

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

СТРАТІЛАТ ДМИТРО ПЕТРОВИЧ

УДК 621.315.592/621.039

ДИСЕРТАЦІЯ

**ВПЛИВ РАДІАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГОМОПЕРЕХІДНИХ СВІТЛОДІОДІВ (GaP; GaAsP) ТА
ГЕТЕРОПЕРЕХІДНИХ (InGaN/GaN)**

Спеціальність 104 – Фізика та астрономія

Галузь знань – Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії (PhD)

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідеї, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело _____. Д.П. Стратілат

Науковий керівник – **Тартачник Володимир Петрович**, доктор фізико-математичних наук, професор

Київ – 2024

АНОТАЦІЯ

Стратілам Д.П. Вплив радіаційних дефектів на характеристики гомопереходічних світлодіодів (GaP; GaAsP) та гетеропереходічних (InGaN/GaN). – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація подана на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 – Фізика та астрономія – Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, 2024.

Дисертаційна робота присвячена встановленню впливу опромінення електронами з $E = 2$ MeВ, γ – квантами ^{137}Cs , ^{60}Co , нейtronами реактора, на характеристики гомопереходічних GaP, GaAsP світлодіодів, а також світлодіодів із квантовими ямами InGaN/GaN.

Перший розділ містить аналіз літературних джерел, в яких напрямки досліджень близькі до теми дисертації. Розглянуті властивості вихідних гомопереходічних світлодіодних структур GaP та GaAsP та гетеропереходічних InGaN із квантовими ямами. Наведені результати аналізу дії відпалу на основні параметри і характеристики опромінених зразків. Описано специфіку взаємодії ультразвукової хвилі із вихідними порушеннями і радіаційними дефектами кристалічної гратки, опрацьовано і узагальнено інформацію про досягнення в області наукового пошуку, сучасних тонких технологій, особлива увага звернута на застосування інжекційних джерел свічення і їхню радіаційну стійкість.

У другому розділі висвітлена методика проведення експерименту – приготування зразків до опромінення, описана конструкція і принцип дії вимірювальних пристройів, пристосувань для опромінення електронами з $E_e = 2$ MeВ, γ -квантами Cs^{137} та Co^{60} , обладнань для вимірювання оптичних спектрів, розроблених автором. Розділ містить також (принципові схеми вимірювальних пристройів), докладне висвітлення особливості низькотемпературних електричних та спектральних вимірювань, способи одержання необхідної інформації та методи опрацювання експериментальних даних.

Виконано моделювання роботи реактора ВВР-М. Одержано радіальний та вертикальний розподіл енергії нейтронів в активній зоні реактора, а також щільностей потоків. Розраховано швидкості реакції з використанням нейтронноактиваційного аналізу.

Третій розділ містить результати досліджень деградаційно-відновних явищ, властивих вихідним та опроміненими електронами світлодіодів GaP. Проаналізовано вплив радіаційних дефектів на спектри випромінювання СД.

Виявлено, що короткохвильова дублетна смуга N-2ТА – результат фононних повторень лінії екситона N, зв'язаного на ізоелектронній домішці азоту; широкий максимум $h\nu = 2,15$ eВ – також фононна репліка, але екситона, захваченого азотною парою NN_1 з мінімальною відстанню між атомами.

Числові величини енергії активації гасіння двох смуг становлять $E_{A1} = 0,19$ eВ (для $h\nu = 2,15$ eВ) та $E_{A2} = 0,17$ eВ (для $h\nu = 2,27$ eВ). Незначна відстань між E_{A1} та E_{A2} може свідчити про імовірну генетичну спорідненість смуги 2, саме з екситоном, зв'язаним на ізольованому атомі N, а не на парі NN_1 . Обидва значення більші від енергії теплової дисоціації зв'язаного екситона, яка не вища 40 MeВ. Тому, очевидно, що у тепловому гасінні смуг приймають участь також дефекти із значно більшою глибиною залягання рівнів. Зафіксувавши на сімействі ВАХ, знятих при різних температурах, величину струму, можна відтворити криву ізохронного відпалу діода.

Залежність напруги від температури $U(T)$ вихідного діода в загальних рисах можна вважати двостадійним процесом із температурними інтервалами $50\div180^\circ\text{C}$ та $180\div490^\circ\text{C}$. В опроміненому – відновлення протікає у межах 3-х стадій: $20\div50^\circ\text{C}$; $50\div120^\circ\text{C}$; $120\div270^\circ\text{C}$, причому друга стадія – від'ємна – підвищення температури призводить до часткового повернення зразка у стан з вищим падінням напруги на ньому.

Складність тлумачення механізму відпалу об'єкта з p - n -переходом полягає в існуванні двох областей з різним типом провідності.

У монокристалах GaP, як відомо, характер відпалу n - та p -матеріалу – різний. Зразкам n -типу, опромінених електронами з $E = 1 \div 2$ MeВ, властива основна стадія $120 \div 180^\circ\text{C}$, на якій приходять у рух вакансії фосфору V_P ; основний відпал

монокристалів *p*-типу спостерігається в межах $250 \div 300^\circ\text{C}$, де активізуються вакансії галію V_{Ga} .

В опроміненому діоді в інтервалі температур $20 \div 50^\circ\text{C}$ спостерігається різке падіння напруги $\Delta U = 3 \div 8 \text{ В}$, вслід за яким на наступній стадії вона зростає знову. Тут слід зауважити, що в однорідному опроміненому кристалі незалежно від типу провідності, ця стадія не проявляється. Отже, можна сподіватись, що їїснування зумовлене наявністтю у діоді межі розділу різних типів провідності з підвищеною густинорою дислокацій, де в околі атмосфери Коттрелла можуть накопичуватись породжені опроміненням точкові дефекти з нулькою енергією активації.

Від'ємна стадія $50 \div 120^\circ\text{C}$ відсутня в опромінених однорідних кристалах. Подібна особливість може свідчити про формування комплексів радіаційних дефектів із домішками, котрі вже при $T > 150^\circ\text{C}$ розпадаються.

Остання стадія відпалу – $120 \div 370^\circ\text{C}$ результат накладання стадій відпалу V_P та V_{Ga} , котрі внаслідок їхньої високої концентрації в опроміненому зразку перестають розділятися.

У четвертому розділі розглянуто особливості вольт-амперних характеристик світлодіодів, одержаних на основі твердих розчинів GaP-GaAs. Наведено результати досліджень впливу електронного опромінення ($E = 2 \text{ MeV}$, $\Phi = 3 \cdot 10^{14} \div 2,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) на основні електрофізичні параметри діодів $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($x = 0,85$ – жовті, $x = 0,45$ – помаранчеві). Виявлено зростання диференційного опору, послідовного опору бази та бар'єрного потенціалу. Проаналізовано процеси відновлення досліджуваних зразків при ізохронному відпалі, обговорюються механізми деградаційно-відновних явищ.

П'ятий розділ містить результати досліджень оптичних характеристики вихідних світлодіодів $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ та опромінених електронами з $E = 2 \text{ MeV}$, $\Phi = 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Проведено оцінку ширини забороненої зони твердого розчину $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ для $x = 0,45$. Розраховано коефіцієнти пошкодження часу життя неосновних носіїв заряду для опромінених світлодіодів GaAsP та проаналізовано наслідки впливу радіації на експлуатаційний параметр T_1 , який визначає термостійкість роботи діодів.

У шостому розділі досліджувались спектри випромінювання білих світлодіодів (СД) InGaN/GaN, основні складові яких – лінія синього СД з $\lambda_{max} = 443$ нм та широка роздвоєна смуга вторинного випромінювання люмінофора AIT-YAG (Ce) $\lambda = 500 \div 650$ нм. У розділі показано, що немонотонна залежність інтенсивності свічення від температури зумовлена посиленням ефекту екранування внутрішніх полів вільними носіями, а також тепловим гасінням у результаті підвищення щільності фононного газу.

Виявлено, що спектр випромінювання КЯ світлодіода InGaN/GaN, який входить до складу гібридного білого СД у ролі активного елемента, підлягає класичному розподілу Гауса з напівшириною $\Delta\lambda = 8$ нм і максимумом при $\lambda_{max} = 443$ нм; випромінювання люмінофора складається з двох близько розташованих ліній $\lambda_{max} = 540$ нм та $\lambda_{max} = 570$ нм. Втрати на стоксове зміщення довжин хвиль люмінофором при 290 К складають $\Delta E_1 = 82\%$ та $\Delta E_2 = 77\%$ для двох смуг відповідно.

Встановлено, що сповільнення інтенсивності випромінювання при великих струмах може бути зумовленим дією ефекту балістичного перенесення носіїв струму. Довготривалі релаксаційні процеси, як наслідок існування підвищеної амплітуди густини станів у зразку, зумовлені скупченнями атомів In.

Опромінення електронами білих СД супроводжується введенням глибоких рівнів радіаційних дефектів, захвачуванням ними носіїв струму і послабленням екранування внутрішніх полів. Зростання впливу ефекту Штарка, який зменшує інтеграл перекриття хвильових функцій електрона і дірки, приводить до падіння інтенсивності свічення діода.

Виявлено, що радіаційна стійкість люмінофора вища від стійкості СД InGaN (майже в 1,6 рази), що зумовлено існуванням екситонної складової СД.

У сьому розділі показано, що у СД InGaN, при $T < 180$ К на ВАХ виникають області від'ємного диференційного опору. Встановлено, що пробійні ділянки на ВАХ – результат міжбар'єрного тунелювання носіїв.

Встановлено, що профіль спектральних характеристик СД InGaN відповідає розподілу Гауса; довгохвильова частина – містить фононне повторення основної лінії випромінювання.

Виявлено синій зсув основної лінії випромінювання, який пояснено дією ефекта Штарка та переповненням носіями квантових ям. Опромінення електронами з $E_e = 2$ MeВ приводить до падіння інтенсивності свічення СД InGaN.

Ключові слова: *Світлодіод, випромінювання, відпал, дислокація, GaP; GaAsP, InGaN/GaN, вольт-амперні характеристики СД, оптичні характеристики СД, радіаційна стійкість, квантова яма.*

ABSTRACT

Stratilat D.P. Influence of radiation defects on the characteristics of homojunction (GaP; GaAsP) and heterojunction (InGaN/GaN) LEDs. – Qualifying scientific work as a manuscript.

Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy in Specialty 104 – Physics and Astronomy – Institute of Nuclear Research of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2024.

The dissertation work is devoted to establishing the impact of exposure to the electrons with $E = 2$ MeV, γ - quanta of ^{137}Cs , ^{60}Co , neutrons on characteristics of homojunction GaP, GaAsP LEDs, as well as LEDs with quantum wells InGaN/GaN.

The first chapter contains a literary review of the scholarly knowledge related to the dissertation topic. It covers the properties of pristine homojunction LED structures GaP and GaAsP, as well as the heterojunction InGaN with quantum wells. The results of the analysis of the annealing effect on the main parameters and characteristics of irradiated samples are presented. The specifics of the interaction of the ultrasound wave with the initial irregularities and radiation defects of the crystal lattice are described, achievements in the field of scientific research and modern advanced technologies are processed and summarized. Special attention is given to the use of injection luminescence sources and their radiation resistance.

The second chapter describes the experimental method – sample preparation for irradiation, the design and operation principle of measuring equipment, devices for irradiation with electrons $E_e = 2$ MeB, γ - quanta Cs^{137} and Co^{60} , equipment for measuring optical spectrum developed by the author. The chapter also contains schematic diagrams of measuring devices, detailed features of low-temperature electrical and spectral measurements, methods of obtaining the necessary information, and methods of processing experimental data.

Simulation of the WWR-M reactor's operation was conducted. As a result, radial and vertical neutron energy distributions in the reactor's active zone, as well as neutron flux densities, were obtained. Reaction rates were calculated using neutron activation analysis.

The third chapter contains the study of degradation and recovery phenomena inherent in pristine and electron-irradiated GaP LEDs. The influence of radiation defects on the emission spectra of the diodes was studied.

The short-wavelength doublets band N-2TA is the result of phonon repetitions of the exciton N line bound to the nitrogen isoelectronic impurity; the broad maximum $h\nu = 2.15$ eV is also a phonon replica, but of the exciton bound to the nitrogen pair NN₁ with a minimum distance between atoms.

The values of the quenching activation energy of the two bands are $E_{A1} = 0.19$ eV (for $h\nu = 2.15$ eV) and $E_{A2} = 0.17$ eV (for $h\nu = 2.27$ eV). The small distance between E_{A1} and E_{A2} may indicate the probable genetic affinity of band 2, namely with the exciton bound to an isolated N atom, rather than to the NN₁ pair. Both values are higher than the thermal dissociation energy of the bound exciton, which is not higher than 40 MeV. Therefore, it is obvious that defects with a much deeper level depth are also involved in the thermal quenching of the bands. By fixing the current value on a family of the volt-ampere characteristics taken at different temperatures, it is possible to reconstruct the isochronous annealing curve of the diode.

The voltage versus temperature dependence $U(T)$ of the output diode can be generally considered a two-stage process with temperature intervals of 50÷180°C and 180÷490°C. In the irradiated state, the recovery proceeds within 3 stages: 20÷50°C; 50÷120°C; 120÷270°C, with the second stage being negative - the temperature increase leads to a partial return of the sample to a state with a higher voltage drop on it.

The complexity of interpreting the annealing mechanism of an object with a *p-n* junction lies in the existence of two areas with different types of conductivity.

As it is known, in GaP single crystals the annealing pattern of n- and p-materials is different. N-type samples irradiated by electrons with $E = 1 \div 2$ MeV are characterised by the main stage of 120 ÷ 180°C, where phosphorus vacancies V_P are set in motion; the main annealing of *p*-type single crystals is observed in the range of 250 ÷ 300°C, where gallium vacancies V_{Ga} are activated.

In an irradiated diode in the temperature range of 20 ÷ 50°C, a sharp voltage drop $\Delta U = 3 \div 8$ V is observed, after which it increases again at the next stage. It should be noted that

in a homogeneous irradiated crystal, regardless of the type of conductivity, this stage does not occur. Thus, it can be expected that its existence is due to the presence in the diode of an interface of different types of conductivity with an increased density of dislocations, where irradiation-induced point defects with low activation energy can accumulate in vicinity of the Cottrell atmosphere.

The negative stage of $50 \div 120$ °C is absent in irradiated homogeneous crystals. This feature may indicate the formation of complexes of radiation defects with impurities, which decay at $T > 150$ °C.

The last annealing stage, $120 \div 370$ °C, is the result of the superposition of the V_P and V_{Ga} annealing stages, which, due to their high concentration in the irradiated sample, cease to separate.

The fourth chapter studies the features of the volt-ampere characteristics of LEDs grown based on GaP-GaAs solid solutions. It presents study results of the electron irradiation effect ($E = 2$ MeV, $\Phi = 3 \cdot 10^{14} \div 2,6 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$) on the main electrophysical parameters of GaAs $_{1-x}$ P $_x$ diodes ($x = 0,85$ – yellow, $x = 0,45$ – orange). An increase in differential resistance, series resistance of the base, and barrier potential was identified. The recovery processes of the studied samples during isochronous annealing and the mechanisms of degradation-relaxation phenomena were analysed.

The fifth chapter contains the results of the optical characteristics of GaAs $_{1-x}$ P $_x$ pristine LEDs and LEDs irradiated with electrons with $E = 2$ MeV, $\Phi = 10^{15} \div 10^{16}$ cm $^{-2}$. The band gap width of the GaAs $_{1-x}$ P $_x$ solid solution was estimated for $x = 0.45$. Lifetime damage coefficients of minority charge carriers for irradiated GaAsP LEDs were calculated, and the effects of radiation on the operating parameter T $_1$, which determines diode thermal stability, were analysed.

The sixth chapter covers studies of the emission spectra of InGaN/GaN white LEDs, the main components of which are the blue LED line with $\lambda_{max} = 443$ nm and a wide bifurcated secondary emission band of the AIT-YAG phosphor (Ce) $\lambda = 500 \div 650$ nm. The chapter shows that the non-monotonic dependence of the luminescence intensity on the temperature is caused by the strengthening of the shielding effect of the internal fields by

free carriers, as well as by thermal quenching as a result of the increase in the density of the phonon gas.

It has been found that the QW emission spectrum of the InGaN/GaN LED, which is part of a hybrid white LED as an active element, follows the classical Gaussian distribution with a half-width of $\Delta\lambda = 8$ nm and a maximum at $\lambda_{\max} = 443$ nm; the phosphor emission consists of two closely spaced lines of $\lambda_{\max} = 540$ nm and $\lambda_{\max} = 570$ nm. The losses due to the stock wavelength shift by the phosphor at 290 K are $\Delta E_1 = 82\%$ and $\Delta E_2 = 77\%$ for the two bands, respectively.

It has been determined that the slowing of the radiation intensity at high currents can be caused by the effect of ballistic transfer of current carriers. Long-term relaxation processes, as a consequence of an increased amplitude existence of the states density in the sample, are caused by In atoms clusters.

Electron irradiation of white LEDs is accompanied by the influence of deep levels of radiation defects, their capture of current carriers and weakening of the internal fields shielding. An increase in the influence of the Stark effect, which reduces the integral of the overlap of the electron wave functions and hole, leads to a drop in the diode luminescence intensity.

It was studied that the radiation resistance of YAG is higher than of the InGaN LED (by almost 1.6 times), which is due to the existence of the exciton component of the LED.

The seventh chapter shows that in InGaN LEDS at $T < 180$ K at VAC appear areas with negative diffusion resistance. It is identified that the breakdown areas at VAC are the result of interbarrier carrier tunnelling.

It is shown that the profile of spectral characteristics of InGaN LEDs corresponds to the Gaussian distribution; and the long-wavelength part contains the phonon repetition of the main emission line.

The "blue" shift of the main emission line, caused by the Stark effect and carrier overflow in the quantum wells, was identified. It has been proved that irradiation with $E = 2$ MeV leads to decreased emission intensity of InGaN LEDs.

Keywords: *LED, radiation, annealing, dislocation, GaP, GaAsP, InGaN/GaN, LEDs volt-ampere characteristics, optical characteristics, radiation resistance, quantum well.*

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Статті з представленими основними науковими результатами дисертації:

1. **Д.П. Стратілат**, Р.М.Вернидуб, О.І. Кириленко, О.В. Конорева, П.Г. Литовченко, В.П. Тартачник, М.М. Філоненко, Вплив опромінення на електрофізичні характеристики світлодіодів GaAsP. Ядерна фізика та енергетика 22(1) (2021) 056. (Q-3, SCOPUS, EBSCO) <https://doi.org/10.15407/jnpae2021.01.056>
(Особистий внесок – аналіз наукових джерел; підготовка до проведення опромінення; вимірювання об'єктів дослідження, участь у інтерпретації наукових даних та їх обробка, підготовка статі до друку)
2. **Д. П. Стратілат**, Р. М. Вернидуб, О. І. Кириленко, О. В. Конорева, В. П. Тартачник, М. М. Філоненко, В. В. Шлапацька. Спектральні характеристики вихідних та опромінених світлодіодів GaAsP. Ядерна фізика та енергетика 22(2) (2021) 143. (Q-3, SCOPUS, EBSCO) <https://doi.org/10.15407/jnpae2021.02.143>
(Особистий внесок – аналіз наукових джерел; підготовка до проведення опромінення; створення оптичного вимірювального комплексу; участь в інтерпретації отриманих даних та їхня обробка, створення графічного матеріалу, підготовка статі до друку)
3. **D. P. Stratilat**, O.G. Diakov, I.A. Maliuk, , M.V. Strilchuk, V.V. Tryshyn. Calculation of spectrum and neutron flux density in experimental channels of WWR-M reactor. Ядерна фізика та енергетика 22(3) (2021) 243. (Q-3, SCOPUS, EBSCO) <https://doi.org/10.15407/jnpae2021.03.243>
(Особистий внесок – проведення досліду з опроміненням нейтронно - активаційних детекторів; інтерпретація наукових даних, підготовка статі до друку).
4. **D.P. Stratilat**, R.M. Vernydub, O.I.Kyrylenko, O.V.Konoreva, O.I. Radkevych, and V.P. Tartachnyk. Degradation-Reduction Features of Electrophysical

Characteristics of Irradiated Gallium Phosphide Light-Emitting Diodes. ACTA PHYSICA POLONICA A. 140(2) (2021) (Q-3, SCOPUS)

<https://doi.org/10.12693/APhysPolA.140.141>

(Особистий внесок – аналіз наукових джерел; підготовка до проведення опромінення; вимірювання об'єктів дослідження, участь у інтерпретації наукових даних та їх обробка, підготовка статі до друку)

5. **D.P. Stratilat**, O.P. Budnyk, M.E. Chumak, V.P. Tartachnyk. Spectral features of pristine and irradiated white emitting InGaN LEDs with quantum wells. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics 27(2) (2024) 235. (Q-3, SCOPUS) <https://doi.org/10.15407/spqeo27.02.235>

(Особистий внесок – аналіз наукових джерел; підготовка до проведення опромінення; участь у інтерпретації наукових даних та їх обробка, створення графічного матеріалу, підготовка статі до друку)

Праці з представленими матеріалами апробації дисертації:

1. **Dmytro Stratilat**, Roman Vernydyub, Olena Kyrylenko, Oksana Konoreva, Oleksander Radkevych, Volodymyr Tartachnyk, Valentyna Shlapatska «Effect of electron irradiation on the characteristics of green LED quantum well structures» 10th jubilee international conference on radiation in various fields of research (rad 2022) spring edition. 13–17.06.2022 | hunguest hotel sun resort | herceg novi | montenegro p.146. <https://doi.org/10.21175/rad.spr.abstr.book.2022.30.2>
2. **D. Stratilat**, R. Vernydyub, O. Kyrylenko, O. Konoreva, O. Radkevych, Tartachnyk V. Radiation defects in GaP, GaAsP, InGaN LEDs. The Ninth International Conference on Radiation in Various Fields of Research. vol. 5. 2021. P. 84 – 89. <https://doi.org/10.21175/RadProc.2021.16>
3. **Д.П. Стратілат**, Р.М. Вернидуб, Є.В. Малий, Т.І. Мосюк, І.В. Петренко, В.П. Тартачник «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 Інститут газу України) с.10

4. **D.P. Stratilat**, R.M. Vernydyub, O.I. Kyrylenko, I.V. Petrenko, O.I. Radkevych, V.P. Tartachnyk, V.V. Shlapatska, I.O. Poliakova, O.P. Budnyk. «Radiation of gallium phosphide LEDs in a state of negative differential resistance» International research and practice conference “nanotechnology and nanomaterials” (25-27 of August 2022 Lviv, Ukraine) p. 511
5. **Д.П. Стратілат**, Є. В. Малий, М. Б. Пінковська, В. П. Тартачник. «Рекомбінаційна ефективність гомоперехідних р-п-структур та гетероструктур із квантовими ямами» XXIX щорічна наукова конференція інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 26-30 вересня 2022 року) с. 142
6. **Д.П. Стратілат**, Т.І. Мосюк, Р.М. Вернидуб, О.В. Конорєва, В.П. Тартачник. «Особливості електрофізичних характеристик вихідних та опромінених світлодіодів (ingan/gan) із квантовими ямами» III International scientific and practical conference “theoretical aspects of education development” (Warsaw, Poland January 24 – 27, 2023) p. 462
7. **Д.П. Стратілат**, Є.В. Малий, О.Б. Смірнов, Р.К. Савкіна. «DLC/Cd(Zn)Te X/гамма-детектор з високопродуктивними можливостями для моніторингу навколошнього середовища» IX українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН–9 (Ужгород, Україна 22 - 26 травня 2023) с. 261
8. **D.P. Stratilat**, O.P. Budnyk, R.M. Vernydyub, L.A Kot, O.V. Melnychenko, T.I. Mosiuk, O.I. Radkevych, V.P. Tartachnyk, H.S. Shepel. “Electrophysical properties of InGaN/GaN LEDs with quantum wells” International research and practice conference “nanotechnology and nanomaterials” (16-19 of August 2023 Bukovel, Ukraine) p. 247
9. **D.P. Stratilat**, O.P. Budnyk, R.M. Vernydyub, L.A Kot, O.V. Melnychenko, T.I. Mosiuk, O.I. Radkevych, V.P. Tartachnyk, H.S. Shepel. “ Differences in emission spectra of pristine and irradiated with 2 MeV electron beam InGaN/GaNLEDs with quantum wells ” International research and practice conference “nanotechnology and nanomaterials” (16-19 of August 2023 Bukovel, Ukraine) p. 248
10. **Д. П. Стратілат**, Р. М. Вернидуб, Л. А. Кот, Ю. Б. Мирошніченко, Т. І. Мосюк, В. П. Тартачник. «Негативний диференціальний опір у світлодіодах InGaN із

- квантовими ямами» Щорічна наукова конференція інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25-29 вересня 2023 року) с. 129
11. **Д.П. Стратілат**, Р. М. Вернидуб, П. Г. Литовченко, Т. І. Мосюк, І. В. Петренко, В. П. Тартачник. «Особливості рекомбінаційних властивостей світлодіодів із квантовими ямами» Щорічна наукова конференція інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25-29 вересня 2023 року) с. 131
12. **Д.П. Стратілат**, Р. М. Вернидуб, Т. І. Мосюк, М. Б. Пінковська, О. І. Радкевич, В. П. Тартачник. «Вплив радіаційних дефектів на властивості світлодіодів InGaN/GaN із квантовими ямами» Щорічна наукова конференція інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25-29 вересня 2023 року) с. 132

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	18
ВСТУП	20
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ (СД GaP, GaAsP, InGaN)	25
1.1 Кристалічна та зонна структура GaP	25
1.2 Вплив радіаційних дефектів на електрофізичні характеристики GaP структур	29
1.3 Вплив проникного випромінювання на структури GaAsP	35
1.4 Властивості гетероструктур InGaN	38
1.5 Використання наноструктур на основі InGaN для створення джерел білого свічення	39
1.6 Вплив проникного опромінення на LED InGaN/GaN	41
1.7 Застосування світлодіодів	44
Висновки до розділу	45
РОЗДІЛ 2. ОБЄКТИ ДОСЛІДЖЕННЯ, МЕТОДИКА ВИМІРЮВАННЯ ТА ОПРОМІНЕННЯ	46
Вступ	46
2.1 Вибір об'єктів дослідження	47
2.2 Особливості проведення вимірювання параметрів досліджуваних об'єктів	48
2.3 Вимірювання спектральних та ВАХ характеристик досліджуваних об'єктів	50
2.4 Вимірювання електрофізичних характеристик	52
2.5 Проведення опромінення	53
2.5.1 Опромінення γ – квантами ^{60}Co	53
2.5.2 Використання продуктів поділу важких ядер, як джерела γ – квантів	56
2.5.3 Електронне опромінення	58
2.5.4 Опромінення нейtronами	59
Висновки до розділу	74
РОЗДІЛ 3. ДЕГРАДАЦІЙНО-ВІДНОВНІ ОСОБЛИВОСТІ	75

ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПРОМІНЕНИХ ФОСФІДО-ГАЛІЄВИХ СВІТЛОДІОДІВ

Вступ	75
3.1 Експеримент	76
3.2 Результати	77
Висновки до розділу	82
РОЗДІЛ 4. ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ НА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ПАРАМЕТРИ СВІТЛОДІОДІВ GaAsP	83
Вступ	83
4.1 Експеримент	84
4.2 Результати	84
Висновки до розділу	92
РОЗДІЛ 5. ВПЛИВ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА СПЕКТРАЛЬНІ ПАРАМЕТРИ СВІТЛОДІОДІВ GaAsP	93
Вступ	93
5.1 Експеримент	94
5.2 Результати	94
Висновки до розділу	103
РОЗДІЛ 6. ОСОБЛИВОСТІ СПЕКТРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ БІЛИХ СВІТЛОДІОДІВ InGaN ІЗ КВАНТОВИМИ ЯМАМИ	104
Вступ	104
6.1 Експеримент	106
6.2 Результати	107
Висновки до розділу	119
РОЗДІЛ 7. ОСОБЛИВОСТІ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ СВІТЛОДІОДІВ InGaN/GaN ІЗ КВАНТОВИМИ ЯМАМИ	120
Вступ	120
7.1 Експеримент	120

Висновки до розділу	128
ВИСНОВКИ	129
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	132
ДОДАТОК А	143

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АЕС – атомна електрична станція;

АЗ – аварійний захист;

АкЗ – активна зона;

ВАХ – вольт-амперні характеристики;

ВДО – від'ємний диференціальний опір;

ДІВ – джерело проникного випромінювання;

ЕЛ – електролюмінісценція;

ІК – іонізаційна камера;

КЯ – квантова яма;

МД – молекулярна динаміка;

ННЗ – неосновні носії заряду;

Па – паскаль;

СД – Світлодіод;

ТВЗ – тепловиділяюча збірка;

CFL – compact fluorescent lamp;

GaAsP – Арсенід-фосфід галію;

GaP – Фосфід галію;

InGaN – Індіум-галіум нітрид;

LED – light-emitting diode;

MCL – Micro Cathode Luminescence;

UV – Ultra violet;

YAG – Ітрієво-алюмінієвий гранат;

E_g – ширина забороненої зони;

E_C – дно зони провідності;

E_V – вершина валентної зони;

U_{qw} – значення напруги квантової ями;

λ – значення довжини хвилі;

mcd – одиниця вимірювання сили світла;

нм – одиниця вимірювання відстані, дорівнює 1×10^{-9} метра;

Гр – одиниця вимірювання поглиненої дози проникного випромінювання;

$1 \text{ Гр} = \text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$;

еВ – одиниця вимірювання енергії $1 \text{ eV} = 1,602\ 176\ 634 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$;

А – Ампер, одиниця вимірювання сили електричного струму;

В – Вольт, одиниця вимірювання електричної напруги;

Р – Ренген, одиниця вимірювання дози X – випромінювання, гамма-опромінення

$1 \text{ P} = 2,57976 \cdot 10^{-4} \text{ Кл}/\text{кг}$;

рад - позасистемна одиниця поглиненої дози іонізуючих випромінювань.

$1 \text{ rad} = 0,01 \text{ Дж}/\text{кг} = 2.388 \cdot 10^{-6} \text{ кал}/\text{г}$.

^{10}B - радіоактивний нуклід хімічного елемента бору з атомним номером 5 і масовим числом 10.

^{60}Co – радіоактивний нуклід хімічного елемента кобальту з атомним номером 27 і масовим числом 60;

^{137}Cs – радіоактивний нуклід хімічного елемента цезію з атомним номером 55 і масовим числом 137;

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Світлодіодні структури знайшли широке застосування в інформаційно-обчислювальних системах, системах відслідковування, керування, космічного зв'язку та ін. Швидкодія інформаційних каналів, чи систем спостереження залежить від досконалості структури активних елементів комунікаційних ліній, а відтак від якості оптоелектронних пар, яка визначається концентрацією глибоких рівнів у базі СД.

Накопичення даних про основні параметри рівнів дефектів, які активно впливають на час життя неосновних носіїв заряду і на електропровідність кристалів, на їхню випромінювальну здатність, квантовий вихід дозволяє розробляти способи підвищення ефективності оптоелектронних модулів, швидкодії волоконно-оптичних ліній зв'язку, надійності та експлуатаційного ресурсу навігаційного обладнання.

Опромінення дозволяє вводити у зразок дефекти потрібного виду у необхідній концентрації, застосовуючи певний вид часток та контролюючи дози. Використання радіаційних технологій з метою модифікації властивостей напівпровідниковых матеріалів ґрунтуються на результатах, одержаних шляхом дослідження радіаційних пошкоджень. У рамках теми дисертації вибрано і заплановано також окремий важливий для практичного застосування напрям – визначення констант радіаційної стійкості основного активного елемента оптоелектронних модулів-світлодіода.

Об'єкт дослідження – Гомоперехідні світлодіоди GaP, GaAsP та гетероперехідні СД InGaN із квантовими ямами

Предмет дослідження – Електрофізичні та електролюмінісцентні характеристики СД GaP, GaAsP та InGaN

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

Мета дослідження – вияснення впливу опромінення електронами та γ -квантами на основні електрофізичні і електролюмінісцентні характеристики гомоперехідних

СД GaP, GaAsP та гетеропереходних InGaN; встановлення закономірностей деградаційних процесів і виявлення причин, котрі їх спричиняють; одержання узагальнених висновків щодо спільноти механізмів, які керують радіаційною деградацією параметрів.

Методи дослідження:

- Autodesk Autocad - створення креслень для виготовлення обладнання дослідів по опроміненню, та модернізації вимірювального обладнання;
- Geant4 – Моделювання нейтронних характеристик реактора ВВР-М;
- дослідження ВАХ характеристик;
- аналіз спектральних характеристик;
- дослідження відновлення електричних і оптичних характеристик у процесі ізохронного та ізотермічного відпалів.

Завдання дослідження:

1. Розробити і виготовити необхідні пристосування та обладнання для проведення опромінювання електронами та γ – квантами.
2. Спроектувати і виготовити додаткове обладнання для розширення амплітудних меж вимірювання оптичних сигналів.
3. Спроектувати і виготовити методичні пристосування для низькотемпературних вимірювань спектрів випромінювання СД та ВАХ.
4. Створити банк даних спектрів всіх трьох груп діодів у електронному вигляді (вихідні і опромінені)
5. Провести детальний аналіз спектральних і електрофізичних даних з метою одержання узагальнених фізичних висновків.
6. На основі опрацьованих матеріалів досліджень сформувати цілісну картину результатів, одержаних внаслідок виконання роботи за напрямком, що відповідає темі дисертації.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. Визначено глибини залягання рівнів, які спричиняють гасіння основних смуг електролюмінісценції СД GaP ($E_{A1} = 0,19$ eB; $E_{A2} = 0,17$ eB)

2. Виявлено, що у СД GaAsP при 300 К електропровідність забезпечується дифузійно-рекомбінаційним механізмом; при 77 К переважає рекомбінаційна компонента. Вище $\Phi = 8,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ коефіцієнт неідеальності зростає за рахунок участі радіаційних дефектів у рекомбінаційному процесі.
3. Виявлено, що СД GaAsP характеризуються вищою радіаційною стійкістю порівняно з СД GaP.
4. Визначено, що ширина забороненої зони твердого розчину $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ для ($x = 0.45$) добре узгоджується зі співвідношенням Варшні для сполук A_3B_5 .
5. Встановлено, що спектр випромінювання «білих» СД InGaN/GaN узгоджується з розподілом Гауса, що свідчить про коректність застосування класичних методів розрахунку оптичних спектрів досліджуваних зразків.
6. Опромінення електронами білих СД супроводжується послабленням екранування внутрішніх полів кристала.

Особистий внесок здобувача. За період виконання дисертаційної роботи здобувач зібрав експериментальний пристрій для вимірювань електролюмінісцентних характеристик СД GaAsP та InGaN. Дисертант встановив області температурної стабільності радіаційних дефектів у СД GaP, введених електронами з $E = 2 \text{ MeV}$, та визначив їхні коефіцієнти пошкодження. Стратілатом Д.П. показано, що у СД GaAsP при кімнатних температурах електропровідність забезпечується дифузійного-рекомбінаційним механізмом; зниження температури до 77 К приводить до переважання рекомбінаційної складової. Радіаційні дефекти після $\Phi = 8,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ спричиняють швидке зростання коефіцієнта неідеальності діода і основну роль при відновленні електричних параметрів СД GaAsP може відігравати дифузія вакансій фосфору.

У процесі дослідження радіаційної стійкості СД GaAsP Стратілатом Д.П. виявлено, що СД GaAsP порівняно з аналогічними структурами GaP значно стійкіші; визначені також величини електронної температури СД GaAsP.

Аналіз спектрів гіbridних білих СД InGaN із КЯ показав, що залежність інтенсивності випромінювання від довжини хвилі добре узгоджується з класичним розподілом Гауса; визначено втрати на стокове зміщення люмінофором;

сповільнення інтенсивності свічення при високих рівнях інжекції зумовлене балістичними перенесенням носіїв над КЯ. Виявлено довготривалі релаксаційні процеси у СД InGaN, спричинені скупченнем атомів In.

Електронне опромінення супроводжується падінням інтенсивності свічення СД внаслідок захвату носіїв струму радіаційними дефектами; послаблення екранування внутрішніх полів посилює вплив ефекта Штарка, що призводить до зменшення імовірності рекомбінації електрона з діркою

Практичне значення отриманих результатів:

1. Розроблена технологія та пристрой для електронного, гамма, нейтронного опромінення для дослідження радіаційної стійкості напівпровідниковых структур.
2. Величини коефіцієнтів пошкодження часу життя носіїв струму можуть бути застосованими для розрахунку радіаційної стійкості СД.
3. Дозові залежності квантового виходу СД можуть бути використані при проектуванні опто-електронних модулів для застосування в умовах підвищеного радіаційного фону.
4. Результати досліджень ВАХ СД можуть бути використані при проектуванні діода, призначеного для роботи в екстремальних умовах (великі зворотні зміщення, вплив радіації)

Публікації. За результатами досліджень опубліковано 17 наукових праць, у тому числі 5 статей у фахових журналах згідно зі списком МОН України, що включені у міжнародні наукометричні бази даних; 12 тез доповідей у матеріалах конференцій та з'їздів.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційне дослідження складається зі вступу, сімох розділів, висновків до кожного розділу, списку використаних джерел із 96 найменувань. 78 рисунків, 5 таблиць. Загальний обсяг дисертації становить 145 сторінок, з яких основного тексту 107 сторінок.

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

1. Дослідження змін фізичних властивостей напівпровідників та приладів на їх основі за різної комбінації зовнішніх впливів” (№ держ. реєстрації 0116U002919, 2017-2021 pp.)
2. Дефекти радіаційного і технологічного походження та їхній вплив на властивості напівпровідникових матеріалів і світлодіодних структур” (№ держ. реєстрації 0116U008468, 2017-2021 pp.)
3. Дослідження радіаційної стійкості і впливу радіаційних дефектів при опроміненні частинками різних видів напівпровідникових структур InGaN (№ держ. реєстрації 0121U112031, 2021-2022, науково-дослідні роботи молодих учених НАН України 2021-2022 роки)
4. Фізичні властивості багатодолинних напівпровідників і світлодіодних структур у радіаційних, теплових і деформаційних полях» (№ держ. реєстрації 0121U110388, 2022-2026 pp.)

РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ (СД GaP, GaAsP, InGaN)

1.1 Кристалічна та зонна структура GaP

GaP (фосфід галію) - непрямозонний напівпровідник із широкою забороненою зоною, з високою термостабільністю, механічною міцністю, високою діелектричною проникністю та доброю теплопровідністю. Оптичні характеристики GaP відзначаються високою прозорістю у видимій та інфрачервоній області.

Фосфід галію був вперше синтезований у 1950-х роках у рамках досліджень напівпровідникових матеріалів, після чого його застосування значно розширилося завдяки швидкому розвитку способів вирощування монокристалів та монокристалічних плівок. [1]

Наразі кристали GaP знаходять широке застосування у різних галузях науки та техніки - для створення різноманітних напівпровідникових пристрій, світлодіодів, лазерів та фотодетекторів. В оптоволоконних мережах СД GaP використовуються для передачі та обробки оптичних сигналів, для перетворення сонячної енергії в електричну, у медицині, астрономії, оборонній промисловості та ін.

Дефекти структури активно впливають на властивості кристалів та приладів, створених на їхній основі. Вивчення механізмів утворення дефектів дозволяє розробити методи та технології покращення характеристик СД приладів, підвищення їхньої надійності та тривалості роботи в умовах дії проникного випромінювання.

Серед усіх напівпровідників A_3B_5 фосфід галію - найкращий кандидат при виготовленні сонячних елементів [2]. Потрійні та четвертинні складні напівпровідники на основі GaP, - InGaP та AlInGaP придатні для виготовлення багатоперехідних сонячних елементів. Характерна їхня перевага - високий коефіцієнт поглинання у видимому спектрі [3]. GaP перспективний для виготовлення у якості світлодіодів та транзисторів з високою теплопровідністю.

Епітаксіальні методи вирощування GaP використовувалися переважно для отримання монокристалічних тонких плівок GaP; методи осадження – для

виготовлення аморфних плівок; в останні роки знайшли поширення методи плазмового осадження за допомогою іонного променя [1].

Радіочастотне (РЧ) напилення найперспективніше з погляду широкомасштабних застосувань при виготовленні приладів за відносно низькою ціною [4]. У порівнянні з іншими методами осадження, воно не вимагає використання високих температур, що особливо важливо, бо міжатомний зв'язок між Ga та P руйнується за високих температур і фосфор випаровується [5].

Фосфід галію відноситься до алмазоподібних напівпровідників типу A_3B_5 . У межах від 21 ГПа до 25 ГПа він починає кристалізуватися у структуру цинкової обманки (сфалериту) [6, 7], її будова - комбінація двох вставленіх одна в одну кубічних гранецентрованих граток, взаємно зміщених на чверть діагоналі куба; кожна з них складається з атомів одного виду рис. 1.1.Період гратки при кімнатній температурі $a = 0,5447 \pm 0,00002$ нм. При збільшенні тиску структура GaP змінюється на алотропну, схожу до структури кам'яної солі. Період гратки у тетраедральному алотропному GaP при нормальному тиску та кімнатній температурі становить $a = 0,54505 \pm 0,00002$ нм [8].

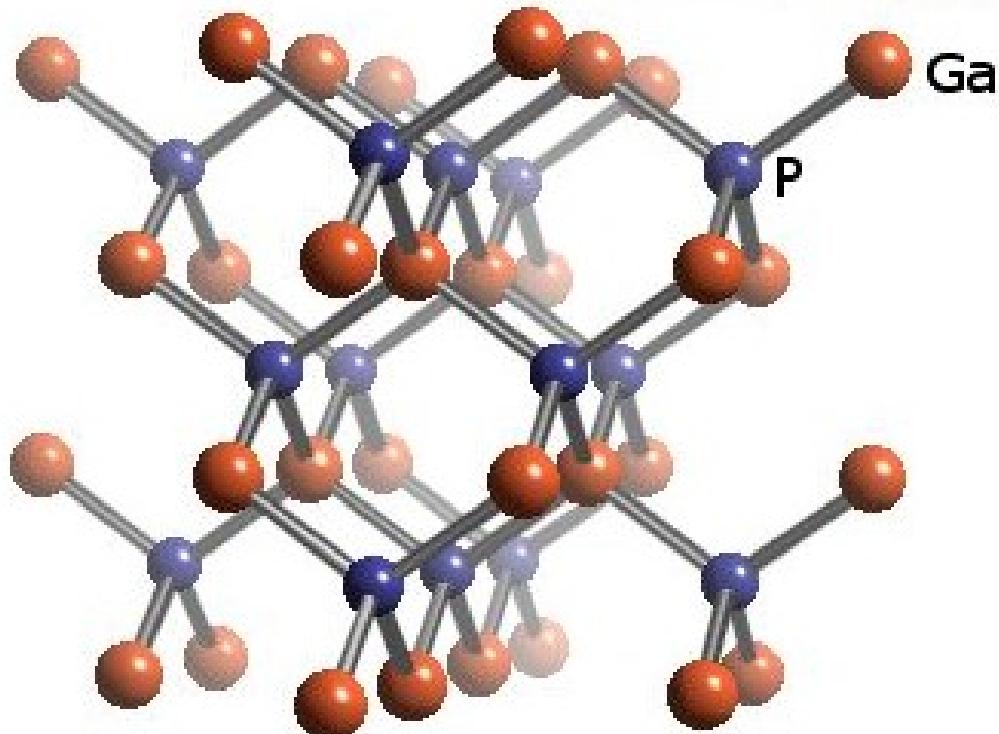


Рис. 1.1. Кристалічна структура фосфіду галію

При дослідженні ефекту низькотемпературного теплового розширення [9], встановлено, що порівняно з іншими матеріалами відповідної будови у кристалічній гратці GaP відсутній низькотемпературний діапазон, де коефіцієнт теплового розширення - від'ємний. Отримані данні пояснювалися переважним впливом ковалентних міжатомних зав'язків у структурі GaP.

