсередини має два напівпровідникові шари р-типу та n-типу. За внутрішньою складовою вони відрізняють кількістю р-n-переходів, люмінесцентним заповненням тощо.

Вирощування кристалів відбувається на основі підкладок кремнію та сапфіру. Ця підкладка розташовується в спеціальній камері та обробляється відповідним газом металоорганічного з'єднання. При нагріванні молекули газу спускаються на кристалічну ґратку сапфіра, повторюючи повністю форму кристала. Для виготовлення досліджуваних світлодіодів використовується техніка нарощування багатошарових структур із декількома р-n-переходами, а також використання люмінофору.

Використовувалися зразки з відомою структурою та електрооптичними властивостями, які були вказані у паспорті зразка.



Рис.2.1. Представлення світлодіода з діаметром 5 мм

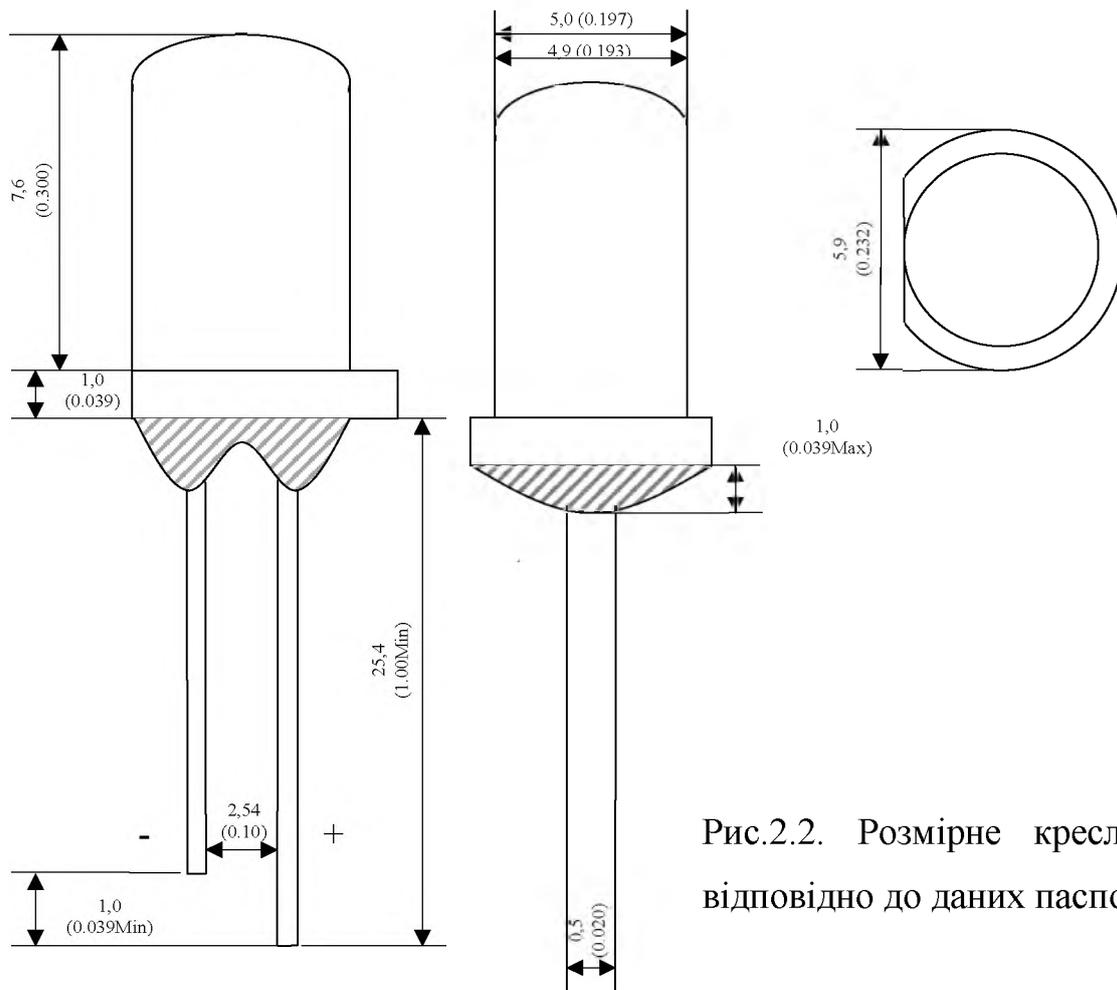


Рис.2.2. Розмірне креслення відповідно до даних паспорта

За електрооптичними характеристиками досліджувані зразки відрізняються мінімально (за інформацією відповідного паспорта - лише силою світла). СД твердого розчину InGaN з $\lambda_{1\max}=505$ нм, $\lambda_{2\max}=525$ нм, $\lambda_{3\max}=470$ нм та $\lambda_{4\max}=370$ нм мають номінальний робочий струм 20 мА, номінальну робочу напругу 3,5 В; сила світла у $\lambda_{1\max}$, $\lambda_{2\max}$ та $\lambda_{3\max}$ – $I_{\text{ном}}=30$ мкд, а $\lambda_{4\max}$ – $I_{\text{ном}}=40$ мкд.

На початку роботи зразки проходять вхідний контроль щодо відповідності заявленим параметрам у номінальних точках. Згодом проводяться планові дослідження та отримуються вихідні дані про об'єкти досліджень:

- Вимірюються спектри випромінювання при кімнатній та азотній температурі.
- Вимірювання спектрів світіння при постійному струмі і різних температурах у діапазоні від 77 ÷ 290 °К.

- Вимірювання квантового виходу СД.

Опромінення γ – квантами Cs^{137} , Co^{60}

Використовувалось джерело проникного випромінювання Co^{60} та змішаний спектр продуктів поділу ядерного палива зі збагаченням по U^{235} до 19,75%.

2.2. Опромінення на електронному прискорювачі ИЛУ – 6

Перед опроміненням світлодіодів шляхом механічної обробки зменшувалась товщина акрилової лінзи і проводилось полірування поверхні зразка дрібнозернисто пастою з метою відновлення прозорості акрилового пластику.

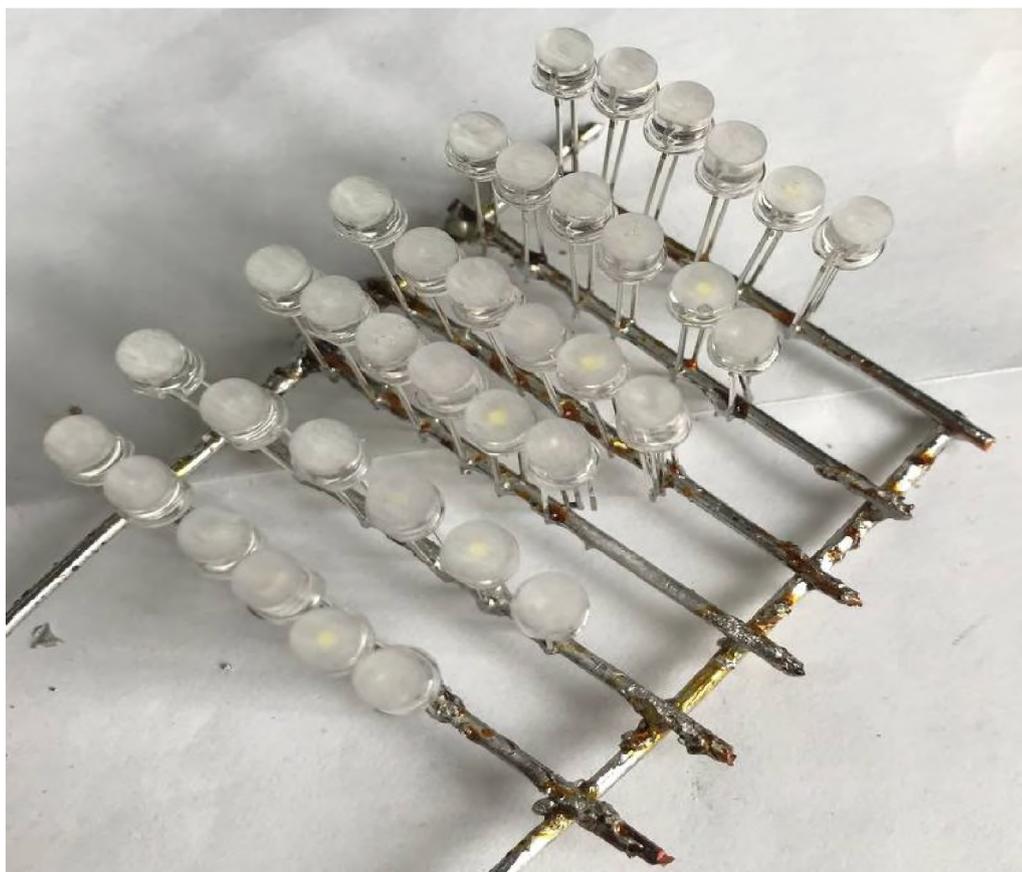


Рис.2.3. Спільні акрилові лінзи, та закріплено на драбинку для проведення подальшого опромінення

Технічні характеристики прискорювача

Таб.2.1. Загальні характеристики прискорювача

Тип прискорювача:	ИЛУ-6
Енергія електронів:	$E_e = 2 \text{ MeV}$
Струм пучка електронів	$I_e = 4 \text{ mA}$
Частота повтору імпульсів	$f = 25 \text{ Гц}$

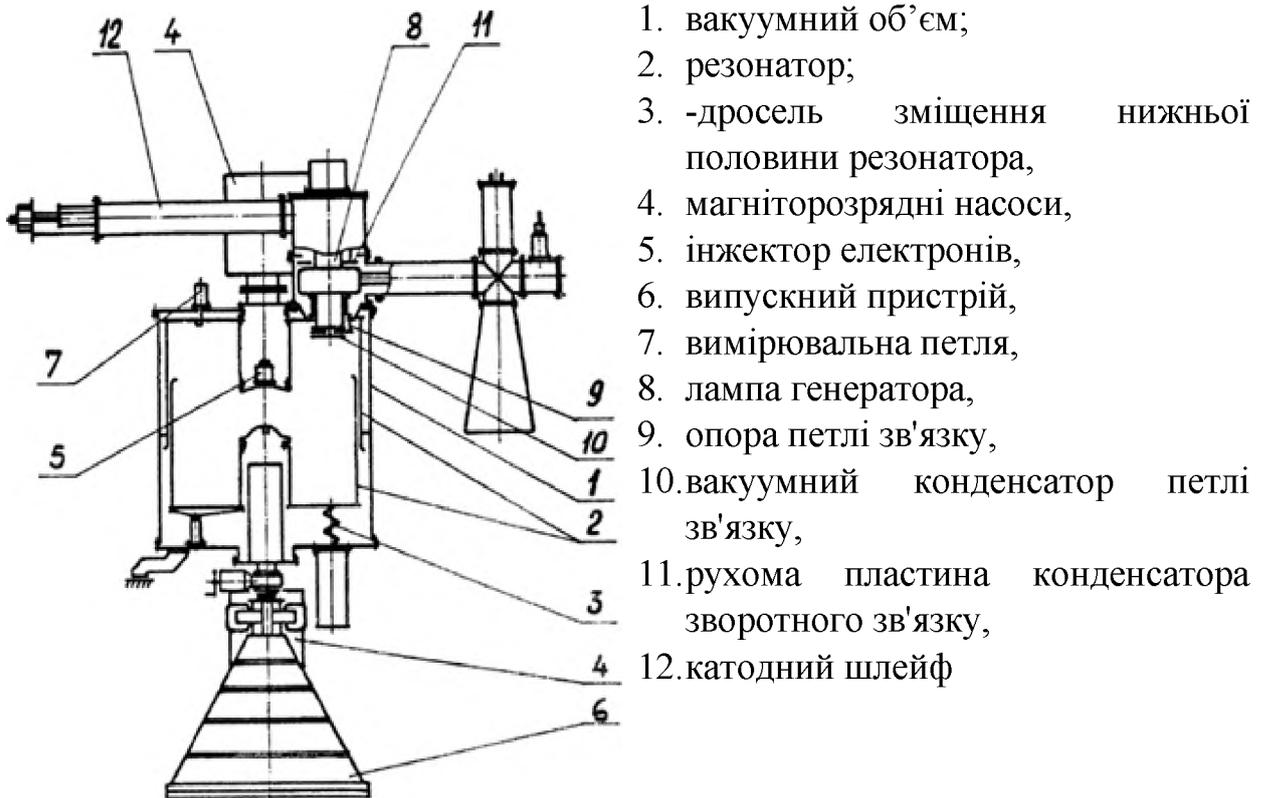


Рис.2.4. Загальне креслення прискорювача ИЛУ – 6

Для проведення електронного опромінення світлодіоди встановлюються на «ленту» установки та прямують до вихідного пристрою, де отримує певну дозу опромінення (флюенс) – він регулюється кількістю циклів.

Після електронного опромінення відразу промірюємо зразки для визначення значень релаксації.

2.3. Опромінення з γ – квантами Co^{60}

За допомогою бомбардування тепловими нейтронами стабільного ізотопу кобальту Co^{59} штучно отримують Co^{60} . Як відомо із попередніх досліджень гамма-спектр ізотопу складається з двох високоенергетичних ліній з енергіями $E_1=1,1732 \text{ MeV}$ та $E_2=1,3325 \text{ MeV}$. (Рис.2.5)

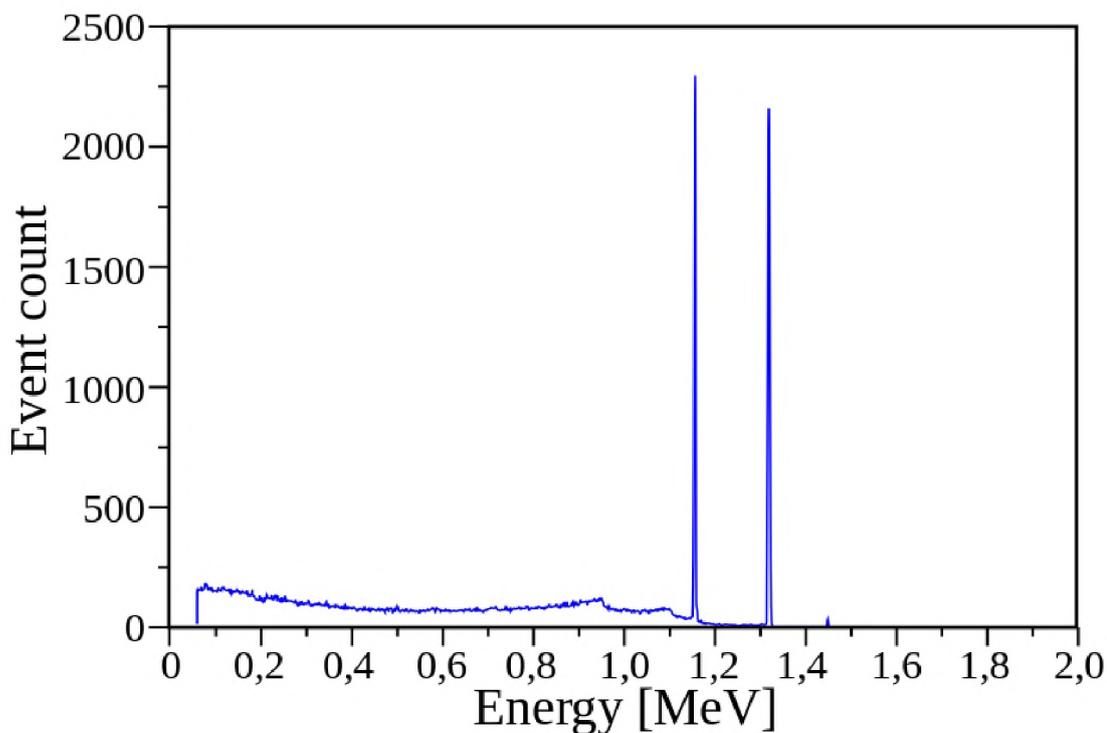


Рис.2.5. Гамма – спектр розпаду Co^{60}

Відомо, що Co^{60} зазнає бета-розпаду (Рис.2.6.) період напіврозпаду складає 5,2713 років, з врахуванням цього зменшення інтенсивності випромінювання можна знехтувати.

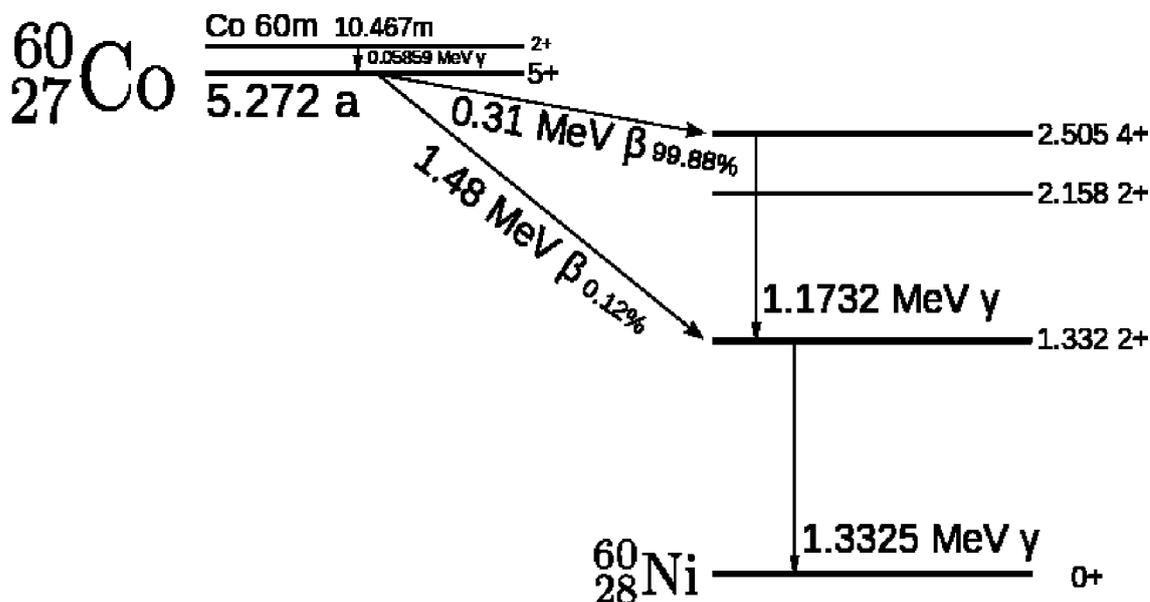


Рис.2.6. Схематичне представлення бета-розпаду ізотопу Co^{60}

Опромінення відбувалося з використанням дозиметра ИД-11 для визначення дозного навантаження та накопичення дози ≈ 1500 бер. Потужність еквівалентної дози γ -випромінювання при дослідженнях становив ~ 40 Р/хв.

Зразок знаходився в робочій камері установки певний період часу, при постійному потоці густини γ -квантів. Добуток потоку та часу дає можливість визначити дозу опромінення яка нам необхідна.

Після проведення опромінення зразків виконувався контроль для виявлення можливого поверхневого забруднення.

2.4. Вимірювання електрофізичних характеристик світлодіодів

Процес здійснюється у двох режимах: генератора струму і генератора напруги. Пристрій дозволяє знімати ВАХ із дискретністю по напрузі (0,1 В) і по струму (1 мА). У режимі генератора напруги джерело генерує імпульс на зразку при заданому значенні ЕРС. У режимі генерації струму зразок підключається до джерела під час генерації імпульсу, і напруга на діоді збільшується до тих пір, поки струм не досягне певного значення. Управління пристроєм здійснюється за допомогою програми, що працює на платформі Windows. Мікроконтролер (МС) змінює величину струму і напруги, що подаються на зразок, шляхом зміни регульованого навантаження і управління джерелом живлення (PS).

Результати вимірювань зберігаються у вигляді текстового документа, і на їх основі за допомогою Excelі програми Origin будується графік.

Метод опорних світлодіодів

Для зменшення випадкових та систематичних похибок вимірювання розроблено метод опорних світлодіодів. Він полягає у виборі декількох світлодіодів із різними довжинами хвиль як еталонів при роботі у номінальному струмі, а також у використанні точного гальванометра.

Перед кожною серією вимірювань при зібраній схемі спектрометра і температурі $t = 20^\circ\text{C}$ проводилося калібрування інтенсивності спектрометра.

Температурний контроль зразків

Термопарний спай розташовується у глухому отворі діаметром 1-1.5 мм, який всвердлюється у лінзі, і не торкається провідників всередині, що забезпечує точність вимірювань.

Оптичний спектрометр

За допомогою сучасного цифрового спектрометра Green-Wave (350-1150 нм) компанії StellarNet (виробництва США) проводилися спектральні дослідження зразків.



Рис.2.7. Оптичний спектрометр Green-Wave (350-1150 нм)

За даними паспорта оптичний спектрометр Green-Wave характеризується такими основними параметрами:

Тип детектора - CCD 2048 пікселів

Діапазон детектора - 350-1150 нм.

Розмір пікселя - 14 x 200 μm (CCD)

Дифракційні решітки - голографічні та лінійчаті

Спектрограф - f/4, SymX-Czerny-Turner

Роздільна здатність - 0,5 нм.

Через велику початкову інтенсивність свічення зразків, яка перевищувала межі діапазону вимірювання оптичного спектрометра, виникла необхідність його дещо удосконалити. Для цієї мети був розроблений перехідний з'єднувач,

який дозволяє приєднувати оптичне волокно до оптичної щілини, а оптичну щілину – до вхідного блоку спектрометра. Завдяки цьому оновленню з'явилася можливість регулювати світловий потік і підвищувати точність вимірювань.



Рис.2.8. Удосконалений спектрометр Green-Wave з розробленим перехідним з'єднувачем

РОЗДІЛ 3. ОСОБЛИВОСТІ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ ЗЕЛЕНИХ ГОМОПЕРЕХІДНИХ (GaP), ТА ГЕТЕРОПЕРЕХІДНИХ (InGaN/GaN) СВІТЛОДІОДІВ

Вступ

Чутливість людського ока максимальна до зеленого кольору свічення, що розширює можливості застосування зелених світлодіодів в області візуальної обробки та передачі інформації.

Розвиток технології вирощування «білих» СД неможливий без детального дослідження особливостей спектральних характеристик одного із компонентів монолітних RGB СД – джерела зеленого свічення. Водночас на шляху одержання ефективних зелених СД виникла проблема «зеленої долини» - технологічних труднощів вирощування, зумовлених головним чином двома обставинами. Перша – неможливість одержання малодфектних шарів InGaN внаслідок значної неузгодженості періодів ґраток активної області та підкладинки. Друга – принципова: для зсуву максимуму випромінювання у довгохвильову область необхідно збільшувати відсоток In у розчині до 30% , але при цьому підвищується поляризаційне поле у квантових комірках, а відтак і вплив ефекту Штарка, який зменшує перекриття хвильових функцій електрона з діркою і, відповідно, знижує імовірність їхньої рекомбінації [5, 72].

Прямозонність твердих розчинів InN-GaN та широкозонність дозволяють одержувати на їхній основі високоефективні InGaN СД для видимого та УФ – діапазону випромінювання. Зазвичай вирощування кристалу відбувається на сапфірових підкладинках, при цьому різниця постійних ґраток GaN та Al₂O₃ складає ~ 12%. Квантові ями зазвичай вирощуються вздовж полярної осі (0001), де п'єзополе сягає ~ 0.3 ÷ 1.5 МВ/см; на цій площині погано вбудовується In, породжуючи цим самим додаткове число дефектів, в основному – дислокацій, щільність яких може сягати $\rho_d = 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Відомо, що високий рівень іонізації, властивий процесу опромінення швидкими частинками, може зменшувати степінь напруженості на межах розділу двох середовищ; контролюючи вид і концентрацію дефектів, введених радіацією, можна впливати на параметри і характеристики матеріалів та накопичувати інформацію про властивості порушень структури, специфічних для вибраних об'єктів.

Головною метою виконаної роботи стало вивчення спектральних особливостей, властивих досліджуваним СД із квантовими ямами, виявлення та пошук можливих причин, які зумовлюють відхилення профілю спектральних ліній від типового, притаманного, наприклад, діодам, виготовлених на основі гомопереходів (СД GaP, GaAsP) [73, 74]. Автори вважали також за необхідне вивчити характер впливу порушень структури радіаційного походження на основну характеристику використаних СД-інтенсивність випромінювальної рекомбінації, приймаючи до уваги її важливість для розрахунку параметрів радіаційної стійкості приладу.

Експеримент

Температурні залежності оптичних та електрофізичних характеристик знімалися у градієнтному полі азотного дюзара. У процесі вимірювань зразок розташовувався на відстані $d < 1$ мм від входу волоконно-оптичного кабеля, через якого оптичний сигнал подавався на вхід високочутливого швидкісного спектрометра Green-Wave (350-1150 нм). Перехідним вузлом СД – кабель зв'язку служив спеціально виготовлений герметичний модуль, який унеможлилював проникнення зовнішніх перешкод та забезпечував фіксоване положення діода.

ВАХ знімалися виготовленим на замовлення приладом, який дозволяв вимірювати струми від 10^{-10} А до 0,5 А у режимах генератора струму та генератора напруги у межах 77° - 300° К.

Опромінення зразків відбувалось в імпульсному режимі, при якому їхня температура не перевищувала кімнатну завдяки потужному повітряному охолодженню.

Результати

На рис.3.1 подана узагальнена енергетична діаграма гетероструктури InGaN/AlGaN/GaN [75].