Зона Бріллюена GaP та інших аналогічних сполук A_3B_5 має вигляд зрізаного октаедра з точками симетрії, приведеними на рис. 1.2

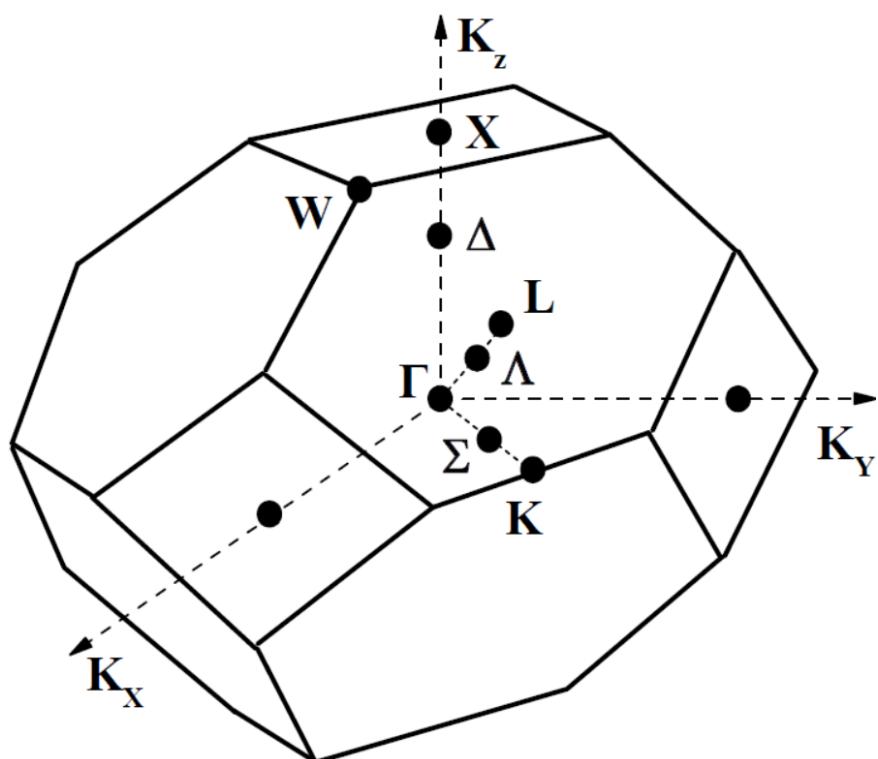


Рис. 1.2 Зона Бріллюена фосфіду галію.

$\Gamma - K = (000)$ — в центрі зони Бріллюена,

Δ — вздовж осей (100) всередині зони,

X — (100) на краю зони Бріллюена,

Σ — вздовж осей (110) всередині зони,

K — (110) на краю зони Бріллюена,

Λ — вздовж осей (111) всередині зони,

L — (111) на краю зони Бріллюена.

Конкретна зонна структура для кожного представника A_3B_5 у межах спільної для них зони Бріллюена залежить від типу симетрії хвильових функцій валентних електронів атомів, що утворюють сполуку. Найдостовірніші дані щодо зонної структури GaP отримано експериментально при дослідженні поглинання та відбиття світла, а також з використанням спектрального розподілу фотопровідності у межах області власного поглинання.

Відповідно до емпіричного правила [10], енергетичні щілини однаково залежать від тиску для відповідних електронних станів. Використовуючи його та залежності електронних переходів від тиску, автори [11] запропонували вигляд зонної структури GaP, поданий на рис. 1.3

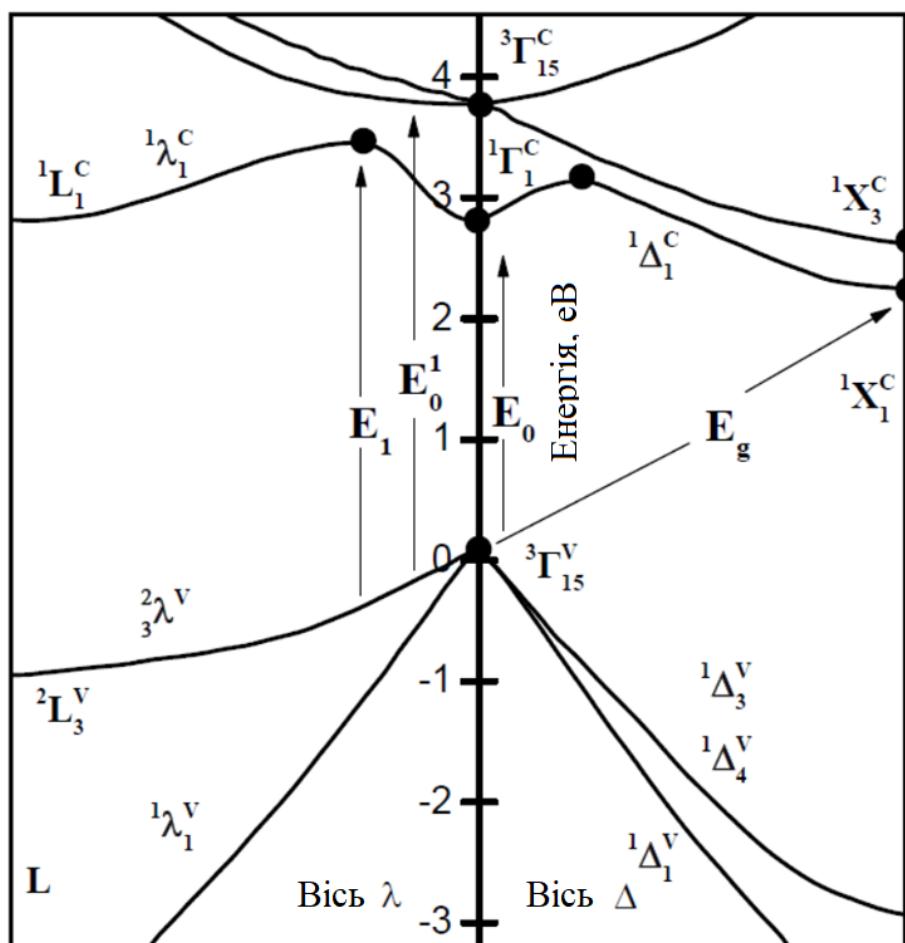


Рис. 1.3 Зонна структура фосфіду галію.

Експериментальні дані підтверджують деталі зонної структури GaP. Таким чином, абсолютний мінімум зони провідності (точка X), представлений на рис. 1.2

лежить на краю зони Бріллюена в напрямку (100), тоді як положення максимуму валентної зони (точка - Г) – центр зони. Абсолютне мінімальне значення забороненого проміжку рис. 1.2 відповідає непрямому оптичному переходу $\Gamma_{15}^V \rightarrow X_1^c$.

1.2 Вплив радіаційних дефектів на електрофізичні характеристики GaP структур

У роботі [12] приведені результати досліджень морфології поверхні монокристалів GaP, опромінених електронами $E = 1 \text{ MeV}$, $\Phi = 10^{18} \text{ см}^{-2}$, протонами $E = 6,8 \text{ MeV}$, $\Phi = 10^{17} \text{ см}^{-2}$, та α -частинками $E = 80 \text{ MeV}$, $\Phi = 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Використання атомного силового мікроскопа дозволило одержати топологічну характеристику поверхні вихідних та опромінених зразків, яка характеризується наявністю хаотично розташованих виступів і впадин. Середня наймасштабніша нерівність становить $\sim 10 \text{ nm}$ із поверхневою протяжністю 91 nm і кутом нахилу поверхні виступу $\sim 6,51^\circ$. У результаті опромінення електронами вона частково вирівнюється і вкривається виступами конічної форми майже однакової величини – $20 \div 30 \text{ nm}$ з поверхневою густинорою $\sim 1,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Мінімізація вільної енергії відбувається за рахунок зменшення концентрації поверхневих дефектів, котрі на завершальному етапі дифузійного процесу стають учасниками формування масштабних «nano – hills» (наногорбів).

Подібна тенденція до об'єднання простих дефектів, виявлена методом анігіляції позитронів, спостерігалась також в опроміненому GaP. При протонному опроміненні поверхня зразка стає значно неодноріднішою, безліч окремих виступів зливаються у суцільні масиви, розділені глибокими впадинами.

Головна особливість зразка, опроміненого α^{++} -частинками, – більший розмір наногорбів (Δ до 50 nm) з ускладненою поверхневою структурою. Автори [13] роблять висновок, що наногорби виникають внаслідок дифузії точкових дефектів у область кристала, насичену розупорядкованими областями.

Дослідження поверхневого мікроплазмового свічення, спричиненого мікроплазмами у СД GaP, проводились у роботах [14, 15]. Встановлено, що на початку пробою головну роль у виникненні пробійного струму відіграє тунельна складова, великі зворотні струми формуються на основі лавинного механізму. Спектр мікроплазм розглядається, як результат накладання випромінювання «гарячих» носіїв та рекомбінаційного – «домішковий рівень – валентна зона». Опромінення електронами з $E = 2$ МeВ зменшує число мікроплазм. При значних зворотних струмах ($I > 1$ мА) виникає зсув зворотних ВАХ у бік високих напруг.

Процеси самодифузії атомів Р та Ga вивчались методом молекулярної динаміки [16]. Встановлено, що міжвузловий атом Р стає рухомим при $T = 1$ К; Ga – при $T = 100$ К. Перехід від міжвузлового механізму дифузії до вакансійного для Р атома розпочинається при 900 К; для Ga – при 500 К.

Основна увага авторів роботи [17] зосереджувалась на аналізі спектрів електролюмінесценції червоних фосфідо-галієвих світлодіодів. Okрім головної смуги випромінювання $h\nu = 1,845$ еВ виявлено додаткову короткохвильову компоненту $h\nu = 2.206$ еВ, існування якої пов’язується з донорно-акцепторними переходами Zn – Sn. Вона зростає в області малих струмів ($I \leq 50$ мА) і зменшується при $I > 90$ мА внаслідок нагрівання.

Результати досліджень спектрів зелених діодів, приведені в роботі [18], де ідентифіковані лінії, зумовлені випромінюванням зв’язаних на ізольованих атомах азоту екситонів та на парах NN. Зростання рівня інжекції супроводжується перерозподілом інтенсивностей у результаті зміни поперечного перерізу захвату носіїв на обидві групи центрів.

Опромінення реакторними нейtronами СД GaP приводить до падіння інтенсивності їхнього свічення у результаті введення глибоких безвипромінювальних рівнів радіаційних дефектів, при цьому тунельна складова струму залишається незмінною внаслідок впливу «тунельного шунта» [19].

Коефіцієнт радіаційного пошкодження часу життя неосновних носіїв заряду при опроміненні електронами $E = 2$ МeВ СД GaP становить $K\tau = 1,5 \cdot 10^7$ с \cdot см $^{-2}$ [20]. Відновлення інтенсивності свічення – двостадійне.

Особливості деградації краєвого поглинання монокристалів GaP, легованих різними домішками і опромінених електронами з $E = 1$ MeВ, розглянуто у роботі [21]. Монотонний зсув краю поглинання з нарощуванням дози пояснюється утворенням хвостів густини станів та локальними звуженнями ширини забороненої зони. Ізохронний відпал опромінених зразків показав, що основний вплив на деструкцію краю поглинення створюють точкові дефекти і їхні комплекси.

Зростання тунельної складової струму GaP-діодів пов'язується із введенням радіаційних пошкоджень у збіднену область p-n структури. Висловлюється думка, що зниження інтенсивності свічення опроміненого зразка може бути зумовленим не лише безвипромінювальними центрами радіаційних дефектів, але й перерозподілом між інжекційно-рекомбінаційною та тунельною складовими загального струму.

Дослідження впливу радіаційних дефектів на електрофізичні та оптичні характеристики зелених світлодіодів GaP, опромінених γ – квантами ^{60}Co , проводились у роботі [22]. Автори дійшли висновку, що довготривалі релаксаційні процеси у зразках, опромінених γ -квантами, виникають внаслідок присутності дислокаційних сіток – джерел темних ліній та темних плям.

У роботі [23] проводились дослідження області від'ємного диференціального опору N-типу, який виникає на ВАХ при низьких температурах. Подібна особливість, як зазначають автори, може бути зумовлена тунелюванням вільних носіїв на рівні складних дефектів.

Відновлення інтенсивності випромінювальної рекомбінації кристалів GaP, опромінених електронами з $E = 1\text{MeВ}$, відбувається, як показали автори [24], у межах 200 - 600 K; при цьому основна стадія відпаду знаходиться в інтервалі 200 - 400 K.

В основі механізму деградації свічення діодів GaP, як випливає з результатів [15], лежить два механізми: руйнування екситонів полями радіаційних дефектів та зменшення концентрації носіїв внаслідок їхнього захоплення рівнями введених опроміненням дефектів.

Специфіка взаємодії ультразвукової хвилі з порушеннями структури СД GaP аналізувалась у роботі [25]. Виявлено, що УЗ-обробка світодіода супроводжується

падінням інтенсивності випромінювання і його відновленням – після припинення звукового навантаження.

Тривалість релаксаційного процесу зростає з часом озвучення. Головною причиною деградації свічення автори вважають руйнування екситонів полями активованих ультразвуком дислокацій.

Як видно з наведеною короткого огляду робіт, присвячених вивченю вихідних та опромінених СД GaP, питання деградаційного впливу радіаційних дефектів на характеристики діодів у літературі висвітлено достатньо повно. Одержані нами результати – доповнення до згаданих вище і стосуватимуться передовсім особливостей, які виникають у діодах, опромінених електронами проміжної енергії ($E = 2 \text{ MeV}$), недостатньої для утворення складних первинних зміщень.

На рис. 1.5, 1.6 показані прямі гілки ВАХ вихідних та опромінених нейtronами СД GaP. [25]

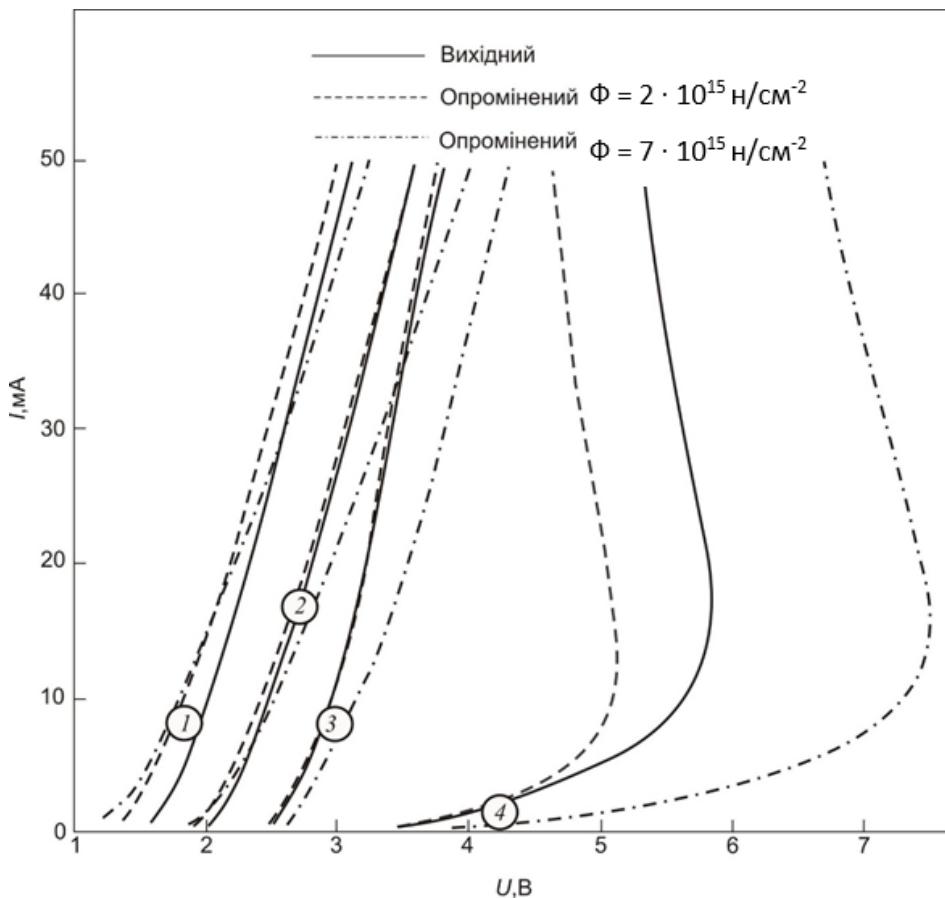


Рис. 1.5. Температурні залежності прямих гілок ВАХ для вихідного та опроміненого нейtronами червоного GaP:ZnO світлодіода, виміряні при температурах: 1 – $T = 300 \text{ K}$; 2 – $T = 180 \text{ K}$; 3 – $T = 130 \text{ K}$; 4 – $T = 83 \text{ K}$.

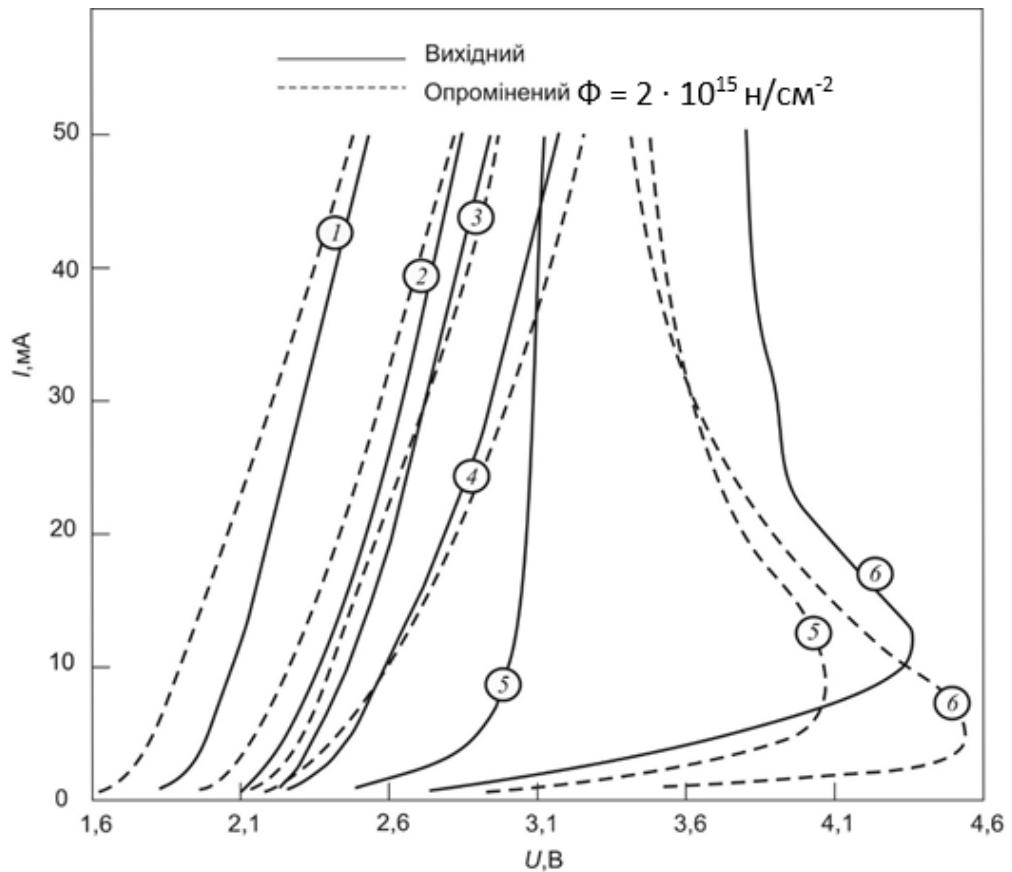


Рис. 1.6. Температурні залежності прямих гілок ВАХ для вихідного та опроміненого нейtronами зеленого GaP:N світлодіода, виміряні при температурах: 1 – $T = 300\text{ K}$; 2 – $T = 180\text{ K}$; 3 – $T = 150\text{ K}$; 4 – $T = 130\text{ K}$; 5 – $T = 95\text{ K}$; 6 – $T = 85\text{ K}$.

Видно, що при низьких температурах виникають ділянки від'ємного диференційного опору (ВДО), щодо походження яких остаточної думки досі не вироблено. За аналогією з діодами GaAsP, можна припустити, що існування позитивного оберненого зв'язку і, відповідно, S – подібності на ВАХ, забезпечене формою зонної структури GaP.

Гілки зворотніх струмів вихідного та опроміненого електронами СД GaP при різних температурах, показані на рис. 1.7. В області стабільності – до 410 К залежність пробійної напруги від температури опроміненого зразка свідчить, що механізм пробою-лавинного характеру.

Окремі відтворювальні пробої ($410 \div 530\text{ K}$) очевидно пов'язані з формуванням великомасштабних мікроплазм.

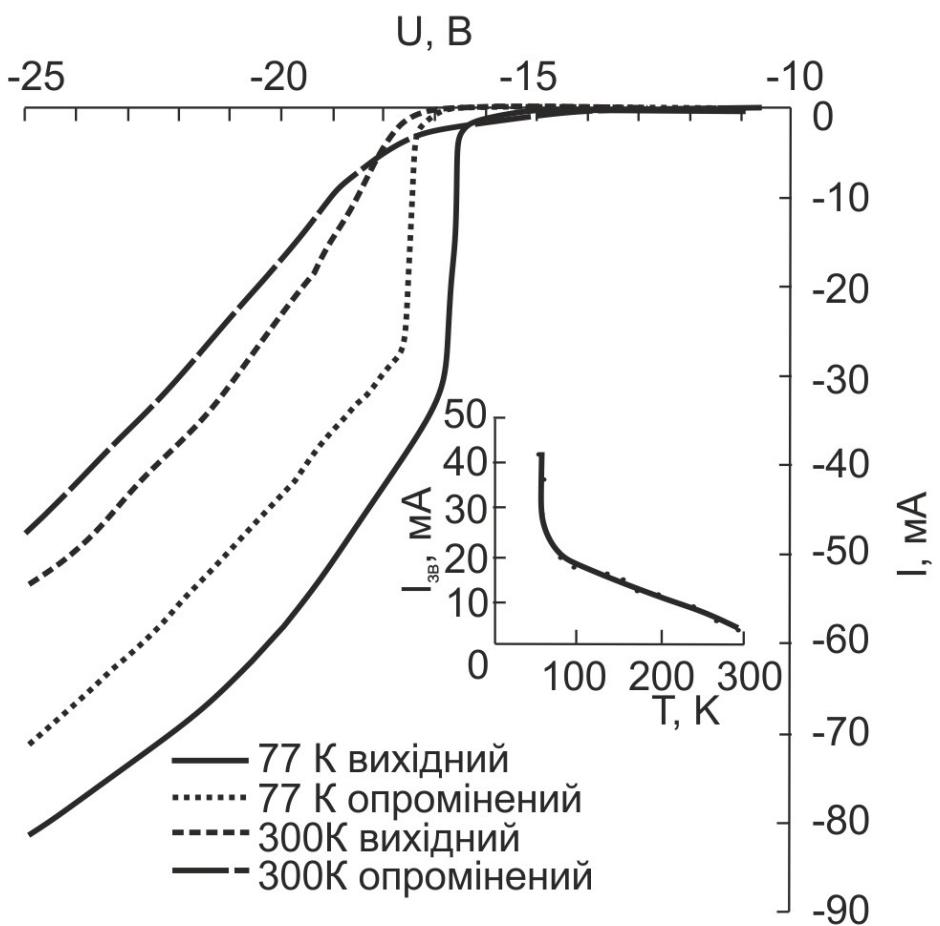


Рис. 1.7. Зворотні гілки ВАХ вихідного та опроміненого електронами $E = 2 \text{ MeV}$, $\Phi = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ червоного GaP діода, отримані за кімнатної та азотної температур. На вставці показано температурну залежність зворотнього струму у зоні лавинного пробою.

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

У роботі [26] досліджувався вплив нейтронного опромінення на червону і зелену смуги електролюмінесценції (ЕЛ) фосфідогалієвих світлодіодів, отриманих дифузією цинку у кристали, леговані телуром. Сила світла в зеленій смузі описувалася виразом $I_V \sim \exp(eU/kT)$. Вона істотно знижувалася при опроміненні. Водночас сила світла червоної смуги при напрузі меншій 1,75 В, змінювалася згідно $I_V \sim \exp(eU/2kT)$. З погляду авторів у другому випадку переважала випромінювальна

рекомбінація в області просторового заряду. В області вищих напруг сила світла знижувалася при опроміненні, внаслідок впливу переважно дифузійної компоненти.

При електронному опроміненні $E_e = 4$ МeВ епітаксійних шарів фосфіду галію [26] встановлено, що швидкість видалення носіїв заряду становить $2 - 5 \text{ см}^{-1}$. Збільшення енергії електронів до 50 МeВ супроводжувалося виникненням областей розупорядкування (кластерів). При цьому початкова швидкість видалення носіїв зростала до 40 см^{-1} , рухливість різко зменшувалась із флюєнсом. Зміну концентрації основних носіїв заряду та питомого опору в кристалах $A^{III}B^V$ у результаті нейтронного опромінення можна описати виразом (1.1)

$$n = n_0(1 - K_a\Phi) \quad (1.1)$$

$$\rho = \rho_0(1 + K_\rho\Phi)$$

де, $K_a = 33/n_0^{1.05}$, $K_\rho = 715/n_0^{1.44}$ відповідно,

Поки енергія електронів не перевищувала 13 МeВ, основний вплив на електрофізичні характеристики створювали введені опроміненням точкові дефекти. При $E_e > 13$ МeВ спостерігалося суперлінійне накопичення лінійних дефектів. У кристалах фосфіду галію, опромінених електронами з енергією 50 МeВ і нейtronами, спостерігалася смуга селективного поглинання з $h\omega = 2,1 \text{ eV}$, зумовлена, внутрішньоцентровими переходами в розупорядкованих областях.

1.3 Вплив проникного випромінювання на структури GaAsP

GaAsP (галій-арсенід-фосфід) – твердий розчин GaP – GaAs використовується у різноманітних мікро- та оптоелектронних пристроях, зокрема у світлодіодах, фотодетекторах, лазерах. Він також відомий своєю ефективністю конвертації електричної енергії у світлову.

Розвиток технології синтезу твердих розчинів сприяв виникненню різноманітних інновацій у сфері електроніки та оптоелектроніки.

BAX світлодіодів GaAsP при низьких температурах властива область ВДО з S – ділянкою.

Розчин GaAsP володіє високою прозорістю у видимому та інфрачервоному спектрах, що зумовлює його широке застосування у різних електронних та оптоелектронних пристроях. Властивості – залежать від складу та структури. У кристалах GaAsP механізм утворення дефектів під дією проникного випромінювання складніший, ніж у бінарних СД GaP. Вивчення наслідків взаємодії швидких часток із кристалом GaAsP дозволяє прогнозувати та покращувати радіаційну стійкість GaAsP, забезпечувати його надійність в умовах підвищених рівнів радіації.

Пристрої на основі GaAsP піддавалися опроміненню швидкими нейtronами при кімнатній температурі в діапазоні щільності потоку від $8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ до $8,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Для n-типу матеріалу з концентрацією вільних носіїв $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, швидкість видалення становила від 5 до 6 см^{-1} . Зміни провідності вимірювалися на діодах Шотткі та вимірюваннями ефекту Холла. Падіння концентрації носіїв виявилося дещо більшим у діодах. Зниження часу життя неосновних носіїв зафіксовано в нейtronно-опромінених діодах. Ізохронний відпал нейtronно-опромінених діодів спричинив близько 40% відновлення концентрації носіїв, починаючи з 225°C і завершуючи 580°C [27].

Залежності інтенсивності катодолюмінісценції у твердих розчинах арсеніду-фосфіду галію різного складу від флюенсу нейtronів подано на рис. 1.8.

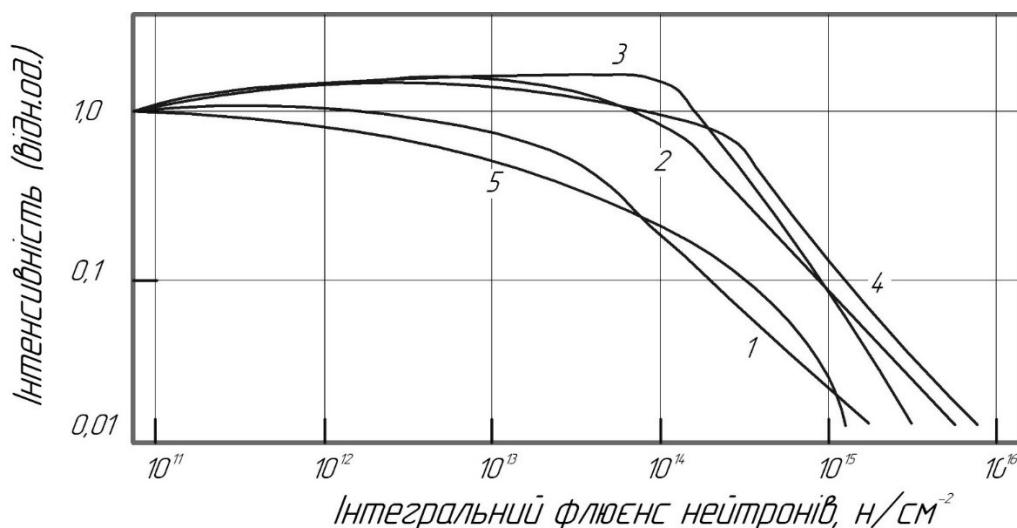


Рис. 1.8 Залежність інтенсивності катодолюмінісценції у твердих розплавах $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ різного складу, легованих телуром, від флюенсу нейtronів X: 1 - 0,028; 2 - 0,17; 3 - 0,23; 4 - 0,42; 5 - 0,60.

Найбільшу радіаційну стійкість мали структури з $X \sim 0,4$, в яких ступінь розупорядкованості гратки - максимальна. У кристалах прямозонного складу вихід люмінесценції зростав із опроміненням до флюєнсу нейтронів $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$, згодом починалося зниження. Аналогічними виявились залежності квантового виходу при електронному опроміненні. Його зниження в обох випадках зумовлено деградацією часу життя носіїв при опроміненні, що ілюструється графіками рис. 1.9.

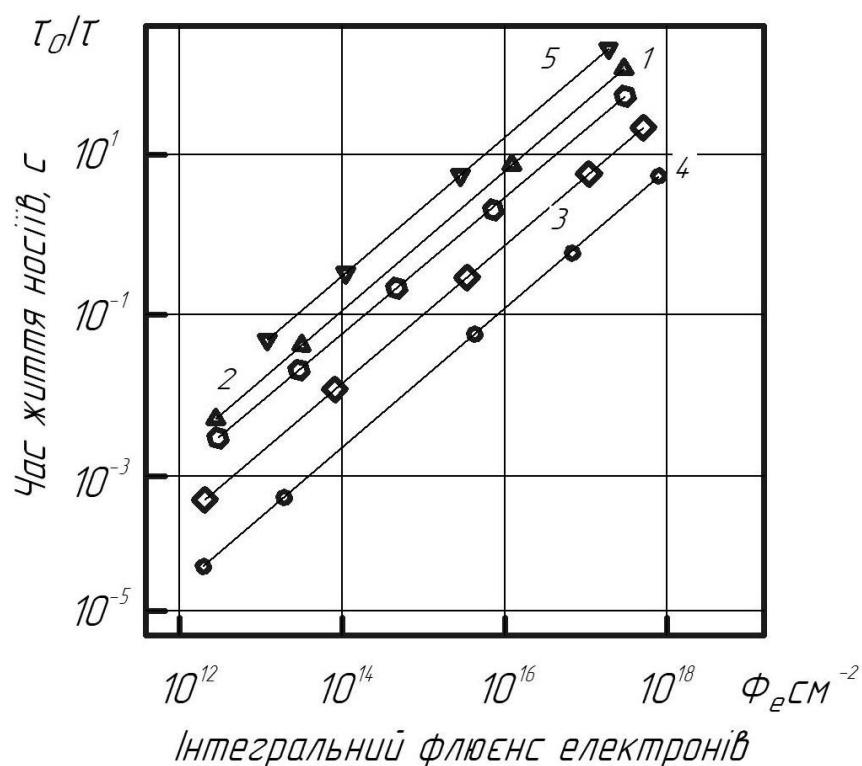


Рис. 1.9. Залежність часу життя носіїв у кристалі фосфіду галію і твердих розчинах $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ різного складу, від флюенсу електронів X: 1 - 0,028; 2 – 0,17; 3 – 0,42; 4 – 0,6; 5 – 1,0.

Із рис. 1.9 видно, що константа пошкоджуваності мінімальна у кристалів GaAsP з $X = 0,42 - 0,60$

Перші роботи, присвячені дослідженю процесів деградації свічення опромінених світлодіодів, виконані на різних матеріалах, показали, що вони пов'язані переважно зі зростанням швидкості безвипромінювальної рекомбінації.

У роботі [26] виявлена кореляція між інтенсивністю червоної та зеленої смуги люмінесценції та часом життя у СД, опромінених гама-квантами. Автори дійшли висновку, що обидві смуги пов'язані з рекомбінацією у нейтральній області і контролюються часом життя τ_0 та константою пошкоджуваності K_γ , причому величина $K_\gamma \tau_0$ становила $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ рад⁻¹.

1.4 Властивості гетероструктур InGaN

Нітрид індій-галію – активний шар сучасних синіх, зелених і червоних світлодіодів, вирощують переважно на прозорій підкладинці – сапфірі або карбіді кремнію. Він володіє високою теплопровідністю і низькою чутливістю до проникного випромінювання, що робить його потенційно придатним матеріалом для сонячних фотоелектричних пристрій, зокрема для використання у космічній техніці.

Структури на основі GaN мають схильність до формування лінійних дефектів з високою щільністтю, порядку 10^9 см⁻² [28].

Попри це, квантові ями на основі структур InGaN – ефективні випромінювачі світла у зеленому, синьому, ультрафіолетовому діапазоні СД, та діодних лазерах. Області, збагачені індієм, мають меншу заборонену зону і утворюють область зниженої потенційної енергії для носіїв заряду. Електронно-діркові пари захоплюються там і рекомбінують із випромінюванням світла, уникаючи кристалічних дефектів, де рекомбінація безвипромінювальна.

Випромінювана довжина хвилі, залежно від ширини забороненої зони матеріалу, може регулюватися співвідношенням GaN/InN:

- ~ UV 370 (B) нм 0,02In/0,98Ga;
- ~ UV 390 (A) нм для 0,1In/0,9Ga;
- ~ UV – BL 420-470 нм для 0,2In/0,8Ga;
- ~ BL - 440 нм для 0,3 In/0,7 Ga,

Однак результати, досліджень показали, що енергії випромінювання мають слабку залежність від невеликих варіацій розмірів пристрою [29].

Результати моделювання, свідчать, що можна підвищити ефективність світлодіодів InGaN/GaN шляхом збільшення ширини забороненої зони, особливо для зелених світлодіодів.

1.5 Використання наноструктур на основі InGaN для створення джерел білого свічення

У білих світлодіодах випромінювання формується двома способами.

Використання люмінофорів: «біле» свічення одержують шляхом змішування випромінювання основного джерела з випромінюванням люмінофора.

Фосфоресцентний матеріал може випромінювати у широкому діапазоні довжин хвиль, що дозволяє отримати якісне біле світло. Найкращі фізико-оптичні властивості у YAG (Yttrium Aluminum Garnet) [30] – тип фосфору, який часто використовується у світлодіодних джерелах світла для конвертації короткохвильового світла (наприклад, синього або ультрафіолетового) у біле, він – один із найпоширеніших матеріалів для створення білих світлодіодів.

У YAG атоми фосфору, іони ітрію і алюмінію заміщені різними домішками. Тоді він здатен абсорбувати короткохвильове світло (наприклад, синє або ультрафіолетове) та випромінювати змішаний спектр, близький до білого. Цей тип фосфору відомий своєю високою ефективністю та стабільністю, що робить його популярним у виробництві білих СД рис. 1.10.

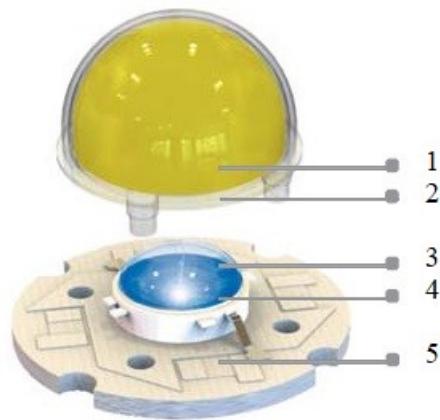


Рис. 1.10. Загальна структура одержання LED джерела з використанням люмінофору 1,2 – Лінза з нанесеним люмінофором, 3 – напівпровідникова структура з джерелом високоенергетичного свічення, 4 – підкладинка з провідниками, 5 – основа СД [31].

До недоліків LED джерел світла відноситься нерівномірність заповнення їхнього спектру порівняно з сонячним свіченням. На рис. 1.11 для порівняння приведені спектри різних джерел випромінювання.

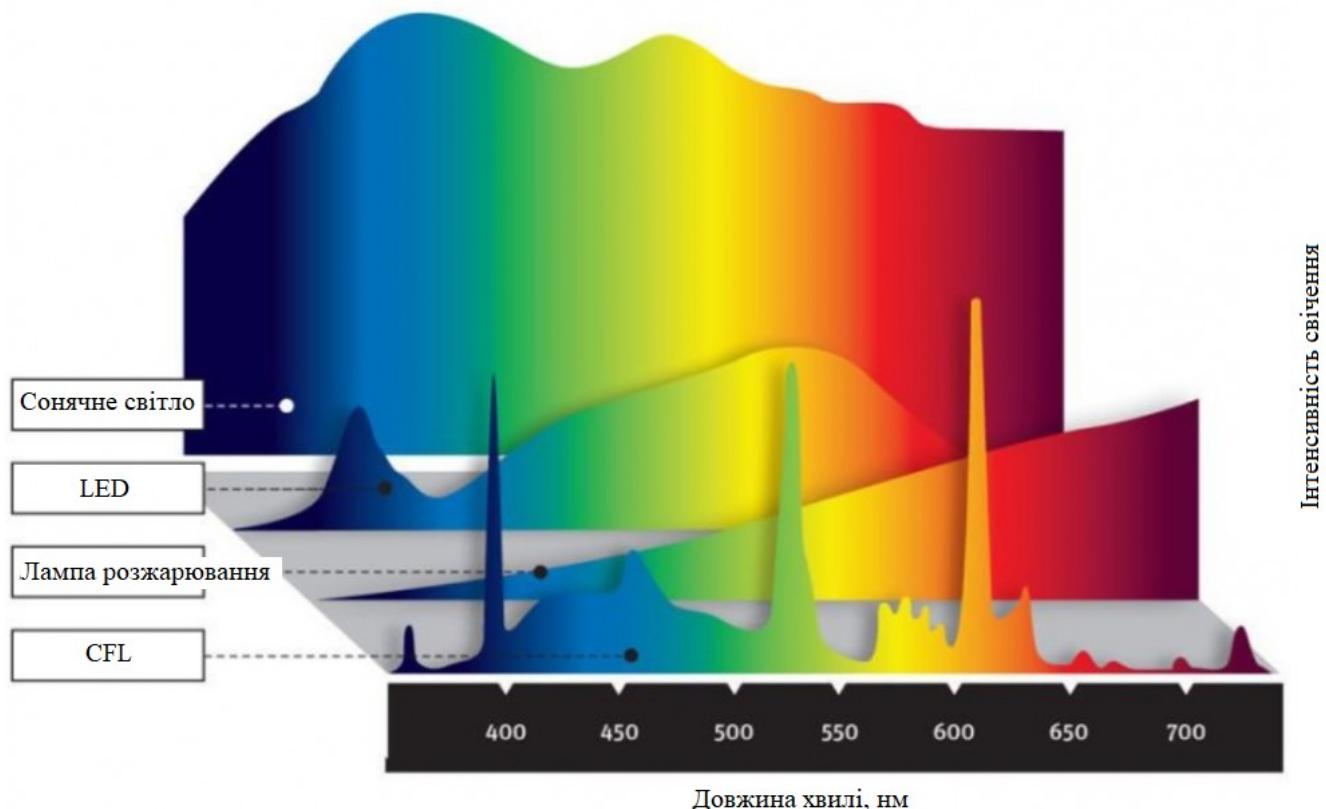


Рис. 1.11. Спектри різних джерел випромінювання [32].

Комбінація кольорів: декілька кристалів LED, які випромінюють різні кольори (червоний, зелений, синій), комбінуються таким чином, щоб сформувати біле свічення за рахунок змішування рис. 1.12.

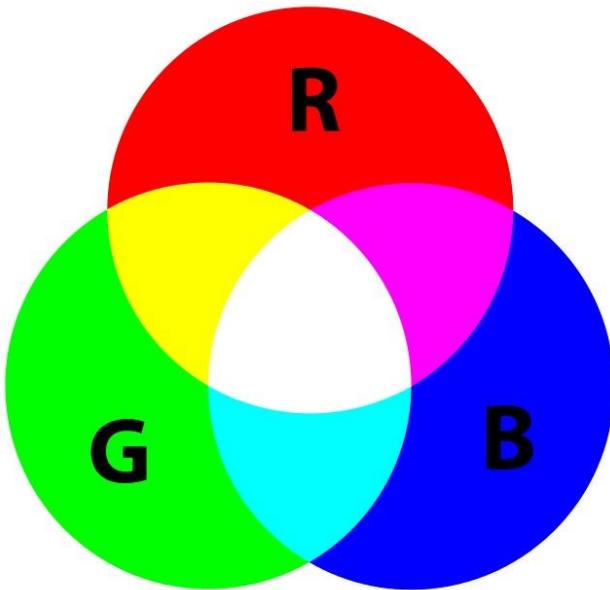


Рис. 1.12 Отримання білого свічення шляхом змішування трьох кольорів R – червоний, G – зелений, B – синій [33].

При правильному поєднанні методів можна досягти високої якості та ефективності випромінювання білих світлодіодів, які наразі широко використовуються в освітленні і демонструють значні переваги порівняно з традиційними джерелами світла.

1.6 Вплив проникного опромінення на LED InGaN/GaN

Вплив низькодозного космічного випромінювання (десятки кГр) досліджувався в [34, 35]. Наукові центри з прискорювачами вивчають можливість оптимізації LED – освітлення в тунелях під впливом високих потоків протонів (p^+). Автори [36] відзначають, що деградація світлодіодів під дією опромінення переважно зумовлена атомними зміщеннями, викликаними нейтронами чи протонами. Автор оглядув

Джонстон пов'язував деградацію світлодіодів з пошкодженнями від комптонівських електронів, створених гамма-променями. [37].

У роботі [38] розглядаються дефекти, утворені впливом γ – випромінювання на СД n-GaN, опромінені дозою 0,21 МГр. Радіаційна стійкість оптичної потужності світлодіодів InGaN/GaN у діапазоні 410-510 нм, визначалась у роботах [39, 40]; максимальна доза становила $D_\gamma = 20$ МГр.

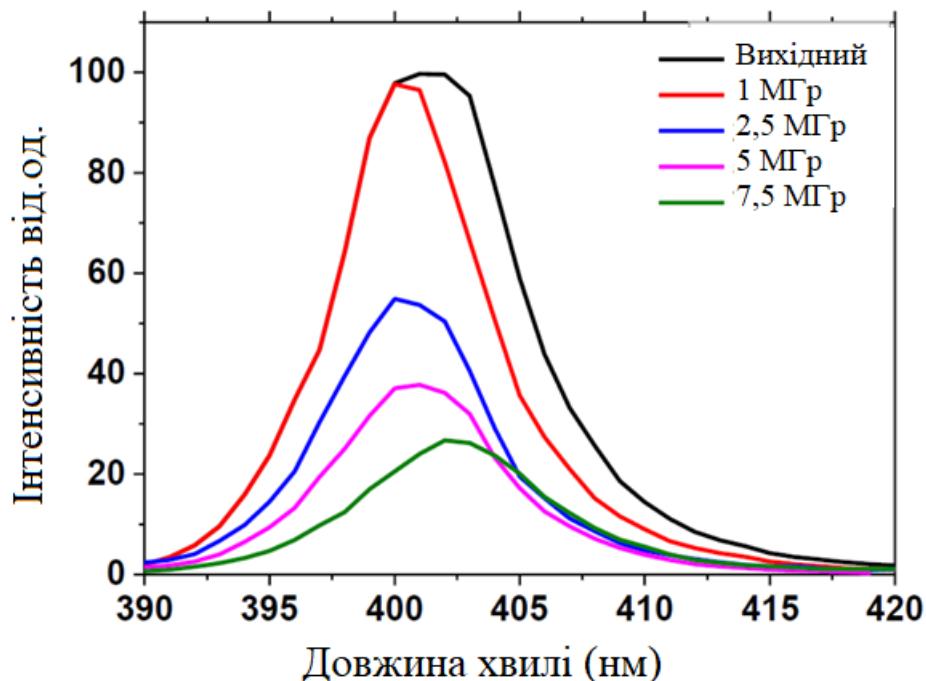


Рис. 1.13. Спектри випромінювання СД InGaN/GaN, $\lambda=410$ нм, зняті після різних доз гамма – опромінення (^{60}Co) [38].

Автори [41] пов'язують, ефект падіння інтенсивності свічення зі створенням центрів безвипромінювальних рекомбінацій. На рис. 1.13, показано деградацію інтенсивності випромінювання синього світлодіода $\lambda_{\max} = 410$ нм (без лінзи) при різних дозах γ – опромінення. Незважаючи на значну її величину – (до 7,5 МГр), автори не виявили видимого погіршення зовнішнього вигляду світлодіода. Залежність прямої напруги від часу зберігання СД вихідних та опромінених зразків приведено на рис. 1.14. Автори вважають, що невелике збільшення напруги може бути наслідком більшої концентрації пасток у p – області.

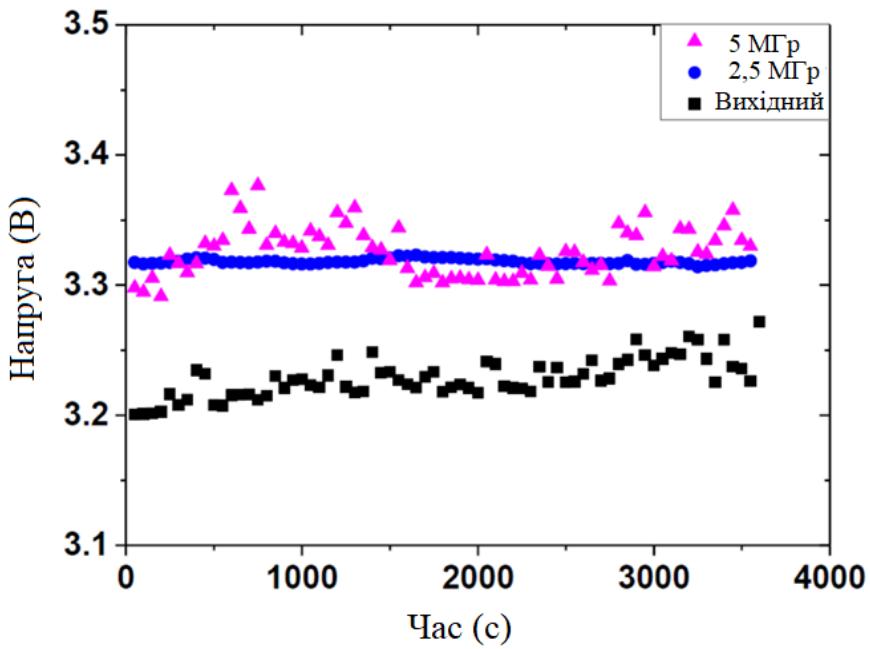


Рис. 1.14. Заміна вихідного та опроміненого світлодіода у результаті опроміненій ^{60}Co . [41].

У роботі [41] досліджувався синій $\lambda_{\max} = 410$ нм світлодіод, який використовується для генерації «білого» свічення. Встановлено, що дози, нижче 1 МГр, суттєво не впливають на інтенсивність люмінесценції; деградація світлового потоку – обмежена, і може сягати – 80 % для доз 7,5 МГр.

Автори [42] досліджували вплив низькодозового і низькоенергетичного електронного опромінення на СД InGaN; виявлено зростання інтенсивності свічення при незмінності електричних параметрів.

У роботі [43] при нейтронному опроміненні $E_n = 9,8$ МeВ спостерігалося падіння прямого струму. Після восьми днів зберігання при (300 К) інтенсивність свічення відновилася.

Автори [44] досліджували наслідки електронного опромінення СД InGaN/GaN, які приводять до компенсації електропровідності структури. Показано, що поблизу середини забороненої зони, у бар'єр GaN вводяться акцепторні пастки $E_c - 1,1\text{eV}$ і діркові пастки $E_v + 0,9\text{eV}$. Дози, при яких стають доступними вимірюванню зміни мікрокатодолюмінісценції (MCL), становлять 10^{15} см^{-2} ; для електрофізичних характеристик – 10^{16} см^{-2} .

1.7 Застосування світлодіодів

Сучасні СД володіють значною світловіддачею і мають тривалий термін служби, що дозволяє знизити енергоспоживання та витрати на обслуговування. Вони – екологічно чисті, бо не містять шкідливих речовин, таких наприклад, як ртуть, і можуть бути утилізовані без шкоди для навколишнього середовища.

Завдяки високій яскравості та низькому споживанні енергії СД знайшли широке застосування у різних галузях мікроелектроніки, техніки, промисловості та побуту, при виготовлені великоформатних панельних екранів, цифрових індикаторів та ін.

Освітлювальні світлодіодні системи – високо ефективні з тривалим терміном служби, що робить їх ідеальними для використання у побутових, комерційних та вуличних освітлювальних пристроях.

В оптоволоконних лініях зв'язку, комунікаційних системах СД, як джерела світла, незамінні для швидкісного передавання сигналів.

УФ СД мають потенційне застосування з метою затримки старіння продуктів і поліпшення їхньої якості. Відмічено, що висока енергія УФ-квантів зумовлює їхнє іноді дещо специфічне використання, а саме, наприклад, з метою дезактивації віруса Sars Covid 2. СД здатні інактивувати харчові патогени, зменшуючи вміст фенолів і флавоноїдів, стимулювати утворення протиканцерогенів. Вже традиційними стали застосування УФ СД для очищення води, дезінфекції медичних інструментів і ліків, фототерапії, діагностики, полімеризації, у криміналістиці та ін [45].

Висновки до розділу

Дослідження взаємодії швидких часток з кристалами необхідні для розуміння механізмів деградації приладів та покращення радіаційної стійкості в умовах дії високих рівнів радіаційних полів.

Умови та параметри опромінювання, такі як доза опромінення, тип та енергія часток, а також температура експлуатації, впливають на механізми утворення дефектів, і відповідно на властивості структур GaP, GaAsP та InGaN.

Відтак, актуальність вивчення механізмів утворення дефектів у СД структурах при дії проникного опромінення важливе з погляду вдосконалення та розробки напівпровідникових пристройів.

РОЗДІЛ 2. ОБ'ЄКТИ ДОСЛІДЖЕННЯ, МЕТОДИКА ВИМІРЮВАННЯ ТА ОПРОМІНЕННЯ

Вступ

Світлодіоди – ефективні джерела світла, які мають малі розміри і тривалий термін служби. В останні роки інтенсивно розвивається напрям вирощування мікросвітлодіодів (μ LED) для систем зберігання, відтворення та передавання інформаційних масивів, точкових джерел «білого» свічення, RGB тандемного типу на шарах InGaN ($In_{0.15}Ga_{0.85}N$ – «синій» СД; $In_{0.3}Ga_{0.7}N$ – «зелений» СД та $In_{0.5}Ga_{0.5}N$ – червоний СД). Повідомляється про створення нової гібридної наноструктури на основі принципу непроменевого перенесення енергії між «синіми» мікроямами та «жовтим» полімером; ефективність такого непроменевого перенесення близька до 73% у СД з масивами нанодротів InGaN/GaN.

Розширяється також застосування УФ СД у біології, медицині, агрономії, криміналістиці. Це інактивація харчових патогенів, підвищення якості фруктів та овочів шляхом зменшення вмісту фенолів, флавоноїдів, стимуляція утворення протиканцерогенів, стерилізація медичних інструментів, фототерапія та ін.

[46]

2.1 Вибір об'єктів дослідження

Для проведення досліджень вибиралися зразки, одержані за стандартними технологіями, основні особливості яких наведені у паспорті діода.

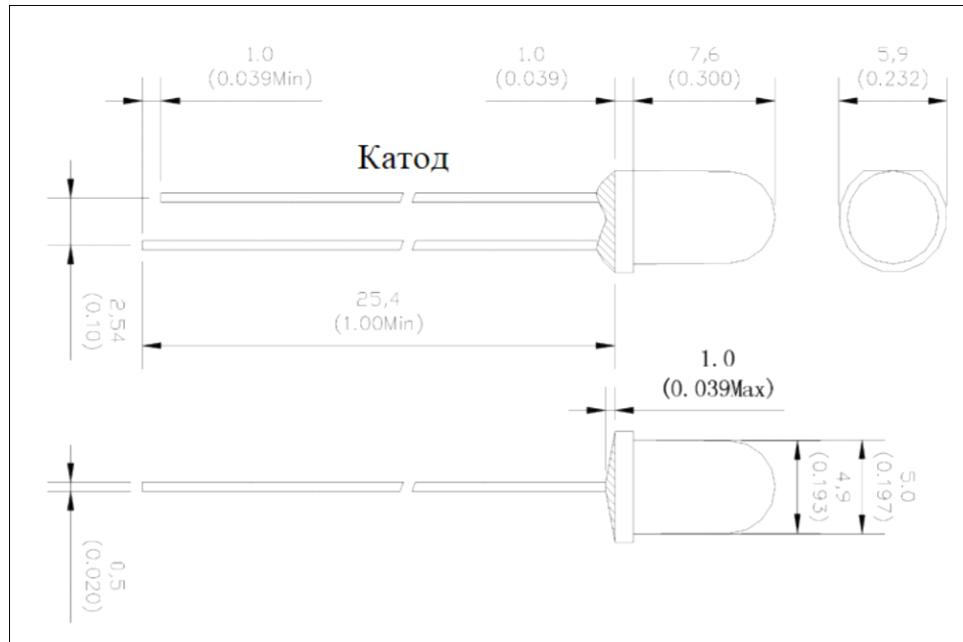


Рис. 2.1. Типовий ескіз зразка [47].

Основні електрооптичні характеристики відібраних серій світлодіодів показані у табл. 2.1.

Табл. 2.1 Електрооптичні характеристики досліджуваних зразків [47].

Структура	переважаюча довжина хвилі, нм	номінальний робочий струм, мА	номінальний робоча напруга, В	сила світла, mcd, ($I_{\text{ном}}$)
InGaN	505	20	3,5	30
InGaN	525	20	3,5	30
InGaN	470	20	3,5	30
InGaN	370	20	3,5	40
GaP	690	20	3,0	0,6
GaAsP	635	20	3,0	10

Перед початком роботи всі СД піддавалися вхідному контролю на відповідність заявленим параметрам. До опромінення вимірювались:

- спектри свічення при кімнатній і азотній температурі при різних струмах з рівномірним інтервалом;
- спектри свічення при сталому струмі з різними інтервалами температур в діапазоні 77 К – 290 К;
- ВАХ зразків із різними інтервалами температур у діапазоні 77 К – 290 К;
- Кvantовий вихід СД.

2.2 Особливості проведення вимірювання параметрів досліджуваних об'єктів

Вимірювання температури досліджуваного зразка

При проведенні вимірювань, постає необхідність точного контролю температур зразка у момент запису спектрів, чи ВАХ.

СД закритий у акрилову лінзу, тому вимірювання температури на поверхні самого світлодіода за межами структури може вносити похибку. Тому «гарячий» спай термопари розташовувався, у глухому отворі діаметром 1-1.2 мм., просвердленому у лінзі рис. 2.2.

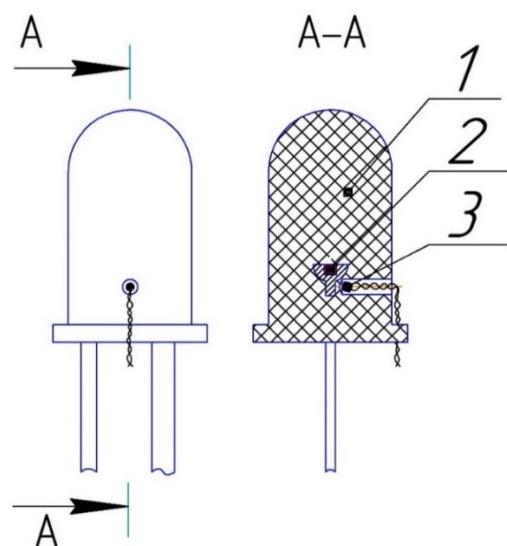


Рис. 2.2. Зображення світлодіода збоку та у розрізі. 1 – лінза світлодіода, 2 – активна область наноструктури, 3 – «гарячий» термопарний контакт.

Застосування «опорних» світлодіодів.

Для уникнення похибок вимірювання використовувалася група опорних світлодіодів із різними довжинами хвиль, як еталонних. Перед початком оптичних вимірювань здійснювалося калібрування спектрометра при номінальному струмі ($I = 20$ мА) та кімнатній температурі ($T = 290$ К).

Приготування об'єктів дослідження для електронного опромінення.

Вихідні СД піддавались механічній обробці, метою якої було зменшення товщини акрилової лінзи рис. 2.3.

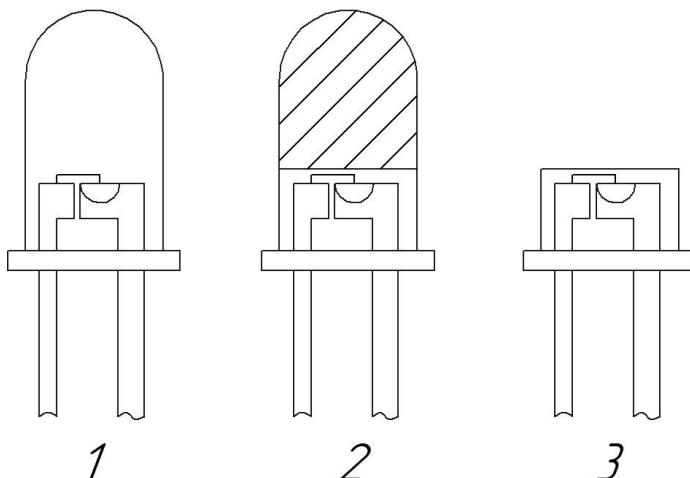


Рис.2.3. Приготування СД до електронного опромінення: 1 – вихідний зразок, 2 – зразок, заштрихована область підлягає видаленню, 3 – зразок без лінзи.

Після механічної обробки торець світлодіода відполіровувався дрібнодисперсною абразивною пастою до відновлення прозорості акрилового пластику.

2.3 Вимірювання спектральних та ВАХ характеристик досліджуваних об'єктів

Оптичний спектрометр

Спектральні дослідження зразків проводилися сучасним цифровим спектрометром Green-Wave, компанії StellarNet, виробництва США рис.2.4:

Табл. 2.2. Основні характеристики оптичного спектрометра Green-Wave відповідно до паспорту [48].

Характеристика	Параметр
Тип детектора	CCD 2048 пікселів
Діапазон детектора	350-1150 нм
Розмір пікселя	14 x 200 мкм (CCD)
Дифракційні решітки	голографічні та лінійчаті
Спектрограф	f/4, SymX-Czerny–Turner
Роздільна здатність	0,5 нм.

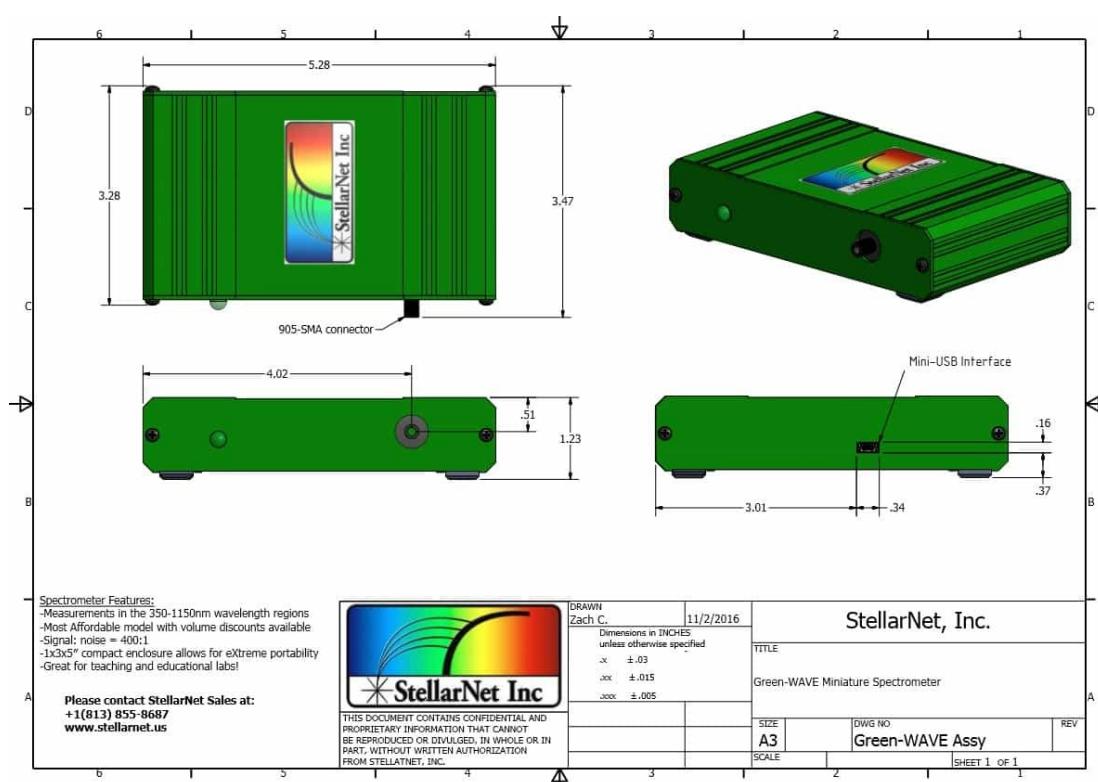


Рис.2.4. Загальний вигляд оптичного спектрометра відповідно до паспорту [48].

Велика початкова інтенсивність свічення досліджуваних зразків перевищувала межу діапазону вимірювання оптичного спектрометра, тому виникла необхідність встановлення оптичної щілини для регулювання світлового потоку.

Відповідно сконструйовано переходні з'єднувачі для кріплення оптичного світловоду до оптичної щілини та до блоку входного отвору спектрометра рис. 2.5, 2.6.

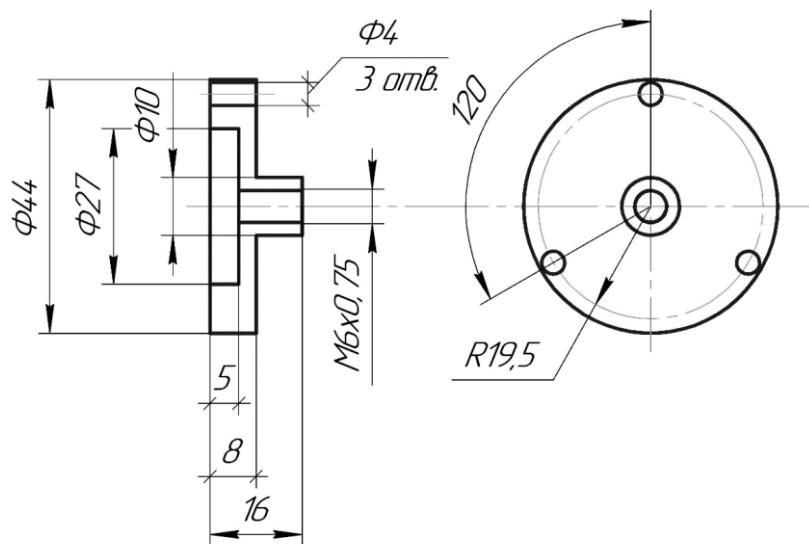


Рис.2.5. Переходний з'єднувач між оптичною щілиною та блоком спектрометра.

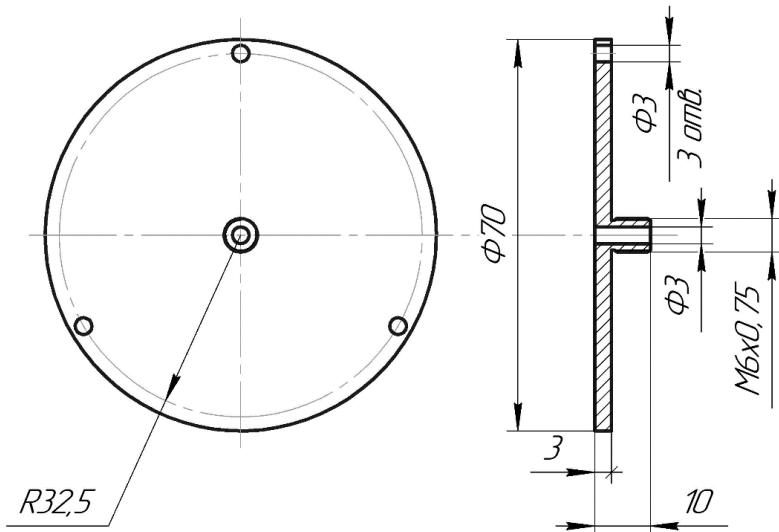


Рис.2.6. Переходний з'єднувач між оптичним світловодом та оптичною щілиною.

Після монтажу та налаштування співвісності отримано оптичний комплекс, на якому проводилися вимірювання електролюмінісценції рис 2.7.



Рис. 2.7. Фото модернізованого блоку.

2.4 Вимірювання електрофізичних характеристик

Автоматизована блок-схема вимірювання вольт-амперних характеристик наведена на рис. 2.8. Процес вимірювання здійснюється у двох взаємодоповнюваних режимах: генератора струму і генератора напруги. Пристрій дає можливість знімати ВАХ із дискретністю за напругою ($0,1$ В) і за струмом (1mA). У режимі генератора напруги джерело формує на зразку імпульс із заздалегідь встановленою величиною електрорушійної сили; у режимі генератора струму – зразок при формуванні імпульсу під’єднується до джерела і напруга на діоді зростає до набуття струмом певного значення.

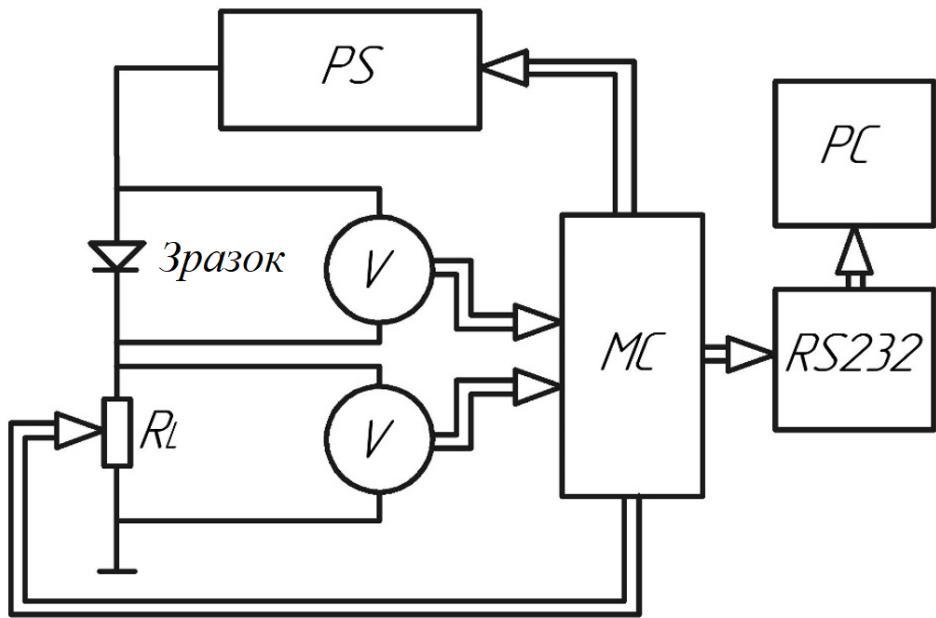


Рис. 2.8. Схема вимірювання вольт-амперних характеристик зразків.

Керування пристроєм відбувається за допомогою програми, що працює на Windows. Мікроконтролер (MC), змінюючи регульоване навантаження і керуючи блоком живлення (PS), змінює величину струму і напруги. Результати вимірювань зберігаються у вигляді текстового документу і на основі них будуються графіки за допомогою програм Excel та Origin.

2.5 Проведення опромінення

2.5.1 Опромінення γ – квантами ^{60}Co

До початку опромінення проводилися вимірювання просторового профілю потужності γ – поля у камері розміщення зразків. Використання накопичувальних дозиметрів виявилося нераціональним, бо ПЕД γ -випромінювання значно перевищував допустимі граничні дози їхніх експозицій у межах інтервалів опромінення.

Спектр ^{60}Co містить дві високоенергетичні лінії γ -випромінювання лінії $E_{\gamma 1} = 1,17 \text{ MeV}$, $E_{\gamma 2} = 1,33 \text{ MeV}$ рис. 2.9

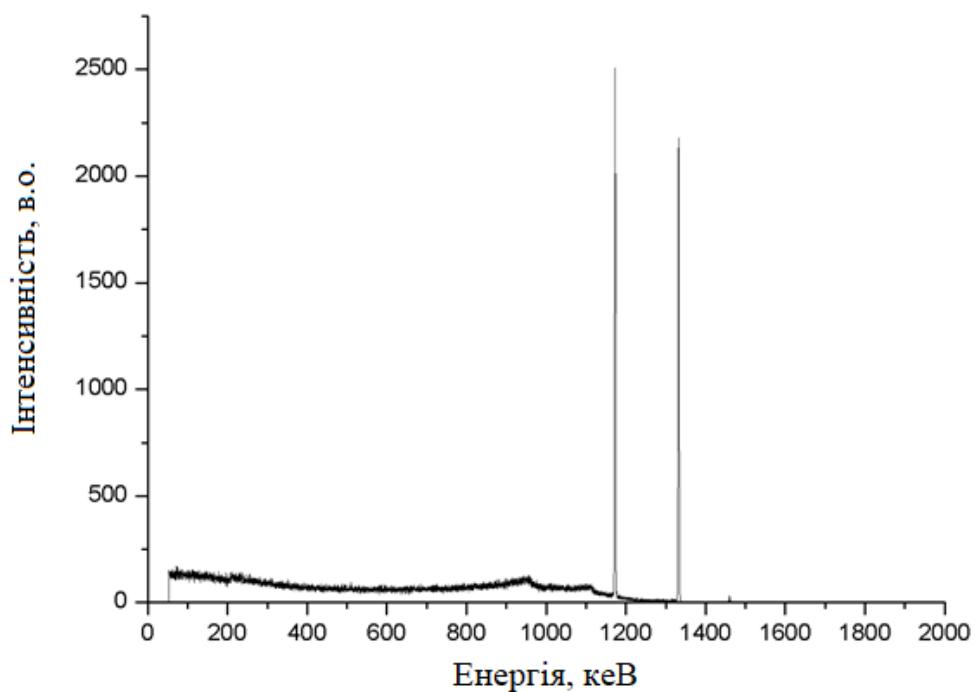


Рис. 2.9. Гама спектр ізотопу ^{60}Co [49].

Опромінення проводилося в установці у вигляді циліндра з діаметром 400 мм та висотою 1500 мм та джерелом проникного випромінення ^{60}Co (рис. 2.10.)



Рис.2.10. Загальний вигляд установки для опромінення зразків.

Вимірювання потужності експозиційної дози рентгенівського і гама-випромінювання всередині завантажувальної труби і ємності з джерелами проводились дозиметром ДРГ2 – 01 з виносною іонізаційною камерою (ІК), робочий діапазон вимірювань $0,1 \dots 1,7 \cdot 10^4$ Р/год, діапазон енергій гама-випромінювання становив від 0,05 до 5 МeВ. Вимірювання дози здійснювалось при зануренні ІК через горловину завантажувальної лійки і далі вздовж завантажувальної труби до поверхні розміщення джерел. У міру занурення ІК, значення ПЕД рентгенівського і гама-випромінювання не перевищували значення верхнього робочого діапазону дозиметра $1,7 \cdot 10^4$ Р/год.

Відповідно до отриманих результатів, побудоване поле ПЕД від точок вимірю у установці (Рис. 2.11.)

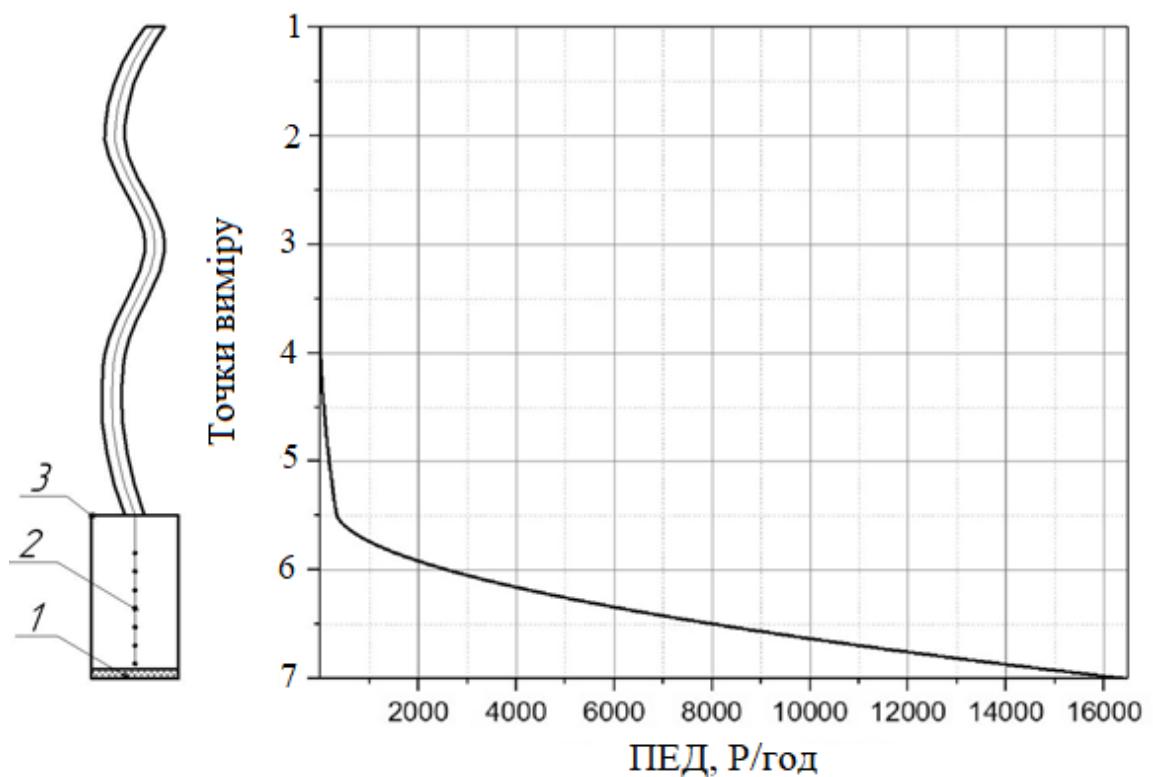


Рис. 2.11. Схема проведення опромінення з графіком ПЕД. 1 - джерела проникного випромінювання, 2 – ланцюжок із зразками, закріпленими на різній висоті, 3 – установка з джерелами.

Період напіврозпаду ^{60}Co дорівнює 5,27 років, тому зменшення інтенсивності випромінювання під час проведення експерименту можна не враховувати.

Після проведення опромінення проводився дозиметричний контроль наявності можливого поверхневого забруднення зразків.

2.5.2 Використання продуктів поділу важких ядер, як джерела γ – квантів

Опромінювання проводилося у середовищі з накопиченими продуктами поділу важких ядер, основний випромінювач – ^{137}Cs рис. 2.12. Для визначення дозового навантаження використовувалися накопичувальні дозиметри ІД-11 з можливістю накопичення дози до 1500 бер. Після проведення вимірювань встановлювалась оптимальна висота для опромінення; рівень ПЕД гамма поля становив 2400 Р/год.

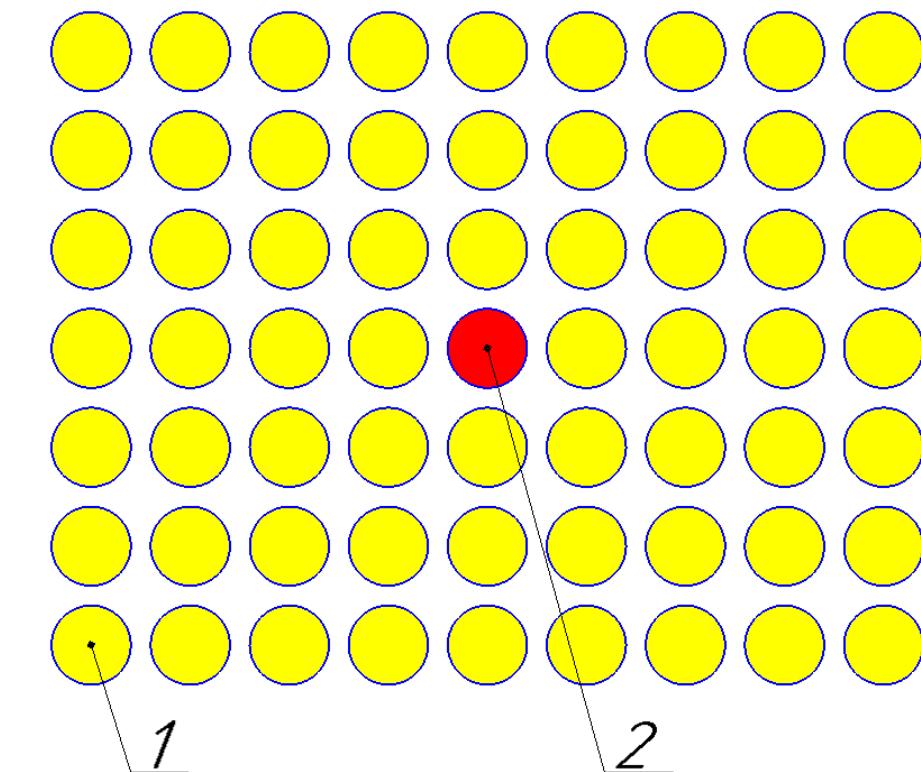


Рис. 2.12. Схема опромінення продуктами поділу важких ядер. 1 – джерела опромінення, 2 – зразки.

Гамма спектр джерел опромінення зображенено на Рис. 2.13. Основний вклад вносить радіонуклід ^{137}Cs .

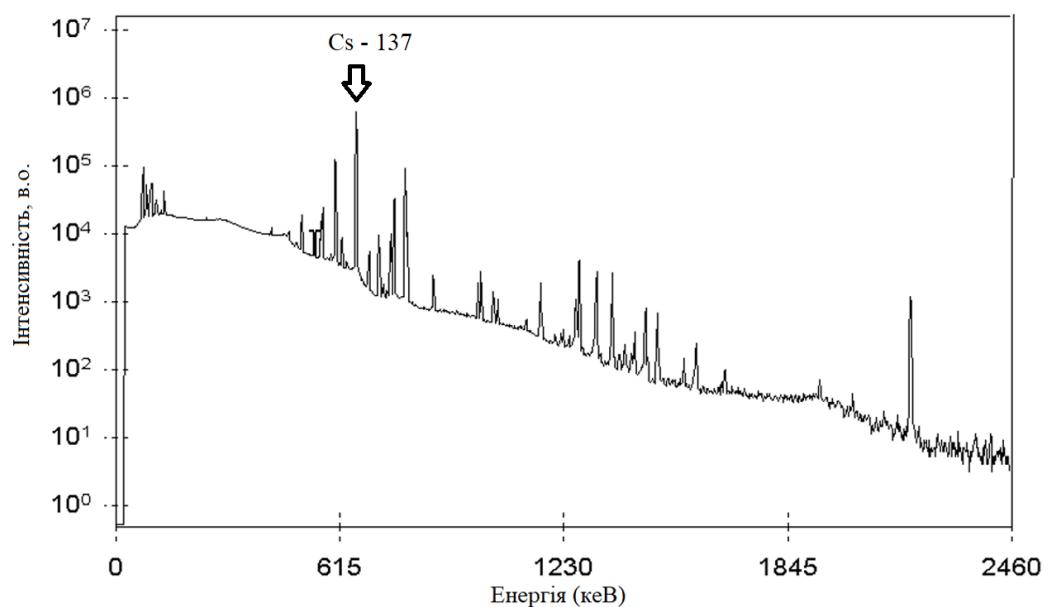


Рис. 2.13. Гамма спектр продуктів ділення важких ядер [49].



Рис. 2.14. Фото зразків, опромінених продуктами ділення (Інтегральна доза опромінення 4,5 Мрад).

Після опромінення проводився дозиметричний контроль наявності можливого поверхневого забруднення зразків.

2.5.3 Електронне опромінення

У вигляді направленого джерела електронів опромінення використовувався електронний прискорювач. Технічні характеристики прискорювача:

Тип: ИЛУ-6

Енергія електронів: $E_e = 2 \text{ MeV}$

Струм пучка електронів: $I_e = 4 \text{ mA}$

Частота повторень імпульсів: $f = 25 \text{ Гц.}$

Флюенс регулювався кількістю циклів опромінення, один з яких становить $\Phi = 2,05 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. На рис. 2.15 фото зразків до опромінення, на рис. 2.16 піля електронного опромінення.

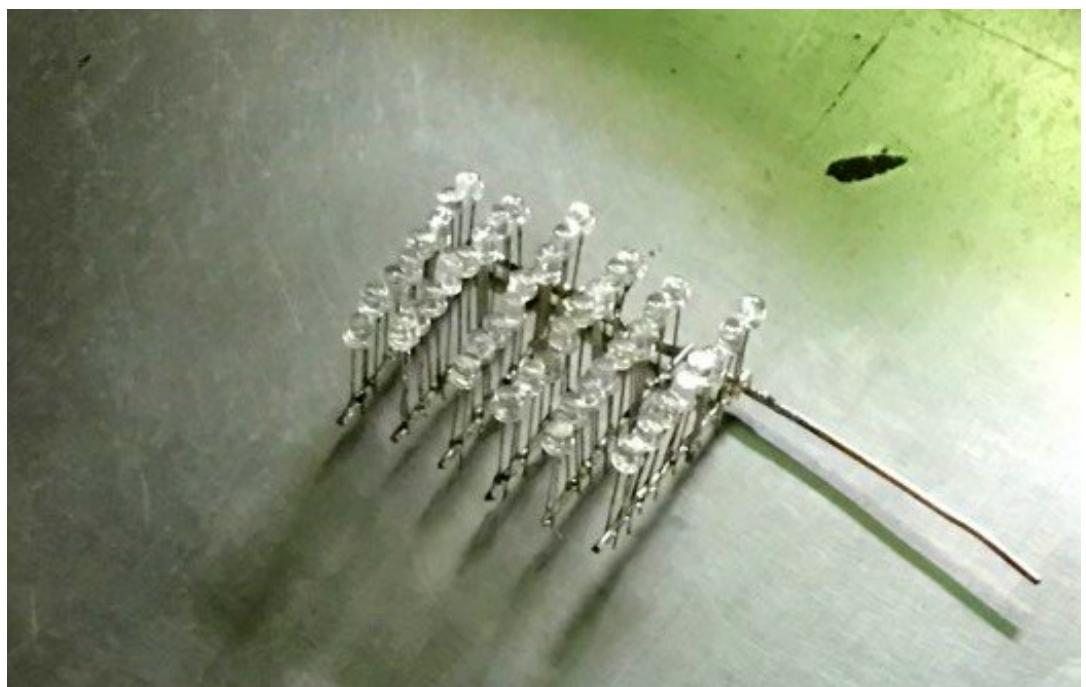


Рис.2.15. Тримач із зразками.

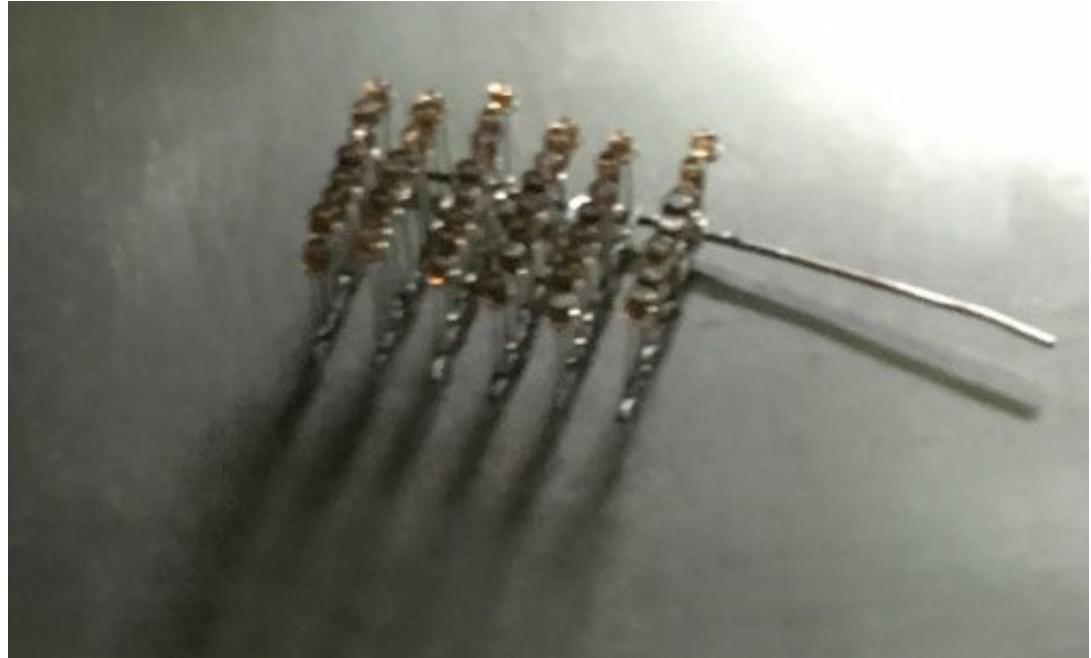


Рис.2.16. Вигляд зразків після опромінення (потемніння виникає за рахунок виникнення радіаційних дефектів у лінзі).

2.5.4 Опромінення нейтронами

Джерелом нейtronів слугував ядерний дослідницький реактор. Перед початком опромінення необхідно розрахувати спектр нейtronів, і їхні щільності потоку у точці опромінення. Згадані характеристики можуть змінюватися і сильно залежать від конфігурації активної зони реактора. [50].

Нами запропоновано експериментально-обчислювальний підхід для визначення характеристик нейtronних полів у будь-якій точці для заданої конфігурації активної зони реактора. В його основі – моделювання активної зони реактора методом Монте-Карло з урахуванням специфічної конструкції ядерного реактора. Для успішного використання методу необхідні вимірювання швидкості ядерних реакцій у нейtronних детекторах з невизначеністю, меншою 3%, застосування оптимального набору нейtronних детекторів для характеристики енергетичного діапазону нейtronних полів та, знаходження найточніших значень перерізів ядерних реакцій.

Створення моделі реактора ВВР-М. Фантомна модель розроблена з використанням бібліотек GEANT4-10-5 [51]. Вони містять набір алгоритмів і даних, включно з перерізами ядерно-фізичних процесів, дозволяють моделювати процеси, викликані частками, що проходять через експериментальну установку, відстежувати параметри траєкторії часток і отримувати відгук детектора. Траєкторії часток та експериментальну установку можна подавати графічно. Отже, GEANT4 дозволяє описувати геометрію реальної установки та її компонентних матеріалів, її можна легко адаптувати для виконання поставленого завдання. Інші коди, такі як MCNP, мають обмежений набір вихідних даних симуляції. Ми використали фізичну модель QGSP_BERT_HP, яка містить модель внутрішньоядерних каскадів Bertini, модель випаровування та моделі високоточних нейtronних процесів з енергіями нижче 20 MeV. Модель ThermalNeutronScattering використовувалася для опису пружного розсіювання теплових нейtronів з енергіями, нижчими 4 eV. Ядерні дані містять перерізи взаємодій, початкові кутові і енергетичні розподіли. Оскільки експериментальні ядерні дані неповні, оціночні набори даних формуються за допомогою комбінації експериментальних даних, моделей ядерних взаємодій та експертних оцінок. У цій роботі використовувалася база даних ENDF/B-VIII.0 (2018). Модель реактора, створена за допомогою програмного забезпечення, показана на рис. 2.17 включає:

- берилієвий відбивач;
- тепловидільні збірки (ТВЗ), конструкція яких відповідає їхнім технічним характеристикам з середнім вигорянням всіх збірок за період 2011 - 2019 років. Для отримання просторових розподілів виділеної енергії та нейtronних потоків всі елементи активної зони реактора поділені на 20 шарів за висотою. Область тепловидільної збірки, що містить уран, складається з 16 шарів;
- берилієві відбивачі;
- стрижні аварійного захисту (АЗ) з карбіду бору;
- стрижні керування, положення яких встановлюється для потрібної потужності реактора;

- експериментальний канал, де розміщено 16 нейтронно-активаційних детекторів.

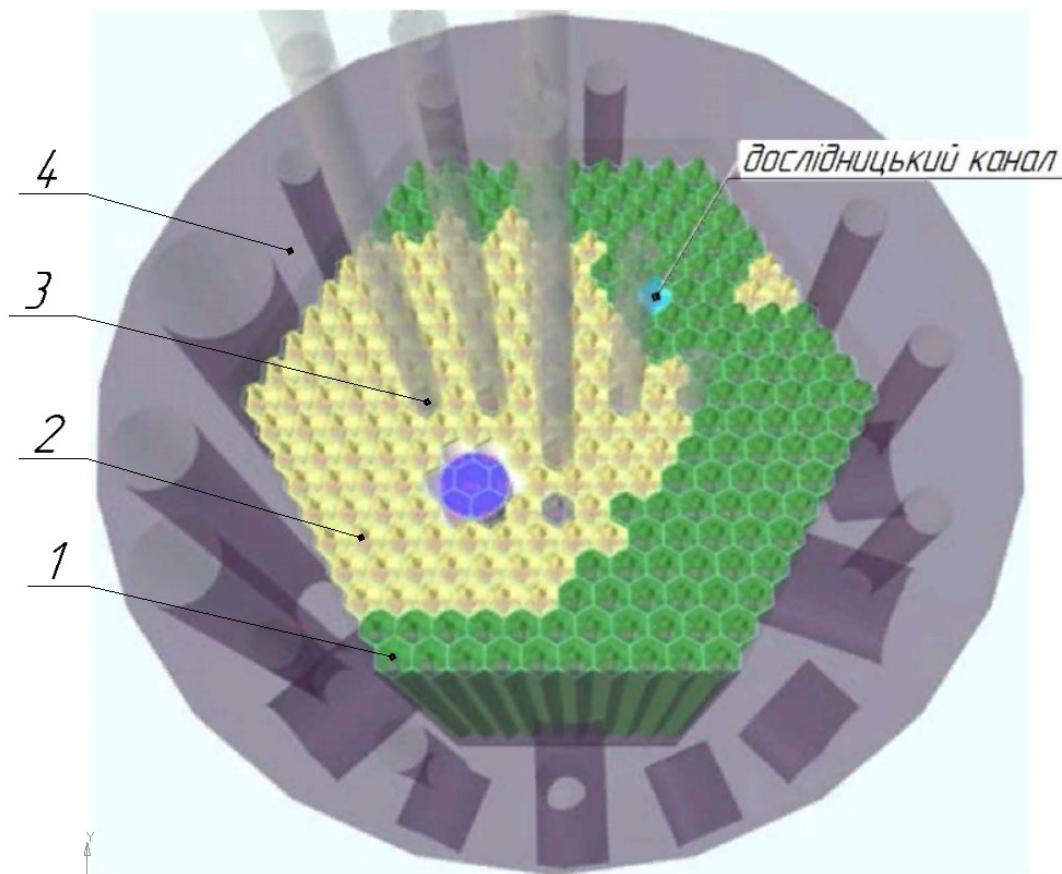


Рис. 2.17 Модель реактора ВВР – М.