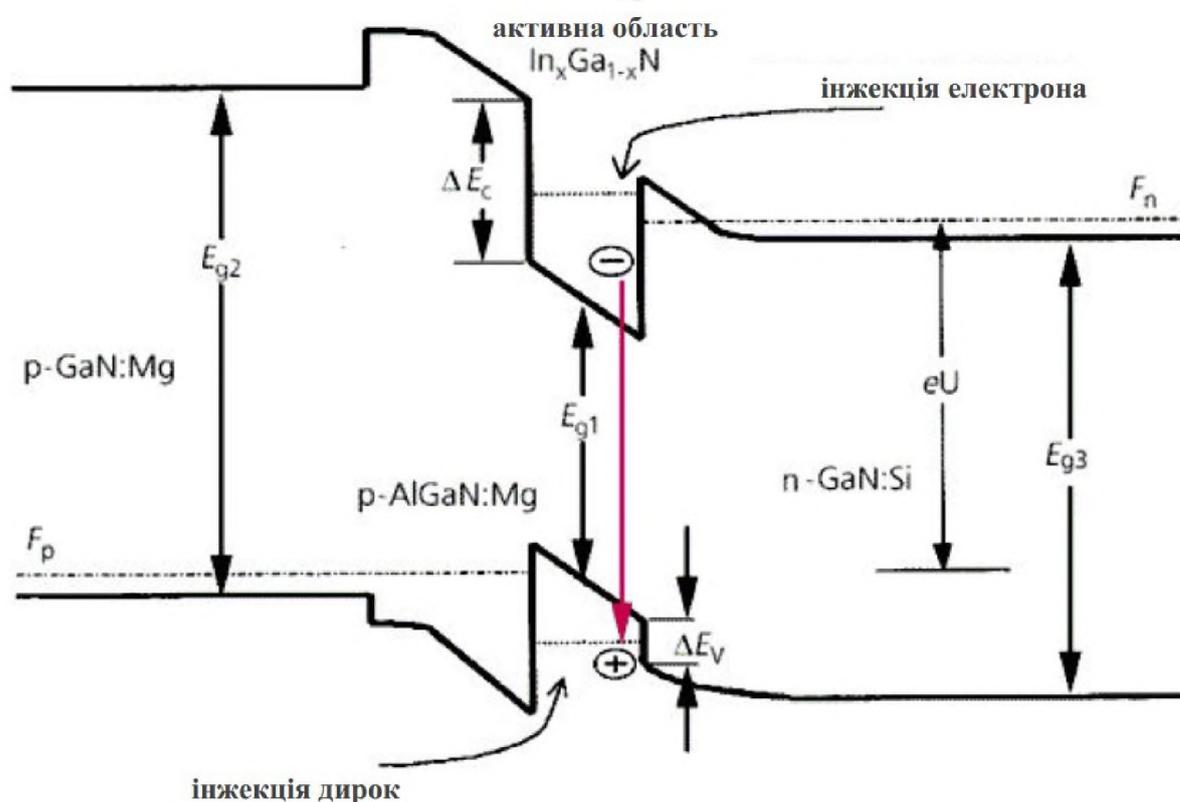


Рис.3.1. Узагальнена енергетична діаграма p-n гетероструктур типу InGaN/AlGaN/GaN при прямому зміщенні U. [75]

На рис.3.2 та рис.3.3 приведені спектри досліджуваних зразків, зняті при 77°÷300°K та різних струмах. В області температур, близьких до кімнатної, профіль високоенергетичної частини спектральної кривої мало відрізняється від класичних розподілів Гауса-Лоренца. При низьких температурах (77°K) на відстані 92 MeV від головного максимуму також виділяється додаткова смуга.

$\lambda_{\text{max}}=527$ нм, імовірно пов'язана зі структурою квантової ями. (рис.3.2). У міру збільшення рівня інжекції її інтенсивність монотонно зростає, що може бути зумовлено заповненням одного з рівнів розмірного квантування КЯ. З рис.3.3 також видно, що у міру зростання I окрім основної лінії випромінювання квантових ям з $\lambda_{\text{max}}=505$ нм виразно виділяється сусідня з $\lambda_{\text{max}}=501$ нм, і, коли величина струму сягає $I=20$ мА, її інтенсивність починає перевищувати основну. Відстань між максимумами обох кривих становить $\Delta h\nu=19.5$ МеВ, що відповідає подвійному значенню енергії поздовжнього оптичного фонона у GaN, та дозволяє трактувати лінію $\lambda_{\text{max}}=501$ нм, як фононне повторення основної. Незначне перевищення інтенсивності останньої над основною лінією – очевидно результат нагрівання зразка струмом $I=20$ мА.

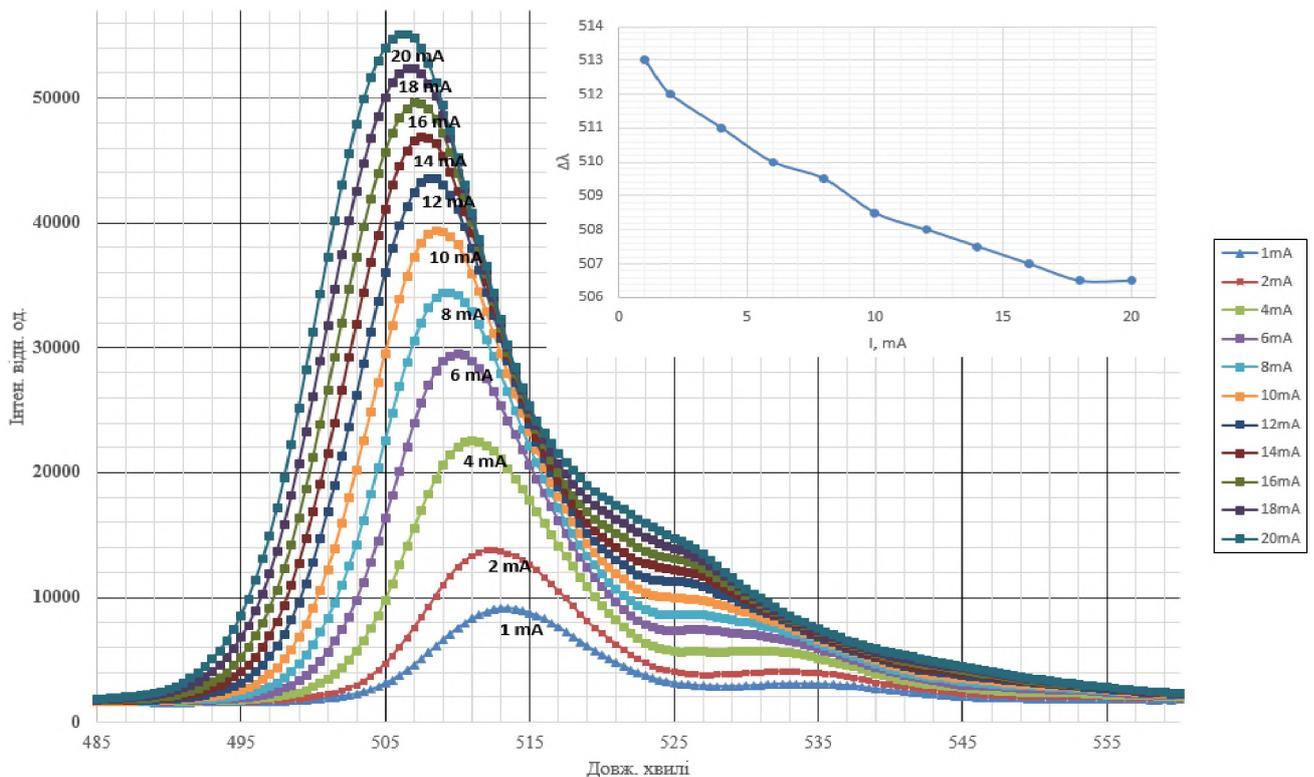


Рис.3.2 Спектри випромінювання зеленого СД InGaN/GaN, ($\lambda_{\text{max}}=505$ нм, $T=77^\circ\text{K}$). На вкладці показана залежність абсолютної величини зсуву максимуму випромінювання СД від величини струму через зразок. Величина $\Delta\lambda$ визначалась, як різниця положень максимумів спектральних кривих при $I=20$ мА та наступного – $I=18,16\dots1$ мА

Головна особливість низькотемпературних спектрів – «голубий» зсув спектральної кривої [6], викликаний зростанням струму через СД ($\Delta\lambda=7.2$ нм; $\Delta h\nu=3 - 45$ MeВ, рис.3.2). Таке зміщення – “band filling effect”, не виявлене у гомопереходах, виразно проявляється у СД InGaN/GaN [3,6,72,76-78] є очевидним наслідком квантування енергетичних станів нанорозмірної системи.

Дійсно, якщо концентрація електронів настільки висока, що нижні рівні повністю зайняті, електрони верхніх рівнів рекомбінують із дірками валентної зони. Тоді збільшення енергії рекомбінації реалізується у вигляді «голубого зсуву» [78].

Інтенсивність свічення діода зі зростанням струму монотонно підвищується і при великих струмах спостерігається тенденція до насичення (рис.3.3)

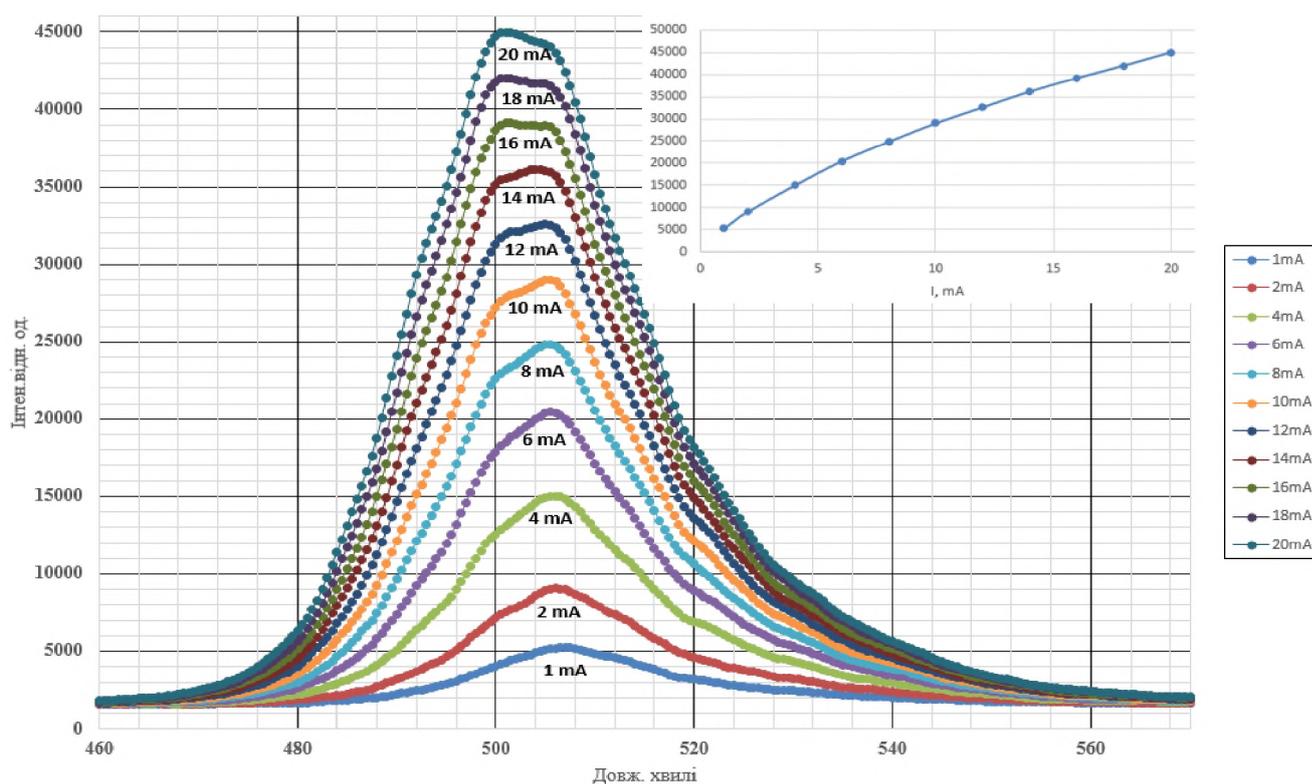


Рис.3.3. Спектри випромінювання зеленого СД InGaN/GaN, $\lambda_{\max}=505$ нм при $T=290^{\circ}\text{K}$. На вкладці показана залежність інтенсивності свічення СД від величини струму через зразок

Нанорозмірність впливає на величину квантового виходу – після досягнення струмом певного для кожного зразка значення, η зменшується (рис.3.4) що може бути зумовлено «переливанням», чи «перетіканням» носіїв через бар'єр квантової комірки - очевидний ефект зеленої долини, особливо помітний для структур із вузькими КЯ. Єдиної думки стосовно механізму падіння ефективності СД InGaN/GaN досі не існує. Окрім надбар'єрного перетікання можливе також перетікання носіїв під КЯ, або тунелювання із наступного безвипромінювальною рекомбінацією з дірками на гетеромежі InGaN/GaN, безвипромінювальна рекомбінація Оже в умовах великої щільності носіїв; перешкоди введенню дірок, та, як наслідок, витікання електронів [79, 80]. Переповнення носіями квантових ям може проявлятися і на ВАХ, знятих при $T=150^\circ\text{K}$, коли на характеристиці виникає область від'ємного диференціального опору, забезпечена існуванням позитивного оберненого зв'язку між зростанням числа носіїв, введених в область насичених КЯ, та величиною вхідного струму (рис.3.5).

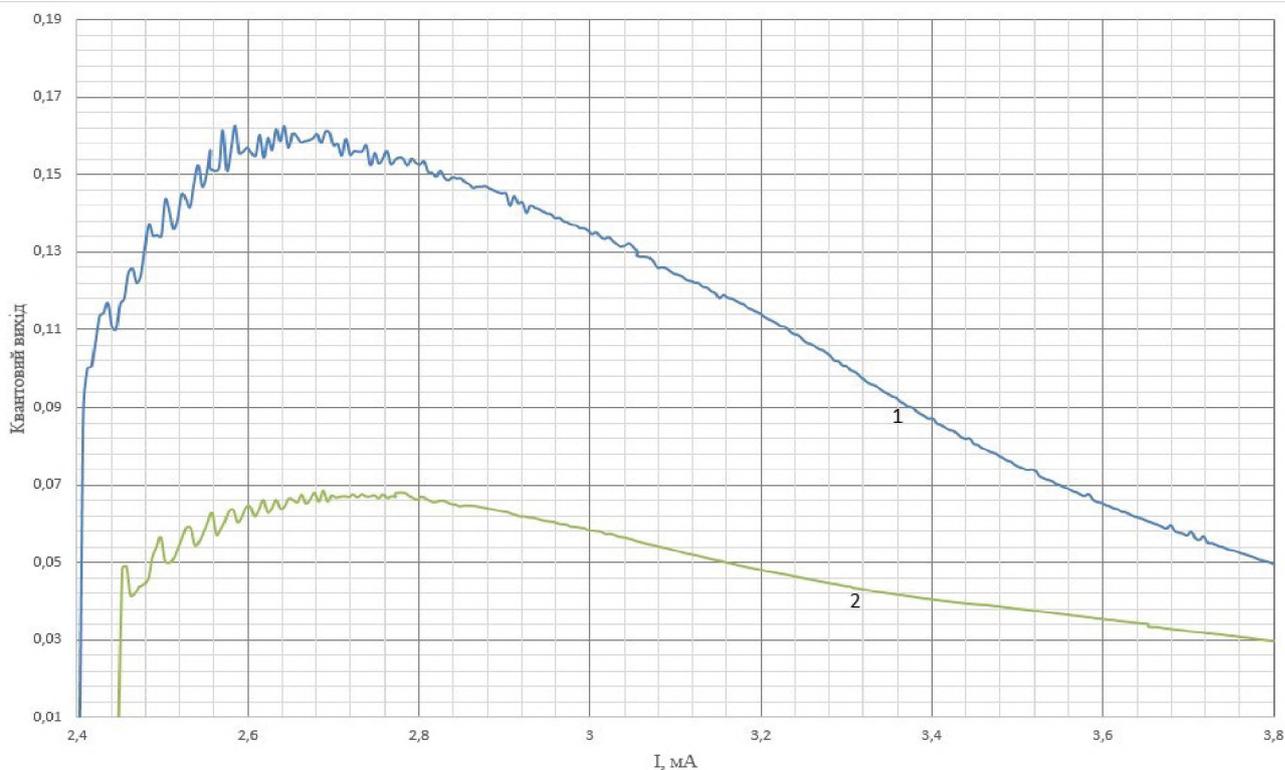


Рис.3.4. Залежність величини квантового виходу СД InGaN/GaN від струму (1 – вихідний, 2 – опромінений, $\Phi=4,92 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$)

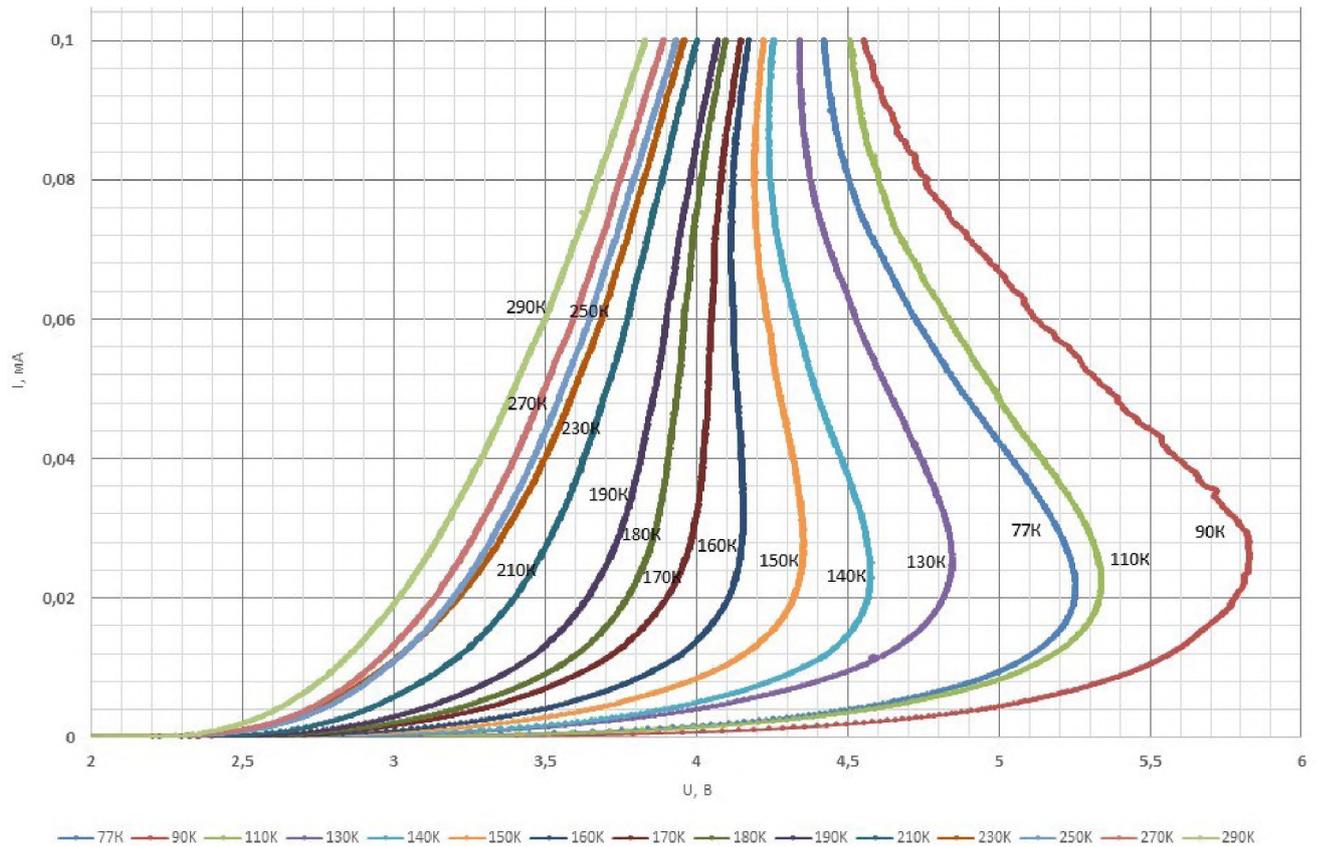


Рис.3.5. Вольт-амперні характеристики СД InGaN/GaN, $\lambda_{\text{max}}=505$ нм, зняті у режимі генератора струму при різних температурах

Про переповнення носіями КЯ свідчить також залежність інтенсивності свічення від струму, яка вже при невеликих рівнях інжекції переходить у насичення. (Рис.3.6).

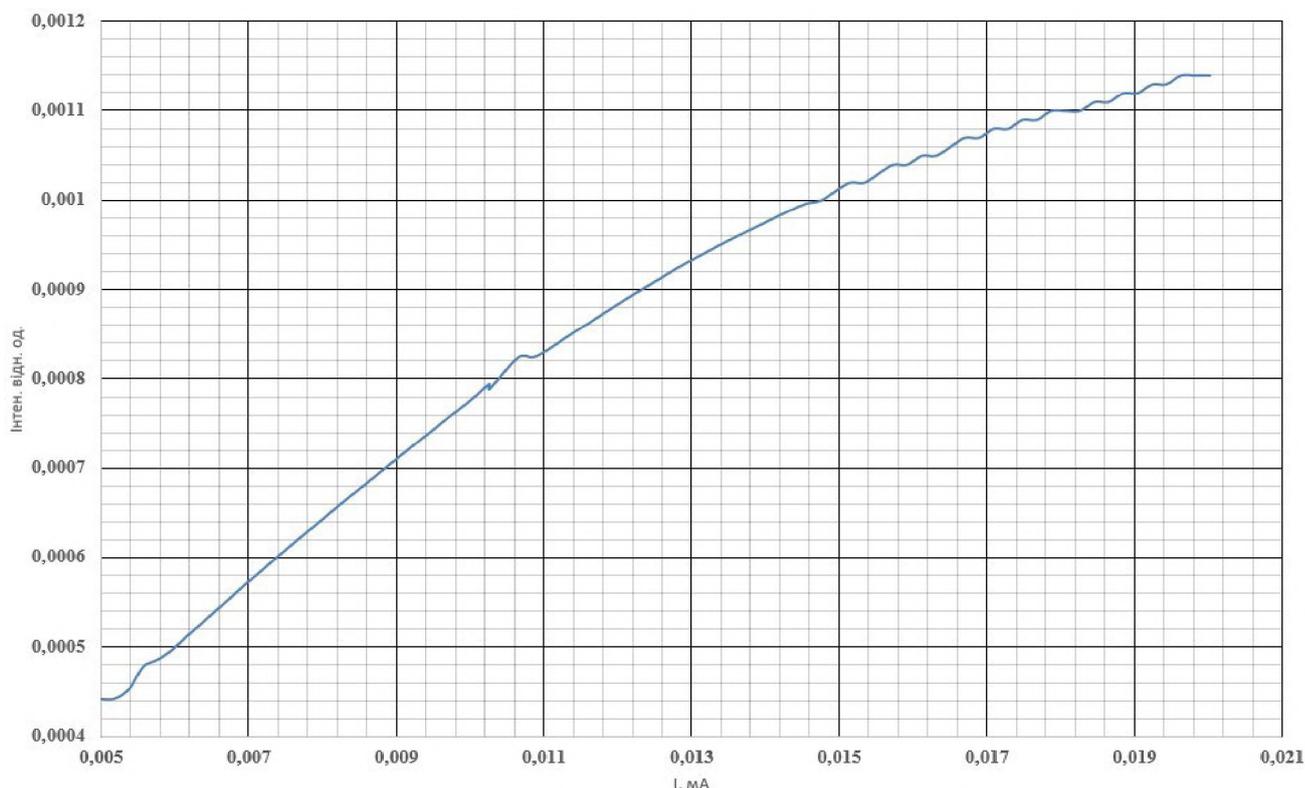


Рис.3.6 Залежність інтенсивності електролюмінесценції зеленого СД InGaN/GaN, $\lambda_{\text{max}}=505$ нм від струму через діод

Зменшенню ефективності СД в області великих струмів можуть сприяти також, квазібалістичні електрони активної області, нездатні термалізуватися і, відповідно, неспроможні взяти участь у процесі рекомбінації з термалізованими дірками [79-82].

Додатково знижує ефективність СД також ефект Штарка, властивий нітридним сполукам [83].

Електронне опромінення супроводжується зменшенням квантового виходу досліджуваних зразків у результаті введення глибоких безвипромінювальних рівнів переважно в області КЯ і приводить до зростання диференційного опору ВАХ; падінням концентрації носіїв на верхніх рівнях КЯ та спричиняє збільшення висоти бар'єрного потенціалу GaN.