1 – Берилієві відбивачі (змішувачі), 2 – ТВЗ, 3 – органи ругулювання та АЗ,
4 – бериліевий відбивач.

У нашій моделі початкові нейтрони випромінювалися тепловидільними збірками і, відповідно, мали спектр поділу ^{235}U . Імовірність випромінювання нейtronів була ізотропною та стабільно однаковою для кожного елементарного об'єму збірки. Метод Монте-Карло – стохастичний процес, тому статистична точність результатів пропорційна кількості початкових нейtronів. Більшість результатів симуляції – дискретні, тому вони відповідають закону Пуассона, і невизначеність становить \sqrt{N} , де N – число зареєстрованих подій.

Для оцінки критичності реактора K_{eff} , визначеної як відношення кількості нейtronів одного покоління до кількості нейtronів попереднього покоління,

використовувався метод статичного розрахунку. Цей підхід забезпечує доволі точну оцінку критичності, коли проводиться симуляція системи, подібної до ядерного реактора, який працює на постійному рівні потужності. Для некритичних систем його можна використовувати для якісної оцінки надкритичності або підкритичності. Задана конфігурація активної зони реактора та положення стрижнів керування відповідає значеню $K_{eff} = 0.999$, близькому до 1, що додатково підтверджує правильність моделі активної зони реактора.

У разі попадання нейтронів в елементарний об'єм, програма рахує їхню кількість; отримуємо флюенс нейтронів, усереднений по елементарному об'єму. На Рис. 2.18 показано розподіл щільності нейтронного потоку в активній зоні реактора при потужності 1,116 МВт.

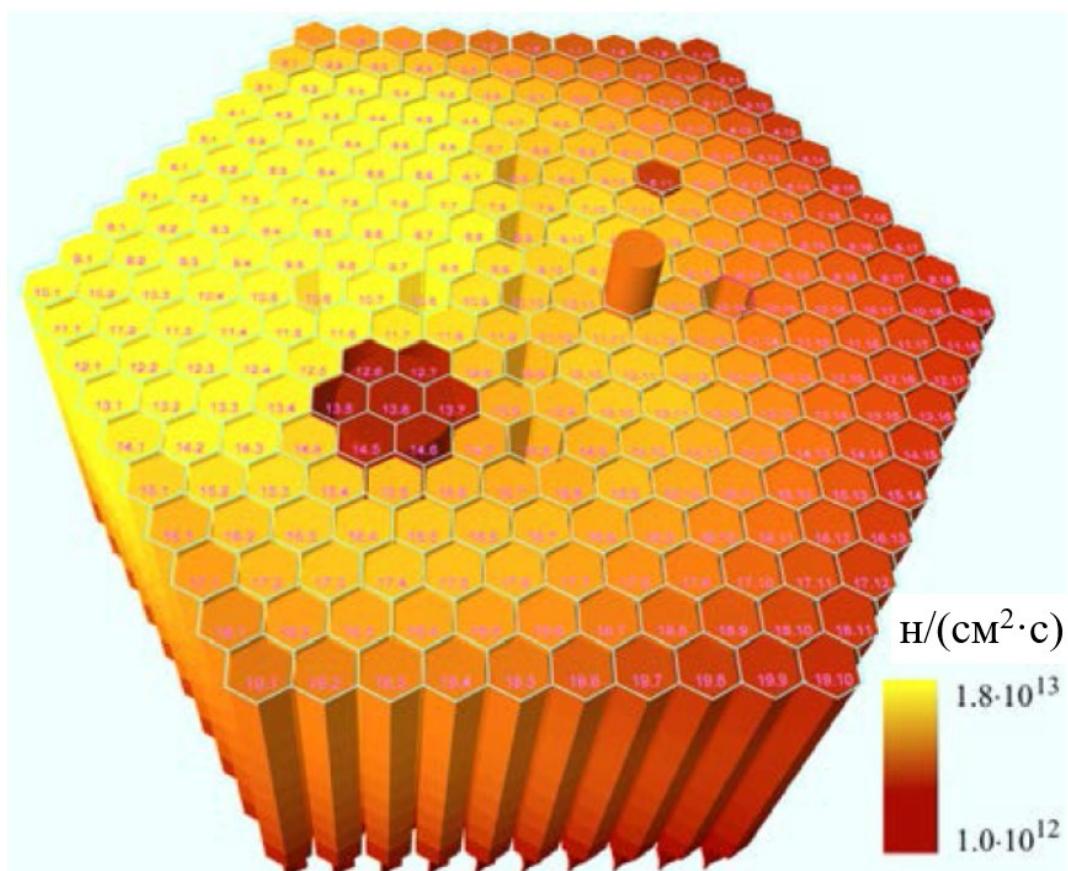


Рис. 2.18 Розподіл густини нейтронного потоку в АкЗ реактора.

Моделі активаційних детекторів, розміщених в експериментальному каналі, вдосконалені для підвищення статистичної точності, що важливо для формування

спектрів нейtronів; їхній фактичний розмір становив $3 \times 3 \text{ см}^2$. Середні значення щільності нейtronного потоку в активаційних детекторах подані в табл. 2.3 (положення активаційних детекторів наведені відносно центру активної зони реактора).

Табл. 2.3 Розподіл густини потоку нейtronів в активаційних детекторах

Відносне вертикальне положення детекторів, мм	Густина потоку, н/({\mathbf{см}}^2\cdot\text{с})	Відносне вертикальне положення детекторів, мм	Густина потоку, н/({\mathbf{см}}^2\cdot\text{с})
-234,375	$8,606 \cdot 10^{12}$	15,625	$1,554 \cdot 10^{13}$
-203,125	$1,043 \cdot 10^{13}$	46,875	$1,521 \cdot 10^{13}$
-171,875	$1,196 \cdot 10^{13}$	78,125	$1,464 \cdot 10^{13}$
-140,625	$1,326 \cdot 10^{13}$	109,375	$1,378 \cdot 10^{13}$
-109,375	$1,428 \cdot 10^{13}$	140,625	$1,265 \cdot 10^{13}$
-78,125	$1,500 \cdot 10^{13}$	171,875	$1,127 \cdot 10^{13}$
-46,875	$1,544 \cdot 10^{13}$	203,125	$9,724 \cdot 10^{12}$
-15,625	$1,562 \cdot 10^{13}$	234,375	$8,075 \cdot 10^{12}$

Отримані 16 спектрів нейtronів були отримані за допомогою активаційних детекторів. Спектри в точках з максимальною та мінімальною щільністю нейtronного потоку представлени на рис. 2.19. Параметри конфігурації всіх елементів реактора зберігаються в базі даних. Результати моделювання – виділення енергії та щільності нейtronного потоку в елементарних об'ємах активної зони реактора також внесені в базу даних. Зазвичай спектри нейtronів формуються для активаційних детекторів, але є можливість отримати запис спектру для будь-якого об'єкта в активній зоні реактора.

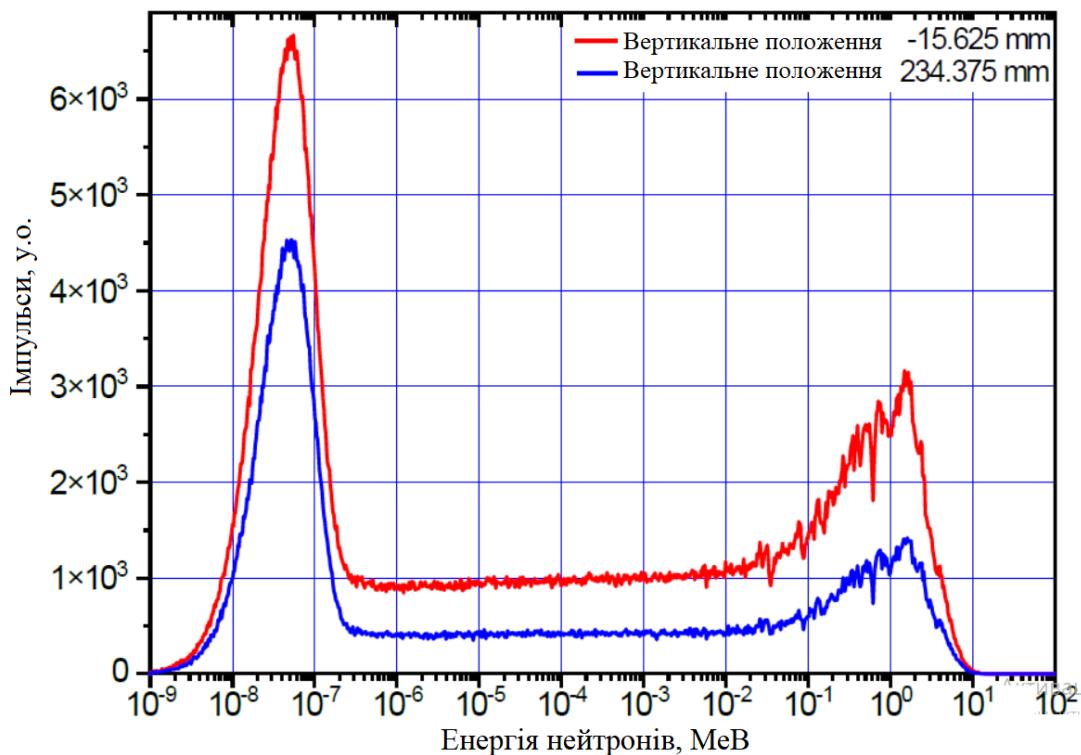


Рис. 2.19 Спектр нейtronів.

Для візуалізації моделювання активної зони реактора в DirectX, і отриманих результатів була розроблена тривимірна модель, яка максимально відповідає моделі, використаній у розрахунках Geant4.

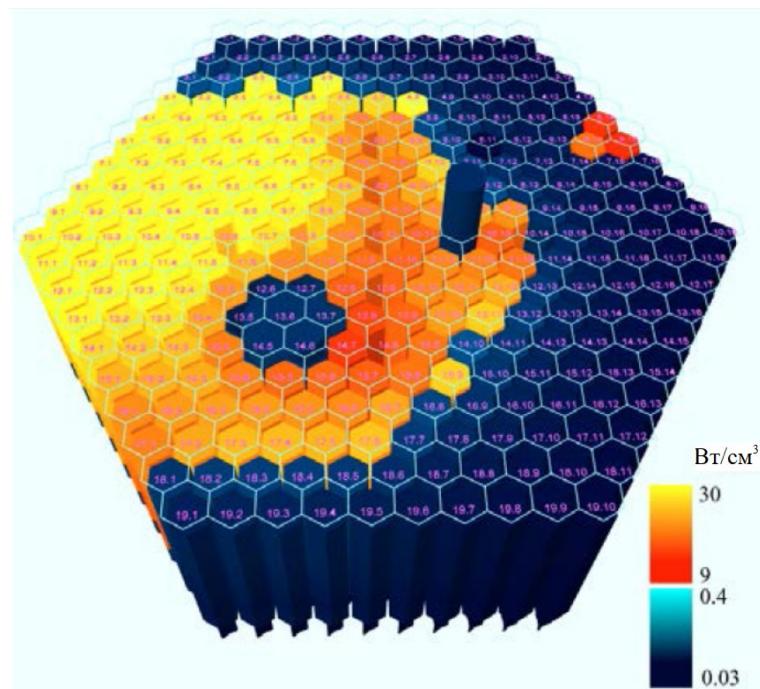


Рис. 2.20 Радіальний розподіл енергії в АкЗ реактора.

Після приблизно 10^8 симуляцій отримано радіальний розподіл виділеної енергії в активній зоні реактора рис. 2.20 і вертикальний розподіл енергії рис. 2.21.

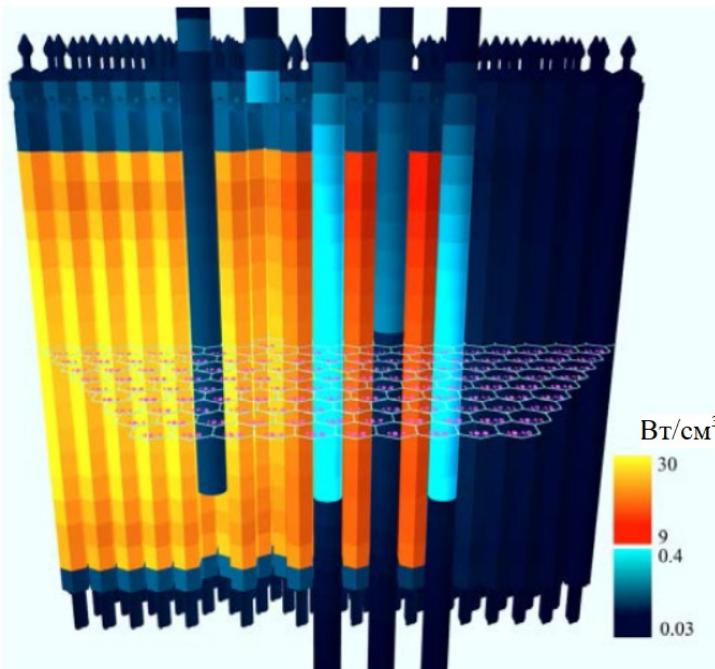


Рис. 2.21 Вертикальний розподіл енергії в АкЗ реактора.

Незважаючи на те, що симуляція реактора була виконана нами на сучасному комп'ютері з використанням багатопоточності обчислень, виявилося, що лише активаційні детектори з великими перерізами ядерних реакцій можуть бути безпосередньо використані. Ми розробили код і модель, де активаційні детектори площині 1 см^2 і товщини, яка відповідає фактичній товщині детекторів, опромінюваних нейтронами; використовувався ізотропний кутовий розподіл первинних часток для відтворення реального розподілу випромінювання в активній зоні реактора, як показано на Рис. 2.22. Для перевірки правильності моделі опромінювався зразок Mn безпосередньо у моделі реактора та за допомогою коду PhantomGun. У межах статистичної невизначеності отримано однакові результати.

Щільність нейтронного потоку та спектр нейtronів для кожного активаційного детектора розраховані за допомогою коду PhantomGun. Для контролю правильності

роботи генератора нейтронів код також накопичував спектр нейтронів, що проходили через активаційний детектор.

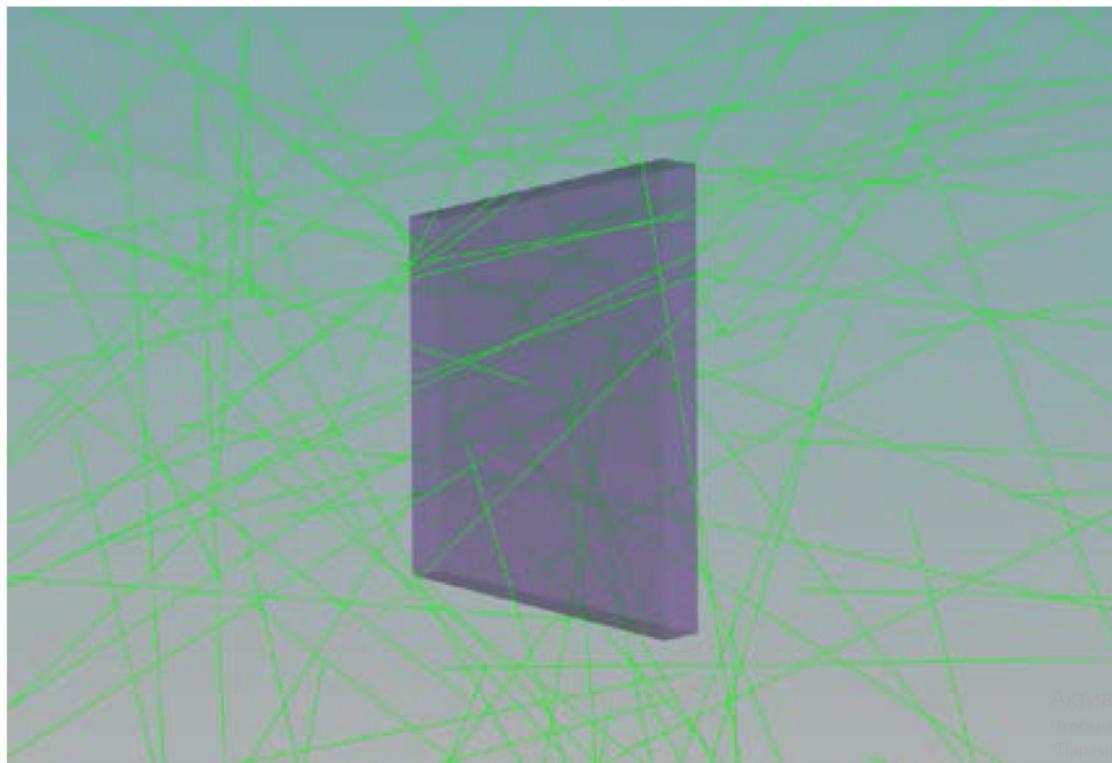


Рис. 2.22 Моделювання опромінення активаційних детекторів програмою PhantomGun.

У результаті симуляції отримано швидкості ядерних реакцій для активаційного детектора R. Для прикладу, у Таблиці 2.4 показані результати опромінення нікелевої фольги, товщиною 50 мкм, у вертикальному положенні -15,625 мм від центру активної зони реактора.

Табл. 2.4 Результати опромінення нікелевої фольги, отримані програмою PhantomGun.

№ детекорів	Матеріал детекорів	Швидкість ядерної реакції R, 1/с на 1 ядро елементу	№ детекорів	Матеріал детекорів	Швидкість ядерної реакції R, 1/с на 1 ядро елементу
1	^{57}Fe	$6.406 \cdot 10^{-16}$	3	^{60}Co	$2.135 \cdot 10^{-15}$
2	^{58}Co	$2.964 \cdot 10^{-13}$	4	^{65}Ni	$1.775 \cdot 10^{-13}$

Для перевірки правильності розрахунків нейтронних потоків і спектрів, виконаних за допомогою коду Phantom, активаційні детектори Mn, Au, Lu та Ni опромінені в активаційних каналах реактора, який працював при потужності 1,116 МВт. Після опромінення вимірювались γ -спектри активаційних детекторів і відповідні швидкості ядерних реакцій на 1 ядро елемента R,

$$R = \frac{A_{mes}}{N_n} \cdot \frac{1}{(1 - e^{-\lambda t_{irr}}) \cdot e^{-\lambda t_{exp}}}, \quad (2.1.)$$

де, R – швидкість ядерної реакції (s^{-1} /ядра); A_{mes} – активність зразка на початку вимірювань (Бк); N_n – кількість ядер елемента-мішені у зразку; λ – стала розпаду продукту реакції (s^{-1}); t_{irr} – час опромінення зразка (с); t_{exp} – час експозиції зразка до початку вимірювань (с).

A_{mes} – активність зразка на початку вимірювань розраховується за формулою:

$$A_{mes} = \frac{S\lambda}{\varepsilon_\gamma I_\gamma (1 - e^{-\lambda t_{mes}})}, \quad (2.2.)$$

де, S – площа піка повного поглинання для аналізованого гамма-переходу; ε_γ – абсолютна ефективність реєстрації для аналізованого гамма-переходу; I_γ – квантovий вихід для аналізованого гамма-переходу; t_{mes} – "живий" час вимірювання зразка, с.

Порівняння розрахункових і експериментальних даних. Для такого порівняння обрана ядерна реакція $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ (рис. 2.23), оскільки вона не має резонансів з великими перерізами і її швидкості повністю визначаються тепловими нейтронами.

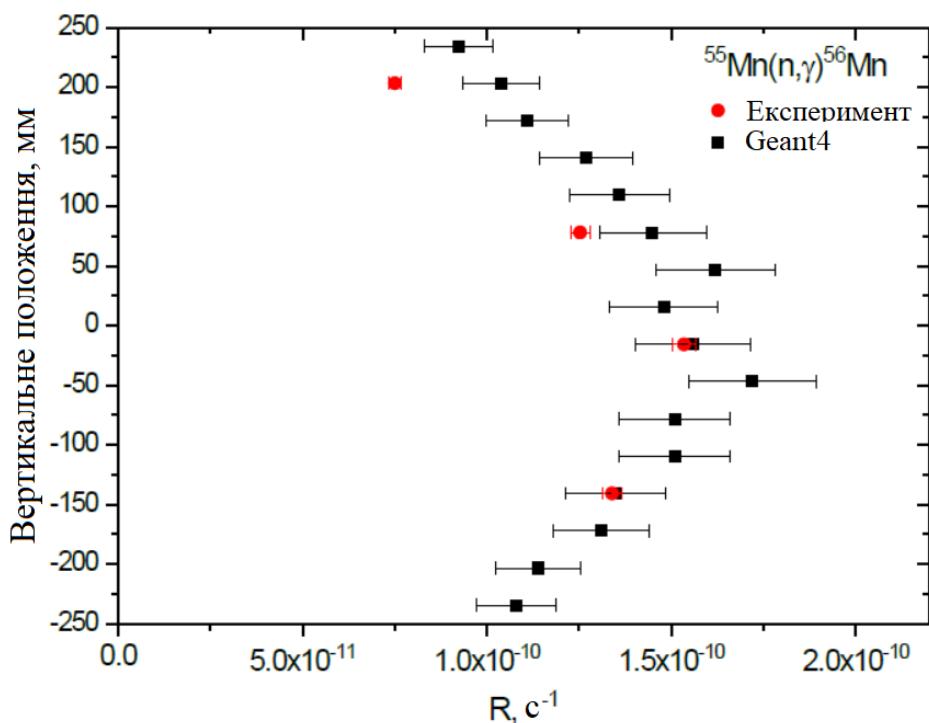


Рис. 2.23. Розрахункова та експериментальна швидкості реакції $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$.

Водночас реакція $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$ (Рис. 2.24) обрана через наявність сильного резонансу на правому схилі піку теплових нейтронів.

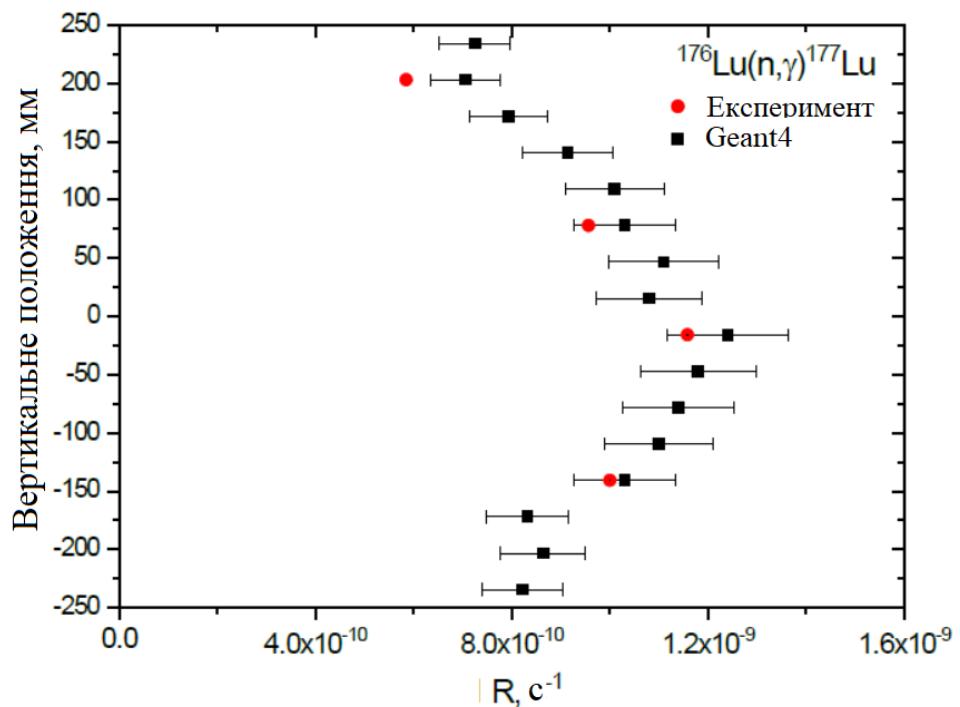


Рис. 2.24 Розрахункова та експериментальна швидкості реакції $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$.

У реакції $^{197}\text{Au}(\text{n},\gamma)^{198}\text{Au}$ спостерігається сильний резонанс з енергією ~ 5 еВ, що відповідає початку енергетичної області епітермальних нейтронів. Вихід такої реакції залежить від співвідношення потоків теплових та епітермальних нейтронів. Порівняння розрахункових та експериментальних швидкостей реакції $^{197}\text{Au}(\text{n},\gamma)^{198}\text{Au}$ показано на рис. 2.25.

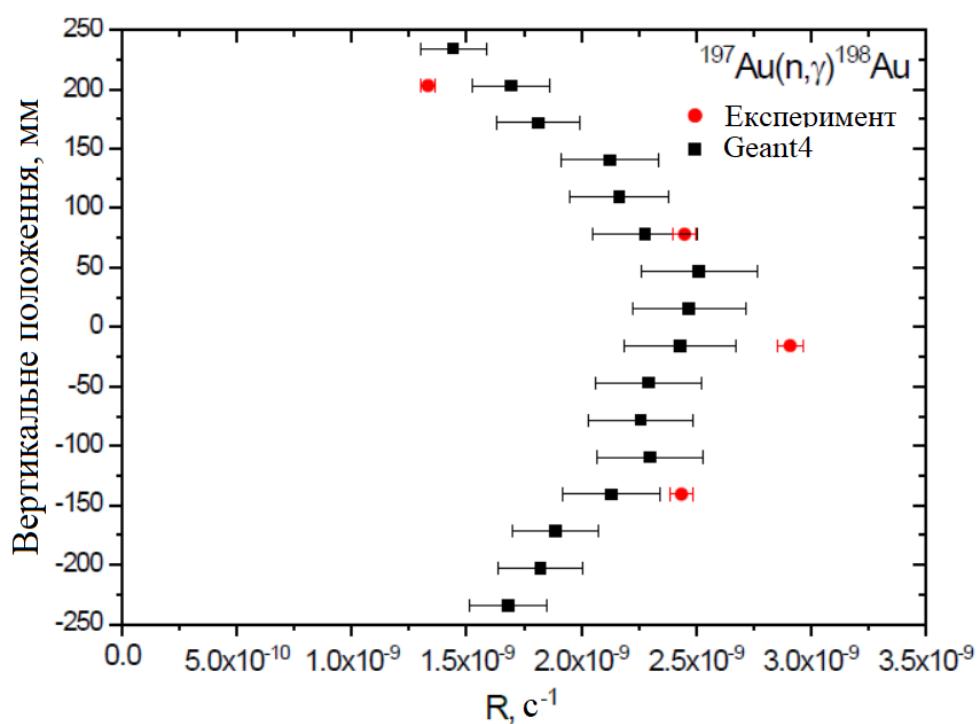


Рис. 2.25. Розрахункові та експериментальні швидкості реакції $^{197}\text{Au}(\text{n},\gamma)^{198}\text{Au}$.

Реакція $^{64}\text{Ni}(\text{n},\gamma)^{65}\text{Ni}$ має ряд резонансів з великими перерізами у висоенергетичній частині епітермального діапазону, тому для правильного розрахунку швидкості реакції під час моделювання необхідно якомога точніше відтворити енергетичний спектр нейtronів рис. 2. 26.

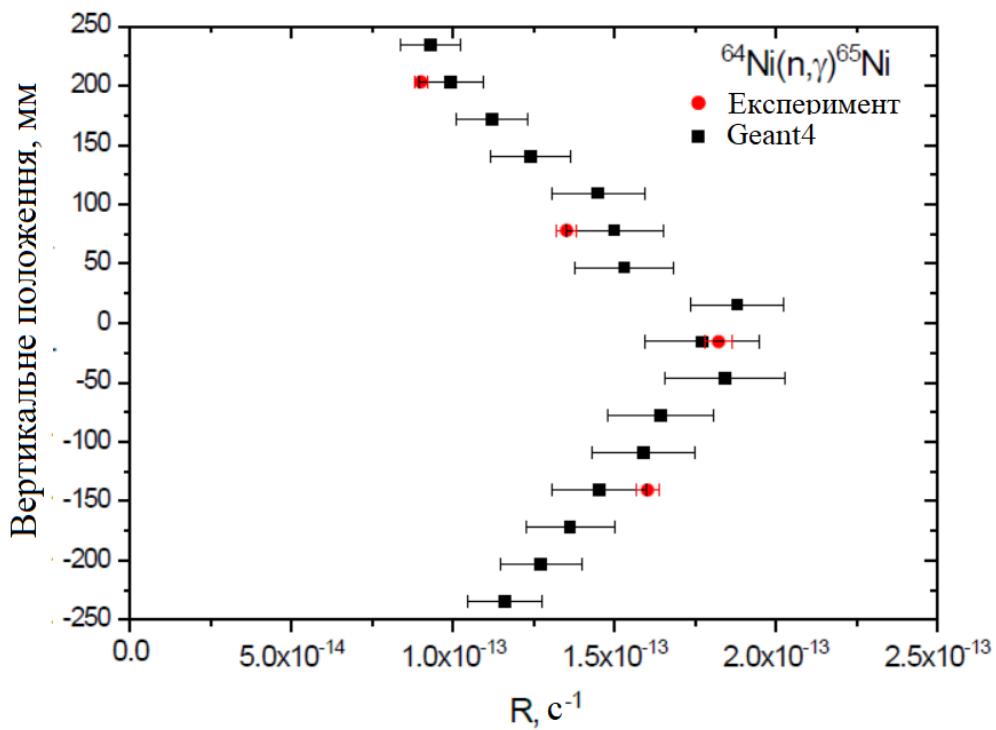


Рис. 2. 26. Розрахункові та експериментальні швидкості реакції $^{64}\text{Ni}(\text{n},\gamma)^{65}\text{Ni}$.

Реакція $^{58}\text{Ni}(\text{n},\text{p})^{58,58m}\text{Co}$ використана для порівняння експериментальних і розрахункових значень швидкостей ядерних реакцій для швидких нейtronів. Неможливо експериментально відокремити розпади ізомеру і основного стану ^{58}Co через низький квантовий вихід ізомерного переходу. Тому для моделювання реакції використано сумарний переріз двох реакцій – $^{58}\text{Ni}(\text{n},\text{p})^{58}\text{Co}$ і $^{58}\text{Ni}(\text{n},\text{p})^{58m}\text{Co}$ [52] (Рис. 2.27).

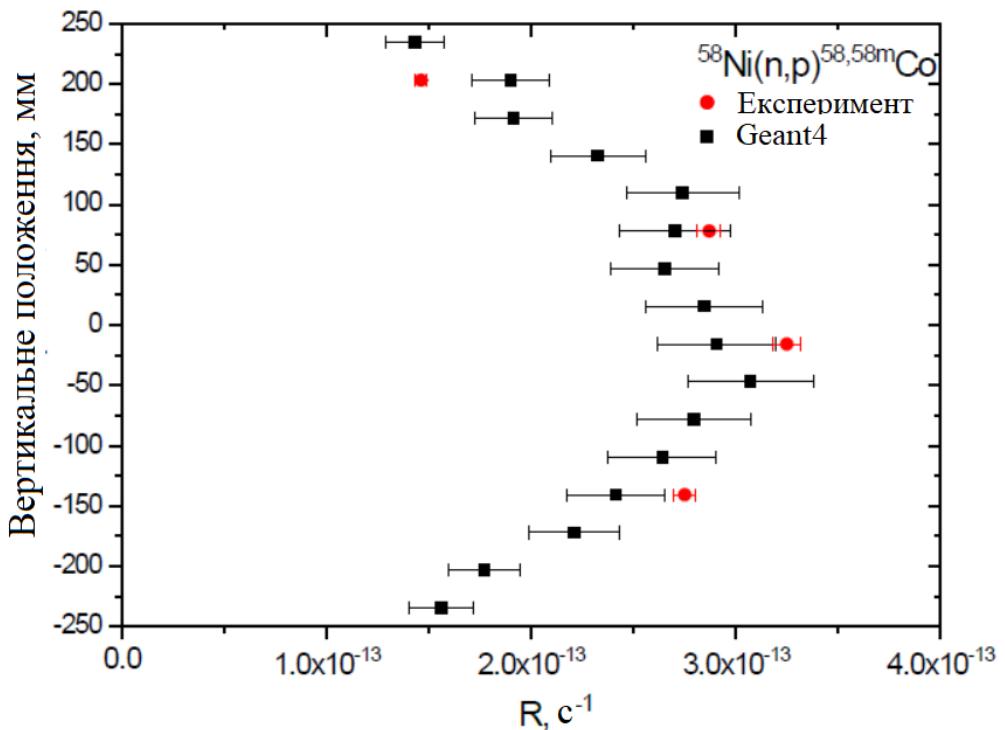


Рис. 2.27 Розрахункові та експериментальні швидкості реакції $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ і $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58\text{m}}\text{Co}$.

Щільноті нейтронного потоку в експериментальному каналі. Для отримання щільностей потоків теплових, епітермальних і швидких нейtronів щільноті нейтронного потоку для кожного вертикального положення були розподілялися між зазначеними трьома групами нейtronів пропорційно до співвідношення кількості підрахунків у відповідному енергетичному діапазоні та кількості підрахунків у загальному спектрі. Розподіл щільноті потоку нейtronів з різними енергіями залежно від вертикального положення представлено на рис. 2.28.

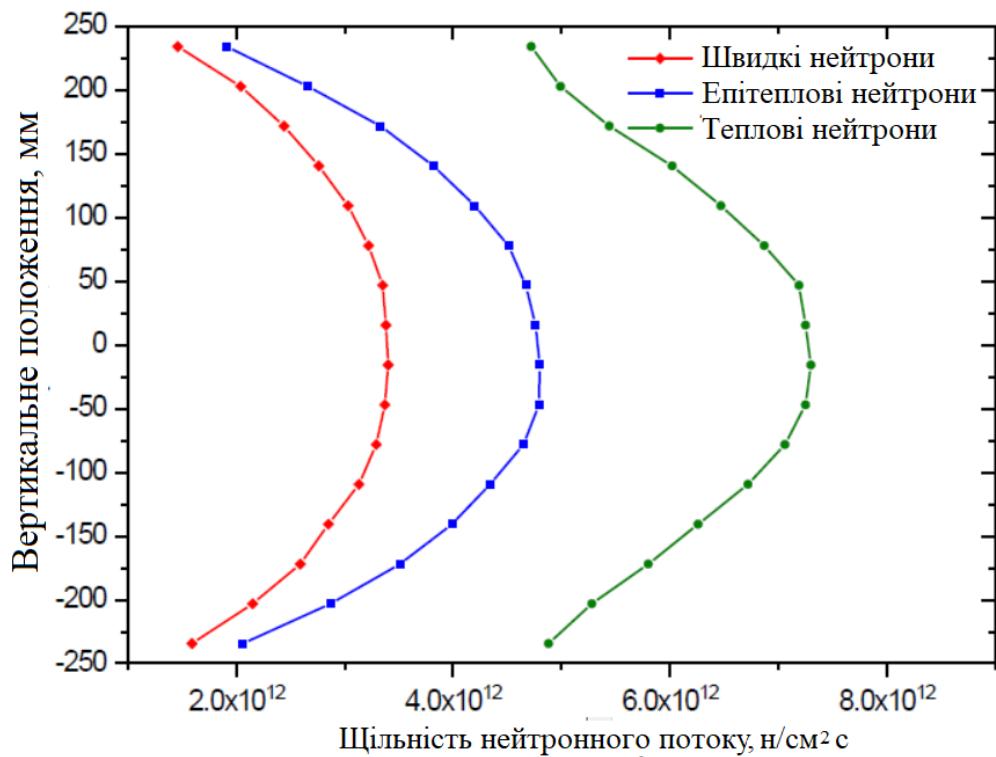


Рис. 2.28 Щільність нейtronного потоку. Теплові нейтрони – $1 \cdot 10^{-9}$ - $5 \cdot 10^{-7}$ MeВ, Епітермальні нейтрони – $5 \cdot 10^{-7}$ - $1 \cdot 10^{-1}$ MeВ, Швидкі нейтрони – $1 \cdot 10^{-1}$ - $1 \cdot 10^1$ MeВ.

Проведено опромінення та вимірювання нейtronних активаційних детекторів для чотирьох позицій по висоті активної зони реактора.

Порівняння експериментальних і змодельованих значень швидкостей реакцій у нейtronних активаційних детекторах встановило, що для нижньої та середньої частин активної зони реактора експериментальні та розрахункові дані збігаються з невизначеністю приблизно 10%, що головним чином визначається невизначеністю вимірювання теплої потужності реактора. Це свідчення вірного моделювання як нейtronних потоків, так і спектрів, оскільки використовувалися активаційні детектори з різною чутливістю до теплових, епітермальних і швидких нейtronів. Відхилення експериментальних і змодельованих значень швидкостей ядерних реакцій для верхньої частини активної зони реактора становить близько 20%. Розраховано розподіл щільності потоку теплових, епітермальних і швидких нейtronів вздовж висоти активної зони. Він виявився асиметричним – центр

зміщений вниз через стрижні аварійного захисту, присутні у верхній частині активної зони реактора, підняті керуючі стрижні та алюмінієву пластину в нижній частині активної зони реактора, яка може діяти як відбивач.

Опромінення досліджувальних зразків проводилося з використанням фільтру теплових та проміжних нейtronів для зменшення кінцевого активаційного та наведеного випромінювання рис. 2.29

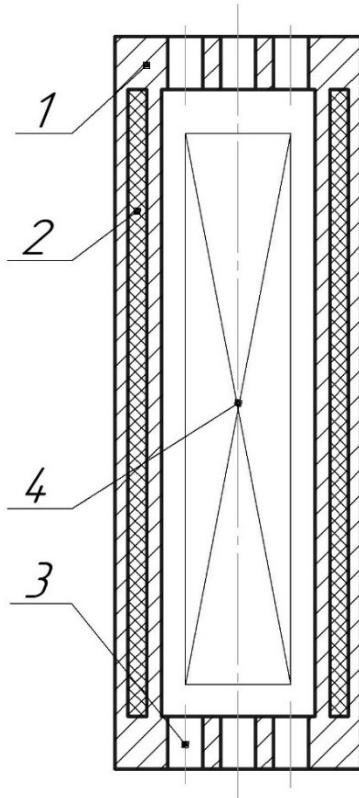


Рис. 2.29. Розріз контейнера для проведення опромінення у реакторі.

1 – корпус, 2 – вставка, 3 – отвори, 4 – місце розташування зразків.

Фільтрація теплових нейtronів виконується алюмінієвим корпусом легованим ізотопом ^{10}B . Для зменшення кількості проміжних нейtronів вмонтовано кільцеву пластинчату вставку з листового Cd. У результаті поглинання проникного випромінювання конструкційними матеріалами корпусу контейнера та зразками, що опромінюються, виділяється значна кількість тепла, котре відводиться теплоносієм, котрий циркулює скрізь вертикальні отвори у корпусі.

Висновки до розділу

У розділі детально описано технологію опромінення зразків, підготовку до експериментальних вимірювань, принципові схеми вимірювальних пристройів, особливості низькотемпературних вимірювань, способи одержання необхідної інформації та методи опрацювання експериментальних даних.

РОЗДІЛ 3. ДЕГРАДАЦІЙНО-ВІДНОВНІ ОСОБЛИВОСТІ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПРОМІНЕНИХ ФОСФІДО- ГАЛІЄВИХ СВІТЛОДІОДІВ

Вступ

Поширення потужних інформаційних масивів, засноване на використанні модульованих потоків заряджених часток-електронів у провідному кабелі, чи електромагнітних хвиль – у відкритому ефірному просторі, супроводжується виникненням невідворотних теплових втрат та розсіянням енергії випромінювача; при цьому ускладнюється також можливість дальншого підвищення частотної щільності в одному каналі.

Використання оптичних коливань у волоконно-оптичних лініях зв’язку значно підвищує інформаційну ємність передавально-приймального тракту, збільшує місткість запису, не створює електромагнітних перешкод і не випромінює інформацію, забезпечуючи цим самим таємність зв’язку; не потребує додаткових систем екранування від зовнішніх полів.

Типові сучасні джерела світлових сигналів у оптоелектронній галузі - напівпровідникові лазери та світлодіоди, від стабільності характеристик яких та відсутності відмов протягом періоду використання залежить надійність роботи всього передавально-приймального комплексу [53].

Розвиток космічної галузі мікроелектроніки, ядерної енергетики, засобів керування прискорювальними пристроями розширює область застосування оптоелектронних перетворювачів. Водночас постає необхідність дослідження в них природи дефектів радіаційного походження, термічної стабільності, деградації та відновлення основних характеристик, а також пошуку можливостей прогнозування радіаційної стійкості і розробки методів її підвищення. В останні роки спостерігається інтенсивний розвиток як традиційних так і новітніх методів одержання, дослідження і застосування кристалів *GaP*, базових для виробництва на їхній основі простих, надійних і дешевих світлодіодів [54 – 58].

Наведені нижче результати стосуються переважно досліджень деградаційно-відновних процесів, виявлених у результаті аналізу спектральних та вольт-амперних характеристик (ВАХ) світлодіодів *GaP*, опромінених електронами з $E = 2$ МeВ. Зважаючи на широту області сучасного практичного застосування світлодіодів (СД), автори також вважали за необхідне розглянути особливості експлуатаційних характеристик випромінювачів різних спектральних діапазонів та визначити константи їхньої радіаційної стійкості.

3.1 Експеримент

Досліджувались серійні промислові епітаксійні *GaP* світлодіоди, *n*-області яких легувались $Te = 2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ ($E_a^{Te} = 0,8$ eВ); *p*-області – *Zn* та *O* – одночасно ($E_a^{Zn} = 0,064$ eВ; $E_a^O = 0,90$ eВ; *Zn* – акцептор, *O* - донор). Підкладинка *n*-*GaP* вирощувалась методом Чохральського з концентрацією носіїв $(5 \div 7) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Розмір зразків становив 1 мм 2 .

Спектри електролюмінесценції одержані з використанням спектрометра BLK-C F1000-VIS NIR-1 (StellarNet Inc) для діапазону 190÷850 нм в інтервалі температур 77÷400 °К.

Вимірювання ВАХ проводилось в інтервалі температур 77÷300 °К автоматизованим комплексом у режимах генератора струму та генератора напруги.

Опромінення електронами з $E = 2$ МeВ здійснювалося в імпульсному режимі на прискорювачі ІПП-6 зі струмом пучка електронів $I = 4$ мA при кімнатній температурі; скляна лінза діода попередньо видалялася. Джерелом α^{++} -частинок з $E = 28$ МeВ служив циклотрон У-240.

Ізохронний відпал опромінених зразків проводили в інтервалі температур $T = 300 \div 770$ К з періодом $t = 20$ хв.

3.2 Результати

На рис. 3.1 приведено спектри випромінювання зеленого діода GaP(N), одержані при різних струмах збудження.

Короткохвильова дублетна смуга N-2TA – результат фононних повторень лінії екситона N, зв’язаного на ізоелектронній домішці азоту; широкий максимум $h\nu = 2,15$ еВ – також фононна репліка, але екситона, захваченого азотною парою NN₁ з мінімальною відстанню між атомами [59, 60].

На вставці рис. 3.1 зображене залежність інтенсивності свічення обох смуг від рівня інжекції неосновних носіїв заряду в області робочих струмів ($I = 2 \div 60$ мА); видно, що $L(I)$ лінійна лише для $h\nu = 2,27$ еВ, що бажано враховувати при узгодженні оптичних характеристик джерело-приймач у волоконно-оптических лініях зв’язку.

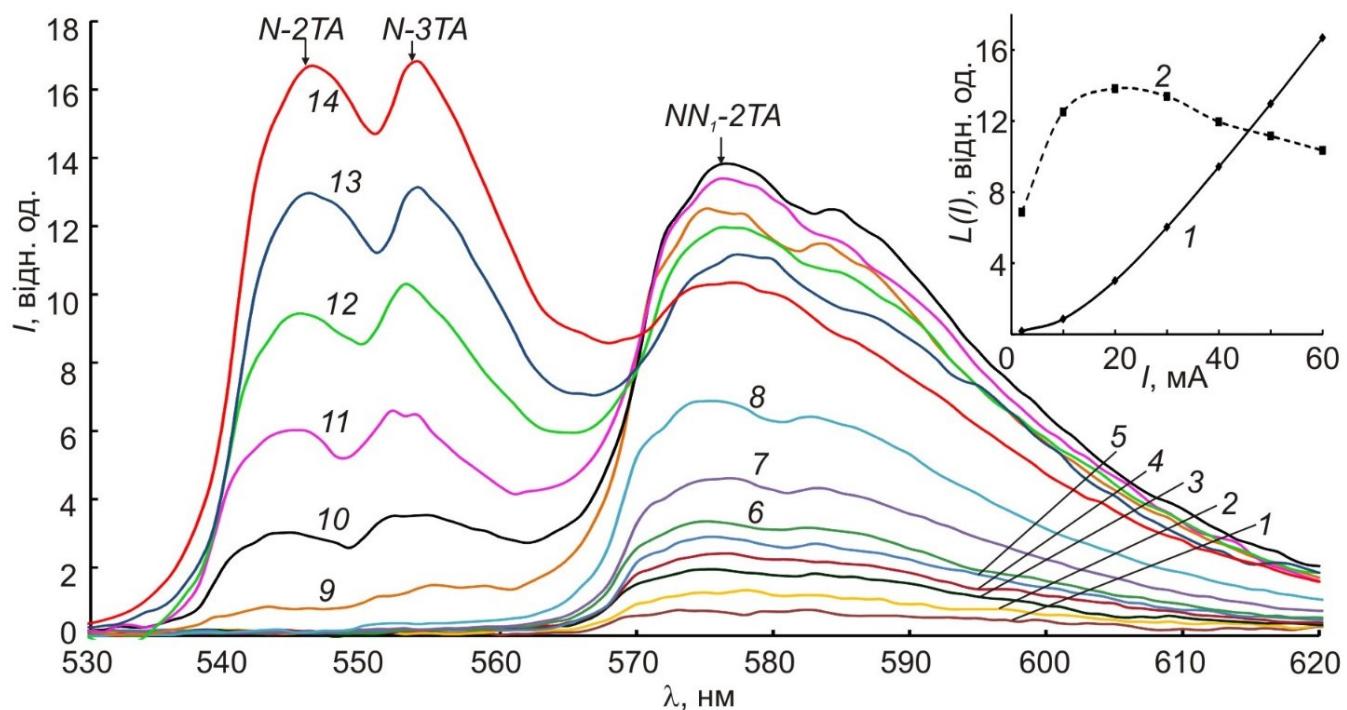


Рис. 3.1. Спектри випромінювання зеленого GaP світлодіода, виміряні при різних струмах збудження ($T = 77$ °К): 1 – 0,05; 2 – 0,2; 3 – 0,4; 4 – 0,6; 5 – 0,8; 6 – 1; 7 – 1,5; 8 – 2; 9 – 10, 10 – 20; 11 – 30; 12 – 40; 13 – 50; 14 – 60 мА. На вставці: залежність інтенсивності свічення смуг N-2TA (1) та NN₁-2TA (2) від струму збудження.

Температурна залежність інтенсивності їхнього випромінювання показана на рис. 3.2. Енергію активації гасіння свічення E_A можна оцінити, скориставшись формулою Мотта [61] для величини квантового виходу люмінесценції:

$$\eta = \frac{1}{1 + q \exp \frac{E_A}{KT}}, \quad (3.1)$$

де q – константа.

Числові величини енергії активації гасіння двох смуг становлять $E_{A1} = 0,19$ еВ (для $h\nu = 2,15$ еВ) та $E_{A2} = 0,17$ еВ (для $h\nu = 2,27$ еВ). Незначна відстань між E_{A1} та E_{A2} може свідчити про імовірну генетичну спорідненість смуги 2, саме з екситоном, зв'язаним на ізольованому атомі N, а не на парі NN₁ [60]. Обидва значення більші від енергії теплової дисоціації зв'язаного екситона, яка не вища 40 МeВ [60]. Тому, очевидно, що у тепловому гасінні смуг приймають участь також дефекти із значно більшою глибиною залягання рівнів. Зафіксувавши на сімействі ВАХ, знятих при різних температурах, величину струму, можна відтворити криву ізохронного відпалу діода.

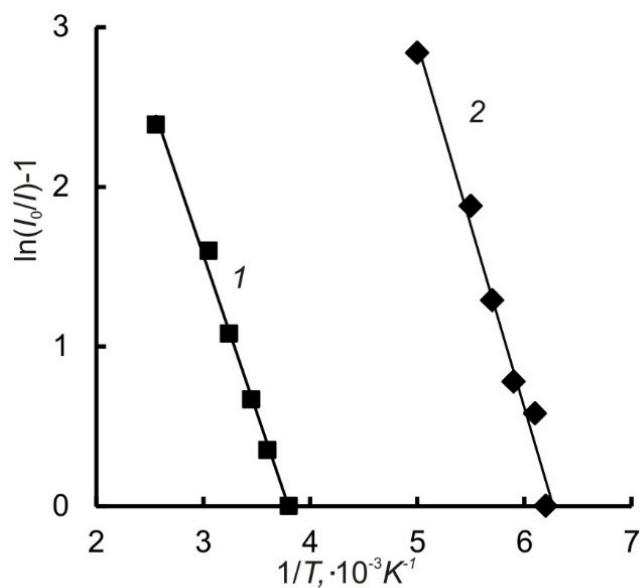


Рис. 3.2. Температурна залежність інтенсивності випромінювання смуг NN_1 (1) та $N\text{-}2\text{TA}$ (2) вихідного світлодіода GaP(N).

На рис. 3.3 показана залежність падіння напруги на вихідному та опроміненому електронами з $E = 2$ MeВ, $\Phi = 8,2 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$ світлодіода GaP(Zn, O) від температури відпалу, знята при незмінному струмі.

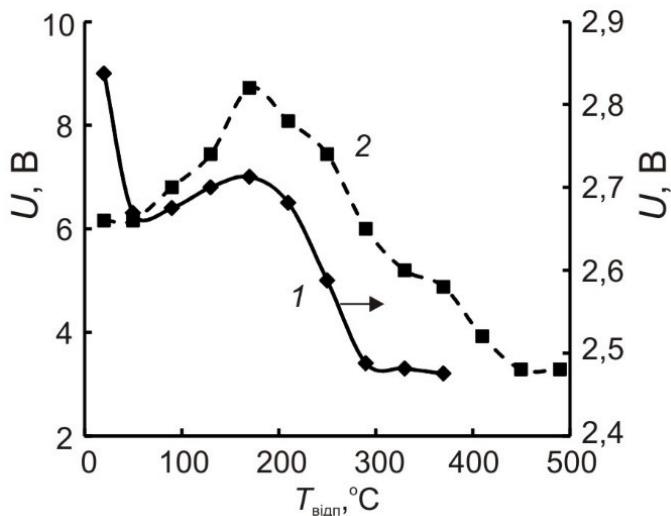


Рис. 3.3. Залежність напруги на вихідному (1) та опроміненому електронами (2, $E = 2$ MeВ, $\Phi = 8,2 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$) діода GaP(Zn, O) від температури відпалу, знята при $T = 300$ °K. Період відпалу становив 20 хвилин.

Зміну $U(T)$ вихідного діода в загальних рисах можна вважати двостадійним процесом із температурними інтервалами 50÷180°C та 180÷490°C. В опроміненому – відновлення протікає у межах 3-х стадій: 20÷50°C; 50÷120°C; 120÷270°C, причому друга стадія – від’ємна – підвищення температури призводить до часткового повернення зразка у стан з вищим падінням напруги на ньому.

Складність тлумачення механізму відпалу об’єкта з p - n -переходом полягає в існуванні двох областей з різним типом провідності.

У монокристалах GaP, як відомо [62], характер відпалу n - та p -матеріалу – різний. Зразкам n -типу, опромінених електронами з $E = 1 \div 2$ MeВ властива основна стадія 120 ÷ 180°C, на якій приходять у рух вакансії фосфору V_P ; основний відпал монокристалів p -типу спостерігається в межах 250 ÷ 300°C, де активізуються вакансії галію V_{Ga} .

В опроміненому діоді в інтервалі температур $20 \div 50^{\circ}\text{C}$ спостерігається різке падіння напруги $\Delta U = 3 \div 8$ В, вслід за яким на наступній стадії вона зростає знову. Тут слід зауважити, що в однорідному опроміненому кристалі незалежно від типу провідності, ця стадія не проявляється. Отже, можна сподіватись, що

Від'ємна стадія $50 \div 120^{\circ}\text{C}$ відсутня в опромінених однорідних кристалах. Подібна особливість може свідчити про формування комплексів радіаційних дефектів із домішками, котрі вже при $T > 150^{\circ}\text{C}$ розпадаються.

Остання стадія відпалу – $120 \div 370^{\circ}\text{C}$ результат накладання стадій відпалу V_P та V_{Ga} , котрі внаслідок їхньої високої концентрації в опроміненому зразку перестають розділятися.

Основна функція СД – випромінювальна і тому їхня радіаційна стійкість визначається передовсім змінами інтенсивності свічення.

Відомо, що у фосфіді галію та в твердому розчині на його основі GaAsP безвипромінювальні рівні радіаційних дефектів зменшують час життя неосновних носіїв заряду [63, 64]. Ефективність їхнього впливу оцінюється величиною коефіцієнта пошкодження часу життя K_τ неосновних носіїв заряду. У межах доз, де різниця оберненого часу життя опроміненого та вихідного діодів пропорційна флюенсу

$$\frac{1}{\tau_\phi} - \frac{1}{\tau_0} = K_\tau \Phi; \quad (3.2)$$

$$\frac{\tau_0}{\tau_\phi} = 1 + \tau_0 K_\tau \Phi. \quad (3.3)$$

Але, згідно

$$\frac{\tau_0}{\tau_\phi} = \frac{L_0}{L}, \text{ тоді } \frac{L_0}{L} - 1 = \tau_0 K_\tau \Phi \quad (3.4)$$

Величина K_τ визначається за нахилом дозової залежності функції $\frac{L_0}{L} - 1$.

На рис.3.4 приведена дозова залежність інтенсивності свічення СД GaP, а також функції $(\frac{L_0}{L} - 1)$. На обох кривих можна виокремити коефіцієнти пошкодження $K_{\tau 1} = 0,71 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2 \text{c}^{-1}$ та $K_{\tau 2} = 1,67 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2 \text{c}^{-1}$. У випадку опромінення електронами з $E = 1 \div 2 \text{ MeV}$ первинно-введеними дефектами є точкові порушення структури, котрі і створюють вирішальний вплив на час життя неосновних носіїв заряду.

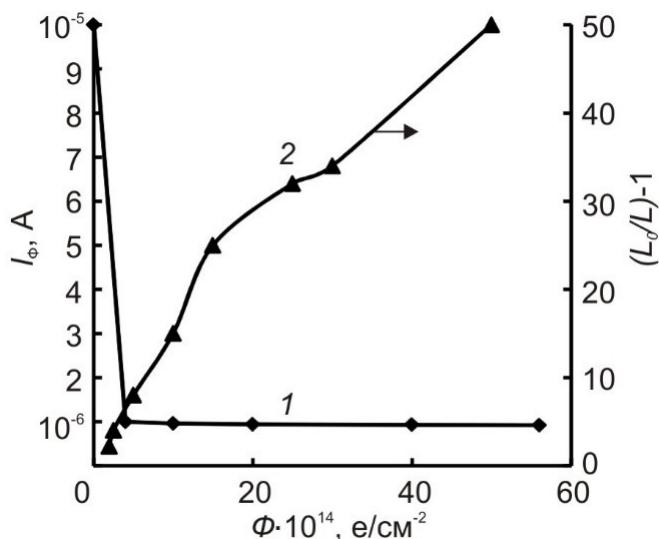


Рис. 3.4. Дозова залежність інтенсивності свічення світлодіода GaP(Zn, O) опроміненого електронами з $E = 2 \text{ MeV}$ (1) та функції $\frac{L_0}{L} - 1$ (2), знята при $T = 300 \text{ K}$.

Для порівняння наводимо дані, одержані нами після опромінення СД GaP важкими зарядженими частинками (α^{++} , $E = 28 \text{ MeV}$, $\Phi = 10^{12} \text{ см}^{-2}$), коли водночас із точковими порушеннями вводяться області розупорядкування. В цьому разі $K_\tau = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \text{c}^{-1}$, що на порядки перевищує K_τ , одержану авторами [65], де опромінення СД різних видів проводилося протонами з $E = 16 \text{ MeV}$.

Висновки до розділу

Зроблено оцінки глибини залягання рівнів, що спричиняють гасіння основних смуг електролюмісценції ($E_{A1} = 0,19$ eB; $E_{A2} = 0,17$ eB).

Аналіз процесу відпалу показав, що у неопромінених зразках першій стадії відпалу $50 \div 180$ °C можна співставити міграцію вакансій фосфору до стоків; другій – $180 \div 490$ °C – дифузію V_{Ga} .

Опроміненому зразку властива наявність трьох стадій – $20 \div 50$ °C; $50 \div 120$ °C та $120 \div 270$ °C. Перша з них може бути пов’язана з відпалом точкових дефектів, зосереджених біля дислокаційних скупчень в межах границі розділу *p*-та *n*-областей; остання, основна стадія – результат накладання стадій відпалу V_P та V_{Ga} , викликаного великою їхньою концентрацією.

РОЗДІЛ 4. ВПЛИВ ОПРОМІНЕННЯ НА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ПАРАМЕТРИ СВІТЛОДІОДІВ GaAsP

Вступ

Використання проникної радіації дозволяє вирішувати актуальні задачі фізики твердого тіла, в числі яких: діагностика структурних неоднорідностей, одержання інформації про особливості будови матеріалів, деталей, про їхню електронну структуру і міжатомні зв'язки.

В останні десятиліття сформувався напрям радіаційної технології напівпровідників, де роль основного інструмента впливу відіграють потоки швидких часток [66]. Комплекс методів радіаційної обробки здатен забезпечити однорідність легування, створення *i*-шарів та надграток, підвищення швидкодії високочастотних пристрій, зниження механічних напруг у гетероструктурах та ін.

Водночас швидкий розвиток ядерної енергетики та техніки космічної галузі потребує радіаційно-стійких матеріалів, радіоелектронних схем з підвищеним експлуатаційним ресурсом та радіаційно-чутливих сенсорів. Про можливість використання світлодіодів GaP у подібній ролі йшлося у роботі [67].

Сучасні прискорювачі дають можливість моделювати вплив змішаного ядерного випромінювання, близького за складом до космічного, на характеристики базових елементів пристрій керування та зв'язку.

Прогнозування їхньої поведінки в екстремальних умовах ґрунтуються на використанні констант радіаційної стійкості. Особливо важливою задача стає для твердотільних джерел світла – світлодіодів чи напівпровідникових лазерів, які працюють при великих рівнях збудження, коли деградаційні процеси прискорюються.

Тому головною метою виконаної роботи стало виявлення наслідків, якими супроводжується введення радіаційних дефектів у світлодіодні структури, вирощені на основі твердих розчинів GaAsP, та встановлення можливих механізмів їхнього впливу на електричні характеристики досліджуваних об'єктів.

4.1 Експеримент

Досліджувались світлодіодні зразки, вирощені на основі твердих розчинів $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ (жовті $x = 0,85$, помаранчеві $x = 0,45$). Підкладинкою служила пластина GaP .

Опромінення електронами з $E = 2 \text{ MeV}$, при флюенсах $\Phi = 3 \cdot 10^{14} \div 2,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, відбувалось у імпульсному режимі на прискорювачі ІПП-6 зі струмом пучка електронів $I = 4 \text{ mA}$ при кімнатній температурі.

Вимірювання ВАХ проводилось автоматизованою системою у режимах генератора струму та генератора напруги з інтервалом температур $77 - 300 \text{ K}$ в умовах імпульсного живлення діода.

4.2 Результати

У світлодіодах, вирощених на основі твердих розчинів GaP-GaAsP , залежність струму від напруги ВАХ може бути подана у вигляді модифікованої формули Шоклі [68]:

$$I = I_S \left(e^{\frac{qU - IR_b}{nKT}} - 1 \right), \quad (4.1)$$

де, I_S – струм насиження діода; U – напруга прикладена до $p-n$ -переходу, R_b – опір бази; n – коефіцієнт неідеальності $p-n$ -структур ($n = 1$ у разі переважання дифузійної складової повного струму, $n = 2$ коли струм – рекомбінаційного походження).

З рівняння (4.1) можна одержати величину диференційного опору діода (R_{dif}) (4.2):

$$R_{dif} = \frac{dU}{dI} = \frac{nKT}{I + I_S} + R_b. \quad (4.2)$$

На рис. 4.1 показано розраховану залежність $R_{dif}(I)$ для вихідного та опроміненого світлодіода GaAsP, яка задає межі його застосування. Видно, що вентильні властивості зразка проявляються принаймні до $I = 5 \cdot 10^{-2}$ А. Опір бази визначається з області ВАХ, де контактна різниця потенціалів компенсується частиною прикладеної до діода напруги і він стає лінійним елементом; чисельно R_b дорівнює величині, оберненій тангенсу кута нахилу ВАХ на ділянці лінійності.

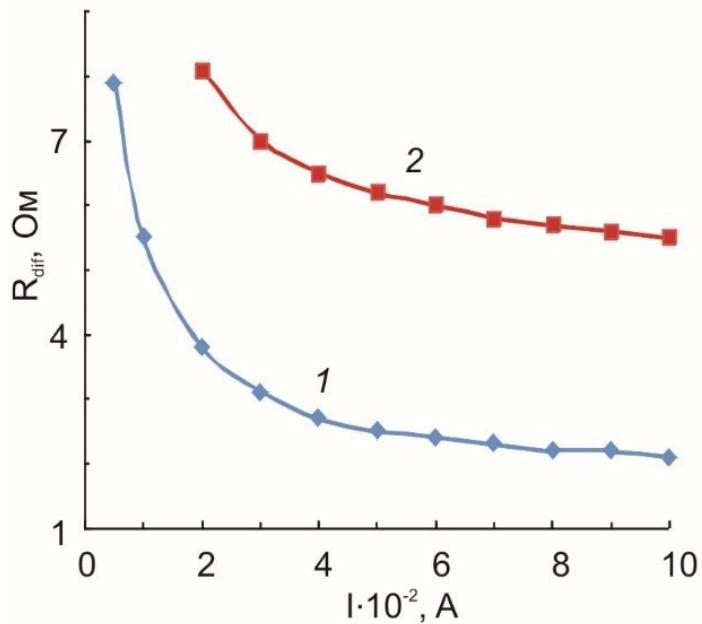


Рис. 4.1. Залежність диференційного опору помаранчевого діода GaAsP від струму: 1 – вихідний зразок, 2 – опромінений електронами з $E = 2$ МeВ, $\Phi = 2,64 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

На рис. 4.2а,б приведено експериментальні ВАХ вихідного та опроміненого електронами ($E = 2$ МeВ, $\Phi = 2,64 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) помаранчевого діода GaAsP, зняті при різних температурах у режимах генератора струму у лінійних рис. 4.2а та напівлогарифмічних рис. 4.2б координатах. При низьких температурах ($T \leq 90$ К) у GaAsP, як і в діодах GaP завдяки формуванню внутрішнього оберненого зв'язку за струмом, виникає область від'ємного диференційного опору (ВДО) S-типу. Характерний вигляд цієї ділянки можна наглядно відтворити, використовуючи режим генератора струму.

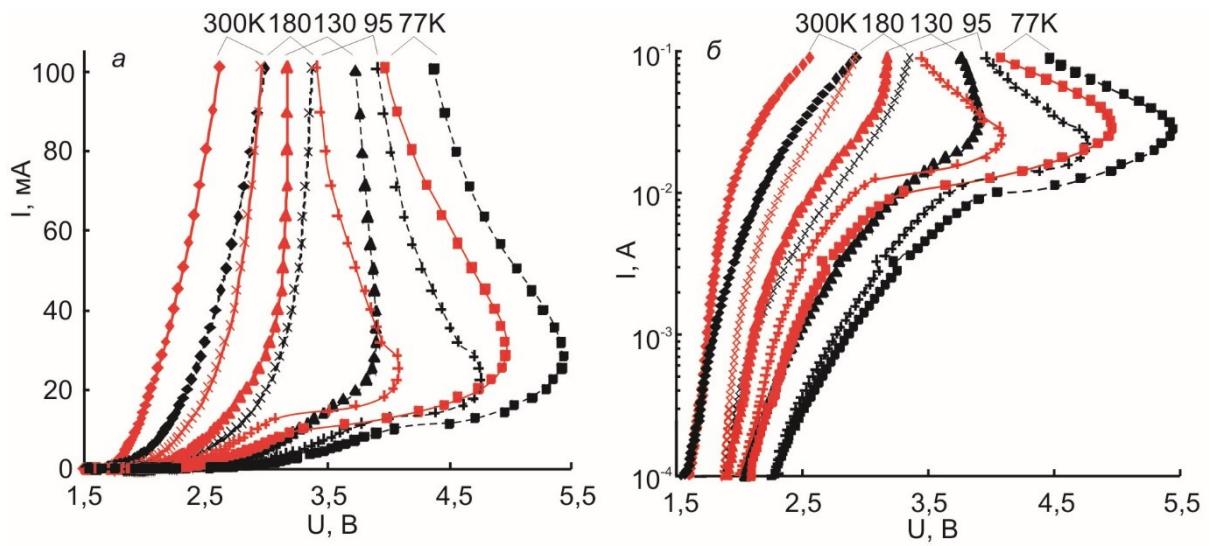


Рис. 4.2. ВАХ вихідного (суцільна крива) та опроміненого ($E = 2 \text{ MeV}$, $\Phi = 2,64 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, пунктирна крива) помаранчевого діода GaAsP, зняті при різних температурах в режимі генератора струму в лінійній (a) та напівлогарифмічній (б) координатах.

На ВАХ діода GaAsP, знятої у режимі генератора напруги, області ВДО відповідає координата $U = U_{3p}$, при досягненні якої струм нескінченно зростає рис. 4.3.

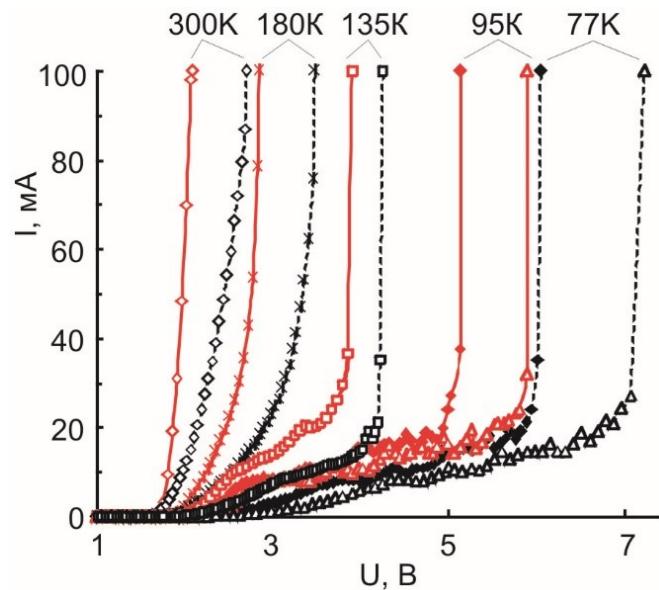


Рис. 4.3. ВАХ вихідного (суцільна крива) та опроміненого ($E = 2 \text{ MeV}$, $\Phi = 5,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, пунктирна лінія) помаранчевого діода GaAsP, зняті при різних температурах в режимі генератора напруги.

У досліджуваних діодах при кімнатній температурі коефіцієнт неідеальності $n = 1,59$, що свідчить про існування дифузійно-рекомбінаційного струму; при $T = 77 \text{ K}$ $n = 2$ – переважає рекомбінаційний процес.

Опромінення електронами з $E = 2 \text{ MeV}$, $\Phi = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ практично не впливає на механізм струмоутворення – коефіцієнт n залишається попереднім, проте вже при $\Phi = 8,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ він збільшується, демонструючи переважання рекомбінаційної компоненти, що особливо стає відчутним для низьких температур. Збільшення флюенса ($\Phi = 2,64 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) посилює тенденцію до зростання ролі рекомбінаційної складової повного струму внаслідок активної участі у рекомбінаційному процесі дефектів радіаційного походження рис. 4.4. Водночас, як показано в роботах [69, 70] опромінення світлодіодів GaAsP супроводжується падінням інтенсивності випромінювання. Отже, в GaAsP, як і в GaP, рівні радіаційних дефектів – безвипромінювальні.

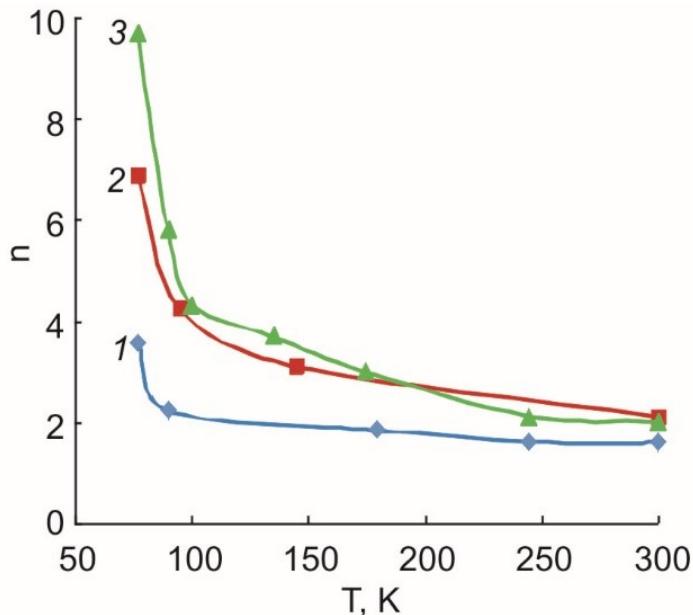


Рис. 4.4. Залежність коефіцієнта неідеальності n від температури діода GaAsP опроміненого електронами з $E = 2 \text{ MeV}$ при різних флюенсах Φ , см^{-2} : 1 – $3 \cdot 10^{14}$; 2 – $8,2 \cdot 10^{14}$; 3 – $2,64 \cdot 10^{16}$.

Перевищення зовнішньою напругою величин $U = 2$ В рис. 4.3 супроводжується поступовою компенсацією бар'єрного потенціалу U_{df} ($E_g = 2$ eB), після завершення якої повний опір діода стає рівним лише послідовному омічному опору бази U_b . Його зростання внаслідок опромінення зумовлюється насамперед експоненційним падінням концентрації вільних носіїв і проявляється у вигляді збільшення диференційного опору бази.

На рис. 4.5 показана залежність опору бази R_b та напруги зриву U_{3p} на від температури відпалу. Основною стадією для обох параметрів є область $T \geq 120^\circ\text{C}$; незначне відновлення можна спостерігати також у межах $20 \div 80^\circ\text{C}$.

Стосовно їхнього походження поки що остаточні висновки зробити складно, проте, спираючись на аналогію з відпалом опромінених кристалів GaP та GaAs, можна висловити певні припущення. У монокристалічних зразках GaP *n*-типу, опромінених електронами з $E = 1 \div 2$ MeВ, в інтервалі температур $120 \div 180$ °C відбувається міграція вакансій фосфору до стоків [70]. При нижчих температурах ($20 \div 80$ °C) протікає відпал простих дефектів, що перебувають у станах із ослабленими зв'язками переважно на периферії великомасштабних порушень структури – дислокацій, скupчень міжузлових атомів чи вакансійних пустот. В опроміненому GaAs відпал радіаційних дефектів розпочинається лише після $T \approx 200$ °C [71]. Загальних характер відновлення опроміненого світлодіода GaAsP, як результату сумарних радіаційних змін *n*- та *p*-областей структури, може бути використаним для прогнозування їхньої стійкості в умовах підвищення радіаційно-термічних навантажень. Його можна одержати з кривих ВАХ, фіксуючи струм або напругу.

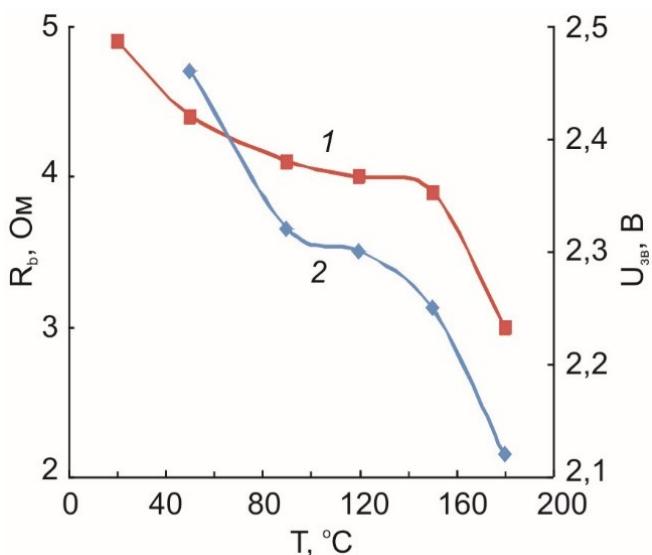


Рис. 4.5. Залежність опору бази (1) та напруги зриву (2) від температури відпалу опроміненого помаранчевого діода GaAsP ($E = 2$ МeВ, $\Phi = 5,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$).

На рис.4.6 приведено залежності напруги U від температури ізохронного відпалу $T_{біон}$ при фіксованому струмі $I = 0,08$ А (режим генератора струму) та $I = 0,05$ А (режим генератора напруги). Обидві криві добре узгоджуються; у межах 20 \div 180 °С спостерігається монотонний відпал без поділу на окремі стадії.

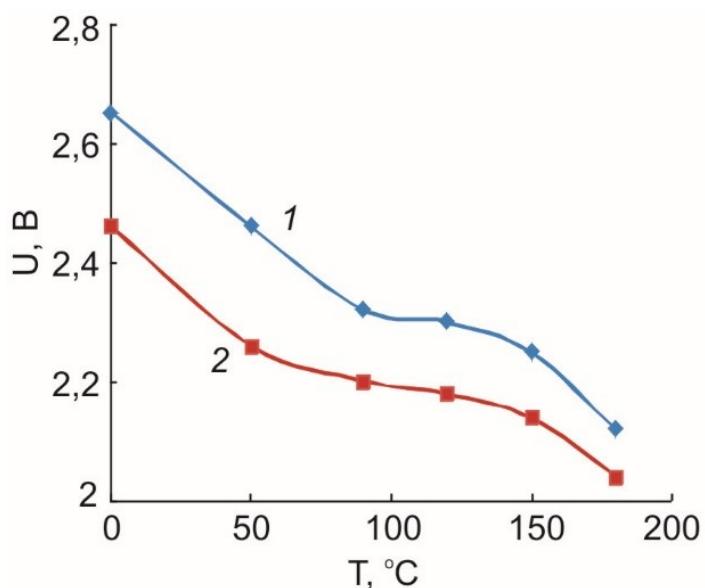


Рис. 4.6. Залежність напруги зриву ВАХ, виміряних при $T = 300$ °К, від температури відпалу опроміненого ($E = 2$ МeВ, $\Phi = 5,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) помаранчевого діода GaAsP: 1 – режим генератора струму; 2 – режим генератора напруги.

Отже, виходячи зі згаданих вище особливостей відпалу опромінених кристалів GaP та GaAs можна попередньо припустити, що спостережувані зміни у світлодіодах GaAsP зумовлені відпалом радіаційних дефектів, зосереджених переважно у підгратці GaP.

Продовження лінійної ділянки ВАХ до перетину з віссю напруг дозволяє встановити величину дифузійного бар'єру p - n -переходу U_{dif} , в загальному випадку близьку до контактної різниці потенціалів U_k , яка є сумою зовнішньої U_{k_1} та внутрішньої U_{k_2}

$$U_k = U_{k_1} + U_{k_2} = \frac{\chi_1 - \chi_2}{e} + KT \ln \frac{n_1}{n_2}, \quad (4.3)$$

де, $\chi_{1,2}$ – роботи виходу електронів.

У досліджуваних нами діодах GaAsP основну роль у виникненні U_k відіграє друга складова.

Для більшості видів світлодіодів задовільно виконується правило [9]: $U_{dif} \approx E_g/q$, проте вимірюна величина часто суттєво відрізняється від передбачуваної. Причиною неспівпадіння може бути флюктуація ширини забороненої зони, наявність буферних шарів [68], виникнення діелектричного шару адсорбованих атомів у вигляді діелектричного проміжку [71] та ін.

Переходячи до розгляду змін U_{dif} у світлодіодах GaAsP, спровокованих радіацією, слід зауважити, що при наявності в літературі великого числа публікацій, присвячених наслідкам взаємодії прискорених часток з напівпровідниковими матеріалами та приладами, частково цитованих вище [72], питанню реакції U_{dif} на опромінення відведено уваги зовсім недостатньо [73]. Автори [73] виявили зростання потенціального бар'єра гетероструктур оксид - InSe до рівня $E_g/2$ під дією X - променів; у роботі [71] наголошується, що основний внесок у радіаційно-стимульовані зміни характеристик поверхнево-бар'єрних структур Bi-Si-Al дають поверхнево-бар'єрні стани на межі поділу.

Реакція світлодіодів GaAsP на введення радіаційних дефектів була подібною до виявленої в [74] – опромінення електронами з $E = 2$ MeВ призводить до зростання дифузійного потенціалу, починаючи від $U_{dif} = 1,88$ eВ і до $U_{dif} = 2,24$ eВ після опромінення флюенсом $\Phi = 5,7 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$.

Досліджуванні нами об'єкти GaAsP – достатньо прості епітаксійні випромінювачі з будовою, не ускладненою додатковими буферними шарами, котрі могли б змінити роботу виходу електронів. Отже, зростання величини U_{dif} внаслідок опромінення не могло відбутися саме в результаті радіаційної деградації буферів.

Тому, очевидно, слід сподіватись, що як і в [74], зростання U_{dif} викликане зміною зарядового стану поверхневих дефектів в умовах високих рівнів іонізації кристала при опроміненні та виникнення пошкоджень радіаційного типу у біляповерхневих шарах *p-n*-структурі.

Відновлення дифузійного потенціалу у процесі ізохронного відпалу протікає в інтервалі температур $20 \div 180$ °C практично безстадійно рис. 4.7 і частково співпадає зі стадією відпалу електропровідності монокристалів GaP, опромінених електронами з $E = 1$ MeВ [73], на якій відбувається дифузія вакансій фосфору до стоків. Монотонність характеру кривої $U_{dif}(T_{\text{відп}})$ зумовлена складністю структури твердого розчину GaAsP порівняно з бінарною сполукою GaP і відповідно з більшою різноманітністю введених опроміненням радіаційних пошкоджень.

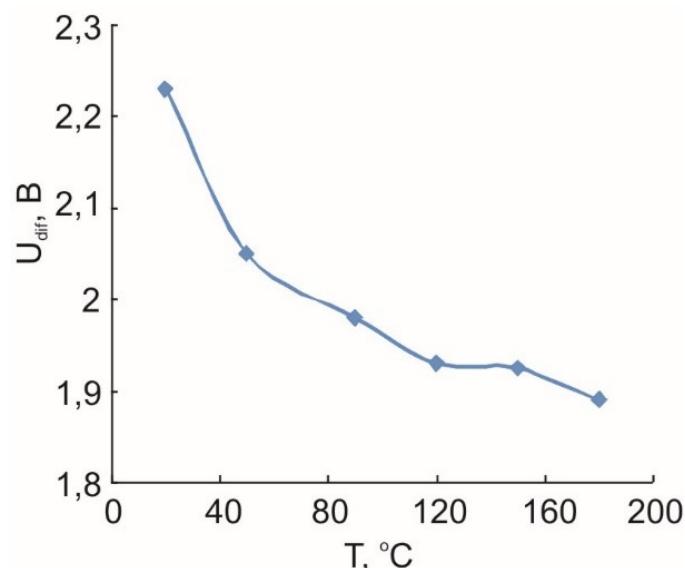


Рис. 4.7. Залежність дифузійного потенціалу від температури відпалу опроміненого помаранчевого діода GaAsP ($E = 2$ MeВ, $\Phi = 5,7 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$).

Висновки до розділу

Виявлено, що у світлодіодах GaAsP при кімнатних температурах електропровідність забезпечується дифузійно-рекомбінаційним механізмом (коефіцієнт неідеальності $n = 1,59$); при 77 К скоріше переважає рекомбінаційна компонента.

Опромінення малими флюенсами ($\Phi = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) не впливає на механізм струмопротікання, але вже при $\Phi = 8,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ коефіцієнт n починає зростати за рахунок участі радіаційних дефектів у процесі випромінюваної рекомбінації.

Зростання дози опромінення спричиняє збільшення диференційного опору діода R_{dif} та опору бази R_b . При великих струмах R_{dif} наближається до R_b , виявляючи компенсацію бар'єрного потенціалу зовнішньою напругою та відсутність вентильних особливостей зразка.

Підвищення дифузійного потенціалу p - n -переходу внаслідок опромінення може бути зумовленим зміною зарядового стану поверхневих дефектів при радіаційній обробці. Основну роль у відновлені електричних параметрів світлодіодів GaAsP може виконувати дифузія вакансій фосфору.

РОЗДІЛ 5. ВПЛИВ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА СПЕКТРАЛЬНІ ПАРАМЕТРИ СВІТЛОДІОДІВ GaAsP

Вступ

Непряма структура зон кристала фосфіду галію, де абсолютний мінімум C_x -зони зміщений відносно максимуму V_G майже на край зони Бріллюена, зумовлює існування значної різниці імпульсів електрона і дірки, що не сприяє активному рекомбінаційному процесу. Використання ж твердого розчину $GaAs_{1-x}P_x$, як базового матеріалу для виготовлення якісних світлодіодів [75, 68, 76], дозволяє усунути цю перешкоду – при $x \approx 0,45$ напівпровідник стає прямозонним. Створюючи додатково центри формування зв'язаних екситонів шляхом ізоелектронного заміщення атомів Р атомами N, можна досягти значного підвищення зовнішнього квантового виходу випромінювачів при температурі 300 °K, оскільки глибина залягання рівня зв'язаного на атомі N екситона становить $E_N = 50 \div 150$ MeV відносно E_x [68]. Відтак саме завдяки зв'язаним екситонам можлива робота світлодіодів при кімнатних температурах.

Легування азотом лише активної області діода зводить до мінімуму вплив ефекту самопоглинання випромінювання, вирощування буферних шарів між підкладинкою та активним об'ємом зразка дозволяє уникнути шкідливого впливу дислокацій невідповідності на світловіддачу.

Широта діапазону використання світлодіодів різних видів разом із діодами GaAsP – від космічних апаратів до медицини та побутової техніки, зумовлена насамперед їхніми перевагами над іншими джерелами випромінювання. Серед них – мініатюрність, сумісність із напівпровідниковими інтегральними схемами, можливість безконтактного керування електронними об'єктами, мала ширина спектральної смуги випромінювання, тривалий строк роботи, низька собівартість та ін. Швидкодія інтегрально-оптичних перемикачів порівняно зі звичайними напівпровідниковими – незрівнянно вища ($\tau < 100$ пс). Керування інформаційними масивами з допомогою фотонів, які не взаємодіють із електромагнітними полями,

забезпечує оптимальний рівень розв'язування входу з виходом і позбавляє необхідності екранування від зовнішніх перешкод [77].

Приведені нижче результати стосуються передовсім випромінювальної здатності GaAsP-структур – основної характеристики таких об'єктів. Водночас, приймаючи до уваги можливість їхнього використання на супутниках, у космічних лініях зв'язку та наземних силових ядерно-фізичних установках, чи прискорювачах, автори значну частину своєї уваги присвятили питанню впливу на них проникної радіації, яке, коли говорити про світлодіоди на основі GaAsP, у літературних джерелах не знайшло достатньо широкого висвітлення.

5.1 Експеримент

Досліджувались світлодіоди, вирощені на основі твердого розчину $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, із вмістом фосфору $x = 0,45$ (помаранчеві) та $x = 0,85$ (жовті). Спектральні залежності одержувались із допомогою автоматизованого вимірювального комплексу, сконструйованого на базі монохроматора МДР-23, який дозволяє проводити вимірювання при різних температурах та різних рівнях інжеекційного збудження.

Опромінення електронами з $E = 2 \text{ MeV}$ проводилось в імпульсному режимі на прискорювачі ІЛУ-6 зі струмом пучка електронів $I = 4 \text{ mA}$ при кімнатній температурі, інтегральний флюенс становив $\Phi = 10^{15} \div 10^{16} \text{ cm}^2$.

5.2 Результати

Спектри помаранчевого діода, зняті при різних температурах, приведено на рис. 5.1. Залежність інтенсивності випромінювання L від довжини хвилі λ має вигляд слабо асиметричної кривої гаусового профілю.

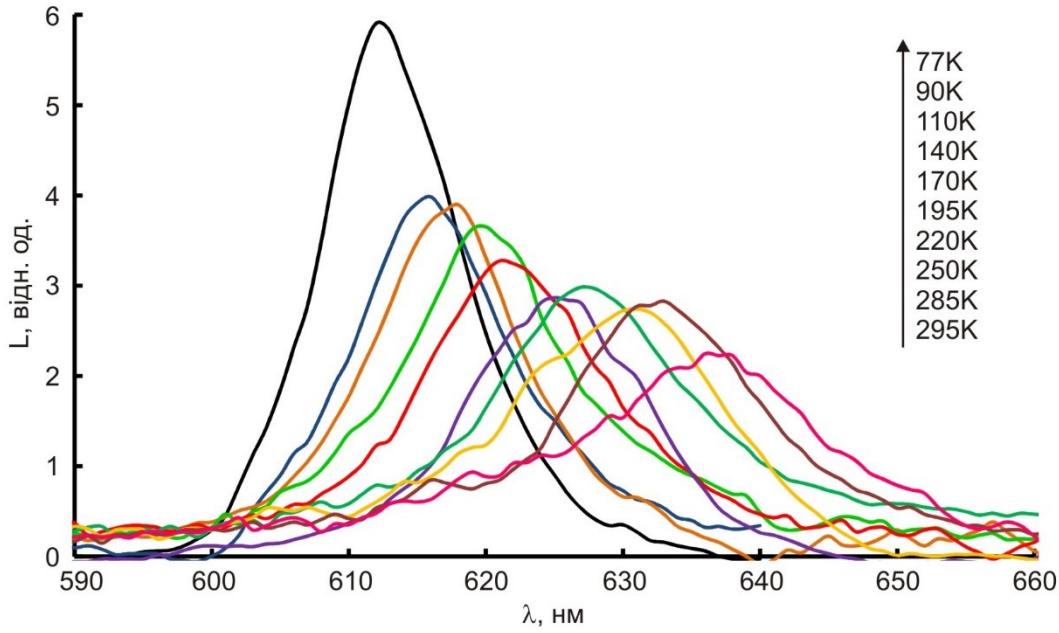


Рис. 5.1. Спектри випромінювання помаранчевого $\text{GaAs}_{0,55}\text{P}_{0,45}$ світлодіода, виміряні при різних температурах, сила струму $I = 40$ мА.

Підвищення температури призводить до падіння інтенсивності свічення та зсуву максимуму у бік довгих хвиль.

Як згадувалось вище, рекомбінаційний процес у таких діодах забезпечується легуванням розчину GaAsP ізоелектронною домішкою азоту. Атом N, маючи менший порівняно з фосфором розмір і відповідно більшу електронегативність (3 порівняно з 1,64), служить електронною пасткою, на основі якої формується зв'язаний екситон. Глибина залягання його основного рівня ($n = 1$) близька до $E_{\text{ex}} \sim 150$ МeВ.

Зміна положення максимуму випромінювання з температурою – результат зміни ширини забороненої зони E_g . Оскільки для твердого розчину GaAsP $E_g(T)$ – невідоме, оцінки можна провести, виходячи зі співвідношення Варшні [68]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (5.1)$$

де, $E_g(0)$ – ширина забороненої зони при нульовій температурі, α та β – параметри Варшні.

Враховуючи, що у використаних зразках $\text{GaAs}_{0,55}\text{P}_{0,45}$ вміст фосфіду галію та арсеніду галію майже однаковий, для визначення $E_g(T)_{\text{GaAsP}}$ можна скористатись середніми величинами коефіцієнтів α і β (Табл. 5.1). Тоді $\alpha_{\text{GaAsP}} = 5,81 \cdot 10^{-4} \text{ eB/K}$, $\beta_{\text{GaAsP}} = 332 \text{ K}$. Величину параметра β_{GaAsP} можна оцінити також за значеннями температури Дебая для обох матеріалів, для яких $\Theta_D^{\text{GaAs}} = 343 \text{ }^\circ\text{K}$, $\Theta_D^{\text{GaP}} = 440,6 \text{ K}$ [78]; відтак $\Theta_D^{\text{GaAsP}} = 391 \text{ K}$. Розбіжність оцінок виконаних двома способами становить менше 1 %, що підтверджує коректність використання середніх значень коефіцієнтів β^{GaP} та β^{GaAs} для твердого розчину GaAsP .

Табл.5.1. Параметри Варшні для напівпровідників GaP , GaAs [68].