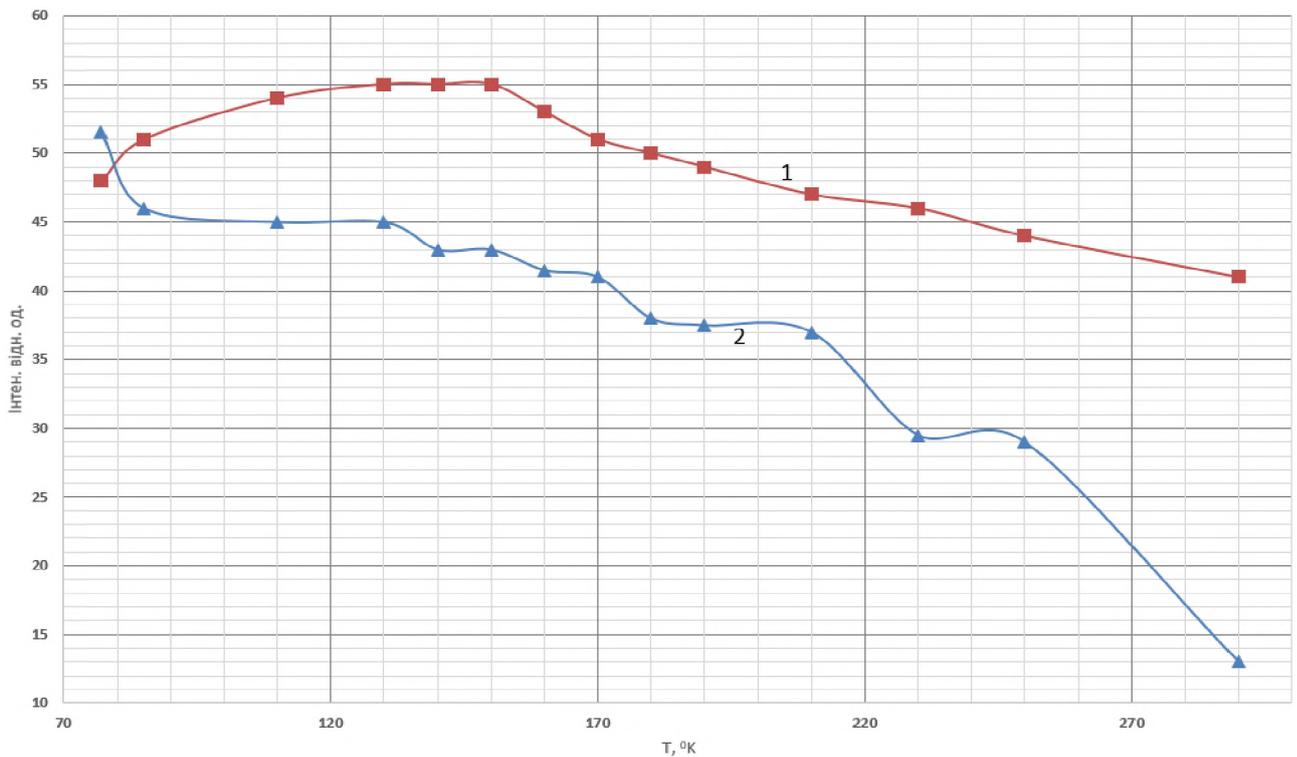


Рис.3.7 Температурна залежність максимального значення інтенсивності свічення 1 - вихідного та 2 - опроміненого ($\Phi=4,92 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) СД InGaN/GaN, $\lambda_{\text{max}}=505 \text{ нм}$

Опромінення також значно посилює дію «ефекта зеленої долини», що проявляється у вигляді різкої зміни температурної залежності інтенсивності випромінювання СД. На рис.3.7 приведені відповідні криві для вихідного та опроміненого зразків. Видно, що у вихідному діоді до $T \leq 130^\circ\text{K}$ триває зростання інтенсивності випромінювання; зумовлене температурним збільшенням концентрації носіїв; у опроміненому – фаза гасіння свічення дефектами поширюється на всю вимірювану область. Таким чином, радіаційні дефекти виконують роль, подібну до кластерів атомів In при формуванні «ефекта зеленої долини»

На рис.3.8, 3.9, зображені прямі та зворотні гілки вольт-амперних характеристик світлодіодів GaP. Видно, що при низьких температурах (90°K) виникають ділянки від'ємного диференційного опору, щодо походження яких остаточної думки досі не вироблено.

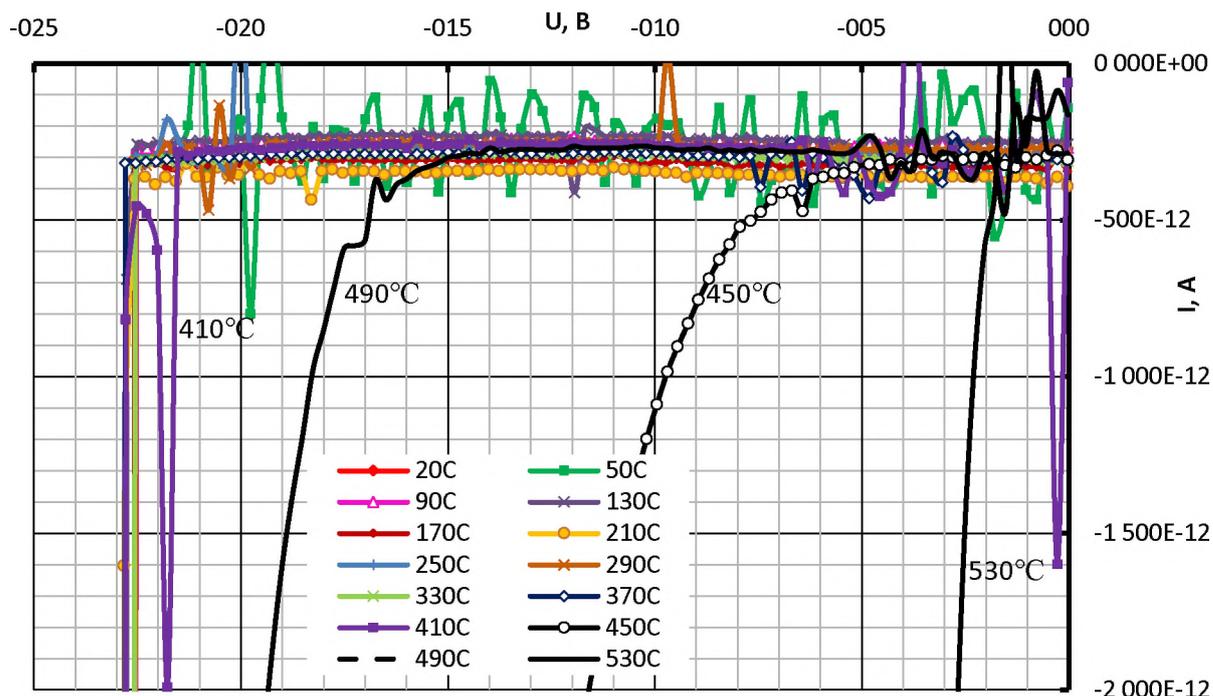


Рис.3.8. Зворотні гілки ВАХ зеленого СД GaP, відпаленого при різних температурах; (температура вимірювання - 77°K)

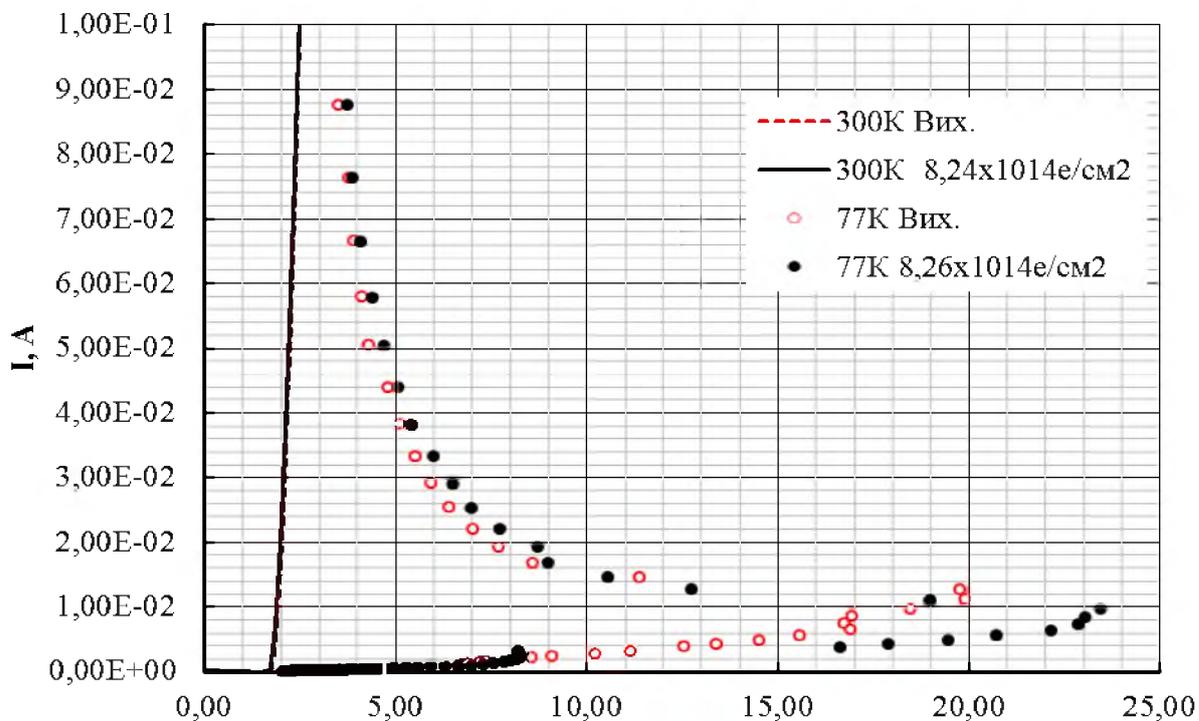


Рис.3.9. Прямі гілки ВАХ вихідних та опромінених СД GaP, зняті при 77°K та 300°K

За аналогією з діодами GaAsP, можна припустити, що існування позитивного оберненого зв'язку і, відповідно, S-подібності на ВАХ, забезпечене формою зонної структури кристалів GaP. В області стабільності – до 410°C залежність пробійної напруги від температури вихідного та опроміненого зразка свідчить, що механізм пробою – лавинного характеру. (рис.3.10)

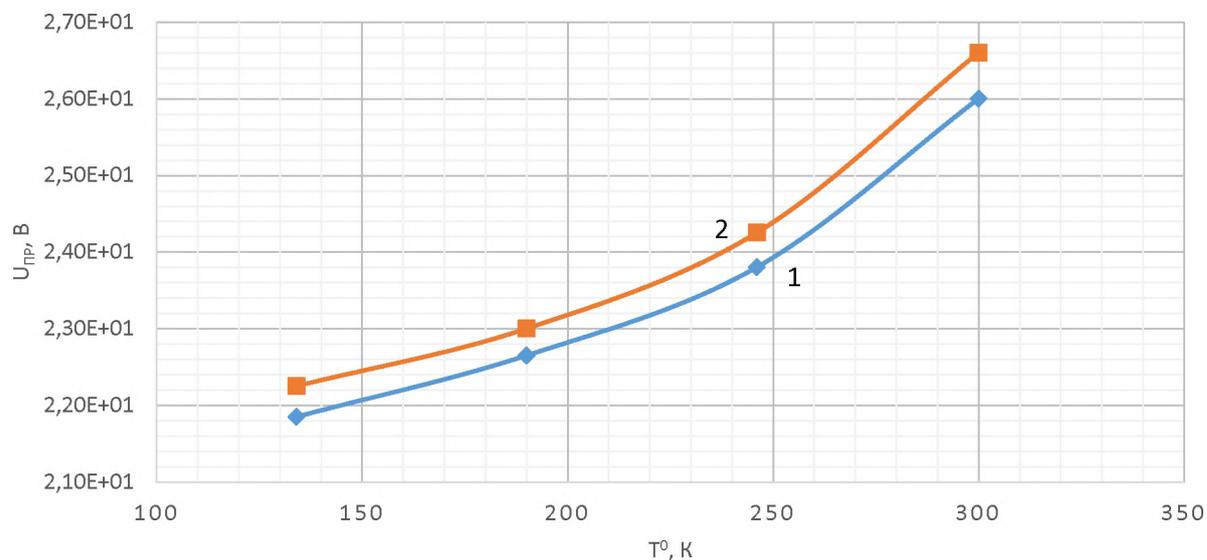


Рис.3.10. Залежність пробійної напруги $U_{пр}$ від температури 1 - вихідного та 2 - опроміненого електронами з $E=2$ MeV, $\Phi=6,5 \cdot 10^{15}$ см⁻²

Окремі відтворювальні пробої (410÷530°C) очевидно у СД GaP пов'язані з формуванням великомасштабних мікроплазм.

Червоним діодам, як вихідним, так і опроміненим, властива температурна деградація; їхня пробійна напруга $U_{пр}$ різко зменшується після $T_{відп.}=250^\circ\text{C}$ (рис.3.11). Дослідження електропровідності монокристалів p-GaP показали, що за падіння $U_{пр}$ діодів несе відповідальність p-область зразка.

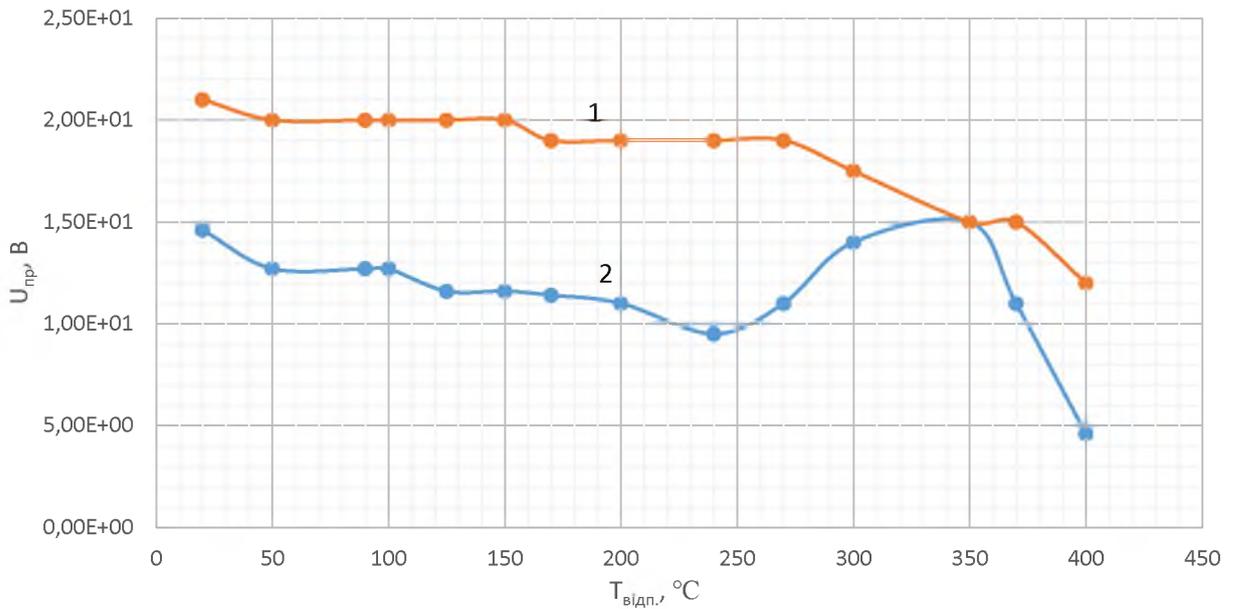


Рис.3.11. Залежність пробійної температури від температури відпалу СД GaP. 1 – опромінений електронами з $E=2$ MeV, $\Phi=8,1 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} , 2 - вихідний

На рис.3.12. показано результати ізохронного відпалу червоного СД, опроміненого нейтронами ($\phi=4 \cdot 10^{15}$ e/cm^2), одержані з ВАХ при $I=0.06$ мА та $U=1.6$ В. Наявність у зразку складних дефектів – областей розупорядкування приводить до виникнення двох стадій відпалу: $300\text{-}450^\circ\text{C}$ та вище 500° . Першій стадії у GaP відповідає дифузія V_p до стоків; другій – розпад областей розупорядкування [83].

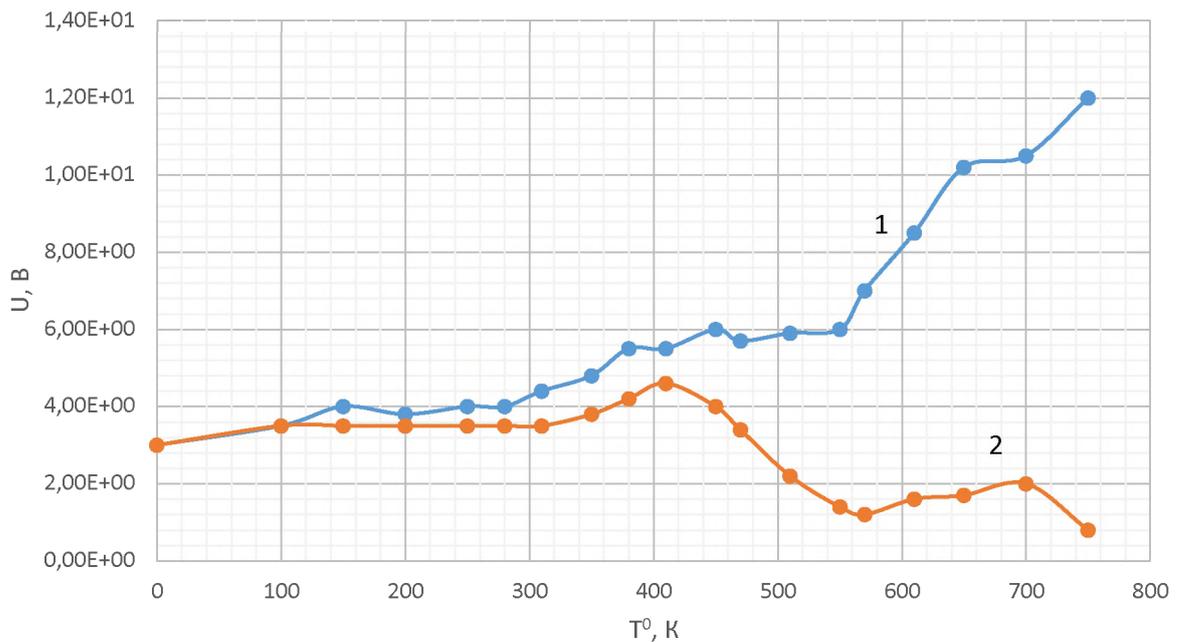


Рис.3.12. Ізохронний відпал СД GaP, опромінених нейтронами, $\Phi=4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, проведений при постійному струмі $I=0,06 \text{ мА}$ (1) та постійній напрузі $U=1,6 \text{ В}$ (2)

Ефективність СД InGaN/GaN незрівнянно вища порівняно з СД GaP ($\eta^{\text{GaP}} \approx 1\%$; $\eta^{\text{InGaN}} = 70\%$). Великі значення квантового виходу нітридгалієвих діодів головним чином зумовлені наноструктурними особливостями будови їхньої активної області. Наявність квантових ям дозволяє накопичувати інжектовані носії заряду у резервуарах, оточених бар'єрними шарами. Таким чином, на відміну від гомопереходів, носії заряду не розтікаються по всій з'єднаній області, де можлива їхня зустріч з безвипромінювальними центрами. Вони зосереджуються у надтонких плівках активного матеріалу, що сприяє підвищенню ефективності випромінювання світлодіодів. Водночас, при збільшенні довжини хвилі вище $\lambda=535 \text{ нм}$, квантовий вихід η починає зменшуватись. На наших зразках ($\lambda_{\text{max}}=505 \text{ нм}$) така тенденція починає спостерігатись вже при $I \approx 2 \text{ мА}$. (рис.3.13)

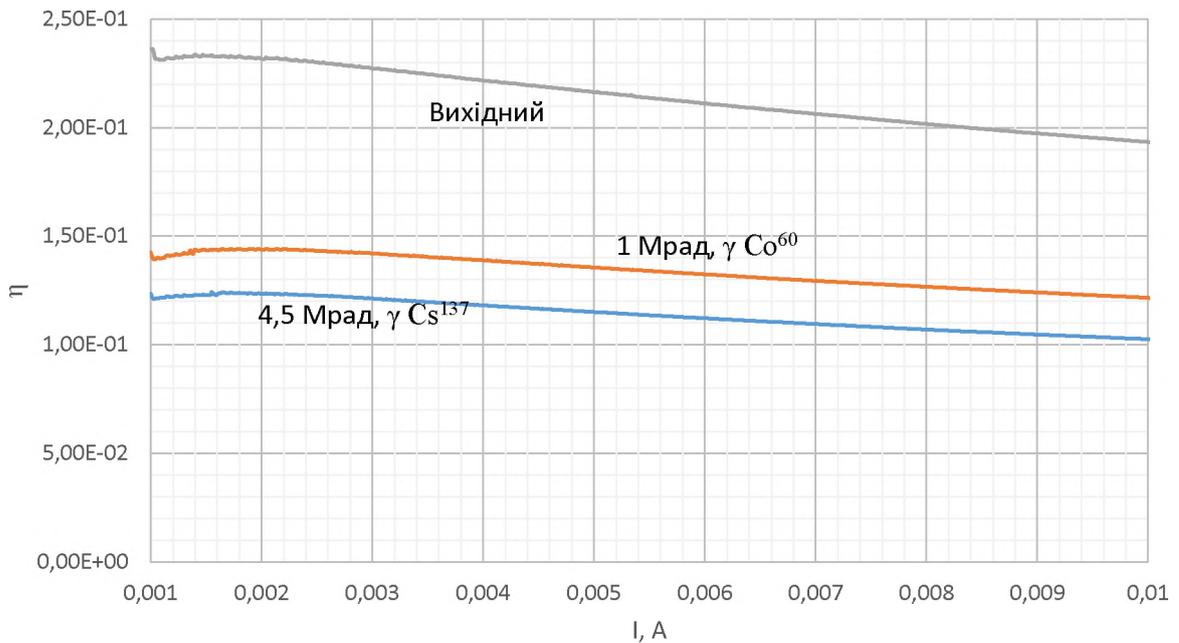


Рис.3.13. Залежність квантового виходу η від струму через СД GaP

У світлодіодах InGaN/GaN проблема, відома як «зелена долина», виникає в основному через різницю у періодах ґратки GaN та активного шару InGaN, яка виникає при спробі збільшити довжину хвилі випромінювання шляхом збільшення концентрації In, що впливає на квантовий вихід (η) СД. Крім того, квантово-обмежений ефект Штарка, який виникає через наявність внутрішньо-поляризаційних полів у кристалах. Він зменшує перекривання хвильових функцій електрона і дірки, що призводить до зменшення імовірності рекомбінації [84].

На рис.3.14, 3.15, 3.16, приведені спектри досліджуваних діодів, зняті при 290°K і різних струмах через зразок ($I=1-20$ мА, $\lambda_{\max}=505$ нм для $I=20$ мА). В області номінальних струмів ($I=10-20$ мА) при 290°K профіль спектрів відхиляється від класичного розподілу Гауса внаслідок виокремлення лінії фононного повторення основної смуги. (рис.3.14)

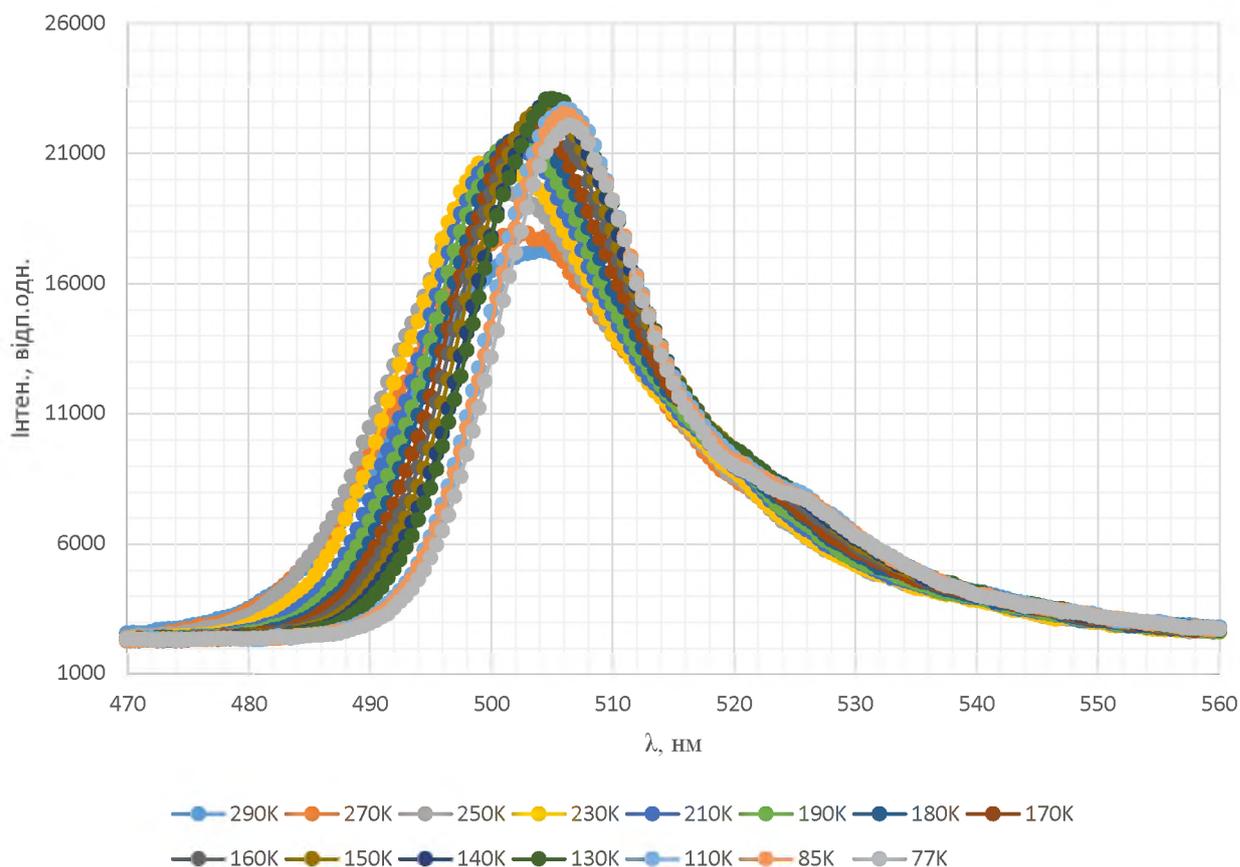


Рис.3.14. Спектри СД InGaN/GaN, зяті при різних температурах діода

Як видно з рис.3.15, 3.16 в області кімнатної і азотної температури на спектрах виразно проявляється ефект «голубого зсуву», менший для 290°K ($\Delta\lambda=4$ нм) і більший ($\Delta\lambda=8,5$ нм) – при 77°K. Виявлений зсув у короткохвильову область – частково наслідок дії квантово-обмеженого ефекта Штарка, а також результат заповнення верхніх рівнів квантових ям у процесі зростання інжекційного струму [5, 6].

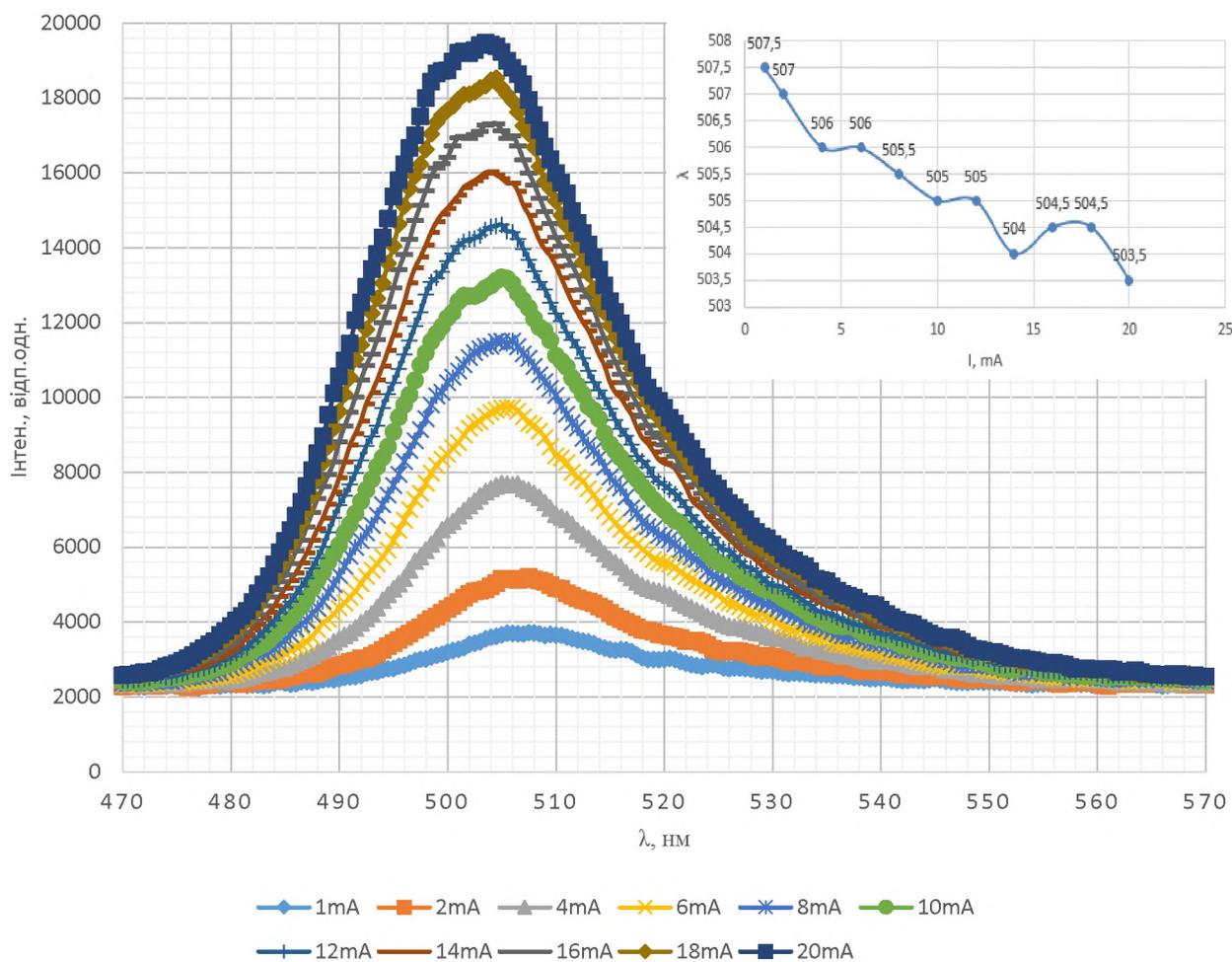


Рис.3.15. Спектри InGaN/GaN, зняті при різних струмах через СД. На вкладці – залежність величини «голубого зсуву» від струму. Температура вимірювання – 300°К

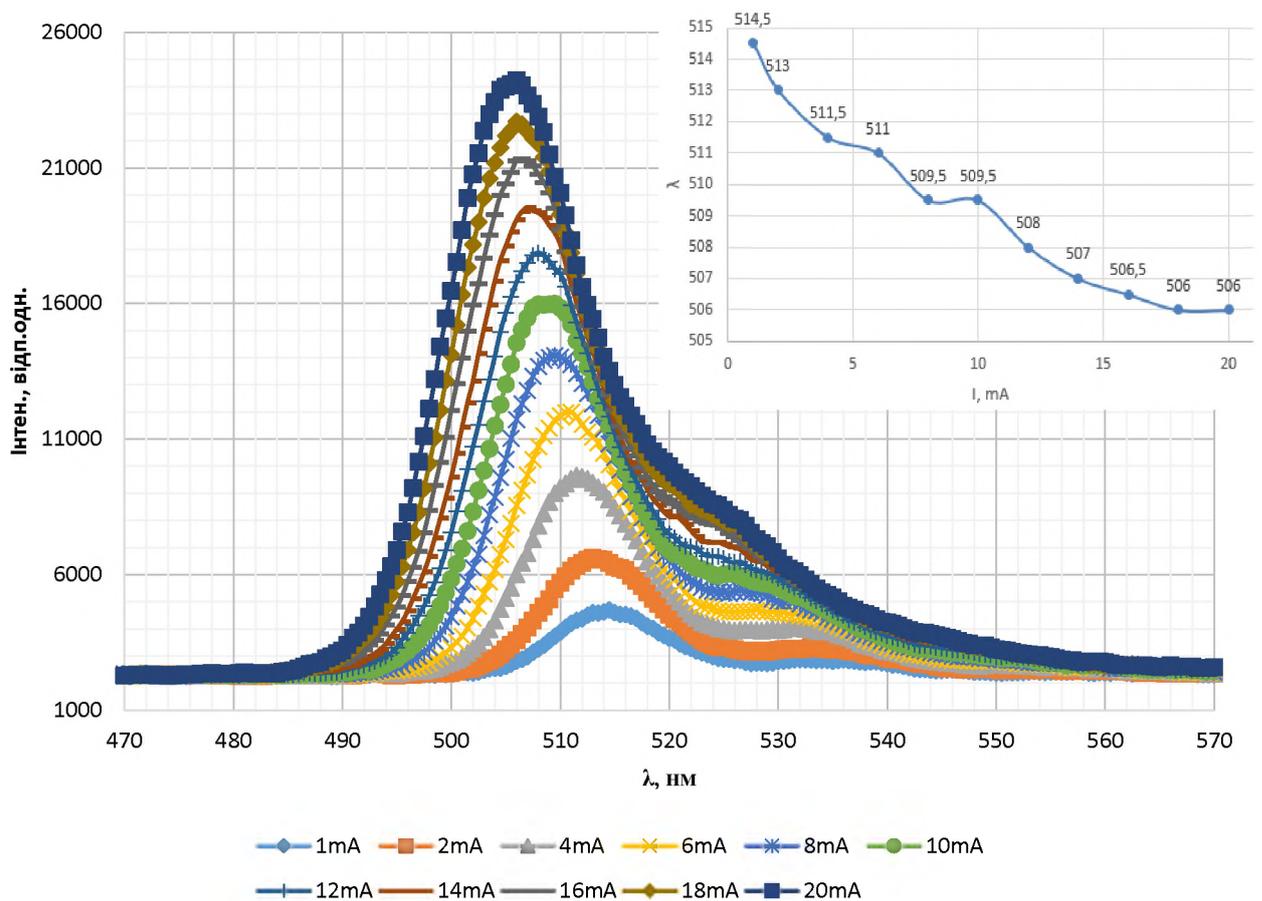


Рис.3.16. Спектри InGaN/GaN, зняті при різних струмах через діод. На вкладці – залежність «голубого зсуву» від струму. Температура вимірювання – 77°K

Висновки до розділу III

Виявлено, що окрім основної лінії випромінювання ($\lambda_{\text{max}}=505$ nm) у СД $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{N}$ при 77°K присутня додаткова смуга з $\lambda_{\text{max}}=525$ nm, можливе походження якої пов'язується з квантуванням енергетичних рівнів КЯ. В області температур, близьких до кімнатної, дублетна структура максимума рекомбінаційного свічення – наслідок формування фононного повторення основної лінії випромінювання.

У межах $I=1\div 20$ mA при 77°K у досліджуваних зразках виникає «голубий зсув» основної лінії на $\Delta\lambda=7.2$ nm, зумовлений квантуванням енергетичних станів нанорозмірної системи; різке падіння квантового виходу після $I=5$ mA –

результат переповнення КЯ та зростання ролі квазібалістичного перенесення нетермалізованих носіїв над ними.

Опромінення електронами з $E=2$ MeV призводить до зменшення інтенсивності свічення СД та падіння їхньої ефективності внаслідок введення глибоких безвипромінювальних рівнів переважно у КЯ; зростання диференціального опору та підвищення бар'єрного потенціалу відбувається у результаті зменшення концентрації носіїв у КЯ.

Розглянуті результати досліджень електрофізичних характеристик вихідних світлодіодів GaP, InGaP/GaN, а також опромінених електронами з $E=2$ MeV, γ -квантами Co^{60} і Cs^{137} .

Введення радіаційних дефектів у СД InGaN електронами і γ -квантами призводить до зменшення інтенсивності випромінювання і, відповідно, зменшення квантового виходу через появу глибоких безвипромінювальних рівнів. Встановлено, що ефективність дії γ -квантів Co^{60} у 1,5 рази вища, ніж γ -квантів Cs^{137} .

І на завершення вважаю доцільним додати, що одержані результати можуть бути використані на практиці при прогнозуванні поведінки СД InGaN/GaN в умовах впливу полів проникної радіації. У першу чергу це стосується зміни величини квантового виходу.

РОЗДІЛ 4. ОСОБЛИВОСТІ СПЕКТРІВ ВИПРОМІНЮВАННЯ ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ УФ СД InGaN

Вступ

Новітні напівпровідникові джерела світла - світлодіоди, володіючи рядом незаперечних переваг перед традиційними – мініатюрністю, високою ефективністю, швидкодією, можливістю одержання з робочими довжинами хвиль у широкому діапазоні – від ІЧ до УФ, повністю витіснили теплові та газосвітні аналоги зі сфери мікро – та оптоелектронної техніки. Процес заміщення у значній мірі також торкнувся виробництва товарів широкого вжитку і побутових пристроїв.

СД стали безальтернативними джерелами випромінювання при створенні моніторів різних видів для систем відображення, зберігання та обробки інформаційних масивів, виготовлення повнокольорових великомасштабних екранів [86-96].

Наразі особливо інтенсивно розвиваються технології одержання, дослідження та застосування СД мікронних розмірів та приладів гібридного типу. У роботі [95] повідомляється про роботу нової неорганічної гібридної наноструктури, яка використовує принцип ефективного непроменевого перенесення енергії між «синіми» множинними мікроямами та «жовтим» полімером. Використання масивів нанодротів InGaN/GaN забезпечує високі оптичні характеристики випромінювання синього кольору, при цьому ефективність непроменевого перенесення енергії сягає 73%.

Подібним СД властивий високий коефіцієнт конверсії, стабільність, добра емісія та можливість виготовлення гнучких дисплеїв.

У роботі [96] повідомляється про одержання точкового джерела RGB тандемного типу, що базується на активних шарах $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}$ (голубе свічення), $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ (зелене) та $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{N}$ (червоне), перспективного для виготовлення моніторів з підвищеною роздільною здатністю.

Висока енергія УФ-квантів зумовлює їхнє іноді дещо специфічне використання, а саме, наприклад, з метою дезактивації вірусу Sars Covid 2. [97]; у роботі [98] наголошується, що СД здатні поліпшувати якість продуктів, впливаючи на активність захисних сил фруктів та овочів, інактивуючи харчові патогени, зменшуючи вміст фенолів і флавоноїдів, стимулювати утворення протиканцерогенів [98]. Вже традиційними стали застосування УФ СД для очищення води, дезінфекції медичних інструментів і ліків, фототерапії, діагностики, полімеризації, у криміналістиці та ін. [64,99].

Опромінення швидкими частинками, як контрольований спосіб введення дефектів певного типу, може сприяти одержанню додаткової інформації про роль порушень структури у формуванні жовтої $\lambda_{2\max}=550\text{nm}$ та червоної $\lambda_{3\max}=770\text{nm}$ смуг спектру випромінювання [54, 96] при оцінці деградаційної константи основної лінії випромінювання $h\nu=370\text{nm}$.

Слід також зауважити, що кількість робіт, присвячених вивченню впливу опромінення на характеристики СД InGaN з квантовими ямами – значна. Для прикладу можна назвати лише опубліковані відносно недавно [35,100,101]. Водночас число статей, де досліджуються опромінені УФ СД InGaN, вкрай обмежене [102].

Експеримент

Досліджувались серійні ультрафіолетові світлодіоди із КЯ, виготовлені на основі твердого розчину $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x\leq 0,1$) з епоксидною лінзою, яка в разі потреби – зшліфовувалась.

Спектри електролюмінесценції вимірювались за допомогою автоматизованого комплексу, зібраного на базі монохроматора МДР, та портативним спектрометром StellarNet Inc. в межах температур $77\div 300^\circ\text{K}$ і струмів $10\ \mu\text{A}\div 20\ \text{mA}$.

Вольт-амперні характеристики СД знімалися сконструйованим для цієї мети пристроєм, керованим комп'ютером. Інтервал вимірювальних струмів становив $10^{-10} \div 10^2$ А у межах $77 \div 300^\circ\text{K}$.

Опромінення електронами з $E=2$ МеВ відбувалося при кімнатній температурі завдяки інтенсивному повітряному охолодженню.

Використані нами дози опромінення не спричиняли помітного зменшення оптичного пропускання лінзи, яке потрібно було б урахувувати.

Результати

Спектр випромінювання досліджуваних СД при 300°K складається з трьох смуг із максимумами $\lambda_{\text{max}}=370$ нм (УФ), $\lambda_{\text{max}}=550$ нм (жовта) та $\lambda_{\text{max}}=770$ нм (червона). Положення двох останніх на рис.4.1 показано стрілками.

Основною слід вважати інтенсивну УФ-смугу з напівшириною $\Delta\lambda=16$ нм, зумовлену випромінюванням квантових ям; на рис.4.2 вона показана разом із функціями розподілу Лоренца і Гауса, побудованими на основі використання основних параметрів експериментальної кривої - напівширини та інтенсивності у максимумі, згідно (4.1)

$$F_{\text{л}}(\nu) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}; \quad \Gamma - \text{напівширина лінії Лоренца},$$
$$F_{\text{н}}(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \cdot \delta\nu} e^{-\frac{(\nu - \nu_0)^2 \ln 2}{(\delta\nu)^2}}; \quad \delta\nu - \text{напівширина лінії Гауса}$$
(4.1)

Видно, що експериментальна крива добре узгоджується з обома розподілами.

Винятком може бути лише деяка відмінність в області «крил», яка існує внаслідок специфіки двох теоретичних розподілів.

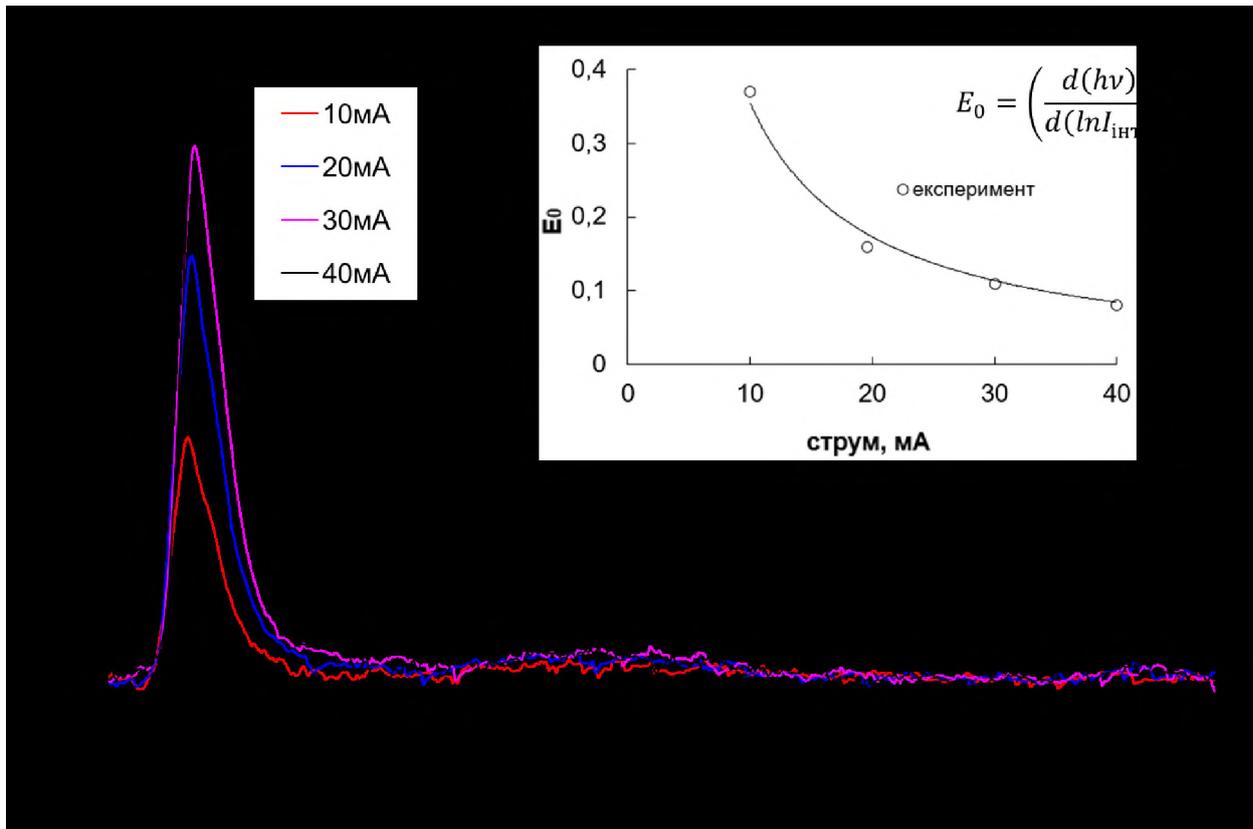


Рис.4.1. Спектральний розподіл інтенсивності свічення УФ - діода InGaN (T=300K, I=10, 20, 30, 40mA). На вкладці – залежність параметра E_0 від струму

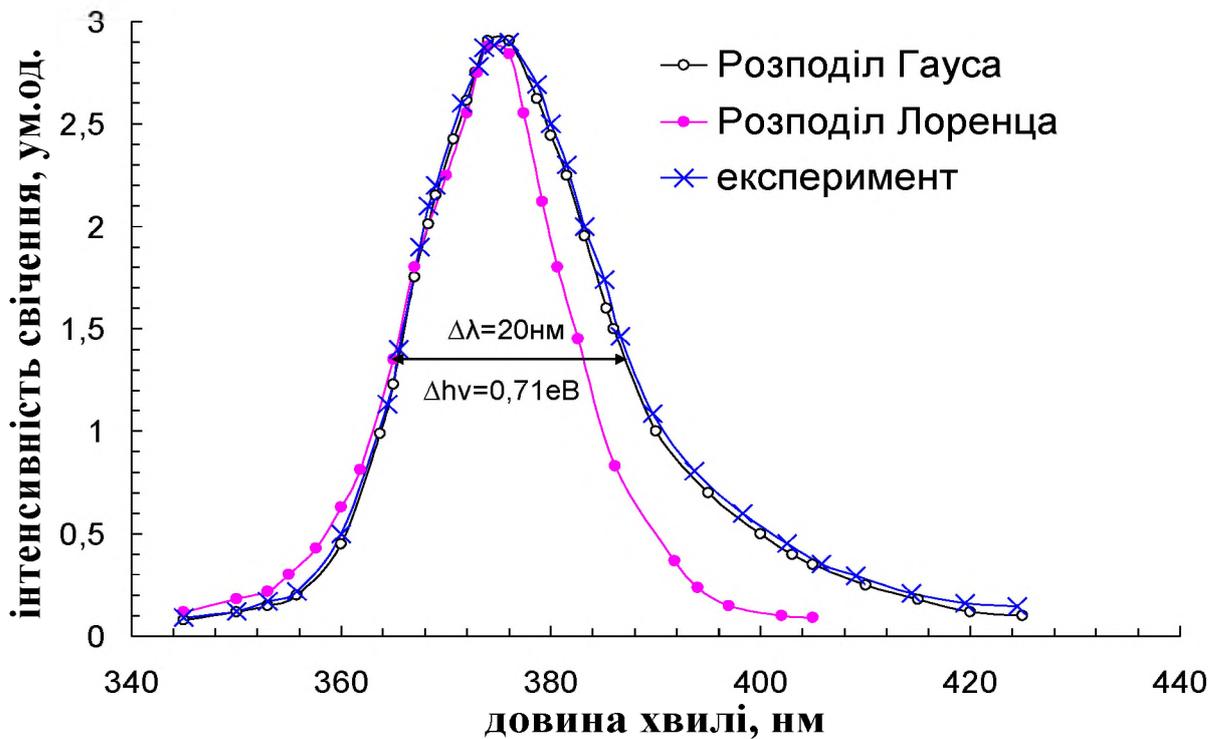


Рис.4.2 Розподіл інтенсивності свічення УФ СД InGaN

За нахилом спектральної лінії в області великих енергій квантів можна оцінити верхню межу температури носіїв струму T_e в області р-п-переходу.

$$\frac{d(\ln I_{lum})}{d(h\nu)} \sim -\frac{1}{kT_e}; K - \text{постійна Больцмана}$$

Для наших зразків при номінальному струмі $I=20$ мА вона становить 252°C і близька до $T_e=221^\circ\text{C}$ для голубих СД InGaN.

Значне перевищення обох одержаних величин над кімнатною температурою зумовлене доданням бар'єру р-п – переходу в першу чергу високоенергетичними носіями.

Нахил низькоенергетичної частини профілю лінії - один із основних параметрів двовимірної феноменологічної моделі активної області герероструктури з комбінованою густиною станів

$$N^{2D}(h\omega, E_g^*, E_0) = \frac{N_0^{2D}}{1 + \exp\left(-\frac{h\omega - E_g^*}{E_0}\right)},$$

де вплив флуктуацій потенціала враховано введенням експоненційної функції падіння [103].

У нашому випадку зростання інжекційного струму супроводжується зменшенням параметра E_0 (рис.4.1), що, в свою чергу, призводить до збільшення N^{2D} . Отже квазірівні Фермі, рухаючись у бік відповідних зон, потрапляють в область більшої щільності станів у хвостах їхнього розподілу. При цьому, як показано у роботі [104, 105], спостерігається падіння ефективності емісії фотонів внаслідок зростання внеску безвипромінювальної рекомбінації через глибокі рівні хвостів зон.

При 77°K на спектрах виникає тонка структура (рис.4.3) з головним максимумом при $\lambda_{\text{max.}}=376$ нм та двома бічними з $\lambda_{\text{max.}}=368$ нм і $\lambda_{\text{max.}}=386$ нм, відстань між якими близька до енергії оптичного фонона – 80 меВ у GaN.

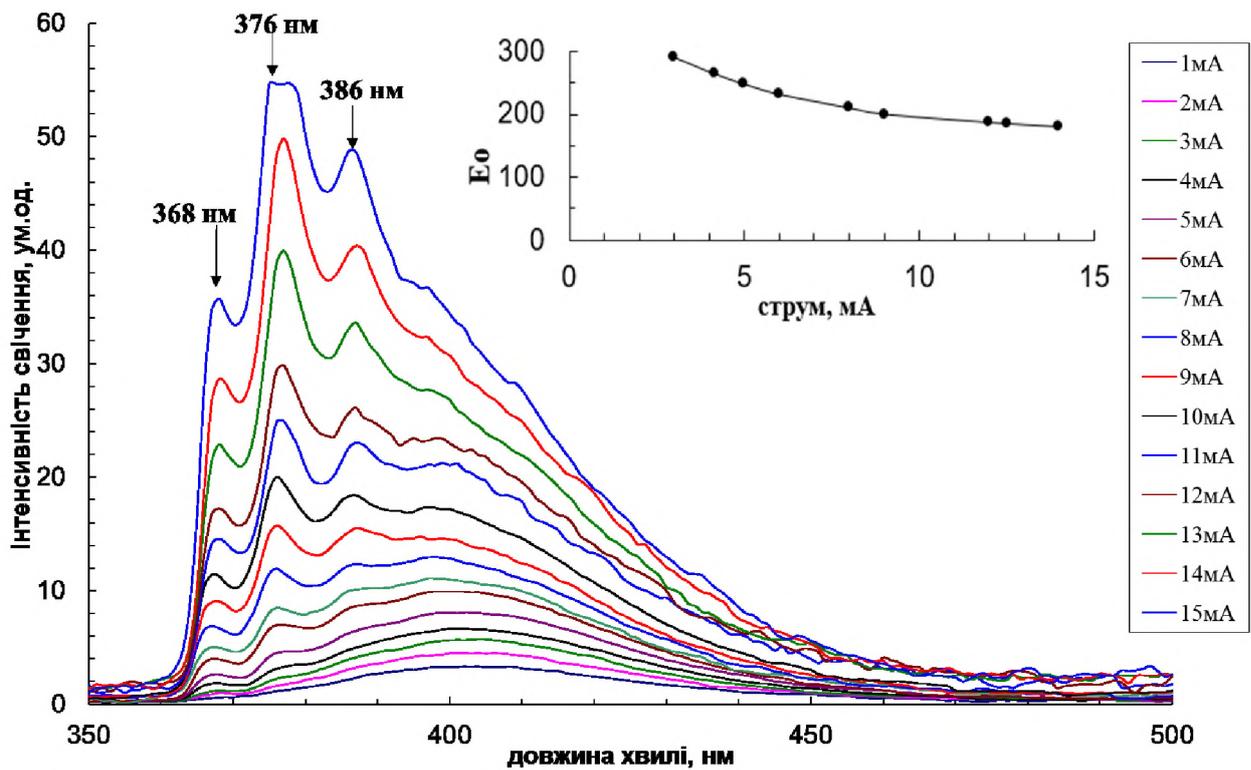


Рис.4.3. Основна УФ смуга випромінювання InGaN світлодіода (T=77°K, I=1÷15мА)

Основний недолік ультрафіолетових СД – присутність у спектрі випромінювання окрім основної з $\lambda=370$ нм ліній значно меншої інтенсивності - жовтої ($\lambda=550$ нм) та червоної ($\lambda=770$ нм), котрі погіршують спектральну «чистоту» свічення діода. Їхнє походження пов'язане зі структурними дефектами матеріалу.