	$\alpha (10^{-4} \text{ eB/K})$	$\beta (\text{K})$
GaP	6,20	460
GaAs	5,41	204

Якщо величину параметра $E_g(0)$ вибрati рiвною $E_g = 2,03 \text{ eB}$, то як видно з рис. 5.2, оскiльки результати розрахунку, проведеної за формулою Варшнi, добре узгоджуються з кривою температурного зсуву максимуму бiлякрайового екситонного випромiнювання дiода, залежнiсть $h\nu_{\max}(T)$ дає можливiсть оцiнити значення E_g твердого розчину GaAsP при будь-якiй температурi в межах вiд 0 до 300 K.

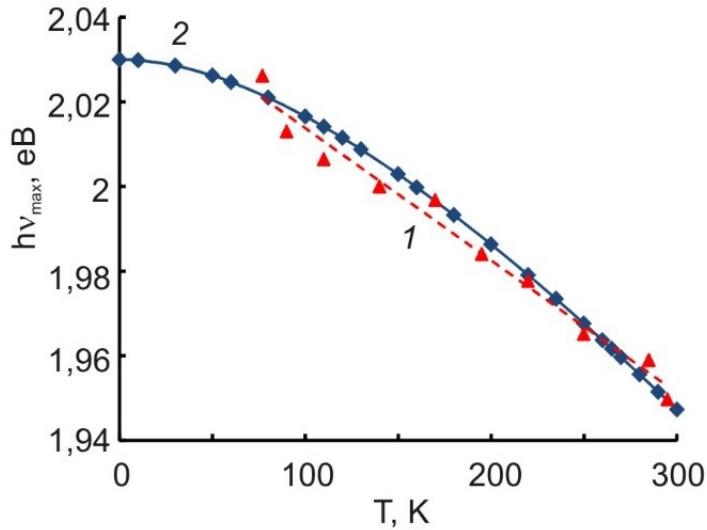


Рис. 5.2. Температурна залежність положення максимуму $h\nu_{\max}(T)$ випромінювання помаранчевого світлодіода GaAsP у межах 77 – 300 К (1) та залежність $E_g(T)$ (2), розрахована згідно формули (5.1).

Нахил високоенергетичної частини спектральної кривої визначає температуру носіїв струму T_e [68]:

$$\frac{d(\ln L)}{d(h\nu)} = -\frac{1}{KT_e}; \quad (5.2)$$

$$T_e = -\frac{d(h\nu)}{d(\ln L)}. \quad (5.3)$$

З рис.5.3 видно, що T_e значно перевищує температуру термостата; збільшення різниці між ними, очевидно, є наслідком температурного зростання інтенсивності електрон-фононної взаємодії.

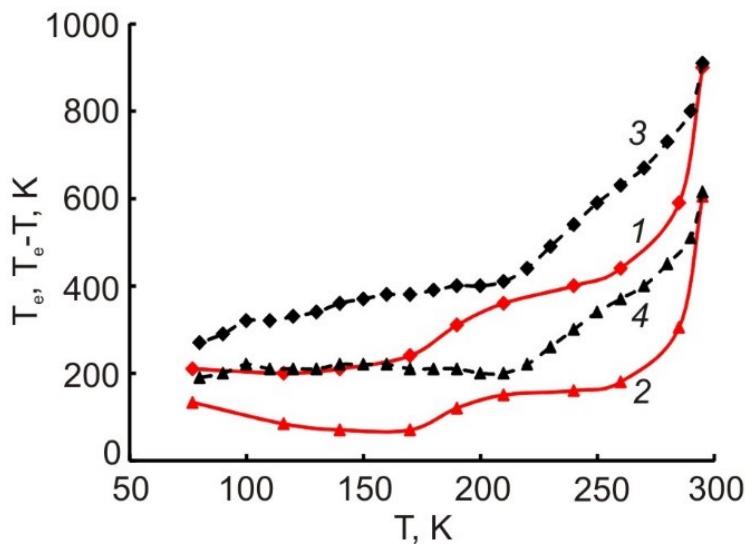


Рис. 5.3. Залежність електронної температури T_e (1 – вихідний GaAsP; 3 – опромінений електронами з $E = 2 \text{ MeB}$, $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$) та різниці $T_e - T$ (2 – вихідний GaAsP; 4 – опромінений електронами з $E = 2 \text{ MeB}$, $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$) від температури термостата. Струми через діод одинакові – $I = 40 \text{ mA}$.

Стосовно збільшення T_e внаслідок опромінення рис. 5.3 поки що однозначного висновку зробити не можна – у різних зразках подібний ефект проявляється неоднаково.

Відомо [79], що природна ширина спектральних ліній зумовлюється згасаючим характером коливань кожного окремого атома. Ця так звана «радіаційна ширина»

$$\Delta\lambda = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c^2 m} = 1,2 \cdot 10^{-14} \text{ м} \quad \text{є універсальною константою. Її форма описується функцією}$$

Лоренца («форм-фактор»).

У кристалі на величину $\Delta\lambda$ накладається додаткове розширення за рахунок впливу оточення: зміна частоти коливань атомів внаслідок взаємних зіткнень, теплових коливань, допплерівського зсуву та впливу дефектів гратки. Радіаційні та ударні ширини – надто малі, тому ширина ліній визначається зсувом Допплера та впливом середовища.

На рис.5.4 показана залежність величини напівширини ліній випромінювання $\Delta\Gamma$ вихідного та опроміненого діода GaAsP від температури вимірювання. У

вихідному зразку відсутнє зростання $\Delta\Gamma$ виникає лише після $T = 200$ К; в опроміненому – значно раніше, починаючи при $T = 100$ К.

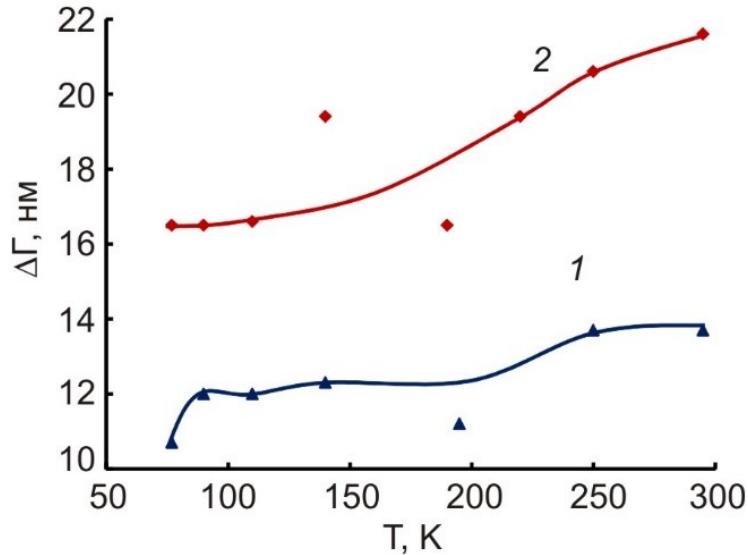


Рис. 5.4. Залежність ширини спектральної лінії випромінювання зразка GaAsP від температури: 1 – вихідний; 2 – опромінений електронами з $E = 2$ МеВ, $\Phi = 1,23 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$.

У першому випадку зростання $\Delta\Gamma$, очевидно, пов’язане зі зростанням інтенсивності теплових коливань атомів гратки; в опроміненому зразку ефект посилюється за рахунок впливу полів радіаційних дефектів.

З погляду використання світлодіодів в умовах дії проникної радіації головним критерієм їхньої придатності є радіаційна стійкість. Експерименти свідчать [69], що найчутливішим параметром до впливу опромінення є час життя τ неосновних носіїв заряду (ННЗ). Обернена величина $1/\tau$ згідно статистики Шоклі-Ріда-Холла [64] в опроміненому зразку визначається, як

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_0} + \sum_{i=1}^m N_{ti} F_i, \quad (5.4)$$

де τ_0 – час життя ННЗ у вихідному зразку; τ_ϕ – час життя ННЗ в опроміненому; N_{ti} – концентрація пасток одного виду; F_i – функція перерізу захвату носіїв $\sigma_{n,p}$,

температури T , надлишкової концентрації носіїв, положення рівня Фермі E_F та глибини залягання пастки E_{ti} .

У разі, коли концентрація введених дефектів пропорційна флюенсу Φ ($N_{ti} = \lambda_i \Phi$), матимемо [80]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \Phi \sum_{i=1}^m \lambda_i F_i = \frac{1}{\tau_0} + K_\tau \Phi, \quad (5.5)$$

де, K_τ – коефіцієнт радіаційного пошкодження часу життя неосновних носіїв заряду.

Поведінка коефіцієнта радіаційного пошкодження K_τ загалом відображає вплив опромінення на основні параметри матеріалу, перераховані вище, про що йшлося також у роботі [69].

Оскільки $\frac{\tau_0}{\tau} = \frac{L_0}{L}$ [64], то рівняння (5.5) подаємо у вигляді $\left(\frac{L_0}{L}\right)^n - 1 = \tau_0 K_\tau \Phi$. При відомому значенні τ_0 K_τ можна визначити за нахилом дозової залежності функції $\left(\frac{L_0}{L}\right)^n - 1$. Її вигляд залежить як від режиму роботи діода, так і від механізму, яким контролюється випромінювання – дифузією неосновних носіїв заряду, чи рекомбінацією в області просторового заряду [64]. Для різних випадків показник степеня дробу $\left(\frac{L_0}{L}\right)^n$ може змінюватися від 1 до 2/3. Оцінки показали, що для наших зразків значення K_τ для обох величин n відрізняються приблизно вдвічі, що становить малу величину порівняно з точністю вимірювання часу життя ННЗ τ . Тому в подальших оцінках прийнято $n = 1$.

Як видно з рис. 5.5 величина K_τ для помаранчевого діода GaAsP є майже незмінною у межах $\Phi = 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Коефіцієнти пошкодження часу життя ННЗ для обох типів діодів, одержані на основі даних рис. 5.5, становлять $K_\tau = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2 \text{с}^{-1}$ для помаранчевих та $K_\tau = 10^{-9} \text{ см}^2 \text{с}^{-1}$ – для жовтих діодів GaAsP при вихідному значенні часу життя ННЗ $\tau_0 = 6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

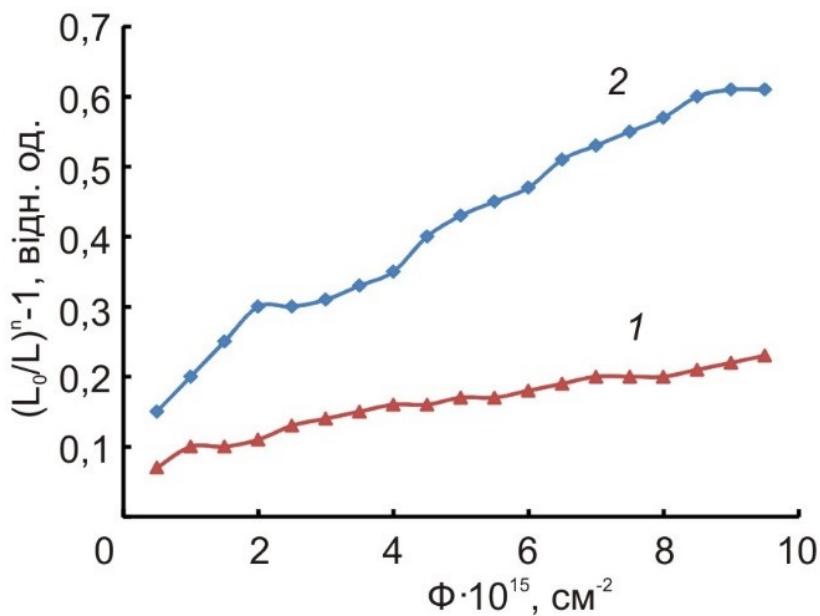


Рис. 5.5. Залежність функції $\left(\frac{L_0}{L}\right)^n - 1$ від дози опромінення діодів GaAsP, які випромінюють у помаранчевій (1) та жовтій (2) областях видимого спектру.

Насамкінець, очевидно слід розглянути вплив опромінення на ще один важливий експлуатаційний параметр, який визначає термостійкість роботи світлодіодів GaAsP – T_1 .

Залежність інтенсивності випромінювання діодів від температури в області, близькій до 300 °K, можна подати у вигляді [68]:

$$L = L_0 \exp\left(-\frac{T - T_0}{T_1}\right), \quad (5.6)$$

де зазвичай $T_0 = 300$ K – температура вимірювання; L_0 – інтенсивність свічення при $T = T_0$ – рис. 5.6. Тоді швидкість температурної деградації інтенсивності випромінювання

$$\frac{dL}{dT} = -\frac{L_0}{T_1} \exp\left(-\frac{T - T_0}{T_1}\right). \quad (5.7)$$

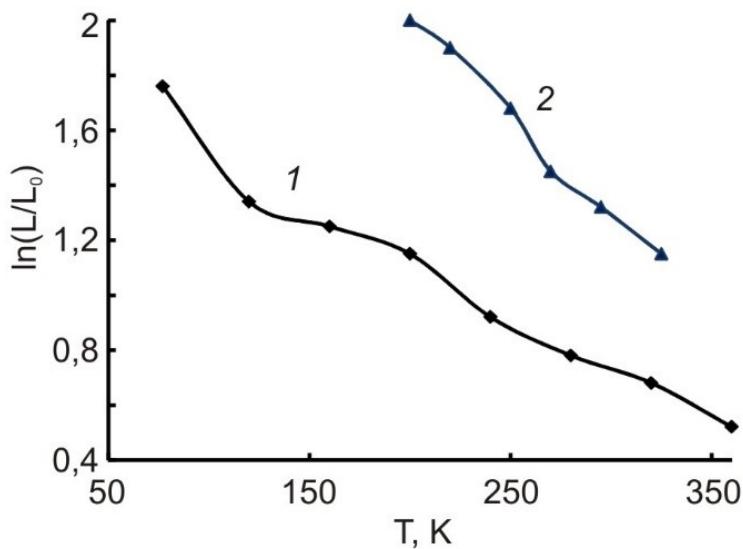


Рис. 5.6. Залежність нормованої інтенсивності свічення помаранчевого діода GaAsP від температури: 1 – вихідний зразок; 2 – опромінений електронами з $E = 2 \text{ MeB}$, $\Phi = 1,23 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Як видно, вона визначається насамперед експоненційним множником, а саме коефіцієнтом $1/T_1$. При великих T_1 падіння сповільнюється. Розрахунок дає величину $T_1^{\text{GaAsP}} = 288 \text{ }^\circ\text{K}$ (рис. 5.6), яка менша, ніж у синіх (InGaN/GaN, $T_1 = 1600 \text{ K}$) та зелених (InGaN/GaN, $T_1 = 295 \text{ }^\circ\text{K}$) світлодіодів, вирощених на основі GaN, і більша, ніж у червоних діодів InAlGaP/GaAs ($T_1 = 148 \text{ }^\circ\text{K}$) [68]. Виявлено, що опромінення світлодіодів GaAsP призводить до зменшення T_1 ($T_{\text{irr}}^{\text{GaAsP}} = 143 \text{ }^\circ\text{K}$, $\Phi = 10^{16} \text{ см}^{-2}$, $E_e = 2 \text{ MeB}$).

Висновки до розділу

На основі використання формули Варшні та експериментальних даних одержано залежність ширини забороненої зони $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($x = 0,45$) від температури. Показано, що $E_g(T)$ для складу $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($x = 0,45$) добре описується співвідношенням Варшні для сполук $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$.

На основі аналізу спектральних кривих, знятих при постійному струмі через $p-n$ -перехід і різних температурних режимах, одержана залежність температури електронів T_e від температури середовища. Виявлено швидке зростання T_e при нагріванні зразка вище 200 °K; при кімнатній температурі T_e може перевищувати кімнатну в 1,5-2 рази.

Введення радіаційних дефектів супроводжується зростанням ширини спектральних ліній, яке може бути зумовленим впливом полів радіаційних дефектів.

На основі використання дозової залежності інтенсивності свічення діода розраховано співвідношення між часом життя ННЗ вихідного і опроміненого зразка, що дало можливість визначити коефіцієнт пошкодження часу життя K_t діодів GaAsP. Виявилося, що світлодіоди на основі GaAsP мають значно вищу радіаційну стійкість порівняно з їхніми аналогами – діодами GaP.

Встановлено величину важливого для практики експлуатаційного параметра T_1 , яка, для GaAsP, займає проміжне значення між такими ж параметрами для діодів, вирощених на основі GaN та GaAs, і становить $T_1^{\text{GaAsP}} = 288$ °K. Опромінення спричиняє його зменшення ($T_{1onp}^{\text{GaAsP}} = 143$ °K).

РОЗДІЛ 6. ОСОБЛИВОСТІ СПЕКТРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ БІЛИХ СВІТЛОДІОДІВ InGaN ІЗ КВАНТОВИМИ ЯМАМИ

Вступ

Прямозонний нітрид галію ($E_g^{300\text{K}} = 3,44 \text{ eV}$), який належить до групи сполук $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, кристалізується у гексагональній структурі (α -фаза, термодинамічно стійка, в'юрцит) та кубічній (β -фаза, метастабільна, цинкова обманка). Відмінність між обома зумовлена послідовністю пакування рядів азоту та галію. У структурі в'юрцита вздовж полярної осі «с» $<0001>$ аніони азоту та катіони металу розташовуються почергово, внаслідок чого існує спонтанна поляризація і, відповідно, п'єзоefект. [81].

Вирощування плівок GaN, необхідних для одержання світлодіодних структур, здійснюється переважно на сапфірі (Al_2O_3); перешкодою на шляху широкого використання кремнієвих підкладок, значно дешевших сапфірових, стає подальше зростання неузгодженості граток між плівкою та підкладинкою. Поза цим на густину дислокацій впливає також неузгодженість періодів між підгратками InN та GaN розчину InGaN через значну різницю катіонних радіусів ($\text{Ga}-0,47 \text{ \AA}$; $\text{In} - 0,7 \text{ \AA}$); у напрямку «с» вона сягає 15% [82].

Введення буферних шарів дозволяє дещо зменшити вплив проростання дислокаций із підкладинки в активний шар.

Для формування якісного білого свічення використовують три незалежних джерела, що випромінюють на різних довжинах хвиль – СД RGB, а також СД із «перетворювачами кольору» у вигляді люмінофора. Найчастіше – це фосфорні сполуки, чи алюмоіттрієві гранати (AIT-YAG) [68]. Підвищення чутливості досягається введенням у YAG церію (Ce). Основні недоліки СД такого типу – триває післясвітіння люмінофора, менший строк служби порівняно з СД RGB та значні втрати на перевипромінювання (більш ніж 20%). Білі RGB СД – дорогі, потребують оптичної системи для змішування емісії трьох різних СД та схеми компенсації характеристик при нагріванні [34].

Впродовж останніх років з'являються повідомлення про одержання СД структур нового виду. Серед них – високоефективні монолітні білі діоди та СД із квантовими крапками.

Автори [83] демонструють новий метод виготовлення ефективних з електричним керуванням безфосфорних монолітних білих СД, який полягає у використанні верхньої блакитної квантової ями і нижньої – жовтої з $\lambda_1 = 427$ нм та $\lambda_2 = 560$ нм відповідно. Розміри структур - $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ та $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ дозволяють знімати обмеження за частотою.

У роботах [83, 84] повідомляється про розроблену технологію одержання СД для високоякісних дисплеїв, поєднуючи УФ СД та RGB із квантовими крапками. Спектри випромінювання містять три лінії – 630 нм, 520 нм, 450 нм.

Автори [85] заявляють про одержання монолітних білих мікро-СД InGaN на сапфірі з $\lambda_1 = 445$ нм та $\lambda_2 = 560$ нм. Розмір діода – від 20 до 40 мкм Він здатний пропускати ≈ 3 дБ, 660 МГц; перспективний для підсвічування у рідинно-кристалічних дисплеях. На повнокольорових монолітних СД – структурах також одержано підтвердження унікального ефекту – безвипромінювального перенесення енергії між об'єктами, відстань між якими переважає у десятки разів їхні розміри (Ферестерівське перенесення) [86, 87].

Число публікацій, присвячених вивченю впливу проникної радіації на білі InGaN/GaN СД, вирощені на базі твердого розчину InGaN, доволі скромне [34, 88, 89]. Головними результатами виконаних робіт слід вважати виявлення підвищеної радіаційної стійкості досліджуваних СД [34] та існування пострадіаційного «червоного» та «синього» спектрального зсуву [88].

Із приведеного вище огляду видно, що, незважаючи на труднощі узгодження параметрів граток між шарами InGaN/GaN та складність вирошування в умовах високих температур і тисків, технологічно основа оптоелектроніки продовжує стрімко розвиватись. Відповідно актуальність досліджень нових видів виробів залишається високою [90].

Білі СД – гібридні джерела керовані струмом і для одержання свічення максимально наближеного до природного необхідно підтримувати баланс кольорів між джерелами різного походження.

Зміна робочого струму впливає на спектр випромінювання джерел неоднаково (внутрішній фактор); опромінення прискореними частинками (зовнішній фактор) чинить аналогічну дію. Загалом вони обидва порушують кольоровий баланс білих СД. Для його підтримання необхідна детальна інформація про температурно-струмові залежності спектральних характеристик, а також дані про механізми, які спричиняють подібні зміни.

Важливість досліджень променевої деградації зумовлена не лише потребою одержання радіаційних констант – використання проникної радіації, як засобу у радіаційній технології, дозволяє коригувати параметри приладів, у тому числі – і свічення, у потрібному напрямку.

Наразі малодослідженими залишаються також затяжні релаксаційні явища, властиві напівпровідниковим приладам, які попередньо перебували у стані спектрального збудження. Їхня наявність супроводжується спотворенням форми сигналу та зниженням швидкодії опtronів. Тому значна частина виконаної роботи присвячена виявленню, обґрунтуванню і тлумаченню природи, а також можливого механізму релаксаційного процесу у СД InGaN/GaN.

6.1 Експеримент

Досліджувались білі світлодіоди гібридного типу, активним елементом яких був синій СД InGaN/GaN із $\lambda_{\max} = 443$ нм; перетворювачем довжини хвилі служив люмінофор AIT-YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) легований церієм, з широкою смugoю свічення у межах 500-650 нм. Вимірювання спектральних характеристик здійснювались у межах 77-290 К.

Перед опроміненням епоксидна лінза зшліфовувалась з метою зменшення втрат енергії електронного пучка та впливу потемніння лінзи на інтенсивність випромінювання СД.

Опромінювання електронами з $E = 2$ МeВ відбувалося у імпульсному режимі на прискорювачі ІЛУ-6 зі струмом пучка $I = 4$ мA; температура опромінювання підтримувалась близькою до 300 К завдяки інтенсивному повітряному охолодженню. Інтегральний флюенс електронів змінювався від 10^{14} см $^{-2}$ до 10^{16} см $^{-2}$.

Вимірювання спектрів вихідних та опромінених СД проводились з допомогою автоматичного спектрометра Green-Wave, компанії Stellar Net в інтервалі 77 \div 290 К.

6.2 Результати

Робота виконана на білих світлодіодах, де первинним джерелом випромінювання служив синій СД $In_xGa_{1-x}N/GaN$ із $\lambda = 443$ нм. Жовтий люмінофор YAG (Cr) виконував роль додаткового випромінювача, котрий забезпечував одержання свічення, близького до природного.

Прямозонність розчинів нітридів InGaN дозволяє вирощувати на їхній базі високоефективні СД видимого та близького УФ – діапазонів; сині серед них вирізняються найвищим квантовим виходом ($\eta \approx 80\%$). Помірна концентрація In ($x = 0,23\%$) дає можливість частково уникнути негативного впливу безвипромінювальних рівнів, пов’язаних із індієвими скupченнями, зменшити вплив дислокацій невідповідності між InGaN та GaN.

Алюмоіттрієвий гранат, легований сенсибілізатором Ce $^{3+}$ - кристал із постійною гратки 12,01 Å, ширина забороненої зони якого становить Eg = 6,43 eВ, температура плавлення T_{пл.} = 1970 °C. Іон Ce може локалізуватись у підгратці Y₂O₃, заміщаючи іони ітрію у 3 \div 4 зарядовому стані.

Оптично-активним є іон Ce $^{3+}$. У спектрі збудження YAG смуга 400 \div 500 нм – найактивніша і тому поєднання СД, що випромінює в межах 400-480 нм, із YAG (Ce $^{3+}$), створює умови для формування білого джерела [91].

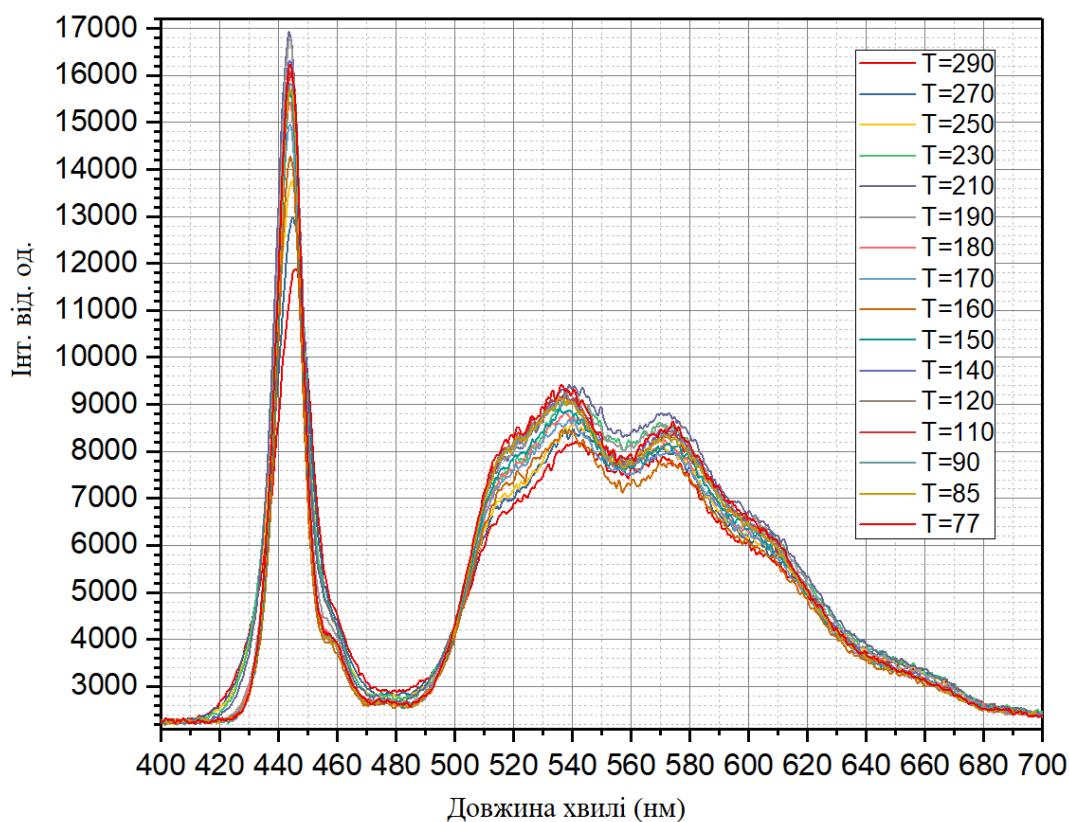


Рис.6.1 «а» Спектри вимірювання білих СД, зняті при різних температурах.

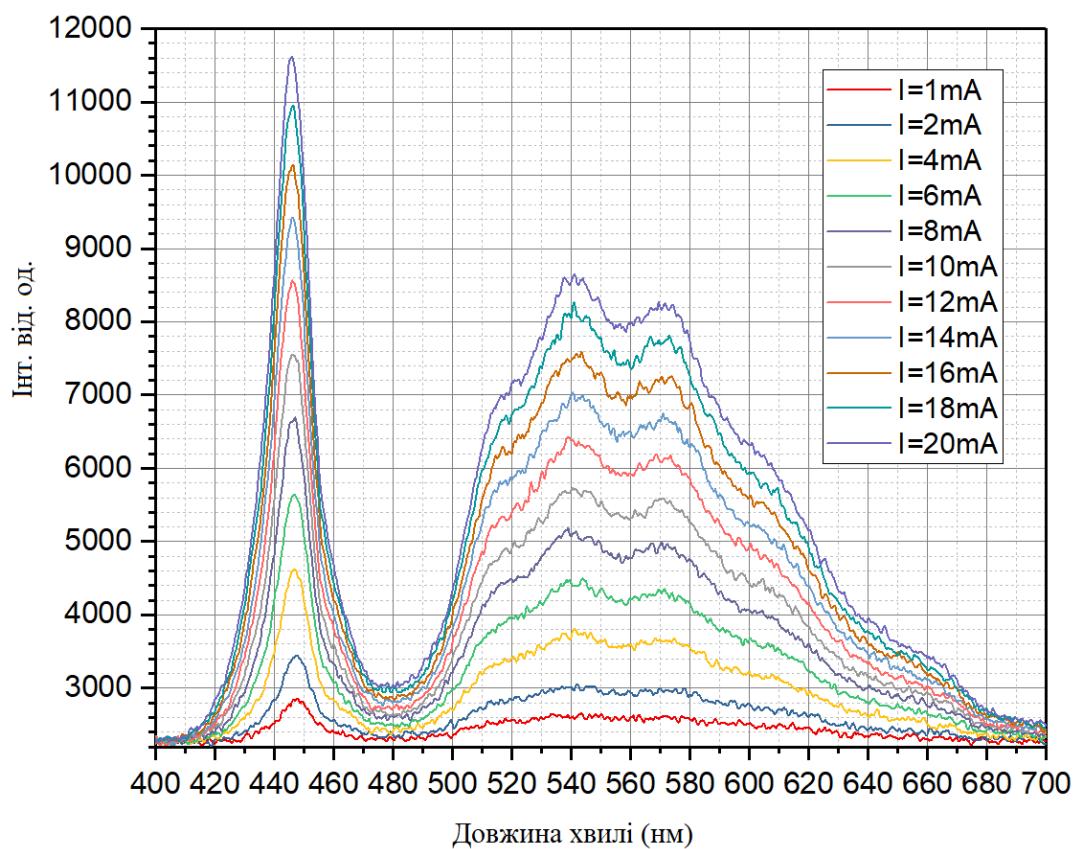


Рис.6.1 «б» Спектри білого СД, зняті при 300°К та різних струмах.

На рис. 6.1а,б показані спектри білого діода, зняті у інтервалі (77÷290 °К) рис. 6.1«а» та при різних струмах рис. 6.1«б». Випромінювання КЯ рис. 6.1«б» InGaN має вигляд вузької спектральної лінії Гаусового профілю рис. 6.2 з напівшириною $\Delta\lambda = 8$ нм і максимумом при $\lambda_{\max} = 443$ нм. Спектр люмінофора – результат накладання двох широких смуг з $\lambda_{\max} = 540$ нм та $\lambda_{\max} = 570$ нм, причому на першій виділяється перегин біля $\lambda = 525$ нм; на другій – поблизу $\lambda = 600$ нм. Форма першої смуги також підлягає нормальному розподілу Гаусса; стосовно побудови нормального розподілу другої – виникають ускладнення через невизначеність головного параметра нормального розподілу - напівширини лінії: ліва половина експериментальної кривої частково перекрита першою смugoю рис. 6.2.

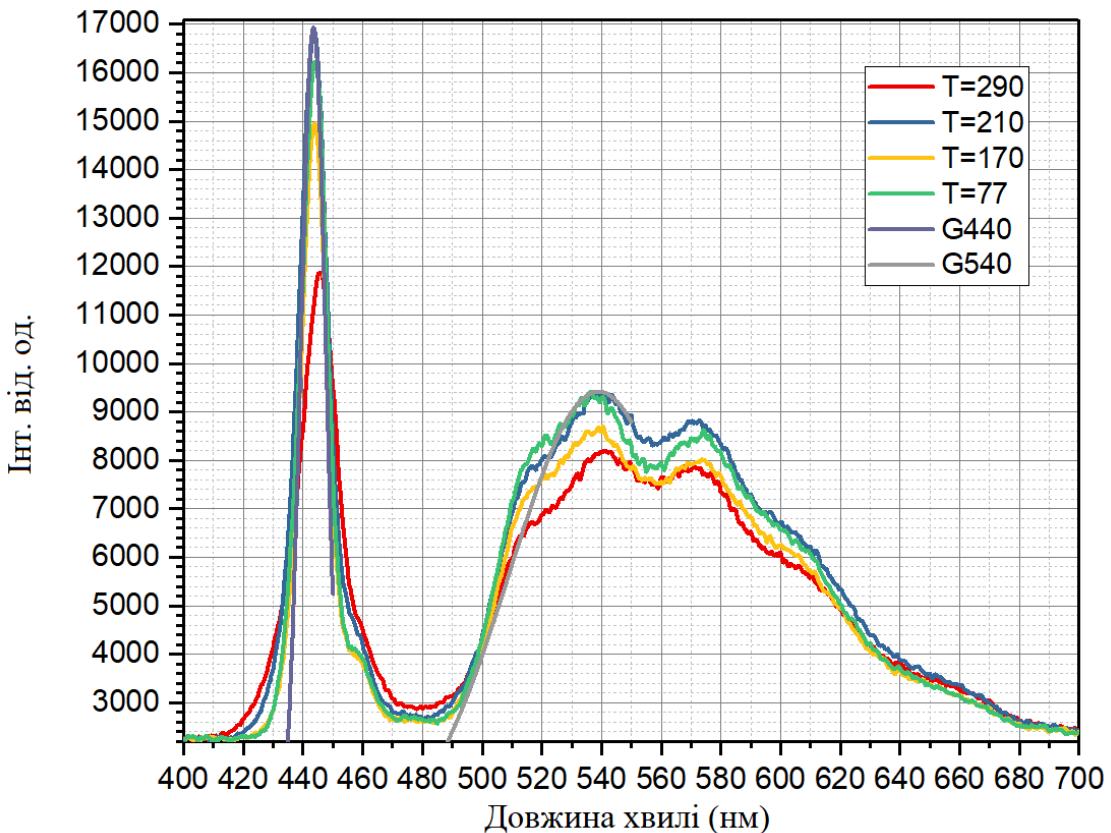


Рис. 6.2 Спектри білого СД, зняті при різних температурах, та розподіл Гаусса, побудований для обох смуг з $\lambda_{\max} = 443$ нм, та $\lambda_{\max} = 540$ нм при 77°К.

Температурна залежність інтенсивності свічення джерела збудження – типова для СД InGaN/GaN і має вигляд кривої з широким максимумом, після якого спостерігається близьке до лінійного гасіння рис. 6.3.

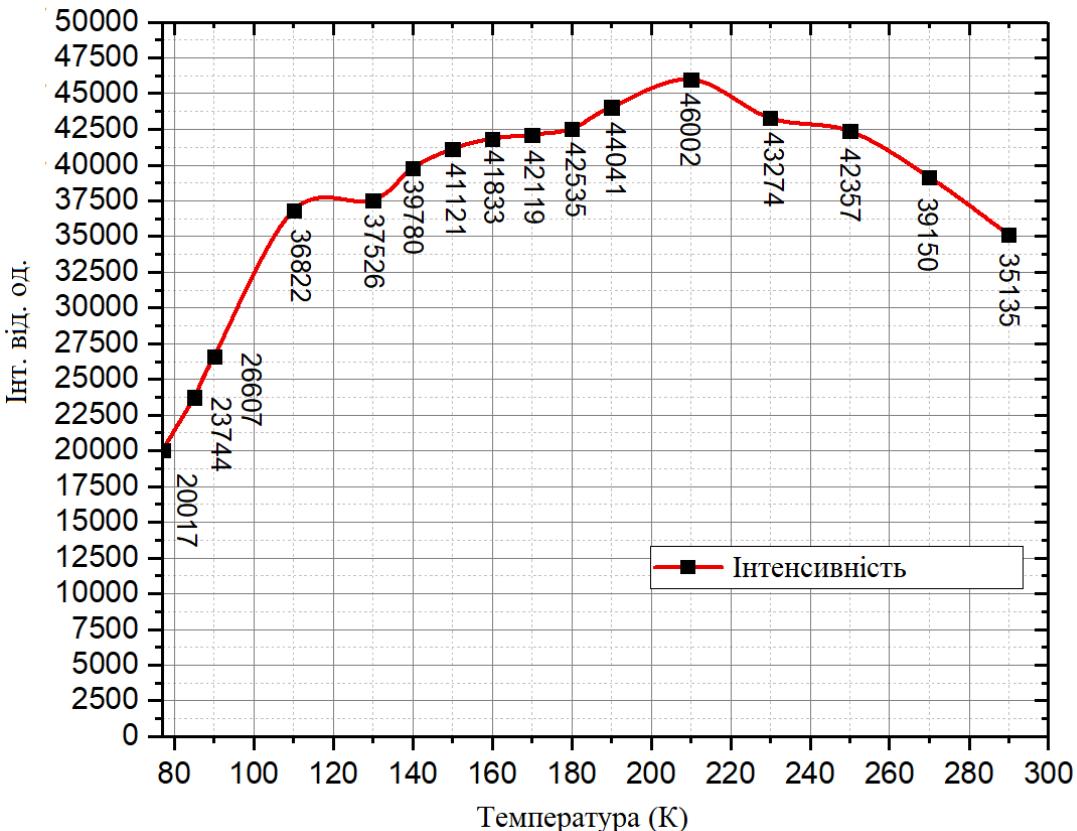


Рис.6.3 Температурна залежність інтенсивності випромінювання джерела збудження.

Зростання $I_{inh.}(T)$ – результат зменшення впливу внутрішньо-кристалічних полів, властивих с – напрямку InGaN, при посиленні ефекту екранування звільненими носіями; процес теплового гасіння зумовлений зростанням числа фононів. Інтенсивність випромінювання люмінофора з температурою змінюється, відповідно до зміни інтенсивності джерела збудження.

Коефіцієнт перетворення світлової потужності люмінофором, рівний відношенню інтенсивності свічення люмінофора L до інтенсивності свічення СД $\alpha = \frac{L_{\text{люм.}}}{L_{\text{СД}}}$

до 200 К залишається майже сталими рис. 6.4, після T = 210 К збільшується внаслідок різкого падіння L_{СД} порівняно з L_{люм.}, про що повідомлялось також і у роботі [92].

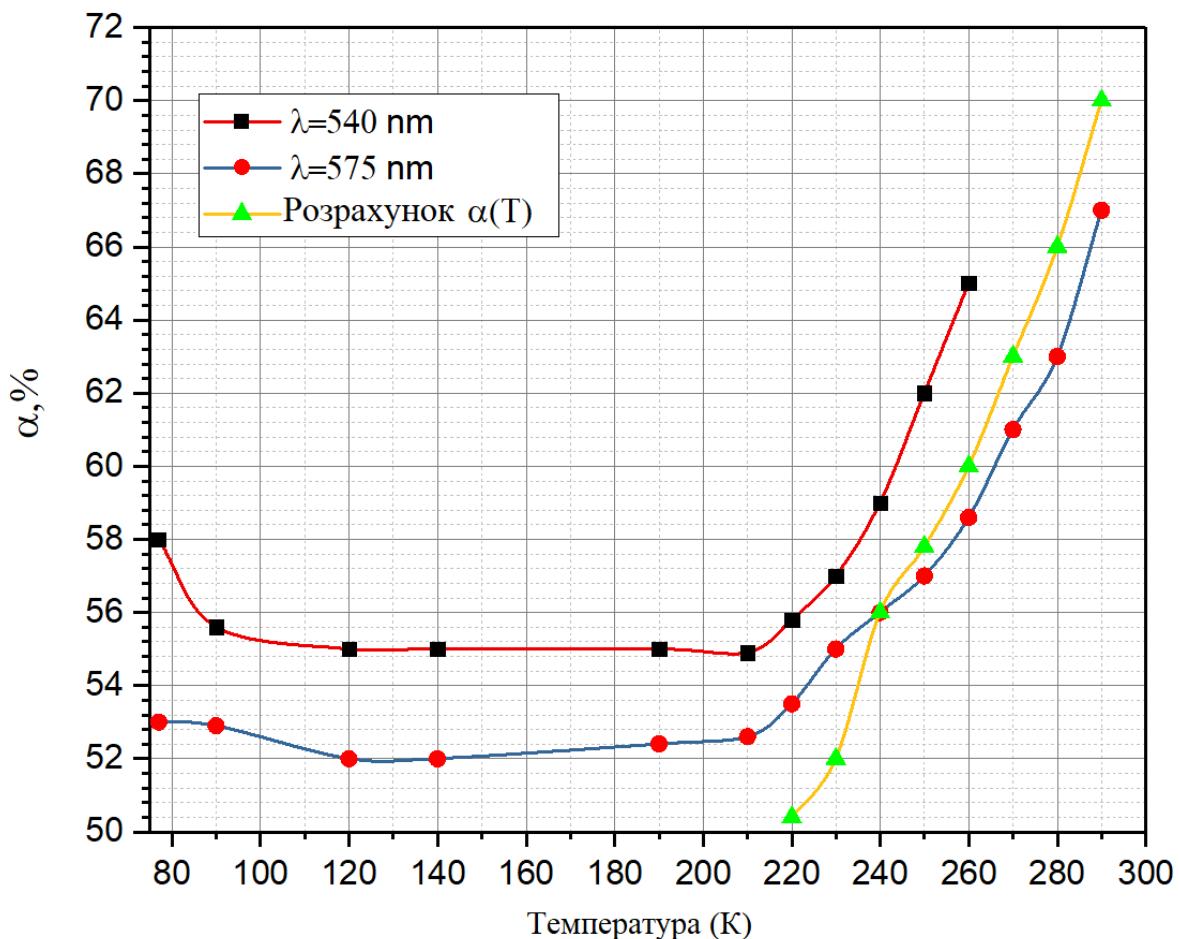


Рис. 6.4 Температурна залежність коефіцієнта перетворення світлової потужності білого СД.

Коефіцієнт α виявляється більшим при 290 К, ніж при 77 К і повільно падає зі зростанням рівня інжекції рис. 6.5. Розрахунок $\alpha(T)$, проведений з використанням апроксимаційних залежностей інтенсивності випромінювання світлодіода та люмінофорної смуги $\lambda = 540$ нм у вигляді лінійних функцій $I_{inh}(T)$ в інтервалі 200-290 К також підтверджує зростання коефіцієнта перетворення потужності у згаданій області температур рис. 6.4.

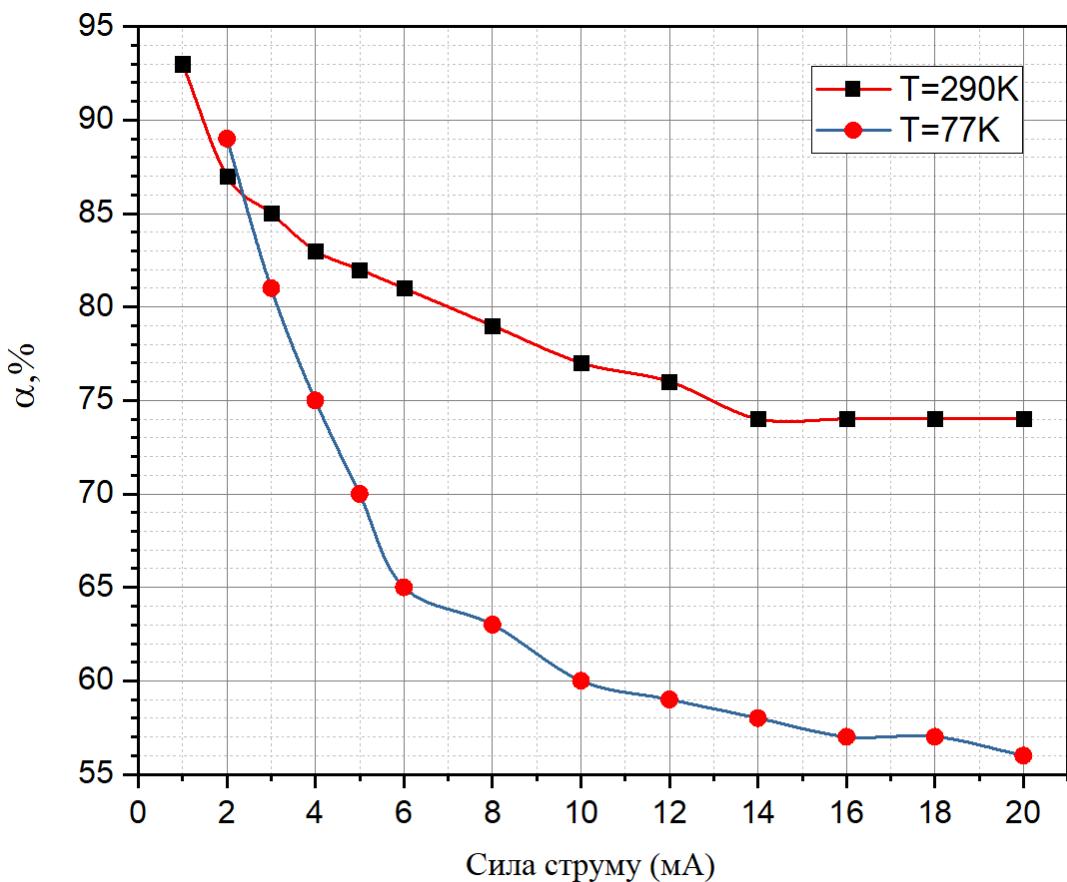


Рис. 6.5 Залежність коефіцієнта перетворення потужності α від струму інжекції.