Стосовно жовтої – більшість авторів схиляється до висновку, що у всіх зразках GaN n-типу вона виникає у результаті переходів із С-зони, чи мілких донорних рівнів на глибокі акцептори з енергіями іонізації 0,8-0,9 еВ, які найімовірніше багатократно заряджені і містять комплекси з V_{Ga} [54, 64]. Висловлюється думка, що відповідальність за неї можна покласти на комплекси V_{Ga} з атомом заміщення; до її формування можуть бути причетними також комплекси з вуглецем, або ж окремі атоми С.

Незважаючи на значне число робіт, присвячених цій темі, досі не існує єдиного погляду на локалізацію дефектів, що спричиняють жовте свічення - у об'ємі, чи на поверхні.

У наших зразках жовта смуга в межах $I=0,2-2$ мА має вигляд симетричної кривої Гаусового профілю з напівшириною $\Gamma=96$ нм. і максимумом $h\nu_{\max}=550$ нм (рис.4.4). Залежність інтенсивності випромінювання від величини струму – майже лінійна (рис.4.4 вставка).

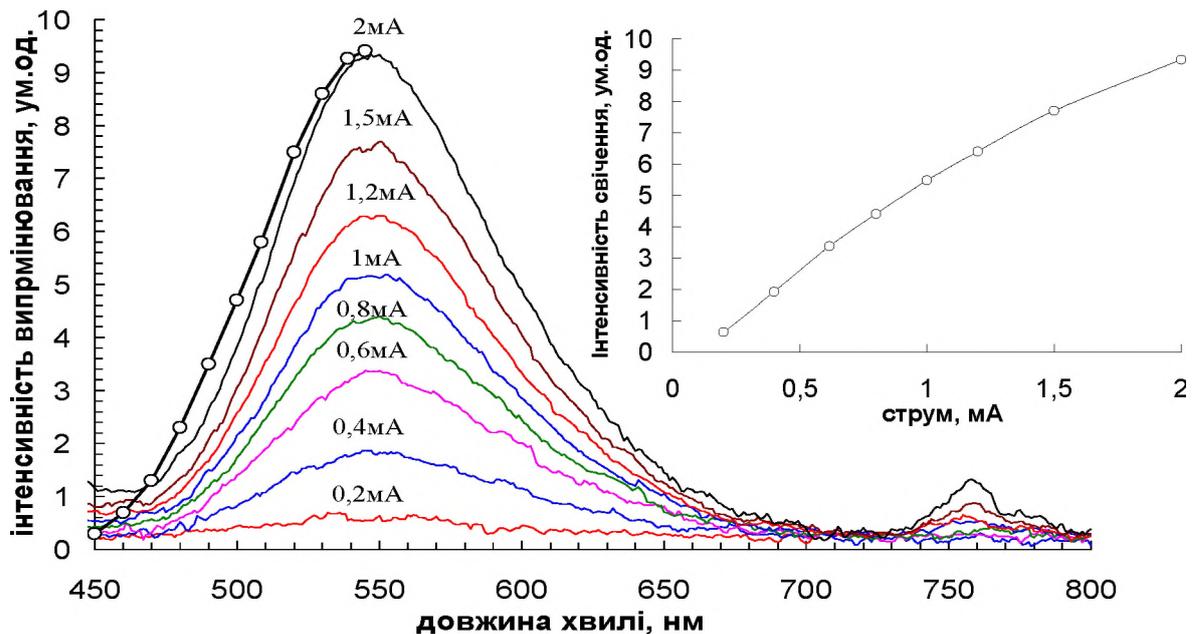


Рис.4.4 Жовта смуга випромінювання УФ світлодіода 300К. Γ – (- o -) розподіл Гауса

Параметр E_0 , визначений з нахилу низькоенергетичної частини смуги, як і для основної УФ-смуги, зі збільшенням струму через діод також зменшується, (рис.4.3), що еквівалентно зростанню комбінованої густини станів N^{2D} , зумовленому переміщенням квазірівнів Фермі [104,105].

Червона смуга ($\lambda_{\max}=770$ нм) при $I=2$ мА за інтенсивністю в 7,1 раз слабкіша жовтої; профіль – близький до Гаусового. Коли величина струму сягає $I=40$ мА, вона стає різко асиметричною з напівшириною $\Gamma=35$ нм і значно відрізняється від розподілу Гауса, що можна трактувати, як наслідок впливу

дефектів на її форму; порівняно з основною УФ-лінією він проявляється доволі істотно, рис.4.5а).

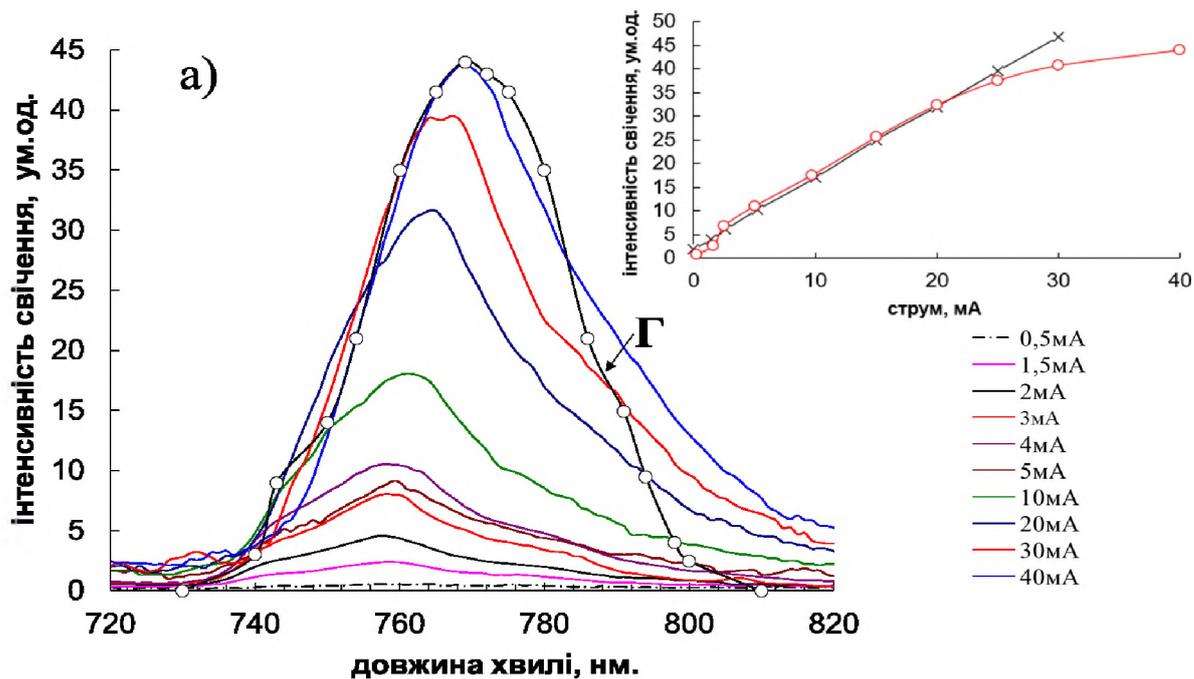


Рис.4.5 (а) Червона смуга випромінювання УФ світлодіода $T=300\text{K}$, Γ – (- о -) розподіл Гауса. На вставці показана залежність інтенсивності випромінювання від струму (x- розрахунок, -о- експеримент)

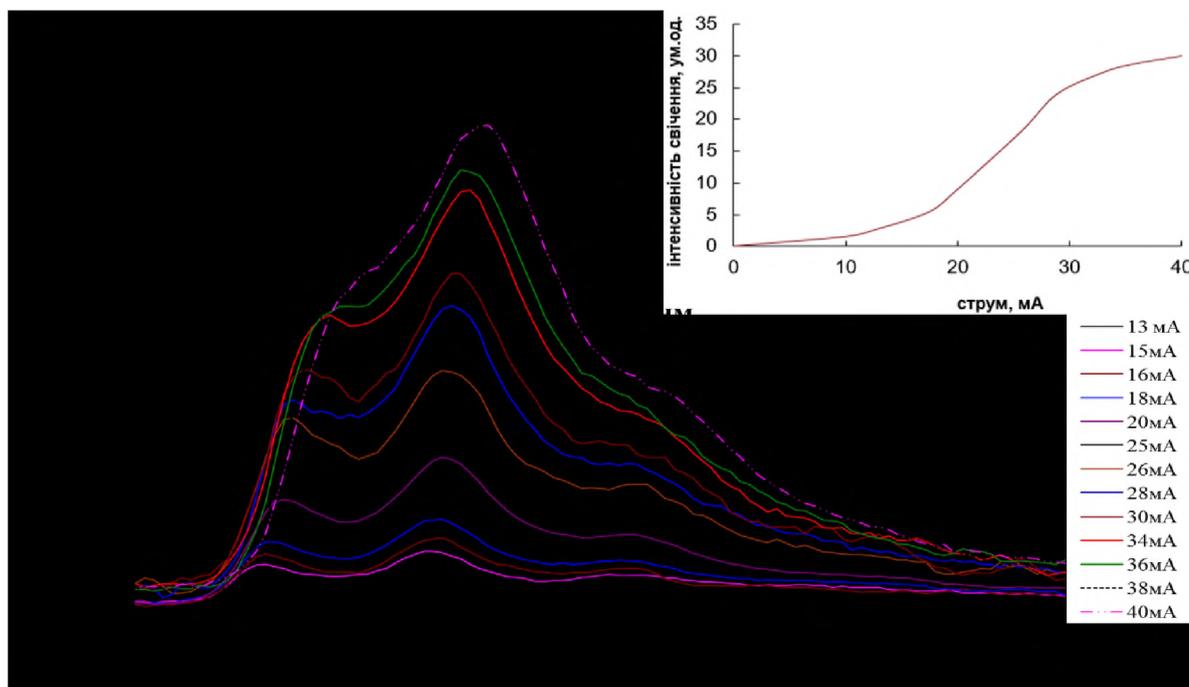


Рис.4.5 (б) Червона смуга УФ світлодіода $T=77\text{K}$. На вставці показана залежність інтенсивності випромінювання від струму

Не виключено, що причина відмінності – у походженні випромінювання. Якщо УФ-лінія – результат свічення квантових ям, то у формуванні червоної смуги можуть приймати участь дефекти різного виду, в тому числі і локалізовані у бар'єрах GaN вище V – зони на $1,2 \div 1,3$ eV [54].

При великих струмах ($I=40$ mA) стає помітним «червоний зсув» ($\Delta\lambda=10$ nm), зумовлений зміною E_g кристала внаслідок його нагрівання.

При низьких температурах (77°K) широкий максимум $\lambda=750$ nm (300°K) розщеплюється на три $\lambda_{1\text{max}}=736$ nm, $\lambda_{2\text{max}}=753$ nm та $\lambda_{3\text{max}}=774$ nm. (Їхнє положення оцінено за спектром, знятим при $I=20$ mA, рис.4.5б).

Основним очевидно слід вважати випромінювання з $\lambda=753$ nm; два інших максимуми зміщені відносно головного на $\Delta E_1=38,2$ meV та $\Delta E_2=41,9$ meV, їх можна трактувати, як фононні репліки основного [106].

Залежність інтенсивності свічення від величини струму через діод в інтервалі від нульового до номінального ($I=20$ mA) майже лінійна

$$I = BI^{0,9}, \quad \text{де } B = 2,2$$

для кімнатної температури і значно складніша – при 77°K , де про лінійність можна говорити лише $I=20 \div 35$ mA (рис.4.5 б, вставка)

Опромінення електронами з $E=2\text{MeV}$ супроводжується падінням інтенсивності свічення всіх трьох смуг, що свідчить про введення безвипромінювальних рівнів як у бар'єри GaN, так і в активні області КЯ – тверді розчини InGaN. На рис 5.6а,б показані спектри вихідного та опроміненого ($\Phi=5,74 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$) діода, зняті при 77°K та різних струмах.

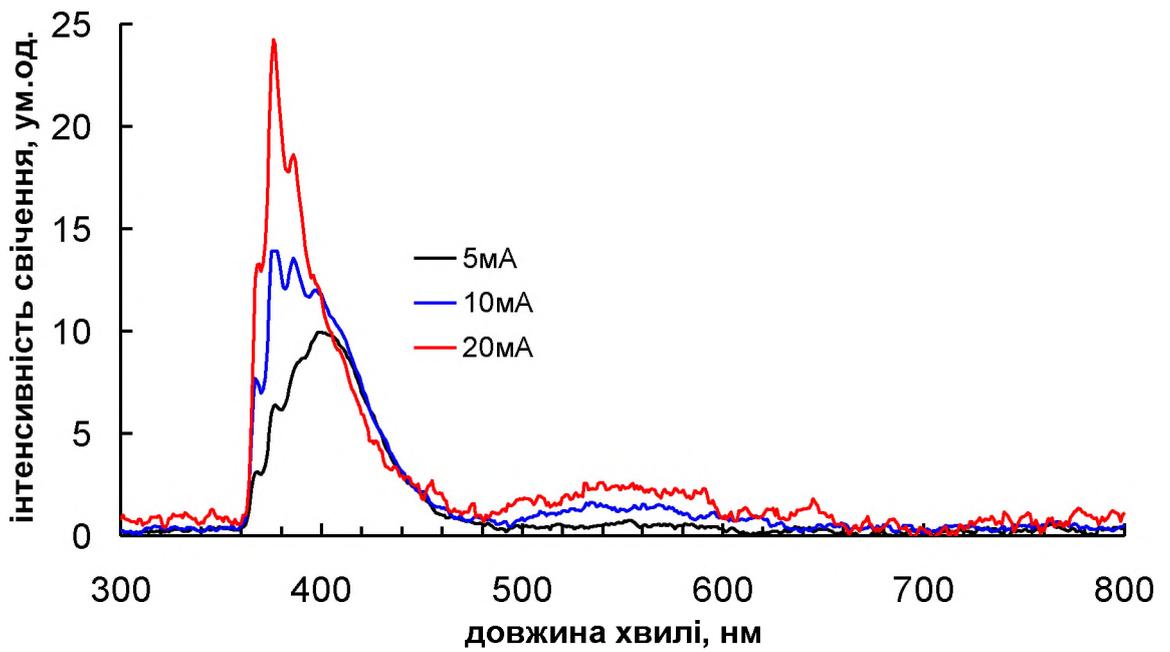


Рис.4.6 (а) Спектр вихідного уф світлодіода InGaN при $T=77^{\circ}\text{K}$, струм 5, 10, 20мА

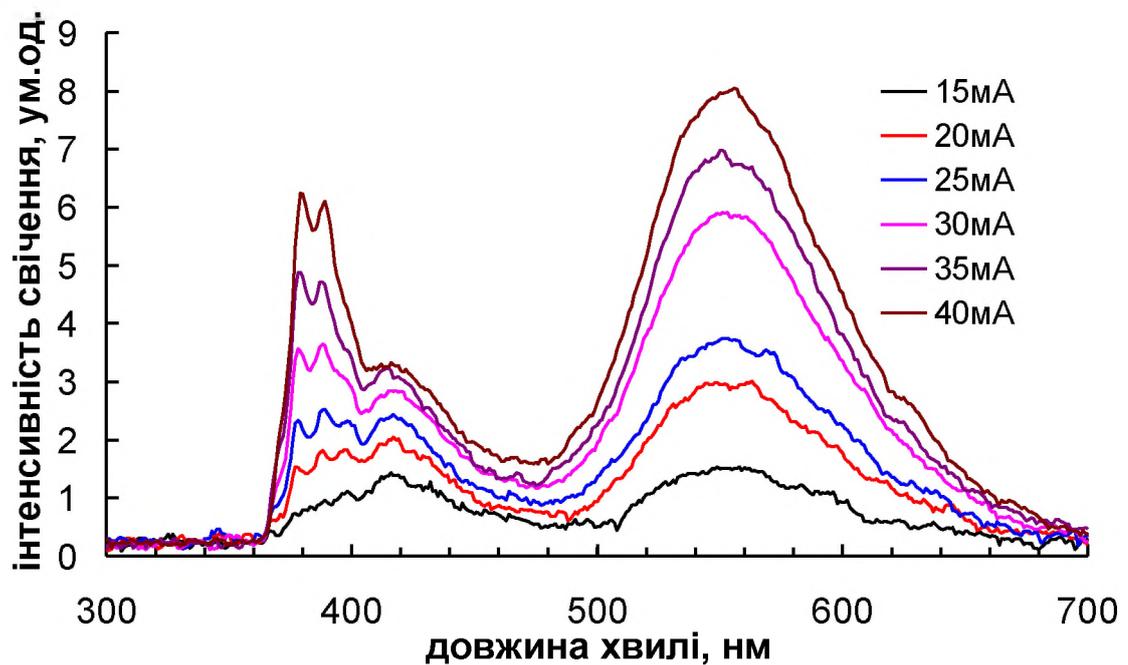


Рис.4.6 (б) Спектр свічення опроміненого електронами ($\Phi=5,74 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$) УФ світлодіода InGaN при $T=77^{\circ}\text{K}$, струм 15, 20, 25, 30, 35, 40 мА

На рис.4.7 вони зображені в однаковому масштабі. З рис.4.6 «б» видно, що у спектрі опроміненого діода на фоні загального падіння інтенсивності свічення

квантової ями $\lambda_{\max}=375$ нм виникає додатковий максимум $\lambda_{\max}=420$ нм, зумовлений введенням радіаційних порушень структури, найімовірніше у шар InGaN. Отже, водночас із введенням при опроміненні переважного числа безвипромінювальних рівнів у матеріал квантової ями, виникає певна кількість дефектів, які служать центрами випромінювання з $\lambda_{\max}=420$ нм.

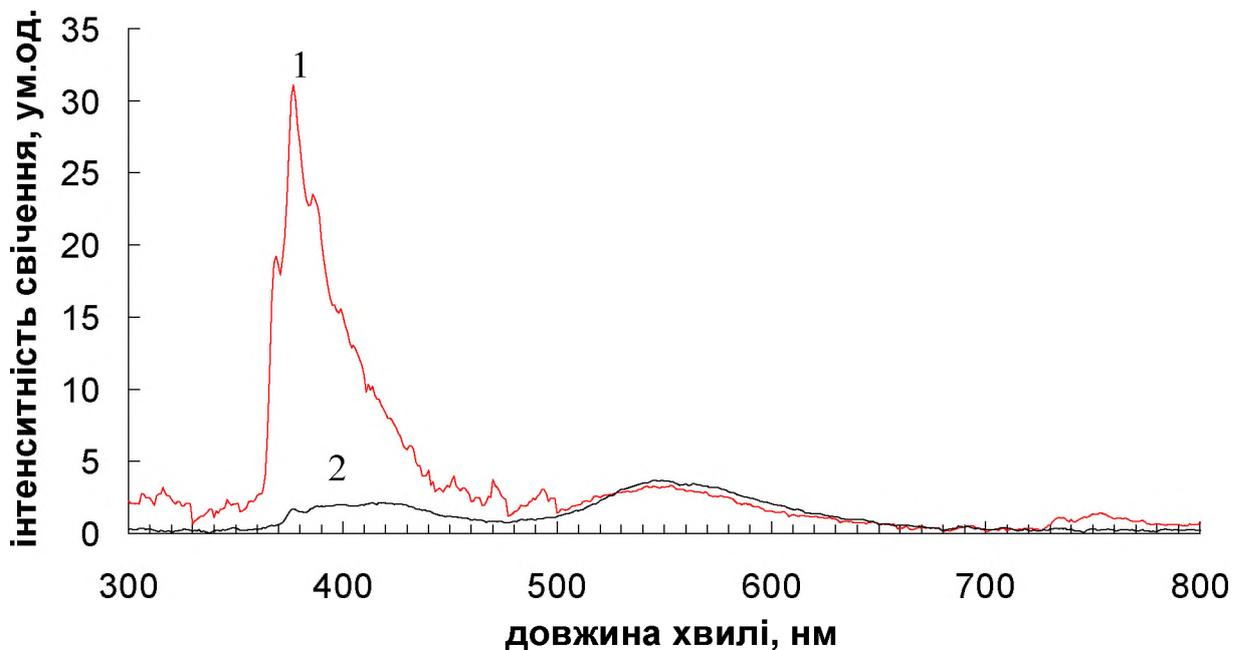


Рис.4.7 Спектри випромінювання вихідного – (1), та опроміненого електронами ($\Phi=5,74 \cdot 10^{14} \text{см}^{-2}$) – (2) УФ світлодіода InGaN при $T=77^\circ\text{K}$, ($I=20$ мА)

Дозна залежність найчутливішої до радіації УФ-смуги - близька до експоненційної. Вища порівняно з іншими двома смугами радіаційна стійкість жовтої очевидно свідчить, що її джерелом можуть бути комплекси з вуглецем.

Висновки до розділу IV

Спектр випромінювання досліджуваних УФ СД, вирощених на основі розчину

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x=0,1$), складається з трьох ділянок $\lambda_{1\text{max}}=370$ нм, $\lambda_{2\text{max}}=550$ нм, $\lambda_{3\text{max}}=770$ нм; – перша з них, найінтенсивніша УФ – смуга, дві останні - жовта та червона майже на порядок слабкіші.

УФ – свічення зумовлене міжрівневими переходами в області КЯ; дві інші лінії – дефектного походження; Профіль їхньої високоенергетичної частини добре узгоджуються з класичними розподілами Лоренца і Гауса. За нахилом високоенергетичного крила УФ – випромінювання зроблена оцінка верхньої межі температури носіїв струму T_e у межах р - n -переходу. При номінальному робочому струмі $I=20$ мА вона становить приблизно 252°C ; її велике значення порівняно з кімнатною пов'язано з доланням бар'єрного поля першочергово високоенергетичними носіями.

Зменшення параметра E_0 моделі активної області гетероструктури при зростанні рівня інжекції зумовлене входженням квазірівня Фермі в область більшої щільності хвостів густини станів i , відповідно, зменшенням інтенсивності випромінювальної рекомбінації.

Розщеплення максимума УФ випромінювання при 77°K виникає як наслідок повторення основної лінії 370 нм за участю фонона з $E_\phi=80$ меВ; подібна особливість стосується також червоної смуги $E_\phi=38,2$ меВ та 41,9 меВ.

Опромінення електронами з $E=2$ МеВ СД InGaN/GaN приводить до падіння інтенсивності всіх трьох ліній у результаті введення безвипромінювальних рівнів як у активні області InGaN , так і у бар'єри GaN . На фоні загального зменшення інтенсивності рекомбінації виникає додатковий максимум з $\lambda_{\text{max}}=420$ нм, спричинений присутністю у зразку дефектів радіаційного походження.

РОЗДІЛ 5. НЕГАТИВНИЙ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИЙ ОПІР І СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ ЕЛЕКТРОНАМИ (з $E=2$ MeV) СВІТЛОДІОДІВ $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$

1. Вступ

Виникнення від'ємного диференціального опору у схемі можливе в умовах наявності позитивного оберненого зв'язку між виходом і входом чотирьохполюсника, коли частина потужності вихідного сигналу подається на вхід пристрою. У разі співпадіння фаз обох сигналів обернений зв'язок одержав назву позитивного.

За формою вольт-амперні характеристики поділяють на N- та S-подібні (рис.5.1, 5.2). У другому випадку величина від'ємного нахилу кривої $I(V)$ дозволяє визначити від'ємну диференціальну провідність. Початок переходу на ВАХ у стан ВДО, чи ВДП, зазвичай звать «точкою зриву» (рис.5.1, 5.2).

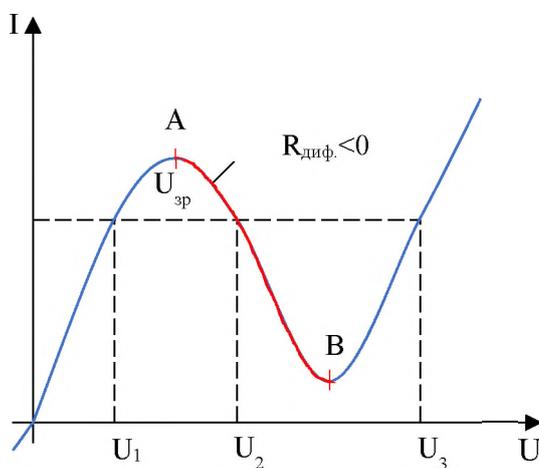


Рис.5.1. Вольт-амперні характеристики світлодіодів N-типу.