Втрати на перетворення довжин хвиль випромінювання люмінофором при 290 К становлять $\Delta E_1 = 82\%$; $\Delta E_2 = 77\%$.

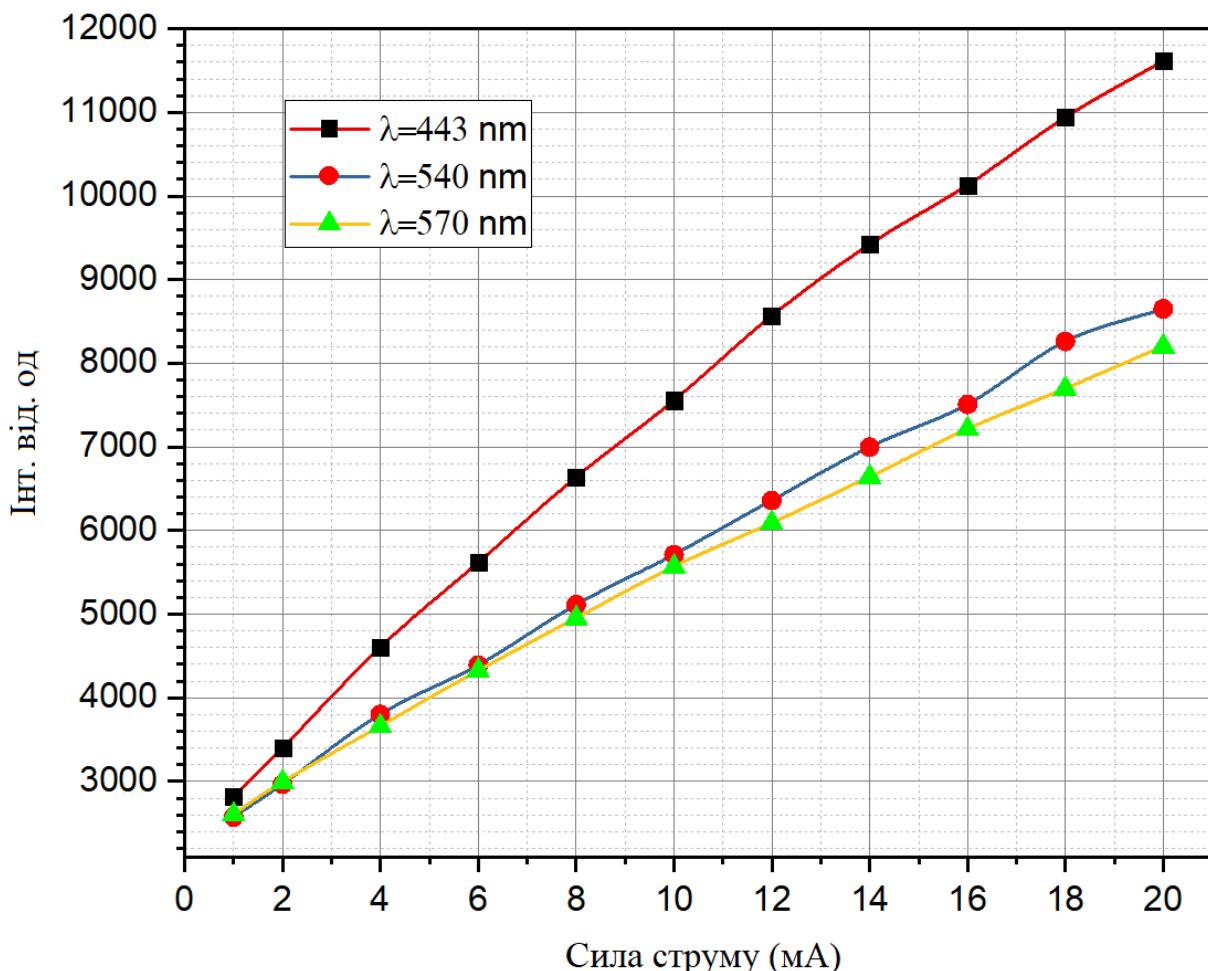


Рис. 6.6 Залежність інтенсивності свічення від струму для трьох смуг випромінювання при кімнатній температурі.

В області робочих струмів ($1 \div 20 \text{ mA}$) спостерігається лінійне зростання кожної з трьох смуг рис. 6.6. Відповідно збільшується також інтегральне випромінювання діода у межах $0 \div 20 \text{ mA}$ рис. 6.7 його інтенсивність добре апроксимується виразом $I_{i\text{hm.}} = 0,58 \cdot I \text{ mA}$; після $I = 20 \text{ mA}$ – лінійна залежність переходить у параболічну $y^2 = 2px + c$, де $p = 1,38 \cdot 10^{-5}$; $c = 0,42 \cdot 10^{-6}$. Ділянка сповільнення інтенсивності випромінювання очевидно у першу чергу зумовлена зменшенням ефективності джерела збудження при великих струмах $I > 20 \text{ mA}$. У гомогенних СД вона спричинена тепловим ефектом [93].

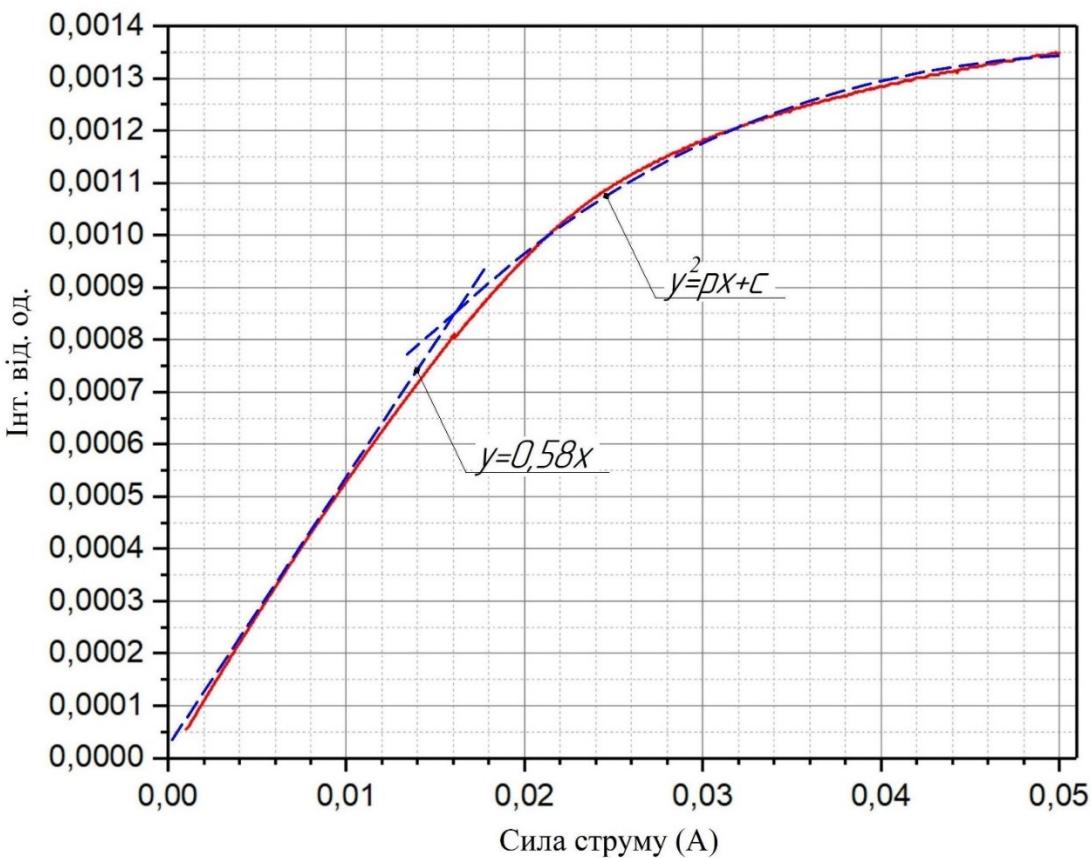


Рис. 6.7 Залежність інтегральної інтенсивності свічення СД від струму ($T = 300$ К).

Основною причиною зменшення числа рекомбінаційних актів СД із КЯ служить специфічно нанорозмірний ефект балістичного перенесення носіїв струму над переповненими ямами та витікання з них, яке супроводжується наступним захвачуванням на безвипромінювальні рівні, локалізовані у межах бар'єрних шарів. Підтвердженням існування такого механізму впливу на інтенсивність випромінювальної рекомбінації у досліджуваних зразках може бути швидке падіння їхнього квантового виходу зі зростанням рівня інжекції рис. 6.8.

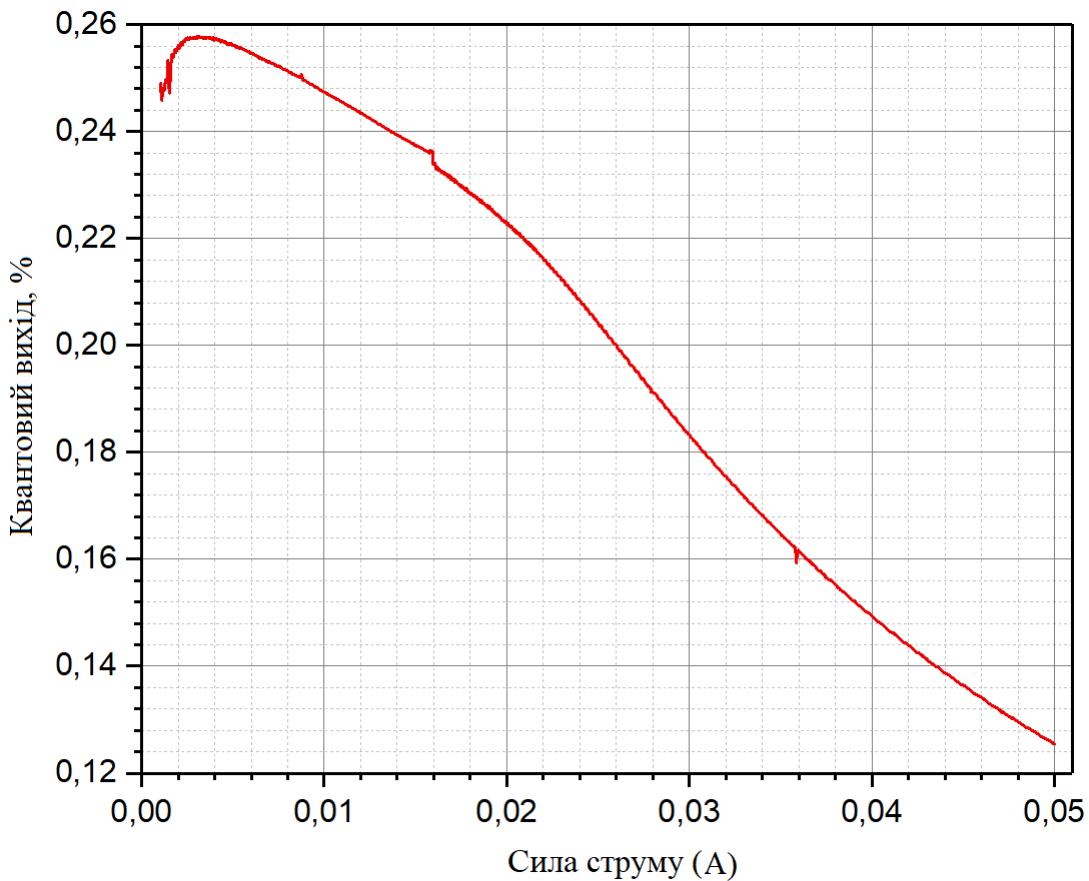


Рис.6.8 Залежність інтенсивності квантового виходу білих СД від струму через діод ($T = 300 \text{ } ^\circ\text{C}$).

Світлодіод із КЯ – складна система, до якої входить значна кількість границь розділу між різними надтонкими шарами з високою щільністю дефектів, переважно дислокацій невідповідності ($\rho_d \approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$). Всі вони служать основою для виникнення хвостів густини станів, котрі, деформуючи край зон, створюють умови для існування затяжних релаксаційних процесів, тривалість яких може сягати десятків хвилин. Подібна нестабільність електрофізичних параметрів спостерігалась раніше у монокристалах GaP та InP [94]; у СД вони не досліджувались.

Використовуючи можливість використання останніх у високочастотних інформаційно-обчислювальних каналах, слід наголосити на важливість виявлення та вивчення релаксаційних змін головної для СД характеристики – випромінювальної здатності.

На рис. 6.9 приведено спектри СД InGaN/GaN, зняті після електронного опромінення $\Phi = 1,12 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ та впродовж чотирьох послідовних часових проміжків.

Видно, що після радіаційного збудження інтенсивність як основної СД – лінії, так і двох люмінофорних поступово зростає і стає незмінною після четвертого вимірювання. Протягом кожного з релаксаційних періодів на спектральних кривих додаткова структура не з'являється, що свідчить про конфігураційну стабільність центрів випромінювальної рекомбінації; релаксаційні зміни, котрі як і у гомопереходах GaP та InP, зумовлені лише захвачуванням та звільненням носіїв рівнями великомасштабних потенціальних ям, створених скупченнями дефектів. У InGaN такі рівні можуть виникати у межах КЯ при кластеризації атомів In, що безпосередньо випливає з даних, приведених у роботах [92, 94].

Про незмінність механізму релаксації на всіх його стадіях може свідчити також однаковий профіль статистичного розподілу – нормальній розподіл Гаусса рис. 6.9.

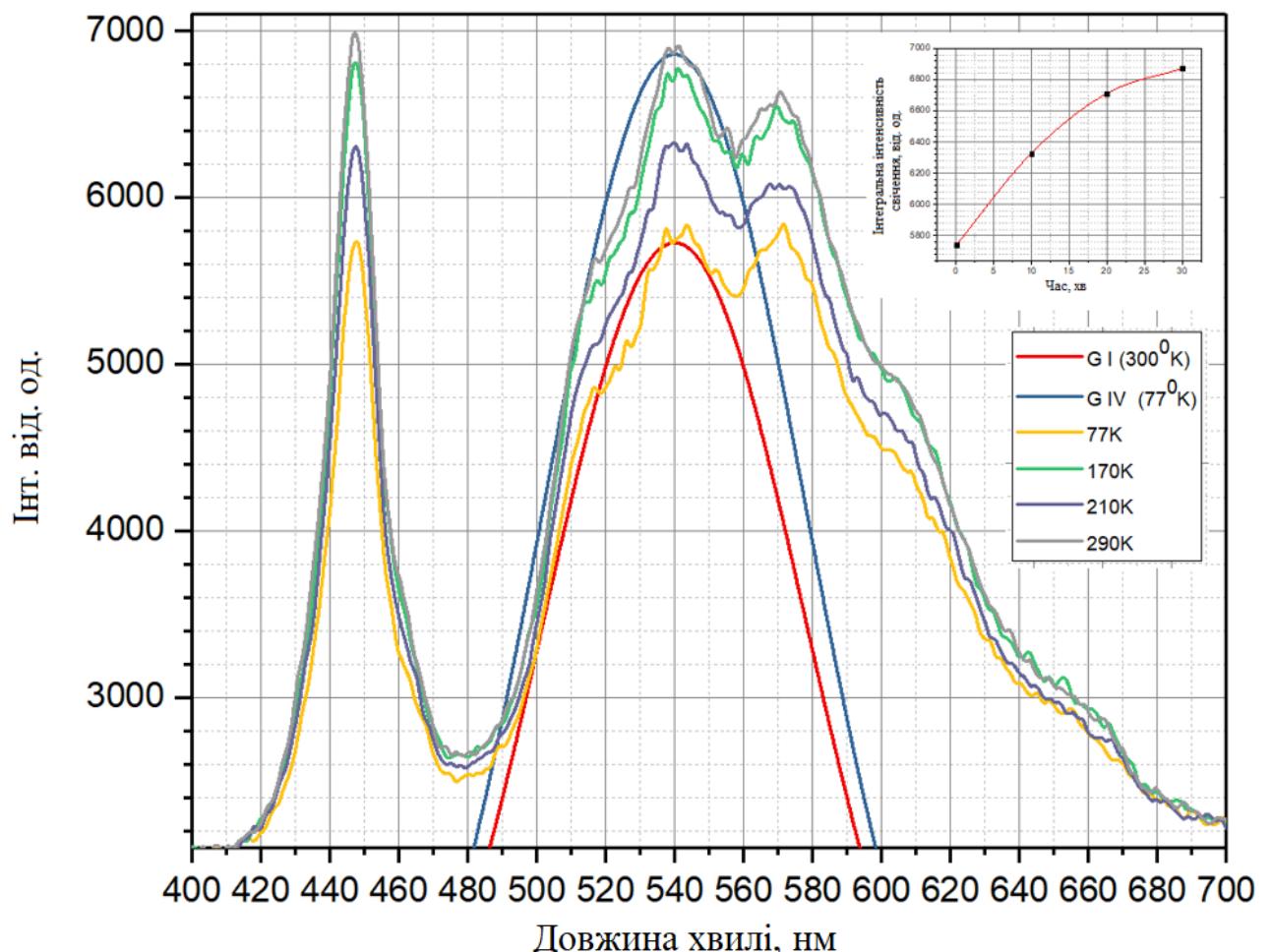


Рис. 6.9 Спектральний розподіл інтенсивності свічення білого діода. Приведено розподіли Гаусса для $T = 77 - 290$ К (на вкладці – зміна інтегральної інтенсивності свічення після опромінення).

Опромінення електронами білих СД InGaN/GaN ($\Phi = 2,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) призводить до зменшення інтенсивності рекомбінаційного свічення у результаті введення в активну область СД глибоких безвипромінювальних рівнів радіаційних дефектів. Падіння рівня збудження супроводжується зменшенням яскравості свічення люмінофора; якщо інтенсивність випромінювання СД зменшується вдвічі, то свічення люмінофора – лише в 1,26 рази. Відтак радіаційна стійкість люмінофора виявляєтьсявищою від стійкості СД майже в 1,6 рази.

На рис. 6.10 показано температурні залежності інтенсивності свічення вихідного та опроміненого різними дозами синього СД з довжиною хвилі $\lambda_{\max} = 470 \text{ нм}$, близькою до довжини хвилі $\lambda_{\max} = 450 \text{ нм}$ джерела збудження досліджуваних нами білих СД.

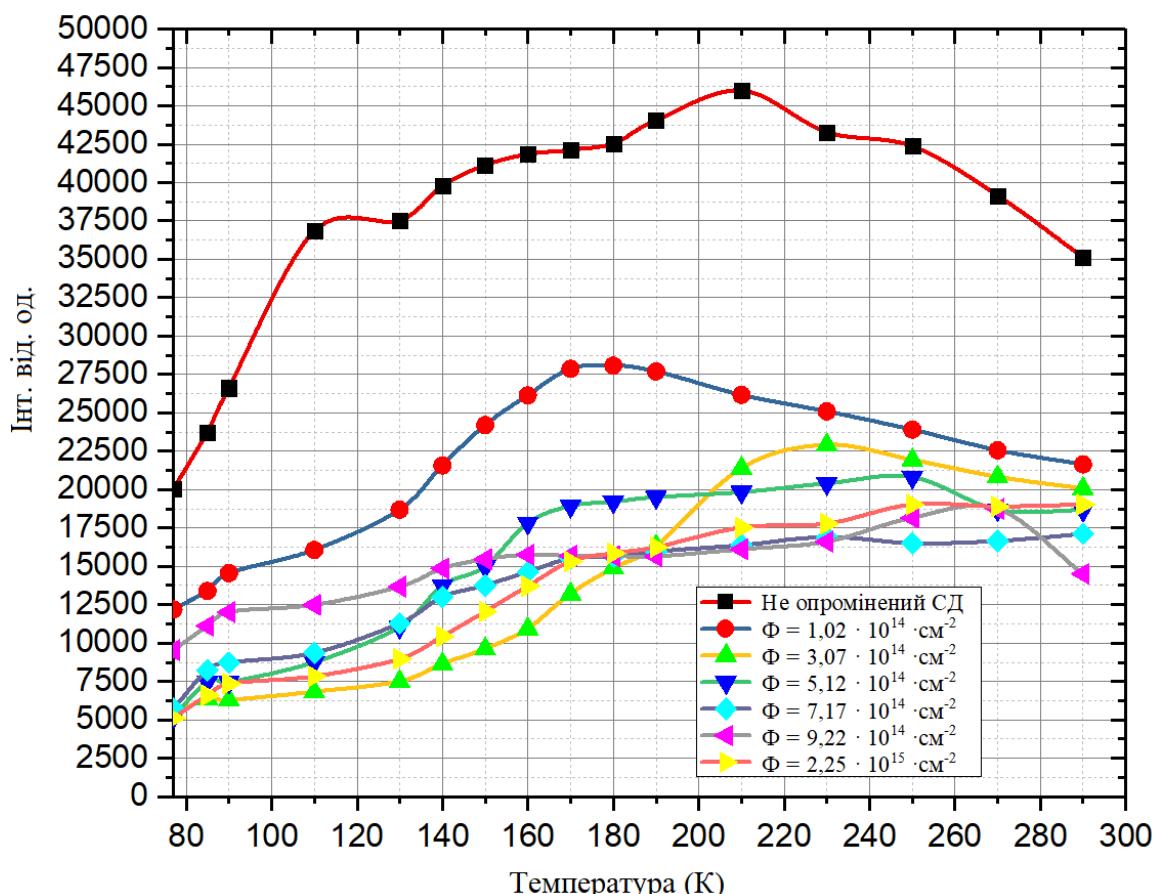


Рис. 6.10 Температурні залежності інтенсивності свічення білого СД, зняті після різних доз електронного опромінення $E_{\text{ел}} = 2 \text{ МeВ}$.

Форма кривої $I_{inh.}(T)$ вихідного зразка, як згадувалося вище, відображає ефект накладання двох процесів – екранування вільними носіями внутрішніх полів кристала та зростання густини фононів при вищих температурах, що у вихідному зразку приводить до формування широкого максимуму. Але вже мінімальна доза електронного опромінення ($\Phi = 1,02 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) частково згладжує структуру на кривій і різко знижує інтенсивність випромінювання в інтервалі $77 \div 290$ К. Наступна доза ($\Phi = 3,07 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) зменшує ефективність екранування внутрішніх полів (до $T = 290$ К) і менше впливає на фононне розсіяння квантів, яке переважає після $T = 290$ К. Наступні дози ($\Phi > 5,13 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) приводять до вирівнювання залежностей $I_{inh.}(T)$; температурна межа між областями, де на випромінювання діє ефект екранування внутрішніх полів, та розсіяння світла фононами – розширяється і зникає.

Отже, у підсумку можна зазначити, що введення радіаційних дефектів у активну область СД InGaN супроводжується захопленням носіїв їхніми глибокими рівнями, котрі попередньо приймали участь у екрануванні внутрішніх п'єзополів; посилення дії ефекту Штарка викликає зменшення інтеграла перекривання хвильових функцій електрона та дірки, і, відповідно, падіння імовірності рекомбінації.

Висновки до розділу

Виявлено, що спектр випромінювання КЯ світлодіода InGaN/GaN, який входить до складу гібридного білого СД у ролі активного елемента, підлягає класичному розподілу Гауса з напівшириною $\Delta\lambda = 8$ нм і максимумом при $\lambda_{\max} = 443$ нм; випромінювання люмінофора складається з двох близько розташованих ліній $\lambda_{\max} = 540$ нм та $\lambda_{\max} = 570$ нм. Температурна залежність інтенсивності свічення СД InGaN свідчить про існування у активному шарі двох механізмів впливу на випромінювальну рекомбінацію, а саме – екранування внутрішніх полів вільними носіями – в інтервалі $T = 80 \div 120$ К та теплового гасіння інтенсивності свічення при $T > 220$ К внаслідок зростання концентрації фононів.

Втрати на стоксове зміщення довжин хвиль люмінофором при 290 К складають $\Delta E_1 = 82$ % та $\Delta E_2 = 77$ % для двох смуг відповідно.

Сповільнення інтенсивності випромінювання при великих струмах може бути зумовленим дією ефекту балістичного перенесення носіїв струму. Довготривалі релаксаційні процеси, як наслідок існування підвищеної амплітуди густини станів у зразку, зумовлені скупченнями атомів In.

Опромінення електронами білих СД супроводжується введенням глибоких рівнів радіаційних дефектів, захвачуванням ними носіїв струму і послабленням екранування внутрішніх полів. Зростання впливу ефекту Штарка, який зменшує інтеграл перекриття хвильових функцій електрона і дірки, приводить до падіння інтенсивності свічення діода.

Радіаційна стійкість люмінофора виявляється дещо вищою від стійкості СД InGaN (майже в 1,6 рази) можливо внаслідок існування екситонної складової в інтегральному свіченні СД.

РОЗДІЛ 7. ОСОБЛИВОСТІ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХІДНИХ ТА ОПРОМІНЕНИХ СВІТЛОДІОДІВ InGaN/GaN з КВАНТОВИМИ ЯМАМИ

Вступ

Розчини бінарних сполук $A^{III}B^{IV}$ ефективно використовуються для виготовлення базових для мікроелектронної техніки елементів-високочастотних транзисторів (НЕМТ), генераторів електромагнітного випромінювання, діодів різного виду в тому числі і світлодіодів (СД). Зміна складу твердого розчину дозволяє одержувати кристали з різною шириною забороненої зони і вирощувати випромінювачі як у інфрачервоній області, так і в УФ. Наразі розчини InGaN активно використовуються для виготовлення джерел світла. Поєднуючи СД з різними довжинами хвиль у одному корпусі можна одержати свічення, близьке до природного; дешевший варіант «білих» джерел – це короткохвильовий СД в оточенні люмінофора [95].

Ефективність світлодіодів синього свічення на квантових ямах може сягати 80%, проте для збільшення λ необхідно підвищувати вміст In у твердому розчині, що неминуче призводить до зростання неузгодженості періодів граток InGaN та підкладинки і падіння квантового виходу η . [96] Пересиченість активного шару In збільшує рівень його дефектності, а також негативного впливу ефекту Штарка.

Роль дефектів у механізмі деградації випромінювачів InGaN/GaN остаточно не встановлена, тому використання проникної радіації, як контролюваного фактора для їхнього введення достатньо важлива і перспективна.

7.1 Експеримент

Для виконання поставленої задачі залучались джерела проникного випромінювання – радіоактивні ізотопи ^{60}Co , ^{137}Cs та електронний прискорювач з

$E_e = 2$ МeВ. Опромінення СД InGaN/GaN проводилося при температурі, не вищій кімнатної.

На рис.7.1 приведені вольт-амперні характеристики (ВАХ) вихідного СД InGaN/GaN, зняті при різних температурах у режимі генератора струму у лінійному масштабі - (1) та (2) – напівлогарифмічному, (3) – зворотна гілка ВАХ. З рис.7.1 видно, що до $T \geq 180$ К залежність $I(U)$ мало відрізняється від типової

$$I = I_s(e^{\frac{q(u-I R_u)}{n k T}} - 1), \quad (7.1)$$

де I_s – струм насищення, R_u – послідовний опір діода, n – коефіцієнт неідеальності.

Після $I = 0,02$ А нахил стає негативним – ознака виникнення негативної провідності. Подальше зниження температури зразка розширює інтервал струмів з від'ємним опором. Напівлогарифмічний масштаб дозволяє охопити область напруг, де $\frac{dU}{dI} < 0$ (Рис.7.2).

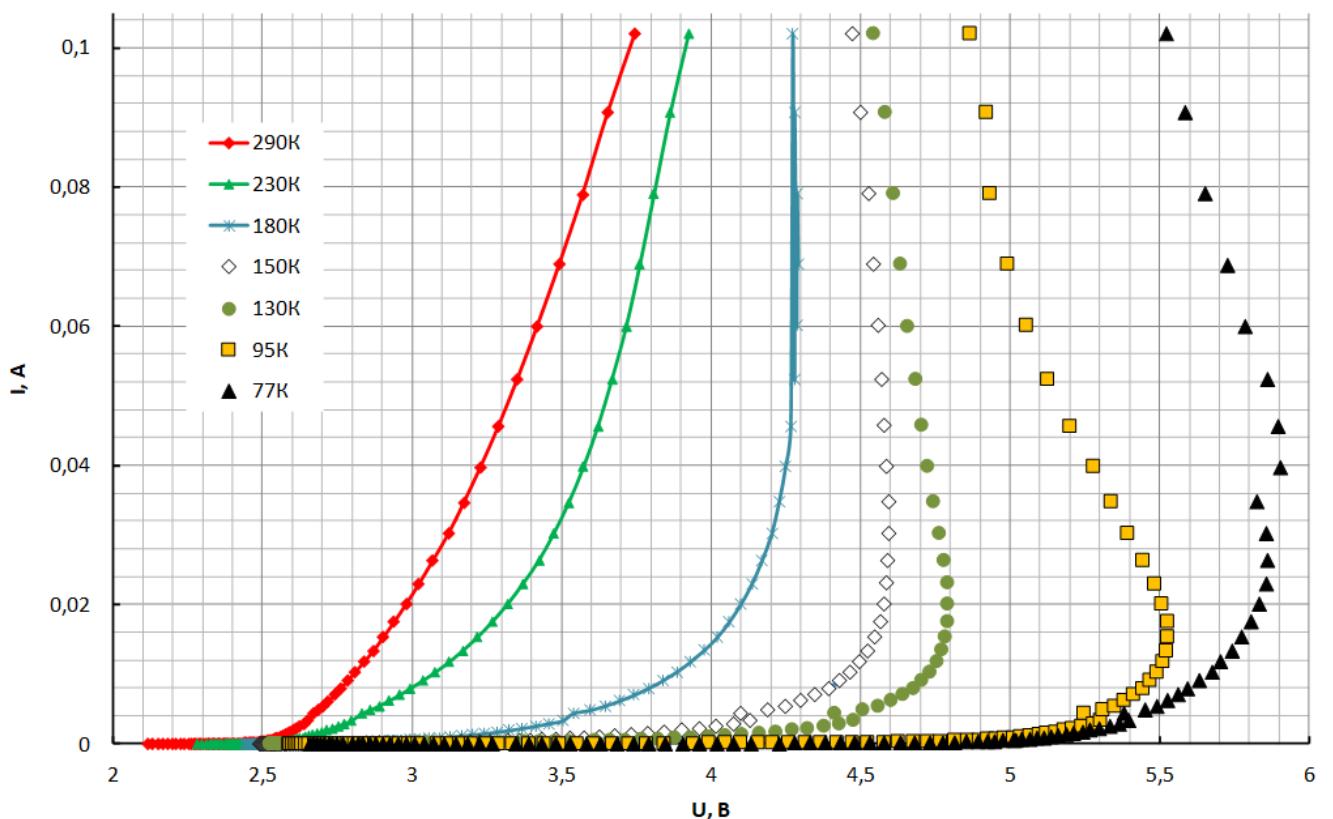


Рис.7.1 ВАХ СД InGaN/GaN, зняті у режимі генератора струму.

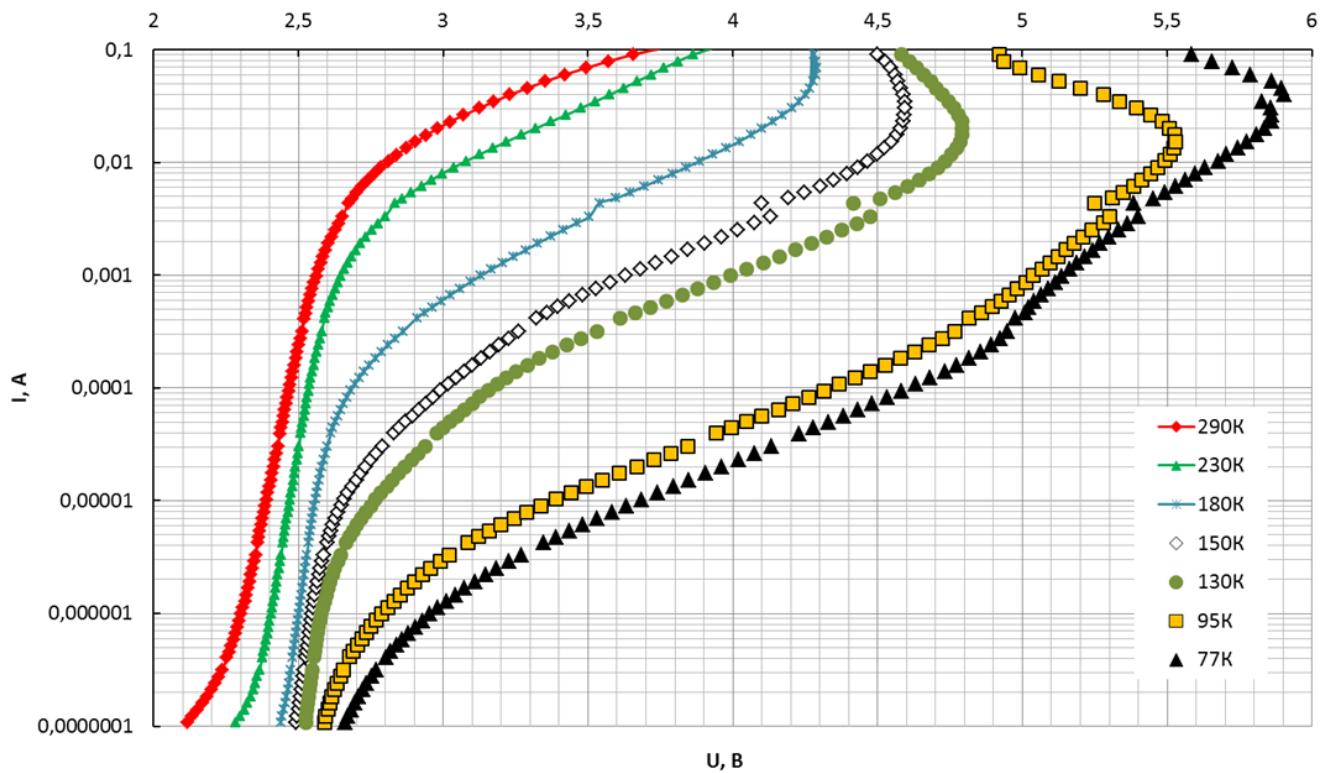


Рис.7.2 ВАХ СД InGaN/GaN, зняті у режимі генератора струму (напівлогарифмічний масштаб).

Точка переходу до негативного опору $U_{3р}$ зі зміною температури майже не змінюється.

Природа механізму, який спричиняє виникнення від'ємної провідності у СД InGaN/GaN – поки що не встановлена. У діодів GaP та GaAsP вона може бути зумовленою специфічністю форми зонної структури кристалів.

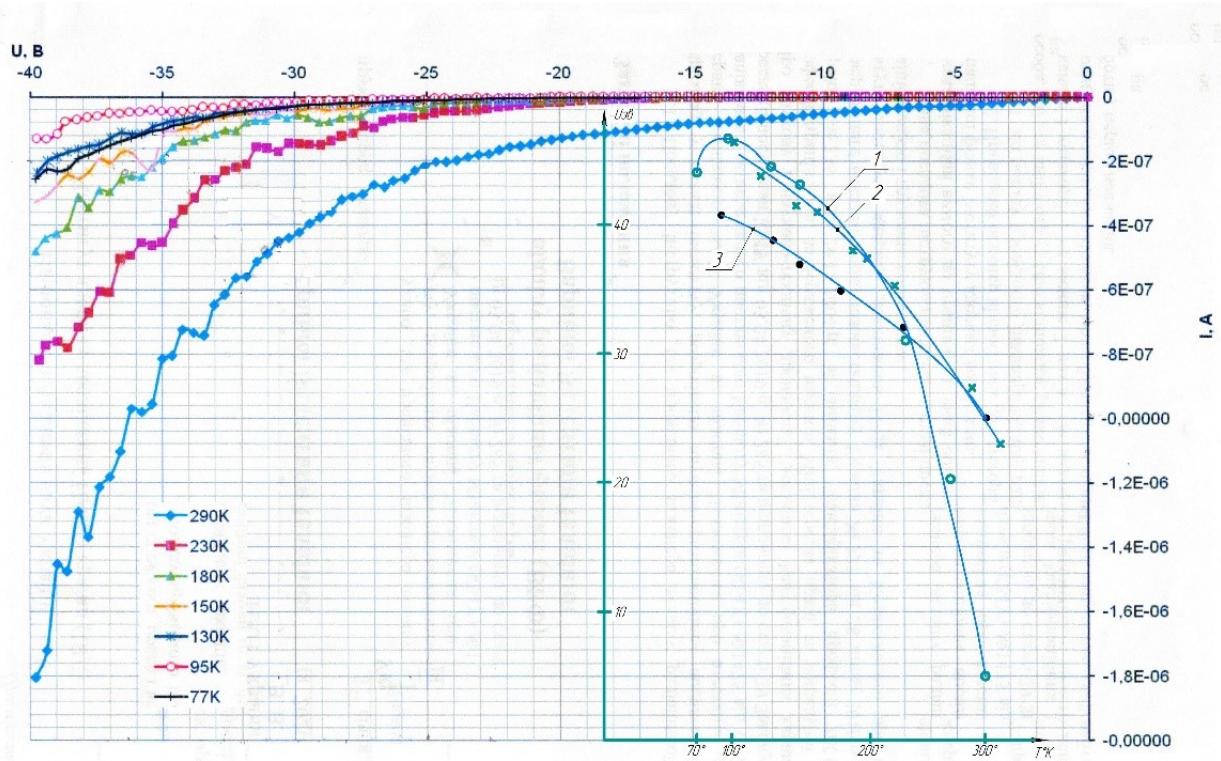


Рис.7.3 Зворотні гілки СД InGaN/GaN, зняті при різних температурах (ліворуч);

Залежність струму та напруги на діоді від температури (праворуч) 1 - Розрахунок;

2 – експериментальна залежність $I(T)$; 3 - $U_{36}(T)$.

На (Рис7.3) зображені зворотні гілки ВАХ СД InGaN/GaN, одержані при різних температурах, і показана залежність величини струму пробою від температури зразка при $U = U_{const}$, яка добре апроксимується співвідношенням:

$$I = I_0 A^{BT} \text{ де } I_0=1,1; B=0.76 \text{ град}^{-1}, \quad (7.2)$$

та залежність напруги пробою $U_{np}(T)$ при $I = \text{const}$. Видно, що зростання температури зразка супроводжується збільшенням струму та падінням зворотної напруги, що можна тлумачити, як наслідок підвищення концентрації неосновних носіїв заряду у результаті нагрівання діода. Пробій р-п перехода виразно проявляється при струмах $I = 10^{-8} \div 10^{-9} \text{ А}$. Зсув пробійних ділянок при зростанні температури у бік менших напруг однозначно свідчить про тунельну природу пробою у СД InGaN/GaN. Опромінення СД приводить до зростання їхнього диференційного опору

$R_d = \frac{dU}{dI}$. При незначних поглинутих дозах γ – квантів ^{60}Co ($D = 1$ Мрад), ΔR_d вже становить 25 Ом, у області більших доз ($E_e = 2$ MeV, $\Phi = 10^{12} \div 10^{15}$) ця величина багатократно зростає.

На рис.7.4, приведені спектральні характеристики досліджуваних СД, зняті в інтервалі температур 77 - 290 К. Високоенергетична частина спектрів добре узгоджується зі статистикою Гауса, довгохвильова містить смугу фононного повторення основного випромінювання квантових ям $\lambda_{\max} = 464$ нм при номінальному струмі 20 мА та її фононне повторення з $\lambda_{\max} = 482$ нм. Зростання струму супроводжується синім зсувом максимуму випромінювання на $\Delta\lambda = 7$ нм, зумовленим дією ефекту Штарка та заповненням верхніх рівнів у квантових ямах.

На рис.7.5 також показані залежності інтенсивності випромінювання від струму для опроміненого зразка γ – квантами ^{137}Cs .

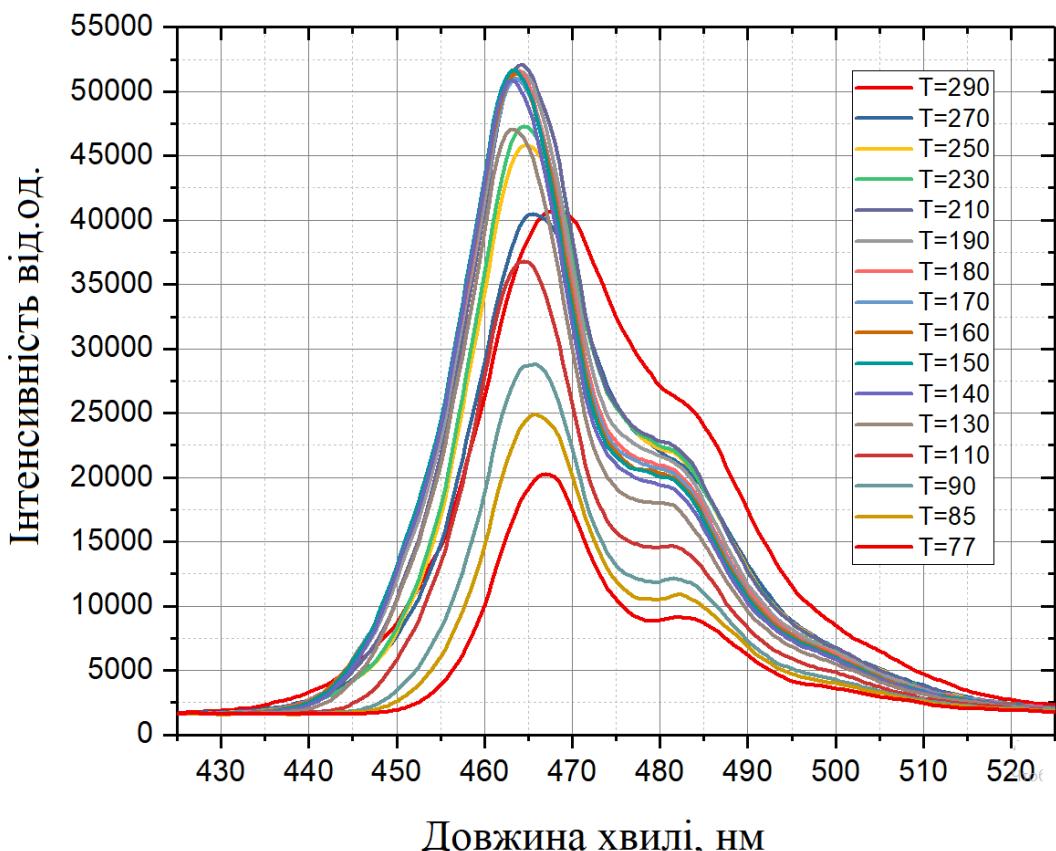


Рис.7.4 Спектральні характеристики вихідного СД InGaN/GaN.

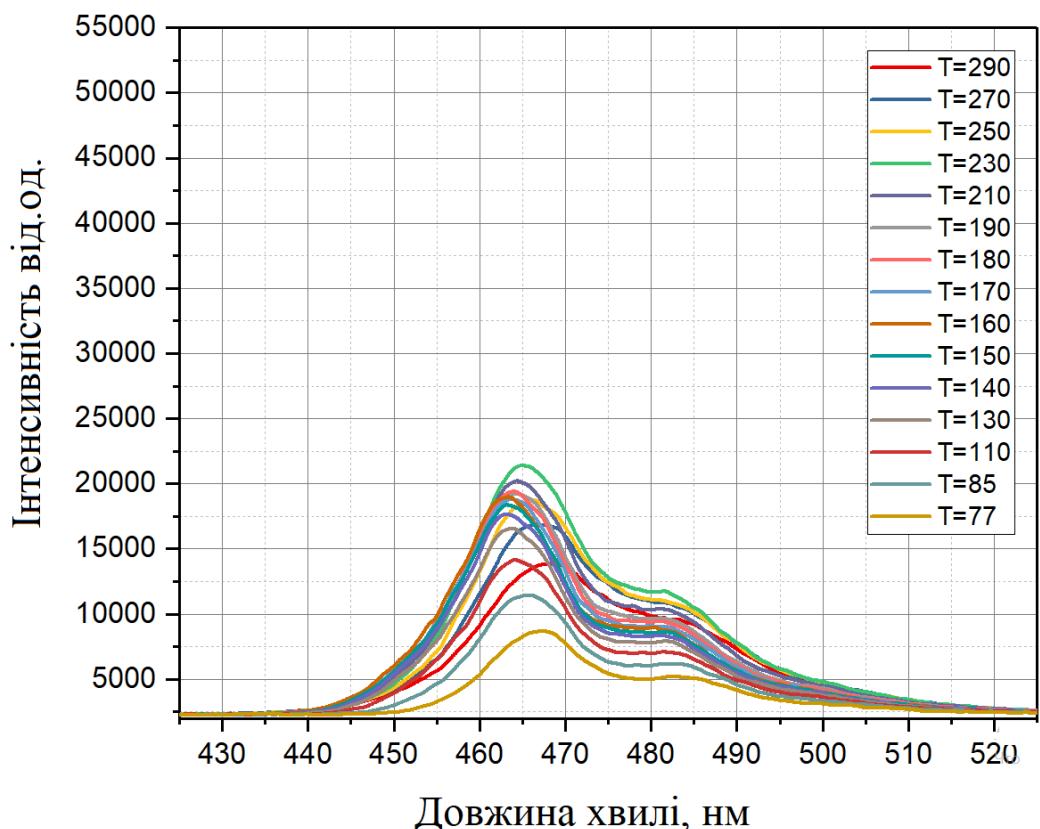


Рис.7.5 Спектральні характеристики опроміненого СД InGaN/GaN ($D_{\gamma} = 4,5$ Мрад, ^{137}Cs).