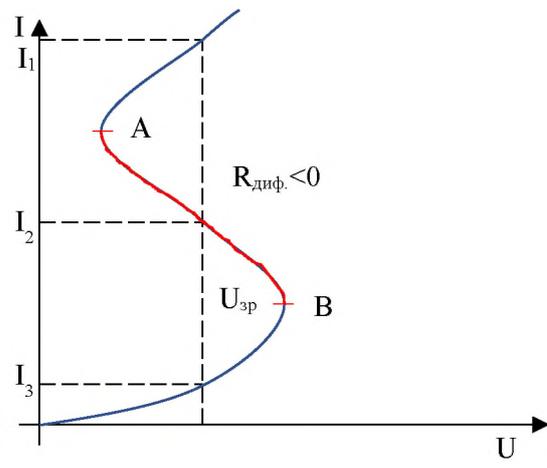


Рис.5.2. Вольт-амперні характеристики світлодіодів S-типу. В – точка зриву.

Зростання інтенсивності сигналу на ділянці ВДО у S-діодах відбувається за рахунок дії струмової компоненти, переданої по лінії оберненого зв'язку. Тому

такий прилад звать «пристроєм, керованим струмом». Відповідно N-діод одержав назву приладу, керованого напругою [107, 108].

Діод S-типу можна використовувати, як високонадійне і контрольоване джерело світла, а також у ролі малогабаритного вимикача струму, чи низьковольтного ($U=0,5$ В) приладу з надвисоким відношенням пікового та мінімального струмів [109]

Ефект виникнення ВДО автори [110] використали для вирощування квантових приладів – потужних низьковольтних органічних елементів пам'яті та логіки. Одержані полімерні тунельні діоди, у яких ВДО ділянки – результат тунелювання через оксидні центри у шарах TiO_2 .

Автори [111] пропонують прилад з ВДО, який формується на контактах.

У роботі [112] наголошується на широкому використанні діодів із ВДО у ролі мікрохвильових підсилювачів, високошвидкісних перемикачів, елементів пам'яті, а також у ЗВЧ – схемах.

Природа ефекту виникнення ВДО розглядається в оглядовому повідомленні [113], де основна увага зосереджується на його застосуванні – конструюванні швидкісних перемикачів, елементів пам'яті у напівпровідникових тонких плівках, транзисторах зі змінним бар'єром метал – оксид – нітрид – напівпровідник.

У роботі [114] повідомляється про результати дослідження надлінійної інжекції носіїв.

Повідомляється також [115] про розробку нового класу приладів з N – подібними ділянками на ВАХ, головна особливість яких – можливість застосування для попередження теплового пробою, захист від скачків струму і напруги вхідних і вихідних кіл.

В останні роки окрім робіт загального характеру [116-119] опубліковані статті, в яких розглянуто використання базового матеріалу – твердого розчину GaAsP для вирощування наноструктур та компонентів сучасної мікроелектронної техніки [120], нанодротів та сонячних елементів [121-124].

Із приведеного вище огляду робіт, виконаних за останні півтора

десятиліття, видно, що основна зацікавленість авторів стосується переважно використання приладів, одержаних на основі твердого розчину GaAsP. Число публікацій та різноманітність напрямків досліджень свідчать про актуальність тематики, пов'язаної з вивченням властивостей простих і дешевих гомоперехідних p-n-структур.

Очевидним і нагальним наразі слід вважати важливе питання радіаційної стійкості досліджуваних об'єктів, враховуючи можливість їхнього застосування в умовах підвищених рівнів радіаційної небезпеки, створених джерелами як наземного, так і космічного походження.

Стійкість СД до опромінення визначається переважно коефіцієнтом пошкодження часу життя неосновних носіїв заряду K_{τ} ; саме для СД GaAsP число робіт, присвячених визначенню цього параметра, доволі скромне [43,67,71,125-127].

Автори [67], порівнюючи результати електронного опромінення ($E_{\text{ел.}}=30$ MeV) СД GaP та GaAsP, одержали $K_{\tau}^{\text{GaP}}=2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ $K_{\tau}^{\text{GaAsP}}=3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ ($x=0,3 \div 0,9$). У роботі [125], виконаній пізніше, підтверджено факт вищої радіаційної стійкості СД^{GaAsP} порівняно з СД^{GaP}. Прикметно також, що зістарені попередньо зразки не зменшують своєї чутливості до радіації[126], останнє слід враховувати при проектуванні засобів обробки та передачі інформації колами оптоволоконного зв'язку.

Аномально високими виявляються коефіцієнти пошкодження часу життя при нейтронному опроміненні навіть після не надто великих доз ($\Phi=10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $K_{\tau}^{\text{GaAsP}}=10^{-5} \div 10^{-6} \text{ см}^{-1}$) [43].

Очевидно, що причина малої радіаційної стійкості СД InGaN – введення нейтронами областей розупорядкування.

У роботі [71] наведені результати досліджень впливу γ -квантів, χ -променів та нейтронів на елементи оптоелектронної техніки. Виявлено падіння потужності, зростання порогових струмів і водночас, виникнення позитивного ефекту - падіння струмів обтікання. Для підвищення радіаційної стійкості СД автори рекомендують мінімізувати вихідні значення τ_0 і використовувати СД у

режимі великих струмів.

Застосування електронних пучків у ролі технологічного інструмента здійснюється у більшості випадків, коли $E_{\text{ел.}}=1\div 2$ МеВ. Наслідки такого опромінення приведено у [127]; одержано також значення K_{τ} , необхідне для планування циклу радіаційно-термічної обробки ($K_{\tau}^{\text{GaAsP}}=10^{-9}$ см² с⁻¹ – для помаранчових СД; $K_{\tau}^{\text{GaAsP}}=10^{-9}$ см² с⁻¹ – для жовтих)

Вплив радіаційних дефектів на електрофізичні та оптичні характеристики СД GaAsP наразі вивчено недостатньо. Тому головними задачами виконаної роботи були проведення оцінок їхніх радіаційно – деградаційних змін, одержання спектральних параметрів ліній випромінювання та величин, які визначають експлуатаційні характеристики вихідних і опромінених діодів.

2. Експеримент

Досліджувались вихідні та опромінені електронами з $E=2$ МеВ жовті та помаранчеві світлодіоди $\text{GaAs}_{0.7}\text{P}_{0.3}$, леговані N. Залежність інтенсивності свічення СД від струму у межах $I=5\div 70$ мА вимірювалося за допомогою спектрометра Green-Wave (350-1150 нм). Величина квантового виходу η визначалася при кімнатній температурі.

Завдяки потужному повітряному охолодженню, температура зразків не перевищувала кімнатну; опромінення електронами з $E=2$ МеВ здійснювалося в імпульсному режимі. Вольт-амперні характеристики СД знімалися у межах $77\div 300$ °К за допомогою автоматичного пристрою у режимах генератора струму та генератора напруги.

3. Результати

На рис.5.3, 5.4 показані ВАХ жовтого діода, побудовані у режимі генератора струму, лінійному (рис.5.3) та напівлогарифмічному масштабі (рис.5.4); ВАХ рисунка 5.5 зняті у режимі генератора напруги (лінійний

масштаб). Видно (рис.5.3, 5.4), що починаючи з $T=180^{\circ}\text{K}$ на залежності $I(U)$ вихідного та опроміненних зразків виникає ділянка ВДО, яка особливо виразно проявляється при зниженні температури до 77°K .

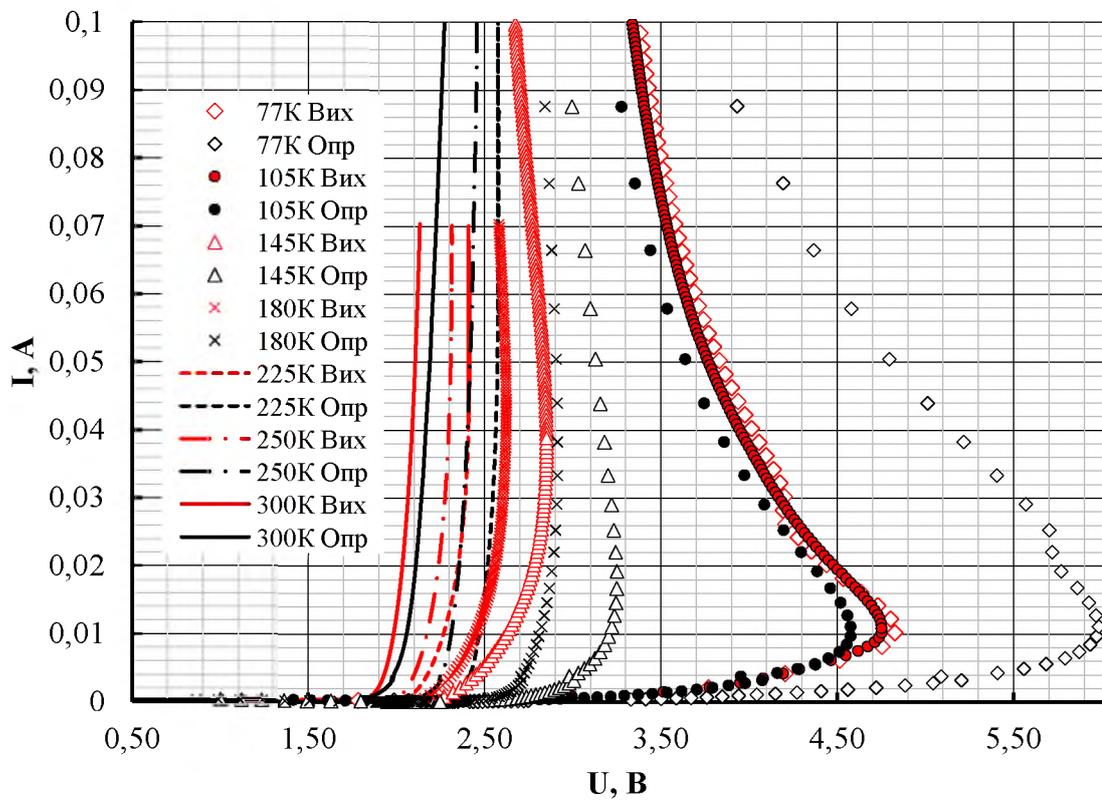


Рис.5.3. Вольт-амперні характеристики жовтого вихідного та опроміненого ($\Phi = 1,23 \times 10^{15} \text{e}/\text{cm}^2$) СД GaAsP у лінійному масштабі.

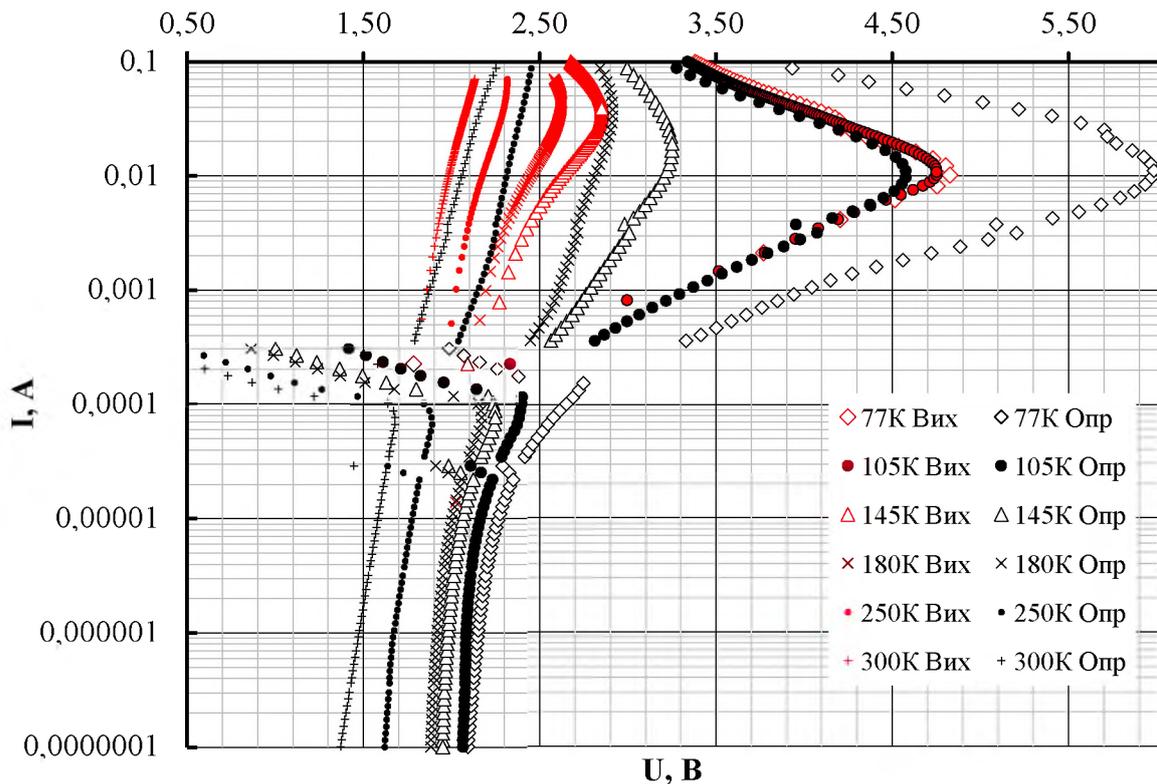


Рис.5.4. Вольт-амперні характеристики жовтого вихідного та опроміненого ($\Phi = 1,23 \times 10^{15} \text{e/cm}^2$) СД GaAsP у напівлогарифмічному масштабі.

До входження у режим ВДО величина додатного диференціального опору вихідного та опроміненого зразків при 77°K становлять відповідно $(dU/dI)_{\text{вих}}=300$ Ом, $(dU/dI)_{\text{опр}}=1000$ Ом. На ділянці, що відповідає режиму ВДО, нахил кривої $I(U)$ вихідного зразка плавно зменшується і подальше зниження температури діода до 77°K супроводжується падінням величин $(dU/dI)=R_{\text{диф}}^- = 3,26$ Ом, зумовленим компенсацією позитивного диференціального опору $(dU/dI)^+$ від'ємною складовою $(dU/dI)^-$, яка переважає першу. Наразі зробити однозначний висновок про механізм формування позитивного внутрішнього зв'язку саме у діодах GaAsP складно через відсутність докладної для цього інформації. Враховуючи значний відсотковий вклад GaP у розчин GaAsP, можна припустити, що як і в СД, одержаних на основі GaP, важлива роль при формуванні області ВДО належить міждолинному перенесенню носіїв, можливості впливу якого обґрунтовано у роботі [128].

Згідно зі співвідношенням Шоклі

$$I = I_S \left(e^{\frac{qv}{nKT}} - 1 \right) \quad (5.1)$$

параметр «n» визначає механізм струмоперенесення у діоді. У нашому випадку $n_{\text{вих}}^{300} = n_{\text{опр}}^{300} = 1,67$, (рис.5.4), що означає переважання дифузійно-рекомбінаційної складової.

Падіння напруги на діоді рівне сумі падінь напруг на p-n-переході та базі.

$$U = U_{p-n} + U_{\delta} = U_{p-n} + IR_{\delta} \quad (5.2)$$

При $I \rightarrow 0$: $U = U_{p-n}$, тому екстраполюючи ділянку $I(U)$ до нульового значення, де струм зростає лінійно з напругою, можна оцінити величину бар'єрного потенціалу U_{p-n} . Для досліджуваного зразка $U_{p-n}(\Phi)$ збільшується з дозою і має вигляд, показаний на вкладках рис.5.5.

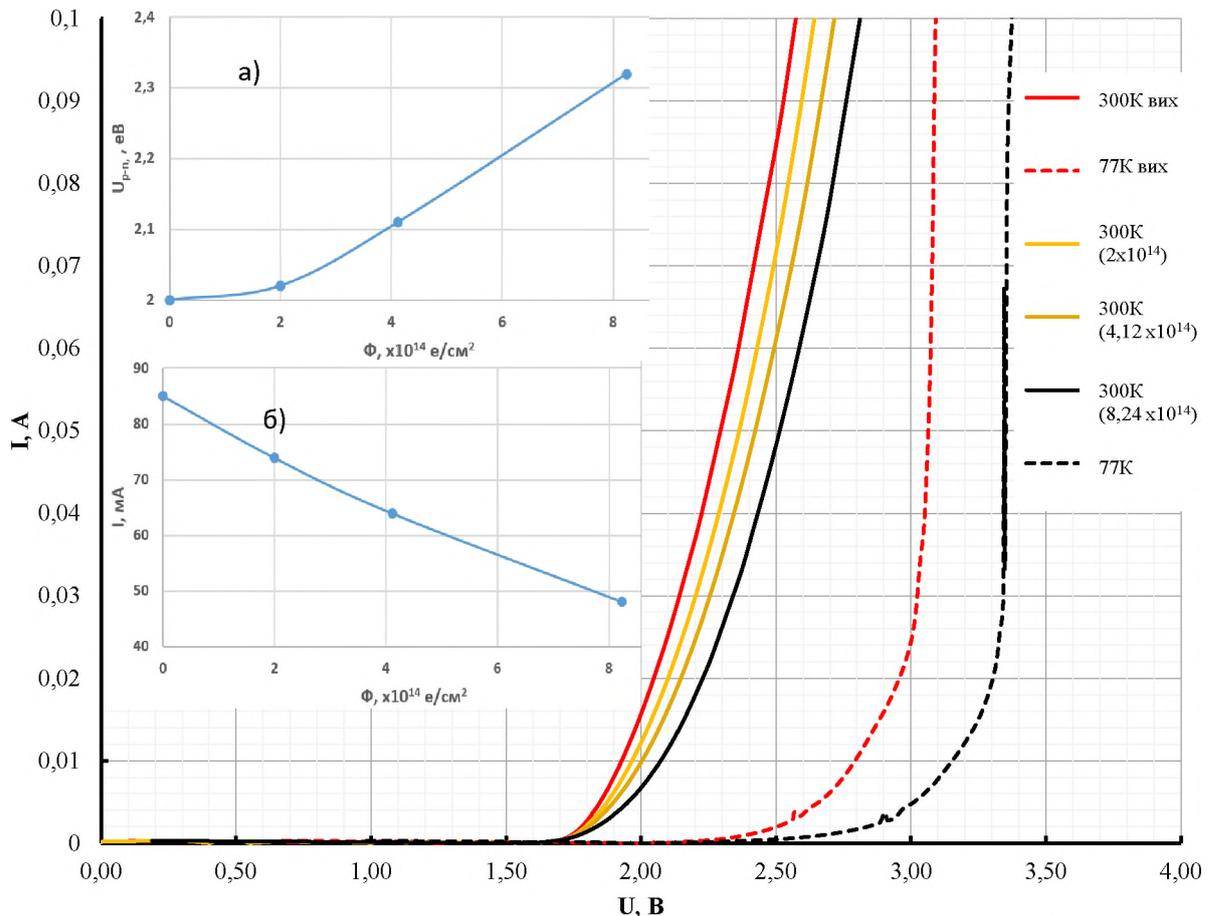


Рис.5.5. Помаранчевий СД GaAsP вихідний і при різних дозах опромінення (2×10^{14} , $4,12 \times 10^{14}$, $8,24 \times 10^{14}$ e/cm²). На вкладках представлені залежності: а) величини бар'єрного потенціалу; б) сили струму від дози

опромінення при $U=2,5$ В.

Падіння величини струму, що протікає через р-n-перехід при $U=2,5$ В, можна подати апроксимаційною функцією

$$I=Ae^{-K\Phi}, \text{ де } A=85 \text{ мА}; K=7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \text{ (рис.5.5)}$$

Велика перевага твердорозчинних СД GaAsP порівняно з бінарними GaP полягає у можливості плавно змінювати ширину забороненої зони шляхом зміни складу; зміна «х» від 0,3 до 1 забезпечує зміну довжини хвилі випромінювання у межах 680÷560 нм. Перехід до непрямоzonності відбувається при $x \cong 0,46$, $E_g=1,98$ еВ (4,2°К). Легування ізоелектронною домішкою N підвищує яскравість свічення майже у 50 разів для $x=0,6$ оскільки присутність атома N дозволяє компенсувати втрату, чи поглинання імпульса при непрямому переході.

З метою зменшення щільності дислокацій невідповідності у активних шарах GaAsP до $x \leq 0,5$ вирощування плівок здійснюються на підкладках GaAs; при $x \geq 0,5$ – на основі GaP.

Спектри випромінювання досліджуваних нами помаранчевих СД GaAsP ($x=0,65$, $E_g=1,941$ при 300°К), зняті при різних струмах інжекції, приведені на рис.5.6, 6.7. Профіль основної лінії при $I=70$ мА відповідає розподілу Гауса $S = S_0 e^{-(\lambda_0 - \lambda)^2 \cdot K}$, де $S_0=3 \cdot 10^4$; $\lambda_0=636$ нм, параметри розподілу; $K_S=7 \cdot 10^{-3}$ – коефіцієнт узгодження теоретичної і експериментальної кривої.

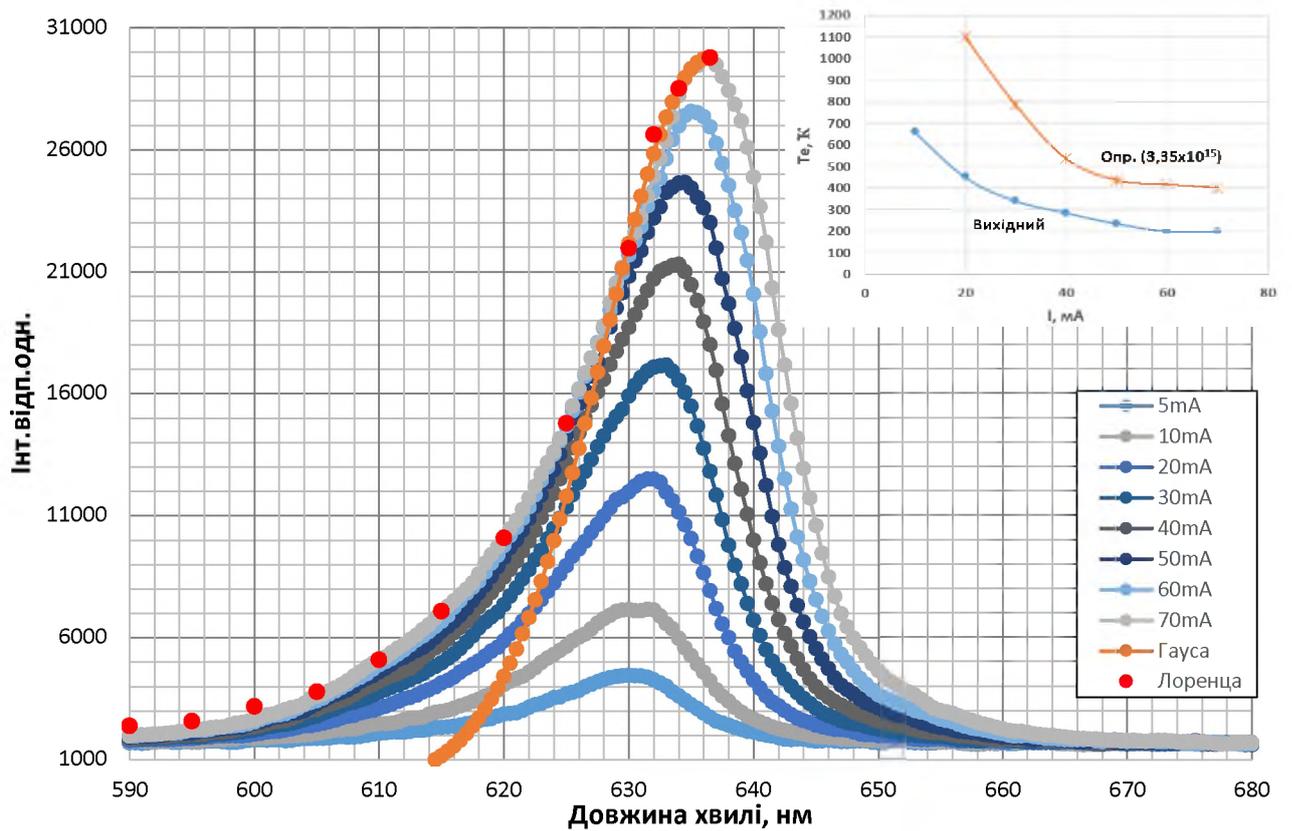


Рис.5.6. Спектри свічення вихідного помаранчевого СД GaAsP, зняті при різних струмах ($I=5\div 70$ мА, $T=300^\circ\text{K}$). На вкладці - залежність електронної температури T_e від струму, що проходить через діод.

Експериментальні відхилення від класичного розподілу помітні лише в області «хвостів» - для розподілу Гауса; контур спектральної лінії при $I=70$ мА майже повністю співпадає з розподілом Лоренца, що свідчить про надійність вимірювань.

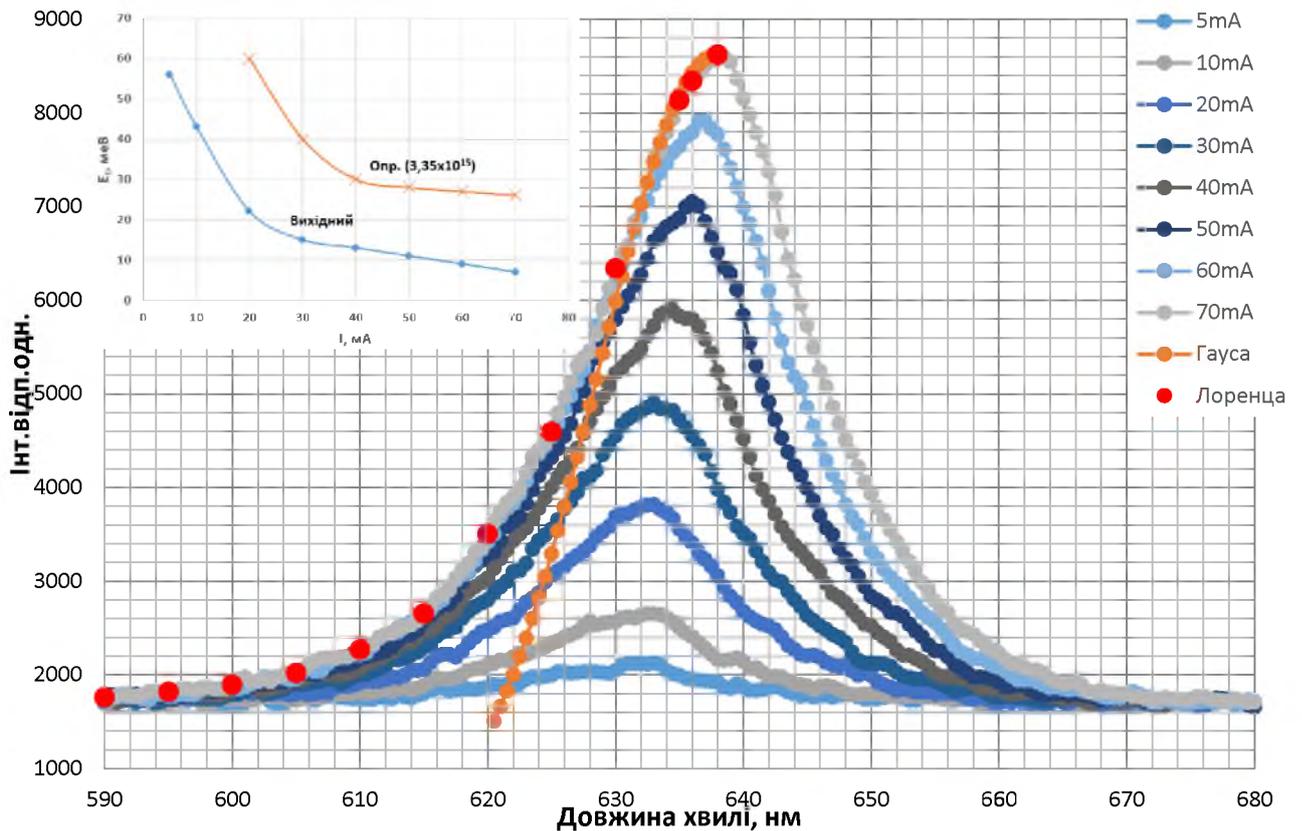


Рис.5.7. Спектри свічення опроміненого ($\Phi = 3,35 \times 10^{15} \text{ e/cm}^2$) помаранчевого СД GaAsP, зняті при різних струмах ($I=5 \div 70 \text{ mA}$, $T=300^\circ\text{K}$). На вкладці - залежність енергії Урбаха від струму, що проходить через діод.

Нахил короткохвильової половини спектральної лінії дає можливість визначити середню температуру електронів поблизу р-п-переходу; її залежність від струму приведена на вкладці рис.5.6. Оцінка величини енергії Урбаха може бути здійснена за кутом нахилу довгохвильової частини спектральної лінії (рис.5.7, вкладка).

Напівширина спектральних ліній проявляє тенденцію до зростання (рис.5.8) при одночасному зсуві максимуму випромінювання у бік довших хвиль ($\Delta h\nu=0,0523 \text{ eV}$) (рис.5.8). Найімовірніше, що обидва ефекти – наслідок нагрівання зразка великими струмами.

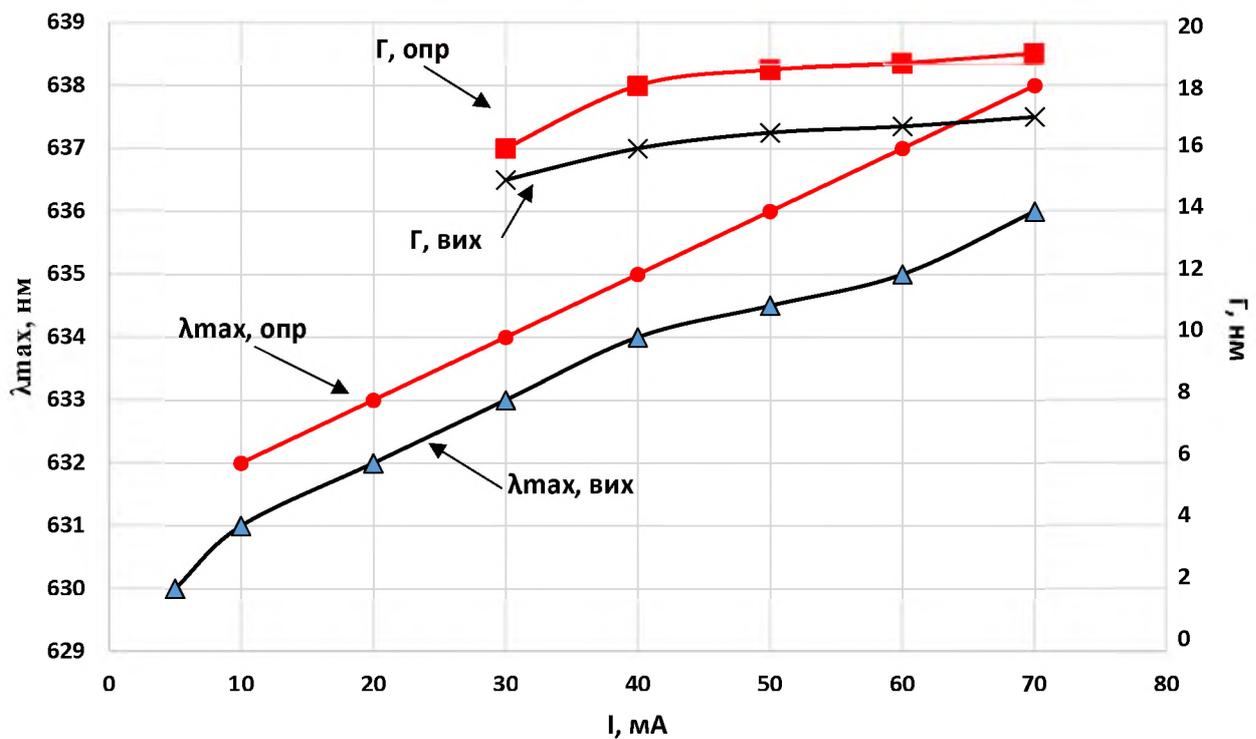


Рис.5.8. Залежність положення максимуму свічення λ_{\max} та напівширини спектральної лінії від струму через СД.

Введення додаткового числа дефектів і часткове розупорядкування кристалів при опроміненні СД супроводжується зменшенням інтенсивності свічення у 3,75 рази при $\Phi=2,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ та зростанням всіх чотирьох параметрів – ширини лінії, довгохвильового зсуву спектру, середньої температури носіїв та енергії Урбаха (рис.5.6 – 5.8, вкладки). Причини виникнення радіаційно-деградаційних змін очевидно спільні - розпад зв'язаних на ізоелектронній доміщі N екситонів та послаблення екранування внутрішніх полів вільними носіями кристала у результаті їхнього захвачування глибокими рівнями радіаційних дефектів, яке веде до зростання ролі хвостів густини станів. Розширення спектральних ліній опроміненого СД GaAsP експериментально спостерігалось також у [127].

Квантовий вихід η – експлуатаційний параметр СД, який характеризує ефективність перетворення електричної енергії у світлову, рівний числу випромінюваних квантів на одну електронно – діркову пару[129]. Головна проблема для світлодіодних джерел свічення – падіння η при зростанні

інжекційного струму; Причиною падіння можуть бути струми витоку, делокалізація носіїв, ефект Оже та ін.(рис.5.9).

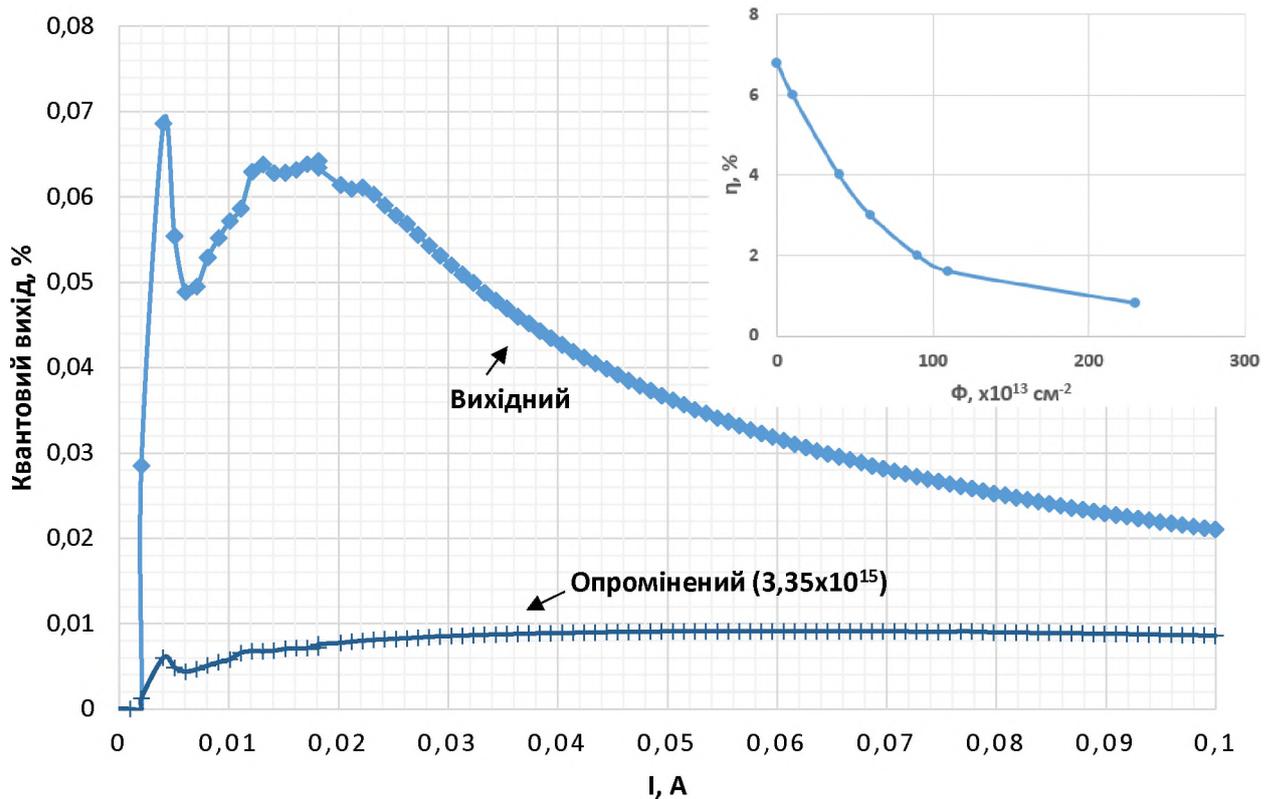


Рис.5.9. Квантовий вихід вихідного та опроміненого ($\Phi = 3,35 \times 10^{15} \text{ e/cm}^2$) помаранчевого СД GaAsP ($\lambda_{\text{max}}=633 \text{ нм}$). На вкладці показана дозна залежність квантового виходу.

4. Висновки до розділу V

Виявлено, що у СД GaAsP у області низьких температур ($180 \div 77^\circ\text{K}$) виникає ділянка ВДО, зумовлена існуванням внутрішнього позитивного зв'язку за струмом. До входження у стан ВДО і при $I \leq 0,1 \text{ мА}$ у вихідних та опромінених діодах переважає дифузійно-рекомбінаційний механізм протікання струму. Оцінка величини швидкості видалення носіїв, проведена за зміною струму, свідчить про підвищену радіаційну стійкість СД, вирощених на основі твердого розчину GaAsP.

Спектр випромінювання «помаранчевого» СД GaAsP має вигляд окремої

спектральної лінії з $\lambda_{\max}=636$ нм при 300°K і відповідає розподілу Гауса. Збільшення струму інжекції супроводжується розширенням ліній і зсувом максимуму у бік довгих хвиль, зумовленим нагріванням зразка струмами, вищими номінального ($I_{\text{ном}}=20$ мА)

Опромінення діода приводить до зростання напівширини ліній, середньої температури носіїв струму та енергії Урбаха. Радіаційна деградація згаданих величин – наслідок часткового розупорядкування кристала.

Квантовий вихід η , основний технічний параметр СД, різко зменшується при початковій дозі опромінення ($\Phi \leq 5 \cdot 10^{14}$ см⁻²), після якої швидкість радіаційної деградації – сповільнюється.

Якщо падіння η зі зростанням рівня інжекції носіїв – очевидний наслідок теплової іонізації екситонів, зв'язаних на домішкових атомах азоту, то вирівнювання залежності $\eta(\Phi)$ при великих дозах – результат руйнування ізоелектронних центрів свічення N_p .

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

1. Збільшення кількості квантових ям у світлодіодах як показує аналіз результатів дослідження підвищує вірогідність випромінювальної рекомбінації у активній області. При цьому зовнішня квантова ефективність (EQE) може досягати 80%. Перспективи використання гомо- і гетероперехідних світлодіодів із квантовими ямами в сучасній оптоелектроніці, особливо в умовах впливу радіаційних полів мотивують розробку нових технологій, а дослідження радіаційної згоданості світлодіодів має безсумлінний науковий і прикладний інтерес.

2. Дослідження електрофізичних та електролюмінесцентних характеристик гомоперехідних GaP, GaAsP та гетероперехідних InGaN/GaN світлодіодів із квантовими ямами дозволило встановити, що:

- окрім основної лінії випромінювання ($\lambda_{\max}=505$ нм) у СД $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{N}$ при 77°K присутня додаткова смуга з $\lambda_{\max}=525$ нм, можливе походження якої пов'язується з квантуванням енергетичних рівнів КЯ;

- у межах $I=1\div 20$ мА при 77°K у досліджуваних зразках виникає «голубий зсув» основної лінії на $\Delta\lambda=7.2$ нм, зумовлений квантуванням енергетичних станів нанорозмірної системи; різке падіння квантового виходу після $I=5$ мА – результат переповнення КЯ та зростання ролі квазібалістичного перенесення нетермалізованих носіїв над ними;

- опромінення електронами з $E=2$ МеВ призводить до зменшення інтенсивності свічення СД та падіння їхньої ефективності внаслідок введення глибоких безвипромінювальних рівнів переважно у КЯ; зростання диференціального опору та підвищення бар'єрного потенціалу відбувається у результаті зменшення концентрації носіїв у КЯ;

- дослідження електрофізичних та спектральних характеристик вихідних світлодіодів GaP, InGaP/GaN, а також опромінених електронами з $E=2$ МеВ, γ -квантами Co^{60} і Cs^{137} показали, що введення радіаційних дефектів у СД InGaN електронами і γ -квантами призводить до зменшення інтенсивності

випромінювання і, відповідно, зменшення квантового виходу через появу глибоких безвипромінювальних рівнів. Встановлено, що ефективність дії γ -квантів Co^{60} у 1,5 рази вища, ніж γ -квантів Cs^{137} .

3. Спектр випромінювання досліджуваних УФ СД, вирощених на основі розчину $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x=0,1$), складається з трьох ділянок $\lambda_{1\text{max}}=370$ нм, $\lambda_{2\text{max}}=550$ нм, $\lambda_{3\text{max}}=770$ нм; – перша з них, найінтенсивніша УФ – смуга, дві останні - жовта та червона майже на порядок слабкіші. УФ – свічення зумовлене міжрівневими переходами в області КЯ; дві інші лінії – дефектного походження.

За нахилом високоенергетичного крила УФ – випромінювання зроблена оцінка верхньої межі температури носіїв струму T_e у межах р - n -переходу. При номінальному робочому струмі $I=20$ мА вона становить приблизно 252°C ; її велике значення порівняно з кімнатною пов'язано з доланням бар'єрного поля першочергово високоенергетичними носіями.

Опромінення електронами з $E=2$ МеВ СД InGaN/GaN приводить до падіння інтенсивності всіх трьох ліній у результаті введення безвипромінювальних рівнів як у активні області InGaN , так і у бар'єри GaN . На фоні загального зменшення інтенсивності рекомбінації виникає додатковий максимум з $\lambda_{\text{max}}=420$ нм, спричинений присутністю у зразку дефектів радіаційного походження.

4. Виявлено, що у СД GaAsP у області низьких температур ($180\div 77^\circ\text{K}$) виникає ділянка ВДО, зумовлена існуванням внутрішнього позитивного зв'язку за струмом. До входження у стан ВДО і при $I\leq 0,1$ мА у вихідних та опромінених діодах переважає дифузійно-рекомбінаційний механізм протікання струму. Оцінка величини швидкості видалення носіїв, проведена за зміною струму, свідчить про підвищену радіаційну стійкість СД, вирощених на основі твердого розчину GaAsP .

Опромінення діода електронами ($E=2$ МеВ, $\Phi=2,25\cdot 10^{15}$ cm^{-2}) приводить до зростання напівширини ліній, середньої температури носіїв струму та енергії Урбаха. Радіаційна деградація згаданих величин – наслідок часткового розупорядкування кристала. Причини виникнення радіаційно-деградаційних

змін очевидно спільні - розпад зв'язаних на ізоелектронній домішці N екситонів та послаблення екранування внутрішніх полів вільними носіями кристала у результаті їхнього захоплення глибокими рівнями радіаційних дефектів, яке веде до зростання ролі хвостів густини станів.

Квантовий вихід η , основний технічний параметр СД, різко зменшується при початковій дозі опромінення ($\Phi \leq 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$), після якої швидкість радіаційної деградації – сповільнюється. Зменшення квантового виходу η зі зростанням рівня інжекції носіїв є очевидним наслідком теплової іонізації екситонів, зв'язаних на домішкових атомах азоту, то вирівнювання дозної залежності квантового виходу ($\eta(\Phi)$) при великих дозах – це результат руйнування ізоелектронних центрів свічення N_p .

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. E. FRED SCHUBERT LIGHT-EMITTING DIODES SECOND EDITION Published in the United States of America by Cambridge University Press, New York . 2006 ISBN: 9780521865388 pages 434 doi: /10.1017/CBO9780511790546
2. Jiang, Y., Li, Y., Li, Y. et al. Realization of high-luminous-efficiency InGaN light-emitting diodes in the “green gap” range. *Sci Rep* 5, 10883 (2015). <https://doi.org/10.1038/srep10883>
3. A.F. Tsatsulnikov et al. The bridge across the “green valley”. On the way to RGB white light sources. In: Gallium, Indium and Aluminum Nitrides – Structures and Devices. Abstracts of 7th All-Russian. Conf., Feb. 1 - 3, 2010, Moskva (St. Petersburg, A.F. Ioffe Physical-Technical Institute RAS, 2010) p. 41. (Rus)
4. Wang, SW., Hong, KB., Tsai, YL. et al. Wavelength tunable InGaN/GaN nano-ring LEDs via nano-sphere lithography. *Sci Rep* 7, 42962 (2017). <https://doi.org/10.1038/srep42962>
5. D. Iida et al. 633-nm InGaN-based red LEDs grown on thick underlying GaN layers with reduced in-plane residual stress. *Appl. Phys. Lett.* 116 (2020) 162101 DOI:10.1063/1.5142538.
6. D. Iida et al. Demonstration of low forward voltage InGaN-based red LEDs. *Applied Physics Express* 13(3) (2020) 031001 DOI 10.35848/1882-0786/ab7168.
7. Качалова Н, Войцехович В, Мамута А, Хоменко В, Осинский В, Ляхова Н, Суший А, Суховий Н Фотолюминесценция GaN/InGaN-множественных квантовых ям, сформированных на наностержнях GaN Акционерное общество Рекламно-издательский центр ТЕХНОСФЕРА Фотоника, 2014, с. 86-91
8. Bochkareva, N.I., Shreter, Y.G. Effect of Deep Centers on Charge-Carrier Confinement in InGaN/GaN Quantum Wells and on LED Efficiency. *Semiconductors* 52, 934–941 (2018). <https://doi.org/10.1134/S1063782618070035>

9. Богданова Е.В., Бер Б.Я., Грешнов А.А., Закгейм А.Л., Зегря Г.Г., Казанцев Д.Ю., Соколова З.Н., Павлюченко А.С., Черняков А.Е., Шмидт Н.М., Якимов Е.Б., Вклад оже-рекомбинации в падение внешней квантовой эффективности синих светодиодов на основе квантовых ям InGaN // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы. Тезисы 7-й всероссийской конференции, М., 2010 стр. 109
10. Tsatsulnikov, A.F., Lundin, W.V., Sakharov, A.V. et al. Active region based on graded-gap InGaN/GaN superlattices for high-power 440- to 470-nm light-emitting diodes. *Semiconductors* 44, 93–97 (2010). <https://doi.org/10.1134/S1063782610010161>
11. Avakyants L.P., Aslanyan A.E., Bokov P.Yu., Polozhentsev K.Yu., Chervyakov A.V. Electroreflectance spectra from InGaN/GaN multiple quantum wells placed into non-uniform electric field of p–n-junction *Semiconductors* 51(2):189-192 (2017) DOI: 10.1134/S1063782617020038
12. Aurélien David; Michael J. Grundmann; John F. Kaeding; Nathan F. Gardner; Theodoros G. Mihopoulos; Michael R. Krames Carrier distribution in (0001) InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes *Appl. Phys. Lett.* 92, 053502 (2008) <https://doi.org/10.1063/1.2839305>
13. Aslanyan, A. E.; Avakyants, L. P.; Bokov, P. Yu.; Chervyakov, A. V. Investigation into the Distribution of Built-in Electric Fields in LED Heterostructures with Multiple GaN/InGaN Quantum Wells by Electroreflectance Spectroscopy. *Semiconductors*, 2019, Vol 53, Issue 4, p477 DOI: 10.1134/S106378261904002X
14. Aslanyan, A.E., Avakyants, L.P., Chervyakov, A.V. et al. Photoreversible Current in InGaN/GaN-Based LED Heterostructures with Different Numbers of QWs. *Semiconductors* 54, 362–365 (2020). <https://doi.org/10.1134/S1063782620030021>
15. A.E. Aslanyan, L.P. Avakyants, A.V. Chervyakov, A.N. Turkin, S.S. Mirzai, V.A. Kureshov, D.R. Sabitov, A.A. Marmalyuk Study of the internal electric fields in active area InGaN/GaN-based LED structures with different numbers of quantum wells by electrotransmission spectroscopy *Semiconductors* 54, 420–425 (2020)

16. Theodoros G. Mihopoulos; Michael R. Krames Carrier distribution in (0001) InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes Appl. Phys. Lett. 92, 053502 (2008) <https://doi.org/10.1063/1.2839305>
17. D.A.Zakheim, A.S.Pavluchenko, D.A.Bauman High-power blue ingan leds – ways to increase efficiency (Закгейм Д.А., Павлюченко А.С., Бауман Д.А., Мощные синие светодиоды - пути повышения эффективности // Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы. Тезисы 7-й всероссийской конференции, М., 2010 стр. 105)
18. N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov, R.I. Gorbunov, A.S. Zubrilov, Y.S. Lelikov, F.E. Latyshev, Y.T. Rebane, A.I. Tsyuk, Y.G. Shreter Mechanism of efficiency droop in GaN light-emitting diodes Semiconductors 44, 822–828 (2010)
19. Прудаев И. А. Температурная зависимость квантового выхода структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN при фото- и электролюминесценции / И. А. Прудаев, И. С. Романов, В. В. Копьев, С. Б. Ширапов, О. П. Толбанов, С. С. Хлудков // Изв. вузов. Физика. - 2013. -Т. 56, № 7. - С. 30-32.
20. Прудаев И. А. Температурная зависимость квантового выхода светодиодных структур InGaN/GaN при высокой плотности тока / И. А. Прудаев, В. В. Копьев, И. С. Романов, В. Н. Брудный // Изв. вузов. Физика. - 2015. - Т. 58, № 5. - С. 53-56.
21. I.A. Prudaev, V.V. Kopyev, I.S. Romanov, V.L. Oleynik The influence of ballistic overflow on temperature dependence of quantum efficiency of InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes Semiconductors 21, 240–246 (2017)
22. K. Kuriyama, H. KondoM. Okada A point defect complex related to the yellow luminescence in electron irradiated GaN Solid State Communications 119(10-11):559-562 (2001) DOI: 10.1016/S0038-1098(01)00304-0
23. Rohit Khanna; Sang Youn Han; S. J. Pearton; D. Schoenfeld; W. V. Schoenfeld; F. Ren High dose Co-60 gamma irradiation of InGaN quantum well light-emitting diodes Appl. Phys. Lett. 87, 212107 (2005) <https://doi.org/10.1063/1.2132085>

24. J. W. Tringe; A. M. Conway; T. E. Felter; W. J. Moberly Chan; J. Castelaz; V. Lordi; Y. Xia; C. G. Stevens at all Radiation Effects on InGaN Quantum Wells and GaN Simultaneously Probed by Ion Beam-Induced Luminescence IEEE Transactions on Nuclear Science 55(6):3633-3637 (2008) DOI: 10.1109/TNS.2008.2006169
25. Hong-Yeol KimHong-Yeol KimJihyun KimJihyun KimFan RenFan RenSoohwan Jang Effect of neutron irradiation on electrical and optical properties of InGaN/GaN light-emitting diodes Journal of Vacuum Science & Technology B Microelectronics and Nanometer Structures Processing Measurement and Phenomena 28(1):27 – 29 (2010) DOI: 10.1116/1.3268136
26. Грушко Н. С., Солонин А. П. Влияние гамма-излучения на электрофизические параметры светодиодов на основе InGaN/GaN // Прикладная физика. 2011. № 1. С. 92–95.
27. В.П. Шукайло, С.В. Оболенский, Н.В. Басаргина, И.В. Ворожцова, С.М. Дубровских, О.В. Ткачѐв ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ GaN-СТРУКТУР ПРИ НЕЙТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ Радиофизика Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, 2012, № 6 (1), с. 51–55
28. Shukailo V.P, Obolensky S.V., Basargina N.V., Vorozhtsova I.V., Dubrovskikh S.M., Tkachev O.V. LUMINESCENCE OF GAN AND GAAS DIODES UNDER n - γ -IRRADIATION Радиофизика Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, 2012, № 5 (1), с. 60–64
29. Y. L. Li; X. J. Wang; S. M. He; B. Zhang; L. X. Sun; Y. D. Li; Q. Guo; C. Q. Chen; Z. H. Chen; W. Lu Origin of the redshift of the luminescence peak in InGaN light-emitting diodes exposed to Co-60 γ -ray irradiation J. Appl. Phys. 112, 123515 (2012) <https://doi.org/10.1063/1.4770465>
30. A. I. Vlasenko, V. P. Veleschuk, Z. K. Vlasenko, M. P. Kisselyuk, P. G. Lytovchenko, I. V. Petrenko, V. P. Tartachnyk, M. B. Pinkovska Effect of neutron irradiation on characteristics of power InGaN/GaN light-emitting diodes Nucl. Phys.