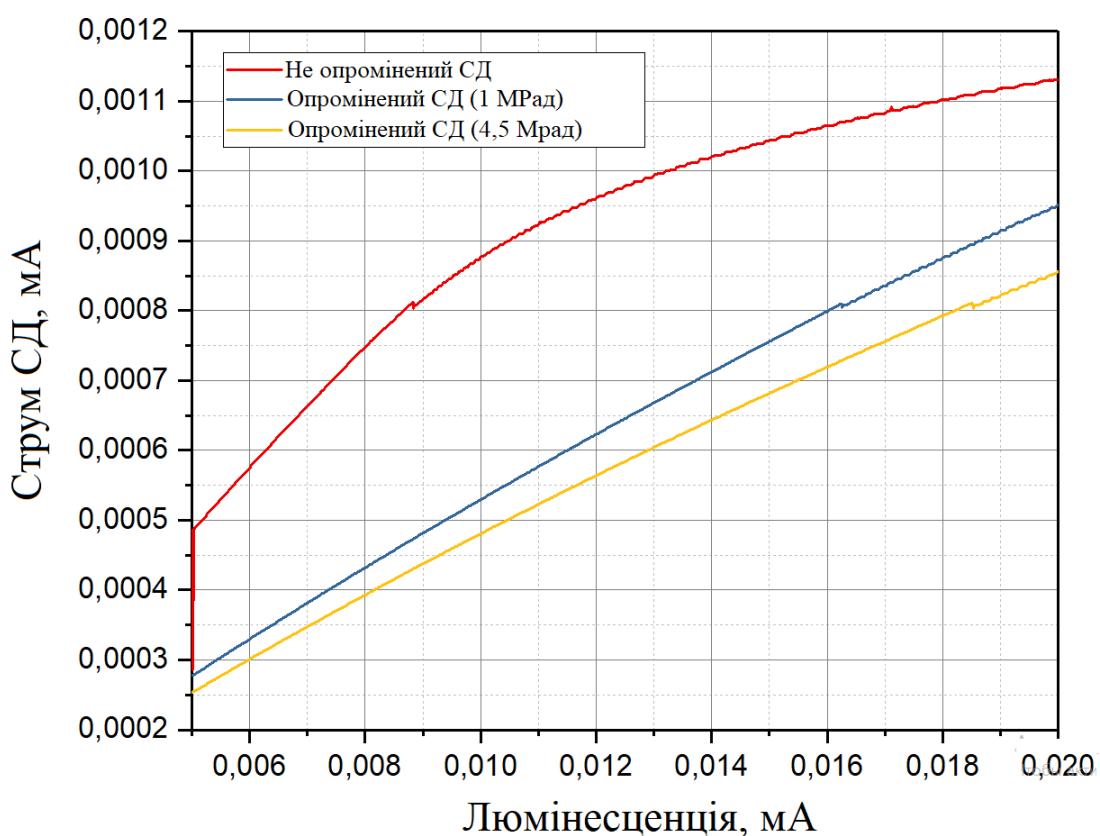


Рис.7.6 Залежність інтенсивності свічення від струму через СД.

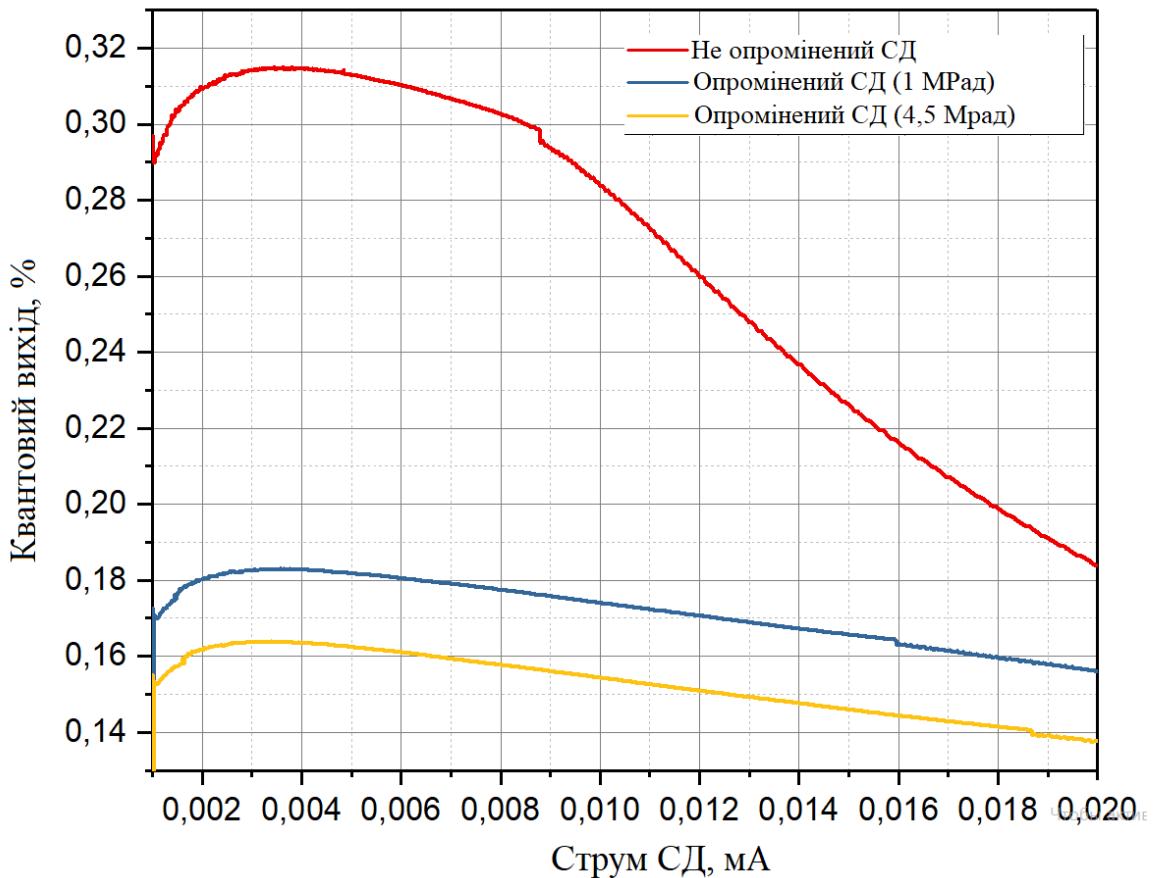


Рис.7.7 Залежність квантового виходу від струму через СД.

З (Рис.7.6,7.7) видно, що падіння інтенсивності свічення супроводжується наближенням характеристик $I_{i_{hm}}(I_A)$ і, відповідно, квантового виходу, до лінійності, що може бути використаним безпосередньо на практиці. Подібне «вирівнювання» властиве також температурним залежностям максимумів спектральних кривих для СД, опромінених електронами з $E_e = 2$ МeВ. Вплив опромінення особливо проявляється у межах температур 150 – 300 К (Рис.7.8).

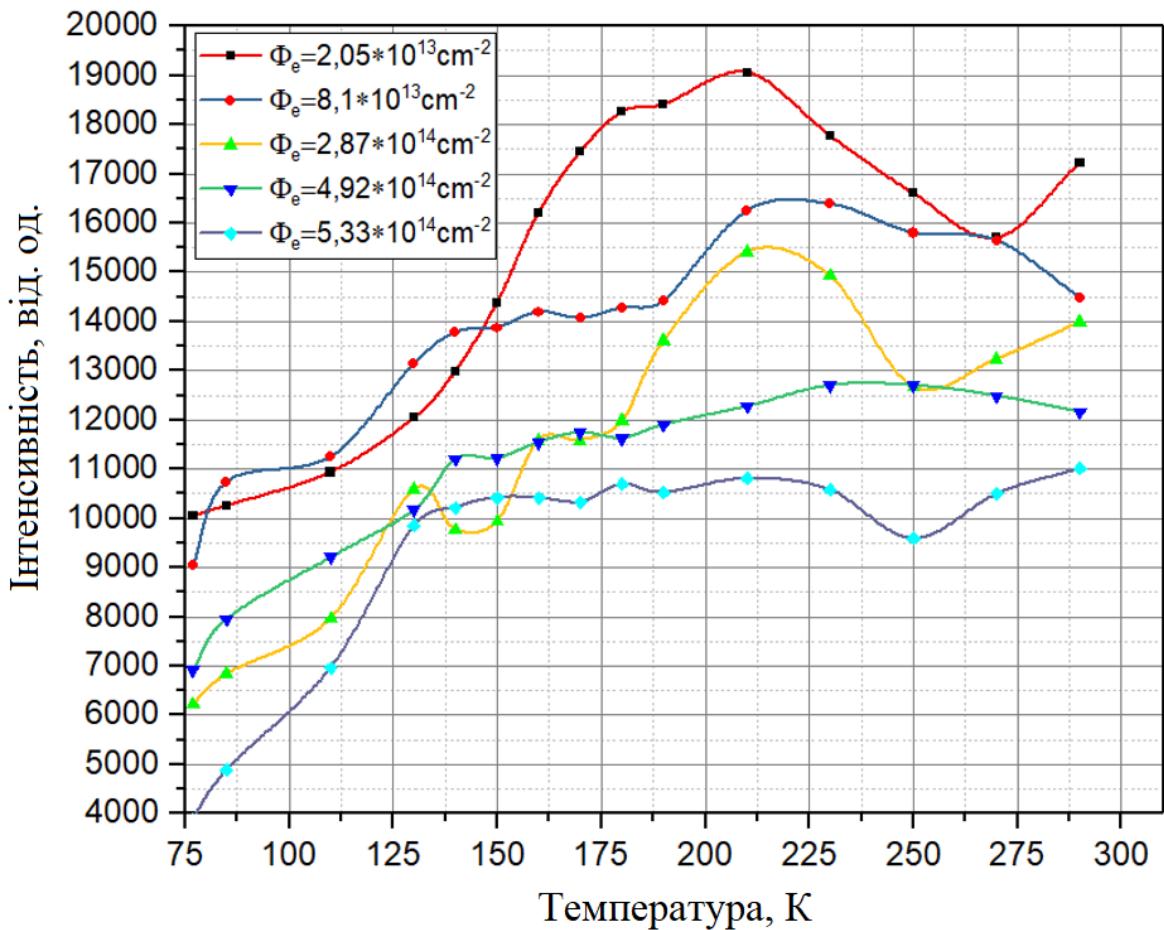


Рис.7.8 Температурні залежності інтенсивностей свічення у максимумі спектральних кривих СД InGaN/GaN, опромінених електронами з $E_e = 2$ MeВ.

Висновки до розділу

Інтенсивність свічення СД зі збільшення дози монотонно падає внаслідок введення глибоких безвипромінювальних рівнів радіаційних дефектів.

Виявлено, що опромінення СД InGaN γ – квантами ^{60}Co та електронами з $E_e = 2$ МeВ призводить до зростання диференційного опору на ВАХ; пробій р-п переходу при зворотному зміщенні – тунельного походження.

Профіль основної спектральної лінії СД InGaN ($\lambda_{\max} = 464$ нм) добре узгоджується з розподілом Гауса і відповідає свіченням квантових ям.

Зростання струму інжекції супроводжується синім зсувом спекутру внаслідок дії ефекту Штарка та заповнення верхніх рівнів КЯ.

ВИСНОВКИ

У дисертації приведені результати дослідження властивостей вихідних гомопереходічних (GaP; GaAsP) та гетероструктурних (InGaN) світлодіодів із КЯ. Робота містить також аналіз пострадіаційних ефектів у згаданих структурах, викликаних електронним опроміненням.

1. Розроблено і удосконалено способи низькотемпературних вимірювань спектральних, електрофізичних (ВАХ) та експлуатаційних (квантовий вихід) характеристик СД. Запропонована і випробувана технологія опромінення електронами з $E_e = 2$ МeВ, γ – квантами ^{60}Co , ^{137}Cs , нейtronами. Технологія може бути використана для радіаційної обробки напівпровідниківих діодів, одержаних на основі інших сполук $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, а також моноатомних Ga і Si. Детально описаний спосіб опромінення γ – квантами може бути корисний дослідниками, які застосовують γ – випромінювання з метою введення точкових дефектів у досліджувані кристали.

Спосіб використання продуктів поділу важких ядер у ролі джерел змішаного випромінювання може бути актуальним у випадку відсутності джерела γ - ^{60}Co . Для цього встановлено співвідношення ефективності впливу джерел γ - ^{60}Co та γ - ^{137}Cs на оптичні параметри СД.

У дисертації приведені результати моделювання поля нейtronних потоків активної зони реактора ВВР-М, одержані за участі автора; вертикальний розподіл щільності потоків швидких, епітеплових та термолізованих нейtronів добре узгоджується з експериментальними вимірюваннями, проведеними з допомогою нейtronних активаційних детекторів.

На базі оптичного спектрометра Green-Wave сконструйовано вимірювальний пристрій, який дозволяє одержувати спектральні характеристики СД різного складу у видимій області та різних потужностей свічення; розроблено спосіб уточненого контролю температури зразка.

2. Виявлено, що в опромінених електронами $E_e = 2$ МeВ СД GaP існує «допорогова» стадія відпалу $20 - 50$ °C, властива лише зразкам з p-n переходом

де в околі атмосфер Коттрелла можуть накопичуватись породжені опромінення точкові дефекти з низькою енергією активації.

Змішана стадія 120 – 370 °C – результат накладання стадій відпалу V_p та V_{Ga} , зумовленого великою концентрацією вакансійних дефектів подібного виду. Визначено коефіцієнти пошкодження часу життя носіїв струму точковими дефектами у СД GaP (Zn-O).

3. Показано, що зростання диференційного опору СД GaAsP внаслідок опромінення – результат компенсаційного впливу глибоких поверхневих рівнів радіаційних дефектів. При низьких температурах (77 – 90 K) на ВАХ СД GaP та СД GaAsP формується ділянка від'ємного диференційного опору, механізм виникнення якої забезпечується існуванням внутрішнього оберненого зв'язку у кристалі, у СД InGaN вона виявлена вперше.
4. Показано, що значення ширини забороненої зони E_g твердого розчину GaAsP можна оцінити за співвідношенням Варшні у межах 0 ÷ 300 K. Встановлено залежність електронної температури T_e СД GaAsP від температури термостата і виявлено її збільшення після електронного опромінення.
Зростання ширини спектральних ліній СД GaAsP внаслідок опромінення зумовлено впливом електричних полів радіаційних дефектів.
5. Виявлено, що СД GaAsP порівняно з їхніми аналогами GaP – значно радіаційно стійкіші. Одержані результат може бути корисним розробникам оптоелектронних модулів.
6. Детальні дослідження «білих» СД InGaN показали, що спектри випромінювання базового СД InGaN та люмінофора відповідають розподілу Гауса з напівшириною $\Gamma = 8$ нм (77 K). Втрати на Стоксове зміщення довжин хвиль люмінофором складають $\Delta E_1 = 82\%$ та $\Delta E_2 = 77$ – для $\lambda_{max} = 540$ нм і $\lambda_{max} = 570$ нм відповідно. Сповільнення інтенсивності випромінювання в області великих струмів може бути пов'язаним із ефектом балістичного перенесення носіїв струму над квантовими ямами. Більшість результатів досліджень білих СД одержані вперше.
7. Існування затяжних релаксаційних процесів у «білих» СД – наслідок

підвищеної амплітуди хвостів густини станів зразка, зумовленої скупченнями атомів In. Інформація про наявність довготривалих релаксаційних процесів саме в СД InGaN у літературі не виявлена.

Вплив ефекту Штарка приводить до зменшення перекриття хвильових функцій електрона з діркою і до відповідного падіння інтенсивності випромінюальної рекомбінації.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. A.R. Aparna., V. Brahmajiraob , T.V. Karthikeyan. Review on Synthesis and Characterization of Gallium Phosphide 3rd International Conference on Materials Processing and Characterisation (ICMPC) (2014) 1650.
DOI: 10.1016/j.mspro.2014.07.150.
2. V. Jian Li, Li Xiaonan, Ana Kanevce, Yan Yanfa, Ingrid Repins. The Effect of ZnO Replacement by ZnMgO on ZnO/CdS/Cu(In,Ga)Se₂ Solar Cells. Proceedings to the 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Philadelphia, USA. (2009) 86. ISBN: 978-1-4244-2949-3.
3. M. Yamaguchi et.al. Super-high-efficiency multi-junction solar cells, Prog. Photovolt: Res. Appl. (vol. 13) (2005) 125.
4. A.P. Mora et.al, ,growth of GaP_{1-x}N_x thin films by rf sputtering, Phys. Stat. Sol.B, (Vol. 242) (2005) 1887. DOI:10.1002/pssb.200461707
5. J. Gao et.al, High-index low-loss gallium phosphide thin films fabricated by radio frequency magnetron sputtering ,Thin Solid Films (Vol.519) (2011) 5424. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2011.02.068>
6. Miaojuan Ren, Mingming Li, Changwen Zhang, Min Yuan, Ping Li, Feng Li, Weixia Ji, Xinlian Chen. Band structures in silicene on monolayer gallium phosphide substrate. Solid State Communications. (Vol 239) (2016) 32. <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2016.04.013>
7. L. Sergei Pyshkin. Excitonic Crystal, Nanotechnology and New Prospect for Optoelectronics. The Open Optics Journal 9. (2015) 26.
DOI: 10.2174/1874328501509010026
8. P. Deus, U. Voland, H.A. Schneider Thermal expansion of GaP within 20 to 300K. Phys. Stat. Sol.(a). V.80 (1983) 29. DOI:10.1016/j.ssc.2021.114649
9. K. Haruna, H. Maeta, K. Ohashi, T. Koike The negative thermal expansion coefficient of GaP crystal at low temperatures. J. Phys. C.: Solid State Phys. V.19 (1986) 5149.
10. W. Paul Band structure of the intermetallic semiconductors from pressure experiments. J Appl. Phys. 32 (1961) 94.

11. R. Zallen, W. Paul. Band structure of gallium phosphide from opti-cal experiments at high pressure. Phys. (Rev. 134) (1964) A1628-41.
DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRev.134.A1628>
12. В.Г. Воробйов, О.В. Конорева, О.С. Литвин, І.В. Петренко, М.Б. Пінковська, В.П. Тартачник. Неруйнівний контроль поверхні фосфіду галія. Методи та прилади контролю якості № 27 (2011) 3.
13. O. V. Konoreva, P. H. Lytovchenko, Ye. V. Malyi, I. V. Petrenko, M. B. Pinkovska, V. P. Tartachnyk, V. V. Shlapatska. Surface distribution of the emitting intensity of GaP light-emitting diodes. Nuclear physics and atomic energy14 (2) (2013) 158.
14. О. М. Гонтарук, О. В. Конорева, М. Б. Пінковська, В. П. Тартачник. Моделювання явища самодифузії у монокристалах фосфіду галію. Фізика і хімія твердого тіла 15(2) (2014) 264.
15. В. Г. Воробйов, О. В. Конорева, Є. В. Малий, М. Б. Пінковська, В. П. Тартачник, В. В. Шлапацька Вплив опромінення електронами з енергією 2 MeВ на зворотні струми фосфід-галієвих світлодіодів. Ядерна фізика та енергетика 16(3) (2015) 238. http://nbuv.gov.ua/UJRN/yadf_2015_16_3_5.
16. T. Endo, Y. Hirosaki, et.al. Deep level in electron-irradiation GaP at 10 MeV. Japanese Journal of Applied Physics 27 (1) (1988) 1864. DOI 10.1143/JJAP.28.1864
17. О. В. Конорева, Є. В. Малий, Я. М. Оліх, І. В. Петренко, М. Б. Пінковська, О. І. Радкевич, В. П. Тартачник. Особливості екситонного випромінювання червоних фосфід-галієвих світлодіодів. Сенсорна електроніка і мікросистемні технології 13(1) (2016) 41. http://nbuv.gov.ua/UJRN/seimt_2016_13_1_6.
18. O. Konoreva , E. Malyj , S. Mamykin, I. Petrenko, M. Pinkovska, V. Tartachnyk. Influence of complex defects on electrophysical properties of GaP light emitting diodes. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 17(2) (2014) 184. PACS 29.40.-n, 85.30.-z, 85.60.Dw.

19. O. V. Konoreva, M. V. Lytovchenko, Ye. V. Malyi, I. V. Petrenko, M. B. Pinkovska, V. P. Tartachnyk, V. V. Shlapatska. Degradation of electrooptical characteristics of serial GaP light-emitting diodes, caused by fast electrons. Semiconductor physics quantum electronics & optoelectronics. 18(3) (2015) 312. http://nbuv.gov.ua/UJRN/MSMW_2015_18_3_15
20. I. B. Коляденко, П. Г. Литовченко, В. Я. Опилат, І. В. Петренко, В. П. Тартачник, В. І. Хіврич. Деградація фосфідо-галієвих світлодіодів, обумовлена радіаційними дефектами. Фізика і хімія твердого тіла. 7(1) (2006) 184. НБУВ: 3852.27-01
21. O. M. Hontaruk, O. V. Konoreva, M. V. Lytovchenko, E. V. Malyi, I. V. Petrenko, M. B. Pinkovska, V. P. Tartachnyk. Peculiarities of electrooptical characteristics of gallium phosphide light-emitting diodes in high injection level conditions. Nucl. Phys. At. Energy 16(1) (2015) 56. <https://doi.org/10.15407/jnpae2015.01.056>
22. O.V. Konoreva, P.G. Litovchenko, I.V. Petrenko, M.B. Pyinkovs' ka, V.P. Tartachnik, V. Ya. Opilat. Effect of penetrative irradiation on gap light-emitting diode electrical characteristics. Voprosy Atomnoj Nauki i Tekhniki 2 (92) 140.
23. O. Hontaruk, O. Konoreva, P. Litovchenko, V. Manzhara, V. Opilat, M. Pinkovska, V. Tartachnyk. Radiative recombination in initial and electron-irradiated GaP crystals. Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics. 13(1) (2010) 30. PACS 29.40.-n, 85.30.-z, 85.60.Dw.
24. P. Litovchenko, A. Litovchenko, O. Konoreva, V. Opilat, M. Pinkovska, V. Tartachnyk. Peculiarities of neutron irradiation influence on GaP light-emitting structures. Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics. 12(3) (2009) 276. <https://doi.org/10.15407/spqeo12.03.276>.
25. О.В. Конорева, О.І. Радкевич, В.І. Слісененко, В.П. Тартачник. Вплив дефектів структури на фізичні властивості окремих напівпровідникових сполук $A^{III}B^V$ Київ: Наук. Думка. (2021) 21.

ISBN: 978-966-00-1737-5

26. В.И. Рыжков. Контроль радиационной стойкости мощных светодиодов на основе широкозонных полупроводников. Дис. кан. тех. наук. М.: (2004)
27. D. A. Neamen; W. W. Grannemann. Fast Neutron Effects on GaAsP Schottky Barrier Diodes and Hall Effect Devices. IEEE Transactions on Nuclear Science 19(6) (1972). DOI: 10.1109/TNS.1972.4326835
28. P. Lottigier et al. Investigation of the Impact of Point Defects in InGaN/GaN Quantum Wells with High Dislocation Densities. Nanomaterials 13(18) (2023) 2569. <https://doi.org/10.3390/nano13182569>
29. T. Wang. Development of overgrown semi-polar GaN for high efficiency green/yellow emission. Semiconductor Science and Technology 31(9) 3. <http://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/31/9/093003>.
30. R. A. Laudise and A. A. Ballman. Hydrothermal Synthesis of Native Elements and Simple Oxides Author. J. Am. Chem. Soc. 80(11) (1958) 2655. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-375090-7.00009-8>.
31. <https://electronics360.globalspec.com/article/12615>.
32. LED Light Spectrum Enhancement with Transparent Pigmented Glazes, LpR Article. Technologies. (2016) <https://www.led-professional.com>.
33. The three primary colors of RGB Color Model (Red, Green, Blue) [wikimedia.org/wiki/File:The_three_primary_colors_of_RGB_Color_Model_\(Red,_Green,_Blue\).png](https://wikimedia.org/wiki/File:The_three_primary_colors_of_RGB_Color_Model_(Red,_Green,_Blue).png).
34. Timothé Allanche. Effect of high radiation doses (MGy) on light Emitting Diodes and optical glasses. Optics. Université de Lyon. (2020) NNT : 2020LYSES039
35. A. H. Johnston, —Radiation damage of electronic and optoelectronic devices in space, Proceedings of the 4th International Workshop on Radiation Effects on Semiconductor Devices for Space Application. (2000) http://nepp.nasa.gov/docuploads/D41D389D-04D4-4710-BBCFF24F4529B3B3/Dmg_Space-00.pdf.

36. A. Floriduz and J. D. Devine, —Modelling of proton irradiated GaN-based high-power white light-emitting diodes. *Jpn. J. Appl. Phys.* 57(8) (2018) 080304. DOI:10.7567/JJAP.57.080304.
37. A. H. Johnston, —Radiation Effects in Optoelectronic Devices. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 60(3) (2013) 2054. DOI: 10.1109/TNS.2013.2259504
38. G. A. Umana-Membreño et al. 60Co gamma-irradiation-induced defects in n-GaN. *Appl. Phys. Lett.* 80(23) (2002) 4354. DOI: 10.1063/1.1483390
39. R. Khanna, S. Y. Han, S. J. Pearton, D. Schoenfeld, W. V. Schoenfeld, and F. Ren. High dose Co-60 gamma irradiation of InGaN quantum well light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* 87(21) (2005) 212107.
DOI: 10.1063/1.2132085
40. K. N. Orlova, A. V. Gradoboev, and I. A. Asanov, — Gamma degradation of light-emitting diodes based on heterostructures AlGaInP. in Strategic Technology (IFOST) 7th International Forum (2012) 201. DOI:10.1109/IFOST.2012.6357528
41. R. Khanna, S. Y. Han, S. J. Pearton, D. Schoenfeld, W. V. Schoenfeld, and F. Ren, — High dose Co-60 gamma irradiation of InGaN quantum well light-emitting diodes. *Appl. Phys. Lett.* 87(21) (2005) 212107. (2005) DOI: 10.1063/1.2132085.
42. Yu Liyuan. The Influence of Electron-Beam Irradiation on the Characters of GaN-Based Light Emitting Diodes. Conference: Photonics and Optoelectronics (SOPO). (2012) DOI: 10.1109/SOPO.2012.6271097
43. Hong Yeol Kim, Jihyun Kim, F. Ren, Soohwan Jang. Effect of neutron irradiation on electrical and optical properties of InGaN/GaN light-emitting diodes. *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structure* 28(1) (2010) 27. <https://doi.org/10.1116/1.3268136>
44. A. Y. Polyakov et al 2008 J. Electron Irradiation Effects in GaN/InGaN Multiple Quantum Well Structures. *Electrochem. Soc.* 155 H31 (2008)
DOI: 10.1149/1.2803517

45. Ma, B., Gundy, P. M., Gerba, C. P., Sobsey, M. D. & Linden, K. G. UV inactivation of SARS-CoV-2 across the UVC spectrum: KrCl excimer, mercury-vapor, and light-emitting-diode (LED) sources. *Appl. Environ. Microbiol.* 87(22) (2021) <https://doi.org/10.1128/AEM.01532-21>
46. Д.П. Стратілат, Л.А. Кот, К.С. Кубанкін, М.Б. Пінковська, П.Г. Литовченко В.П. Тартачник. «Спектральні характеристики вихідних і опромінених СД InGaN» Щорічна наукова конференція інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 27-31 травня 2024 року).
47. Datasheet - G-NOR ELECTRONICS CO.,LTD. GNL-5013xx (Φ5mm ROUND TYPE) Ultra Brightness. <https://www.g-nor.com>.
48. <https://www.stellarnet.us/spectrometers/green-wave-low-cost-spectrometers/>
49. И.А. Малюк Гамма – спектрометрия топливных сборок исследовательского реактора ВВР-М. ИЯИ НАНУ. (2004) 10.
50. D. P. Stratilat, O.G. Diakov, I.A. Maliuk, , M.V. Strilchuk, V.V. Tryshyn. Calculation of spectrum and neutron flux density in experimental channels of WWR-M reactor. Ядерна фізика та енергетика №22(3) (2021) 243. <https://doi.org/10.15407/jnpae2021.03.243>
51. S. Agostinelli et al. Geant4 – a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A* 506(3) (2003) 250.
52. Neutron activation cross section measurements from threshold to 20 MeV for the validation of nuclear models and their parameters. Report number: NEA/WPEC-19. International Evaluation Co-operation. 19. (2005)
53. V.I. Karas, I.F. Potapenko, A.M. Vlasenko. Kinetics of nonequilibrium electron-phonon system for semiconductors and metals in a strong electric field. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods.* 86 (2013) 272.
54. N. Shiwakoti at al. Transport properties of Gallium Phosphide based Schottky contact with thin insulating layer. *Materials Science in Semiconductor Processing* 61 (2017) 145. DOI:10.1016/j.mssp.2017.01.009

55. S. Assali, I. Zardo, S. Plissard, M.A. Verheijen, J.E.M. Haverkort, E.P.A.M. Bakkers. International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM). 1 (2013) 1. ISBN: 978-1-4673-6131-6
56. A. Martin, S. Combrié, A. Rossi, G. Beaudoin, I. Sagnes, F. Raineri. Photonics Research. 43(6) (2018)
DOI: <https://doi.org/10.1364/PRJ.6.000B43>
57. J.H. Kim, T. Kawazoe, M. Ohtsu. Advances in Optical Technologies. 8 (2015) DOI: <https://doi.org/10.1155/2015/236014>.
58. M. Darnon, R. Varache, M. Descazeaux, T. Quinci, M. Martin, T. Baron, D. Munoz. AIP Conference Proceedings. (2015) 1679. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4931514>
59. Zh. Pankov, Optical processes in semiconductors, Moscow. (1973)
60. A.A. Bergh, P.J. Dean, Light-emitting diodes. Oxford. (1976)
61. V.V. Antonov-Romanovskij, Kinetics of photoluminescence of crystals, Moscow, (1966)
62. E.Yu. Brailovskii, I.D. Konozenko, V.G. Makarenko, V.S. Manzhara, V.P. Tartachnik. International conference on lattice defects in semiconductors (1974) 6.
63. O.V. Konoreva, M.V. Lytovchenko, Ye.V. Malyj, M.B. Pinkovska, V.V. Shlapatska, Semiconductors Physics Quantum Electronics and Optoelectronics. 18(3) (2015) 312. DOI: <https://doi.org/10.15407/spqeo18.03.312>.
64. B.H. Rose, C.E. Barnes, J. Appl. Phys. 53 (1982) 1772.
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.331649>.
65. R.M. Vernydyub, O.I. Kyrylenko, O.V. Konoreva, Ya.M. Olikh, P.G. Litovchenko, Yu.V. Pavlovskyy, P. Potera, et. al. Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics. 23(2) (2020) 201. DOI: <https://doi.org/10.15407/spqeo23.02.201>
66. Ф.П. Коршунов, Г.В. Гатальский, Г.М. Иванов. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. Минск: Наука и техника. (1978) 231 с.
67. В.І. Осінський та ін. Аналіз та перспективи застосування лазерних та світлодіодних джерел світла на квантово-розмірних структурах для фотомедицини. Фотобіологія та фотомедицина. 7(1-2) (2010) 104. http://nbuv.gov.ua/UJRN/Ftf_2010_7_1-2_23

68. Шуберт Ф. Светодиоды. 2 (2008) 496. ISBN 978-5-9221-0851-5
69. R.M. Vernydyub et al. Electrophysical characteristics of $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ LEDs irradiated by 2 MeV electrons. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 23(2) (2020) 201. DOI:10.15407/spqeo23.02.201
70. Е.Ю. Брайловский, И.Д. Конозенко, В.П. Тартачник. Дефекти в GaP , облученном електронами. Фізика і техника полупроводників. 9 (1975) 769.
71. С.І. Драпак, З.Д. Ковалюк. Особливості електричних властивостей ізотипних гетеропереходів p-GaSe-p-InSe. Фізика і хімія твердого тіла. 5 (2004) 292.
72. Б.П. Коман. Вплив альфа-опромінення на кремнієві МОН-транзистори. Сенсорна електроніка і мікросистемні технології 3(9) (2012) 88. УДК 535.375:537.226.
73. О.А. Політанська. Вплив X-опромінення на фотоелектричні параметри гетероструктур оксид-InSe. Наук. вісн. Ужгород. ун-у. Сер. «Фізика» 17 (2005) 8. http://nbuv.gov.ua/UJRN/Nvuufiz_2005_17_8
74. Б.В. Павлик та ін. Перебудова дефектів в поверхнево-бар'єрних структурах Bi-Si-Al , стимульована дією радіації. Сенсорна електроніка і мікросистемні технології 7 (2010) 37. УДК 621.315.592
75. А. Берг, П. Дин. Светодиоды. Москва: Мир. (1979) 668.
76. Y. Ozen et al. Characterization of Double-Junction GaAsP Two-Color LED Structure. Journal of Electronic Materials. 47 (2018) 7129. <https://doi.org/10.1007/s11664-018-6643-5>
77. Г.Г. Шишкин, А.Г. Шишкин. Электроника. Москва: Юрайт. (2019) 703. ISBN 978-5-9916-3391-8
78. R. Passler. Non-Debye heat capacity formula refined and applied to GaP , GaAs , GaSb , InP , InAs , and InSb . AIP Advances. 3(8) (2013) 082108
<https://doi.org/10.1063/1.4818273>
79. В.И. Светцов, И.В. Холодков. Физическая электроника и электронные приборы. Иваново: ИГХТУ (2008) 494. УДК 621.382(075.8)

80. А.Н. Яшин. Применимость упрощенной модели Шокли - Рида - Холла для полупроводников с различными типами дефектов. Физика и техника полупроводников. 39 (2005) 1331.
81. E.T.Yu, X.Z.Dang, P.M.Asbesk et all. Spontaneous and piezoelectric polarization effects in III–V nitride heterostructures Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena 17. (1999) 1742. <https://doi.org/10.1116/1.590818>
82. O.Ambacher “Growth and applications of Group II – Nitrides. Journal of Physics D: Applied Physics. 31(20) (1998) 2653. DOI 10.1088/0022-3727/31/20/001
83. Hongjian Li, Panpan Li, Haojun Zhang and all. Electrically driven, polarized, phosphor-free white semipolar (20-21) InGaN light-emitting diodes grown on semipolar bulk GaN substrate. Optics Express 28(9) (2020) 13569. <https://doi.org/10.1364/OE.384139>
84. Sung-Wen Huang Chen, Yu-Ming Huang, Konthoujam James Singh et all. Full-color micro-LED display with high color stability using semipolar (20-21) InGaN LEDs and quantum-dot photoresist Photonics Research. 8(5) (2020) 630. <https://doi.org/10.1364/PRJ.388958>
85. Michel Khouri, Hongjian Li, Panpan Li et all. Polarized monolithic white semipolar (20–21) InGaN light-emitting diodes grown on high quality (20–21) GaN/sapphire templates and its application to visible light communication Nano Energy. 67 (2020) 104236. <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2019.104236>
86. Sung-Wen Huang Chen, Chih-Chiang Shen, Tingzhu Wu et all. Full-color monolithic hybrid quantum dot nanoring micro light-emitting diodes with improved efficiency using atomic layer deposition and nonradiative resonant energy transfer. Photonics Research. 7(4) (2019) 416. <https://doi.org/10.1364/PRJ.7.000416>
87. R Smith, B Liu, J Bai, T Wang Hybrid III-nitride/organic semiconductor nanostructure with high efficiency nonradiative energy transfer for white light emitters. Nano Lett. 10(7) (2013) 3042-7. DOI: 10.1021/nl400597d

88. Hedzir A. S., Sallehuddin N. N., Saidin N. and Hasbullah N. F. Influence of electron irradiation on the electroluminescence spectra of white InGaN light emitting diodes. Ukrainian Journal of Physical Optics. 19 159.
DOI: 10.3116/16091833/19/3/159/2018
89. В. Н. Гридин, И. В. Рыжиков, В. С. Виноградов Исследование воздействия быстрых нейтронов и электронов на светодиоды с белым и синим цветом свечения. Известия вузов – электроника. 75(1) (2009) 27. ISSN 1561-5405
90. Daisuke Iida, Zhe Zhuang, Pavel Kirilenko, Martin Velazquez-Rizo and Kazuhiro Ohkawa. Demonstration of low forward voltage InGaN-based red LEDs. Appl. Phys. Express. 13 (2020) 31.
DOI: 10.35848/1882-0786/ab7168
91. О. В. Давыдова, А. В. Павленок, А. О. Добродей, Е. Н. Подденежный, Н. Е. Дробышевская, А. А. Алексеенко, А. А. Бойко. Особенности синтеза ультрадисперсных порошков иттрий-алюминиевого граната, активированного ионами церия с использованием метода горения. Вестник ГГТУ им. П. О. Сухого. 2 (2016) 45.
92. Смирнов С. В., Е. В. Саврук, Ю. С. Гончарова. Температурная зависимость спектров излучения светодиодов белого свечения на основе нитрида галлия и его твердых растворов. ТУСУР. 24(2) (2011) 55.
93. О.В. Конорева, О.І. Радкевич, В.І. Слісаренко, В.П. Тартачник. Вплив дефектів структури на фізичні властивості окремих напівпровідникових сполук $A^{III}B^V$. Київ, «Наук. Думка.» (2021) 199. ISBN: 978-966-00-1737-5
94. Qingxuan Lia, Bo Lib, Lei Wangb, Zhongming Zheng et all. Comparison of 10 MeV electron beam radiation effect on InGaN/GaN and GaN/AlGaN multiple quantum wells Journal of Luminescence. 210 (2019) 169.
<https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2019.02.034>
95. Lishu Li, Iuo Tang, Zhao et. All. Transfer-printed, tandem microscale light-emitting full-color displays. Proc Natl Acad Sci U.S.A. 118(18) (2021)
DOI: 10.1073/pnas.2023436118

96. Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер, Влияние глубоких центров на конфайнмент носителей квантовых ямах InGaN/GaN и эффективность светодиодов. ЖТФ 52(7) (2018) 796. DOI: 10.21883. FTP.2018.07.46055.8790

ДОДАТОК А

СТАТТІ З ПРЕДСТАВЛЕНИМИ ОСНОВНИМИ НАУКОВИМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ ДИСЕРТАЦІЇ:

1. **Д.П. Стратілат**, Р.М.Вернидуб, О.І. Кириленко, О.В. Конорева, П.Г. Литовченко, В.П. Тартачник, М.М. Філоненко, Вплив опромінення на електрофізичні характеристики світлодіодів GaAsP. Ядерна фізика та енергетика №22(1) (2021) 056. (Q-3, SCOPUS, EBSCO) <https://doi.org/10.15407/jnpae2021.01.056>
2. **Д. П. Стратілат**, Р. М. Вернидуб, О. І. Кириленко, О. В. Конорева, В. П. Тартачник, М. М. Філоненко, В. В. Шлапацька. Спектральні характеристики вихідних та опромінених світлодіодів GaAsP. Ядерна фізика та енергетика №22(2) (2021) 143. (Q-3, SCOPUS, EBSCO) <https://doi.org/10.15407/jnpae2021.02.143>
3. **D. P. Stratilat**, O.G. Diakov, I.A. Maliuk, , M.V. Strilchuk, V.V. Tryshyn. Calculation of spectrum and neutron flux density in experimental channels of WWR-M reactor. Ядерна фізика та енергетика №22(3) (2021) 243. (Q-3, SCOPUS, EBSCO) <https://doi.org/10.15407/jnpae2021.03.243>
4. **D.P. Stratilat**, R.M. Vernydub, O.I.Kyrylenko, O.V.Konoreva, O.I. Radkevych, and V.P. Tartachnyk. Degradation-Reduction Features of Electrophysical Characteristics of Irradiated Gallium Phosphide Light-Emitting Diodes. ACTA PHYSICA POLONICA A. №140(2) (2021) (Q-3, SCOPUS)
DOI: 10.12693/APhysPolA.140.141
5. **D.P. Stratilat**, O.P. Budnyk, M.E. Chumak, V.P. Tartachnyk. Spectral features of pristine and irradiated white emitting InGaN LEDs with quantum wells. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics №27(2) (2024) 235. (Q-3, SCOPUS) <https://doi.org/10.15407/spqeo27.02.235>

Праці з представленими матеріалами апробації дисертацій:

1. **Dmytro Stratilat**, Roman Vernydyub, Olena Kyrylenko, Oksana Konoreva, Oleksander Radkevych, Volodymyr Tartachnyk, Valentyna Shlapatska «Effect of electron irradiation on the characteristics of green LED quantum well structures» 10th jubilee international conference on radiation in various fields of research (rad 2022) spring edition.13–17.06.2022 | hunguest hotel sun resort | herceg novi | montenegro p.146. <https://doi.org/10.21175/rad.spr.abstr.book.2022.30.2>
2. **D. Stratilat**, R. Vernydyub, O. Kyrylenko, O. Konoreva, O. Radkevych, Tartachnyk V. Radiation defects in GaP, GaAsP, InGaN LEDs. The Ninth International Conference on Radiation in Various Fields of Research. vol. 5. 2021. P. 84 – 89. DOI: 10.21175/RadProc.2021.16
3. **Д.П. Стратілат**, Р.М. Вернидуб, Є.В. Малий, Т.І. Мосюк, І.В. Петренко, В.П. Тартачник «Вплив проникної радіації на активні світлодіодні елементи контролально-вимірювальних систем» Збірник тез IV міжнародної конференції «Перспективи впровадження інновацій у атомну енергетику» (30 вересня 2022 року Інститут газу України) с.10
4. **D.P. Stratilat**, R.M. Vernydyub, O.I. Kyrylenko, I.V. Petrenko, O.I. Radkevych, V.P. Tartachnyk, V.V. Shlapatska, I.O. Poliakova, O.P. Budnyk. «Radiation of gallium phosphide LEDs in a state of negative differential resistance» International research and practice conference “nanotechnology and nanomaterials” (25-27 of August 2022 Lviv, Ukraine) p.511
5. **Д.П. Стратілат**, Є. В. Малий, М. Б. Пінковська, В. П. Тартачник. «Рекомбінаційна ефективність гомоперехідних p-n-структур та гетероструктур із квантовими ямами» XXIX щорічна наукова конференція інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 26-30 вересня 2022 року). с. 142
6. **Д.П. Стратілат**, Т.І. Мосюк, Р.М. Вернидуб, О.В. Конорєва, В.П. Тартачник. «Особливості електрофізичних характеристик вихідних та опромінених світлодіодів (ingan/gan) із квантовими ямами» III International scientific and practical conference “theoretical aspects of education development” (Warsaw, Poland

7. **Д.П. Стратілат, Є.В. Малий, О.Б. Смірнов, Р.К. Савкіна.** «DLC/Cd(Zn)Te X/гамма-детектор з високопродуктивними можливостями для моніторингу навколошнього середовища» IX українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН–9 (Ужгород, Україна 22 - 26 травня 2023) с. 261
8. **D.P. Stratilat, O.P. Budnyk, R.M. Vernydyub, L.A Kot, O.V. Melnychenko, T.I. Mosiuk, O.I. Radkevych, V.P. Tartachnyk, H.S. Shepel.** “Electrophysical properties of InGaN/GaN LEDs with quantum wells” International research and practice conference “nanotechnology and nanomaterials” (16-19 of August 2023 Bukovel, Ukraine) p. 247
9. **D.P. Stratilat, O.P. Budnyk, R.M. Vernydyub, L.A Kot, O.V. Melnychenko, T.I. Mosiuk, O.I. Radkevych, V.P. Tartachnyk, H.S. Shepel.** “ Differences in emission spectra of pristine and irradiated with 2 MeV electron beam InGaN/GaNLEDs with quantum wells ” International research and practice conference “nanotechnology and nanomaterials” (16-19 of August 2023 Bukovel, Ukraine) p. 248
10. **Д. П. Стратілат, Р. М. Вернидуб, Л. А. Кот, Ю. Б. Мирошніченко, Т. І. Мосюк, В. П. Тартачник.** «Негативний диференціальний опір у світлодіодах InGaN із квантовими ямами» Щорічна наукова конференція інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25-29 вересня 2023 року) с. 129
11. **Д.П. Стратілат, Р. М. Вернидуб, П. Г. Литовченко, Т. І. Мосюк, І. В. Петренко, В. П. Тартачник.** «Особливості рекомбінаційних властивостей світлодіодів із квантовими ямами» Щорічна наукова конференція інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25-29 вересня 2023 року) с. 131
12. **Д.П. Стратілат, Р. М. Вернидуб, Т. І. Мосюк, М. Б. Пінковська, О. І. Радкевич, В. П. Тартачник.** «Вплив радіаційних дефектів на властивості світлодіодів InGaN/GaN із квантовими ямами» Щорічна наукова конференція інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 25-29 вересня 2023 року) с. 132