At. Energy 2015, volume 16, issue 4, pages 362-366
<https://doi.org/10.15407/jnpae2015.04.362>

31. In-Hwan Lee, Alexander Y. Polyakov, N. B. Smirnov, N. B. Smirnov at all Deep Electron and Hole Traps in Electron-Irradiated Green GaN/InGaN Light Emitting Diodes ECS Journal of Solid State Science and Technology 6(10):Q127-Q131 (2017) DOI: 10.1149/2.0131710jss

32. In-Hwan Lee, Alexander Y. Polyakov, N. B. Smirnov, N. B. Smirnov at all Point defects controlling non-radiative recombination in GaN blue light emitting diodes: Insights from radiation damage experiments Journal of Applied Physics 122(11):115704 (2017) DOI: 10.1063/1.5000956

33. S. J. Pearton, Fan Ren, Erin Patrick at all Review—Ionizing Radiation Damage Effects on GaN Devices ECS Journal of Solid State Science and Technology 5(2):Q35-Q60 (2015) DOI: 10.1149/2.0251602jss

34. Anati syahirah Hedzir, N.N. Sallehuddin, N Saidin, Nurul Fadzlin Hasbullah Influence of electron irradiation on the electroluminescence spectra of white InGaN light emitting diodes Ukrainian Journal of Physical Optics 19(3):159-164 (2018) DOI: 10.3116/16091833/19/3/159/2018

35. Qifeng Zhao, Xiangyang Lu, Fajun Yu, Jinglei Xu, Zeping Fang, Xiaoyong Liu Research on Degradation of GaN-Based Blue LED Caused by γ Radiation under Low Bias International Journal of Optics Volume 2020, Issue 1 1592695
<https://doi.org/10.1155/2020/1592695>

36. Gradoboev A.V., Rubanov P.V., Skakova I.M. // Izv. VUZov. Fizika. - 2011. - No. 1/2 - P. 190 - 194. (Rus)

37. Carlo De Santi, Matteo Meneghini, N. Trivellin at all Recoverable degradation of blue InGaN-based light emitting diodes submitted to 3 MeV proton irradiation Applied Physics Letters 105(21):213506 (2014) DOI: 10.1063/1.4902870

38. Martina Loi, Alessandra Villani, Francesco Paciolla at all Challenges and Opportunities of Light-Emitting Diode (LED) as Key to Modulate Antioxidant Compounds in Plants. A Review Antioxidants 10(1):42 (2020) DOI: 10.3390/antiox10010042

39. 39 M Razeghi, Mohamed Henini Optoelectronic Devices: III-nitrides, 3 Elsevier, 2004, p. 575
40. Yen-Kuang Kuo; Miao-Chan Tsai; Sheng-Horng Yen; Ta-Cheng Hsu; Yu-Jiun Shen Effect of P-Type Last Barrier on Efficiency Droop of Blue InGaN Light-Emitting Diodes IEEE Journal of Quantum Electronics Volume: 46, Issue: 8, 2010 p. 1214 – 1220 DOI: 10.1109/JQE.2010.2045104
41. Xun Li, Carl Hemmingsson, Urban Forsberg, Erik Janzén, Galia Pozina Properties of GaN layers grown on N-face free-standing GaN substrates Journal of Crystal Growth Volume 413, 2015, p. 81-85 <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2014.11.020>
42. A.H. Johnston, T.F. Miyahira Characterization of proton damage in light-emitting diodes. IEEE Trans. Nucl. Sci. 47, 2500-2507 (2001) DOI: 10.1109/23.903799
43. Garcia, F., Muñoz, E., Calleja, E. et al. Damage constant and deep-level transient spectroscopy in neutron irradiated GaAsP alloys. J. Electron. Mater. 15, 133–139 (1986). <https://doi.org/10.1007/BF02655326>
44. Islam Sayed, S.M Bedair Quantum Well Solar Cells: Principles, Recent Progress, and Potential IEEE Journal of Photovoltaics PP(99):1-22 (2019) DOI: 10.1109/JPHOTOV.2019.2892079
45. Duncan Watson-Parris, M. J. Godfrey, Phil Dawson Carrier localization mechanisms in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quantum wells Physical review. B, Condensed matter 83(11) (2011) DOI: 10.1103/PhysRevB.83.115321
46. A.H. Johnston Radiation effects in light-emitting and laser diodes IEEE Transactions on Nuclear Science 50(3):689 – 703 (2003) DOI: 10.1109/TNS.2003.812926
47. Fatih Akyol, Digbijoy Nath, Sriram Krishnamoorthy Suppression of electron overflow and efficiency droop in N-polar GaN green light emitting diodes Applied Physics Letters 100(11) (2012) DOI: 10.1063/1.3694967

48. S.J. Chang, C.H. Kuo, Yaochi Su at all 400-nm InGaN-GaN and InGaN-AlGaN multiquantum well light-emitting diodes IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 8(4):744 – 748 (2002) DOI: 10.1109/JSTQE.2002.801677
49. A. Hori; D. Yasunaga; A. Satake; K. Fujiwara Temperature dependence of electroluminescence intensity of green and blue InGaN single-quantum-well light-emitting diodes Appl. Phys. Lett. 79, 3723–3725 (2001) <https://doi.org/10.1063/1.1421416>
50. Ren Jian, Lisha Li, Yan Da-Wei, Xiaofeng Gu Analysis of Forward Tunnelling Current in GaN-based Blue LEDs Published by Atlantis Press (2013) DOI: 10.2991/iccsee.2013.207
51. Yuh-Renn Wu, Ravi Shivaraman, kuang-chung Wang, James Speck Analyzing the physical properties of InGaN multiple quantum well light emitting diodes from nano scale structure Applied Physics Letters 101:083505 (2012) DOI: 10.1063/1.4747532
52. I-Lin Lu, Yuh-Renn Wu, Jasprit Singh A study of the role of dislocation density, indium composition on the radiative efficiency in InGaN/GaN polar and nonpolar light-emitting diodes using drift-diffusion coupled with a Monte Carlo method Journal of Applied Physics, 2010, № 12 <https://doi.org/10.1063/1.3524544>
53. Han-Youl, RyuDong-Soo, ShinJong-In Shim Analysis of efficiency droop in nitride light-emitting diodes by the reduced effective volume of InGaN active material Applied Physics Letters 100(13) (2012) DOI: 10.1063/1.3698113
54. Michael A. Reshchikov, H. Morkoç Luminescence Properties of Defects in GaN Journal of Applied Physics 97(6):061301—95 (2005) DOI: 10.1063/1.1868059
55. X. Ni X. Li, J. Lee, S. Liu, V. Avrutin, A. Matulionis, Ü. Özgür, H. Morkoç Pivotal role of ballistic and quasi-ballistic electrons on LED efficiency Superlattices and Microstructures 48 (2010) 133–153 doi:10.1016/j.spmi.2010.05.009
56. Marcinkevicius Saulius, Yapparov Rinat, Kuritzky Leah Y., Wu Yuh-Renn, Interwell carrier transport in InGaN/(In)GaN multiple quantum wells American Institute of Physics (AIP), 2019. Vol. 114, no 15, article id 151103 DOI: 10.1063/1.5092585

57. Saulius Marcinkevičius, Rinat Yapparov, L. Y. Kuritzky at all Low-temperature carrier transport across InGaN multiple quantum wells: Evidence of ballistic hole transport Phys. Rev. B 101, 075305 DOI: 10.1103/PhysRevB.101.075305
58. Kris T Delaney, Patrick Rinke, Chris G Van de Walle Auger recombination rates in nitrides from first principles Applied Physics Letters 94(19) (2009) DOI: 10.1063/1.3133359
59. Y. C. Shen; G. O. Mueller; S. Watanabe; N. F. Gardner; A. Munkholm; M. R. Krames Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence Appl. Phys. Lett. 91, 141101 (2007) <https://doi.org/10.1063/1.2785135>
60. Jorg Hader, J. V. Moloney, B. Pasenow at all On the importance of radiative and Auger losses in GaN-based quantum wells Applied Physics Letters 92(26) (2008) DOI: 10.1063/1.2953543
61. Han-Youl Ryu, Hyun-Sung Kim, Jong-In Shim Rate equation analysis of efficiency droop in InGaN light-emitting diodes Applied Physics Letters 95(8) (2009) DOI: 10.1063/1.3216578
62. Francesco Bertazzi, Michele Goano, Enrico Bellotti A numerical study of Auger recombination in bulk InGaN Applied Physics Letters 97(23):231118-231118-3 (2010) DOI: 10.1063/1.3525605
63. Emmanouil Kioupakis, Patrick Rinke, Kris T Delaney, Chris G Van de Walle Indirect Auger recombination as a cause of efficiency droop in nitride light-emitting diodes Applied Physics Letters 98(16):161107-161107-3 (2011) DOI: 10.1063/1.3570656
64. M Kneissl et al Advances in group III-nitride-based deep UV light-emitting diode technology Semicond. Sci. Technol. 26 014036 (2011) DOI 10.1088/0268-1242/26/1/014036
65. Michael A. Reshchikov, J. D. McNamara, H. Helava at all Two yellow luminescence bands in undoped GaN Scientific Reports 8(1) (2018) DOI: 10.1038/s41598-018-26354-z

66. C. Li; S. Subramanian Neutron irradiation effects in GaN-based blue LEDs IEEE Transactions on Nuclear Science (2003) Volume: 50 Issue: 6 p. 1998 – 2002, DOI: 10.1109/TNS.2003.821610
67. Kathryn Conway Dimiduk; Christian Quarles Ness; James Kevin et al. Electron Irradiation of GaAsP LEDs IEEE Transactions on Nuclear Science Volume: 32, Issue: 6, (1985) p. 4010 – 4015 DOI: 10.1109/TNS.1985.4334060
68. Ozen, Y., Sertel, T., Cetin, S.S. et al. Characterization of Double-Junction GaAsP Two-Color LED Structure. J. Electron. Mater. 47, 7129–7133 (2018). <https://doi.org/10.1007/s11664-018-6643-5>
69. В.Н. ДАВЫДОВ, А.Н. ЛАПИН, О.Ф. ЗАДОРЖНЫЙ Фононный спектр LED-гетероструктуры InGaN/GaN с квантовыми ямами Известия вузов. Физика. - 2021. - Т.64, №3. - С. 145-147. DOI: 10.17223/00213411/64/3/144
70. Alessandro Floriduz, James D. Devine Modelling of proton irradiated GaN-based high-power white light-emitting diodes Published in: Jap.J.Appl.Phys. 57 (2018) 8, 080304 DOI: 10.7567/JJAP.57.080304
71. H. Lischka, P. Clemens, Henning Henschel, Otmar Koehn, W. Lennartz, and Hans Ulrich Schmidt Radiation effects in optoelectronic devices Proc. SPIE 2425, Optical Fibre Sensing and Systems in Nuclear Environments, (30 December 1994); <https://doi.org/10.1117/12.198640>
72. Z. Liu et al. Micro-light-emitting diodes with quantum dots in display technology. Light Sci. Appl. 9 (2020) 83.
73. R.M. Vernydub et al. Degradation-Reduction Features of Electrophysical Characteristics of Irradiated Gallium Phosphide Light-Emitting Diodes. Acta Physica Polonica A 140 (2021) 141.
74. R.M. Vernydub et al. Spectral characteristics of initial and irradiated GaAsP LEDs. Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy) 22 (2021) 143.
75. A.E. Yunovich. Light from heterojunctions. Priroda 6 (2001) 38. (Rus)
76. N.I. Bochkareva, Yu.G. Shreter. Influence of deep centers on carrier confinement in InGaN/GaN quantum wells and LED efficiency. Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov 52(7) (2018) 796. (Rus)

77. Y. Jiang et al. Realization of high-luminousefficiency InGaN light-emitting diodes in the “green gap” range. *Sci. Rep.* 5 (2015) 10883
78. A.S. Hedzir et al. Influence of electron irradiation on the electroluminescence spectra of white InGaN light emitting diodes. *Ukr. J. Phys. Opt.* 19(3) (2018) 159.
79. H. Zhao et al. Approaches for high internal quantum efficiency green InGaN light-emitting diodes with large overlap quantum wells. *Optics Express* 19(S4) (2011) A991
80. A.A. Efremov et al. Influence of Joule heating on the quantum efficiency and choice of the thermal regime of high-power blue InGaN/GaN LEDs. *Fizika I Tekhnika Poluprovodnikov* 40(5) (2006) 621. (Rus)
81. I.A. Prudaev et al. Influence of ballistic leakage on the temperature dependence of the quantum yield of LEDs based on InGaN/GaN multiple quantum wells. *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov* 51(2) (2017) 240. (Rus)
82. Borisenko V.E. et al. *Nanoelectronics: Theory and Practice. Textbook.* 3rd ed. (Moskva: Laboratoriya Znaniy, 2013) 366 p. (Rus)
83. I.A. Prudaev et al. Effect of temperature on the mechanism of carrier injection in LEDs based on InGaN/GaN multiple quantum wells. *Fizika I Tekhnika Poluprovodnikov* 47(10) (2013) 1391. (Rus)
84. Конорева О.В., Радкевич О.И., Слісенко В.І., Тартачник В.П. Вплив дефектів структури на фізичні властивості окремих напівпровідникових сполука АІІІВV. 2021, с.195 «Наукова думка»
85. Н.И. Бочкарёва, Ю.Г. Шретер, Влияние глубоких центров на конфайнмент носителей в квантовых ямах InGaN/GaN и эффективность светодиодов, 2018, Журнал технической физики 52(7):796, DOI:10.21883/FTP.2018.07.46055.8790
86. Kneissl M. A brief review of III – Nitride UV emitter technologies and their applications, *Nitride Ultraviolet Emitters*, Springer International Publishing, Switzerland, Chapter 1 (2016).

87. Den Baars, SP et al. Development of gallium – nitride – based light – emitting diodes (LEDs) and laser diodes for energy – efficient lighting displays, *Acta Materialia* 61, 945-951 (2013). doi: 10.1016/j.actamat.2012.10.042
88. Nakamura S. Nobel Lecture. Background story of the invention of efficient InGaN light emitting diodes, *Reviews of Modern Physics* 87, 1139-1151 (2015). doi: 10.1002/andp.201500801
89. Yang GF, Zhang Q, Wang Y, Gao SM, Zhang R., Zheng YD Analysis of 270/290/330-nm AlGaIn-Based Deep Ultraviolet Light-Emitting Diodes With Different Al Content in Quantum Wells and Barriers, *IEEE Photonics Journal* 7 (6), 2200707 (2015). doi: 10.1109/JPHOT.2015.2491604
90. Tingzhu Wu, Chin - Wei Sher, Yue Lin and al. Mini-LED and Micro-LED: Promising candidates for the next generation display technology, *Applied Sciences* 8 (9), 1557 (2018); doi: 10.3390/app 8091557.
91. Matthew S. Wong, Shuji Nakamura and Steven P. DenBaars, Review - Progress in High Performance III - Nitride Micro – Light – Emitting Diodes, *ECS Journal of Solid State Science and Technology* 9 (1), 015012 (2020). doi: 10.1149/2.0302001JSS
92. Zhaojun Liu, Chun Lin, Byung - Ruool Hyun at al. Micro-light-emitting diodes with quantum dots in technology, *Sciences and Applications* 9 (83), 1557 (2020); doi: 10.1038/s41377-020-0268-1
93. Konthoujam James Singh, Yu – Ming Huang, Tanveer Ahmed and al. Micro-LED as a Promising Candidate for High-Speed Visible Light Communication, *Applied Sciences* 10 (20), 7384 (2020);doi: 10.3390/app10207384.
94. Sung – Wen, Huang Chen, Chin – Chiang Shen and al, Full – color monolithic hybrid quantum dot nanoring micro light – emitting diodes with improved efficiency using atomic layers deposition and nonradiative resonant energy transfer, *Photonic Research* 7 (4), 416 -422 (2019); doi: 10.1364/PRJ.7.000416
95. R. Smith, B. Liu, J. Bai and T. Wang. Hybrid III – Nitride Organic Semiconductor Nanostructure with High Efficiency Energy Transfer for white Light Emitters;doi: 10.1021/nl400597d

96. Lizhu Li, Guo Tang, Zhao Shi, He Ding, Changbo Liu, et al., Transfer – printed tandem microscale light-emitting diodes full-color displays, *Proc Natl Acad Sci USA*. 118(18), e2023436118c 2023436118(2021); doi:10.1073/pnas.2023436118
97. Minamikawa, T.; Koma, T.; Suzuki, A.; Nagamatsu, K.; Yasui, T.; Yasutomo, K.; Nomaguchi, M. Inactivation of SARS – CoV - 2 by deep ultraviolet light emitting diodes: A review, *Japanese Journal of Applied Physics* 60(9)7, (2021); doi: 10.35848/1347-4065/ac19d1
98. Sarah Finardi, Tuany Gabriela Hoffmann, Fernanda Raquel, Comprehensive study of Light – Emitting Diodes (Led's) and Ultraviolet LED – Light Application in Good Quality and Safety, *J Pure Appl Microbiol.* 15(3), 7091, 1125-1135 (2021); doi: 10.22207/JPAM.15.3.54
99. Jin Chen, Stephanie Loeb and Jae-Hong Kim, LED revolution: fundamentals and prospects for UV disinfection applications, *Environmental Science. Water Research and Technology* 2, (2017). doi: 10.1039/C6EW00241B
100. AI Polyakov, C. Haller, R. Butte et al Deep traps in InGaN/GaN single quantum well structures group with and without InGaN underlayers. *Journal Of Alloys And Compounds* 845, 156269 (2020); doi:10.1016/j.jallcom.2020.156269.
101. AZ Hedsir, NN Salehuddin, N, Saidin and Hasbullah, Influence of electron irradiation on the electroluminescence spectra of white InGaN light emitting diodes, *Ukr. J. Phys Opt.* 19(3), 159-163 (2018). doi: 10.3116/16091833/19/3/159/2018
102. In – Iwan Lee, AY Polyakov, NV Smirnov et. all, Electron irradiation of near-uv (InGaN light emitting diodes), *Phys.Stat.Sol.*; doi: 10.3103/s1068366620040108.
103. M.L. Batchutdinov, A.E. Yunovych, Radiation spectra of heterostructures with quantum wells of the InGaN/AlGaIn/GaN type: a two-dimensional density model, *FTP* 42(4), 438-446 (2008).
104. N.I. Bochkareva, R.I. Gorbunov, A.V. Klochkov, Optical properties of blue LEDs in the InGaN/GaN system at high current density, *FTP* 42(11), 1384-1390 (2016).

105. N.I. Bochkareva, I.A. Sheremet, Yu.G. Schroeter, Efficiency drop of GaN LEDs at high injection levels: the role of hydrogen, *FTP* 50(10), 1387-1393 (2016).
106. MA Reshchnikov, JD Mc. Namara, H. Helava, Two yellow luminescence bands in undoped GaN, *Sci.Rep.*8(1), 8091, (2018);doi: 10.1038/s41598-018-26354-z
107. Горяинов С. А., Абезгауз И. Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. — М.: Энергия, 1970. — 320 с.
108. Викулин И. М. Физика полупроводниковых приборов / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. — М. : Радио и связь, 1990. — 296 с.
109. Sunhae Shin et al. Negative Differential Resistance Devices with Ultra-High Peak-to-Valley Current Ratio and Its Multiple Switching Characteristics December 2013 *JSTS Journal of Semiconductor Technology and Science* 13(6):546-550. <https://doi.org/10.5573/JSTS.2013.13.6.546>
110. Jeremy J. Guttman et al. Negative differential resistance in polymer tunnel diodes using atomic layer deposited, TiO₂ tunneling barriers at various deposition temperatures *Organic Electronics* Volume 47, August 2017, Pages 228-234. <https://doi.org/10.1016/j.orgel.2017.05.015>
111. Prokhorov E. D., Botsula O. V. Negative differential conductivity semiconductor diode with resonance border 2010 INTERNATIONAL KHARKOV SYMPOSIUM ON PHYSICS AND ENGINEERING OF MICROWAVES, MILLIMETER AND SUBMILLIMETER WAVES. <https://doi.org/10.1109/MSMW.2010.5546144>
112. D. K. Roy, B. R. Pamplin *Tunnelling and Negative Resistance Phenomena in Semiconductors* (Pergamon, New York, 1977), pp. 1–35.
113. Brian R. Pamplin Negative differential conductivity effects in semiconductors 2006, pp. 1-19. <https://doi.org/10.1080/00107517008204806>
114. В. Т. Шамирзаев та др. Отрицательное дифференциальное сопротивление в мощных лазерных InGaN/GaN-диодах *Автоматрия*. 2016. Т. 52, № 5 ст. 31-36. <https://doi.org/10.15372/AUT20160505>
115. С. Г. Новиков та др. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением на передаточной вольтамперной характеристике. *Известия*

Самарского научного центра Российской академии наук, т. 15, №6, 2013 Физика и электроника

116. Konoreva O.V. et al. The influence of acoustic-dislocation interaction on intensity of the bound exciton recombination in initial and irradiated GaAsP LEDs structures Superlattices and Microstructures Volume 102, February 2017, Pages 88-93. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2016.12.026>

117. Konoreva et al. Acoustic-stimulated relaxation of GaAs_{1-x}P_x LEDs electroluminescence intensity Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics. — 2016. — Т. 19, № 1. — С. 34-38. <https://doi.org/10.15407/spqeo19.01.034>

118. Veleschuk V.P. et al. Acoustic emission and fluctuations of electroluminescence intensity in light-emitting heterostructures Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 2010. V. 13, N 1. P. 079-083. <https://doi.org/10.15407/spqeo13.01.079>

119. Vlasenko A.I. et al. Fluctuations of current, electroluminescence and acoustic emission in lightemitting A₃ B₅ heterostructures // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics 11(3), p. 230-235 (2008). <https://doi.org/10.15407/spqeo11.03.230>

120. Neplokh Vladimir et al. Red GaPAs/GaP Nanowire-Based Flexible Light-Emitting Diodes 2021 Nanomaterials 11(10):2549. <https://doi.org/10.3390/nano11102549>

121. Mohseni P. K. et al. Structural and optical analysis of GaAsP/GaP core-shell nanowires J. Appl. Phys. 106, 124306 (2009). <https://doi.org/10.1063/1.3269724>

122. Omer Arif et al. GaAs/GaP superlattice nanowires: growth, vibrational and optical properties Nanoscale, 2023,15, 1145-1153 <https://doi.org/10.1039/D2NR02350D>

123. Catalyst-free Heteroepitaxy of III-V Semiconductor Nanowires on Silicon, Graphene, and Molybdenum Disulfide Rochester Institute of Technology Rochester, New York August 4, 2020

124. Nikhil Jain, Mantu K. Hudait III–V Multijunction Solar Cell Integration with Silicon: Present Status, Challenges and Future Outlook Energy Harvesting and Systems V 1,N 3-4, 2014. <https://doi.org/10.1515/ehs-2014-0012>
125. Ionascut-Nedelcescu A, et al. Radiation hardness of gallium nitride. IEEE Trans. Nucl. Sci. 49: 2733-2738. doi:10.1109/TNS.2002.805363
126. A.H. Johnston et al. Characterization of proton damage in light-emitting diodes IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume: 47, Issue: 6, December 2000, pp. 2500 – 2507, DOI: 10.1109/23.903799
127. Р. М. Вернидуб, та ін. Спектральні характеристики вихідних та опромінених світлодіодів GaAsP Nucl. Phys. At. Energy 2021, volume 22, issue 2, pages 143-148, <https://doi.org/10.15407/jnpae2021.02.143>
128. G. Gaydar et al. About bond model of S-type negative differential resistance in GaP LEDs Superlattices and Microstructures Volume 104, April 2017, Pages 316-320, <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2017.02.042>
129. Берг А. Дин П. Светодиоды (Москва: Мир, 1979) 686 с.