

Академік НАН України **І. М. Вишневський, О. В. Конорева, В. І. Кочкін, В. Ф. Ластовецький, П. Г. Литовченко, В. Я. Опилат, В. П. Тартачник**

Вплив нейтронного опромінення на вольтамперні характеристики фосфідо-галієвих світлодіодів

Досліджується вплив опромінення швидкими нейтронами реактора ($\bar{E} = 1 \text{ MeV}$) на вольтамперні характеристики (ВАХ) фосфідо-галієвих світлодіодів. Виявлено зсув додатних гілок ВАХ в область менших напруг при малих дозах опромінення та невеликих робочих струмах. Встановлено, що зростання диференційного опору при великих дозах зумовлено збільшенням опору бази. В основі механізму, який спричиняє спостережувані зміни, є падіння часу життя неосновних носіїв струму та захват основних носіїв глибокими рівнями введених радіацією дефектів.

Фосфід галію — функціональний матеріал, область застосування якого — оптоелектронна галузь приладобудування [1]. Використання світловипромінюючих структур в умовах дії пучків проникаючої радіації (космос, ядерно-фізичні та силові установки) стимулює розвиток робіт, спрямованих як на встановлення радіаційних констант приладів, так і на визначення радіаційної чутливості кристала.

Впродовж останнього десятиліття науковий пошук стосувався, в основному, причин, що зумовлюють деградацію найважливішої характеристики цього напівпровідника — його випромінювальної здатності [2–7]. Для створення дефектів у зразку використовувались переважно нейтрони реактора [2–5] та протони з $E = 50 \text{ MeV}$ [6]. Параметри глибоких рівнів, які спричиняють деградацію фізичних характеристик, вивчались у роботах [8–10] методом нестационарної спектроскопії глибоких рівнів (НСГР).

Слід зауважити, що коли цитовані вище роботи можна віднести до групи інформаційно-пізнавальних, результати яких обмежуються рамками академічної зацікавленості, то вже автори огляду [11] зосереджуються на цілком практичній і перспективній технологічній задачі, обґрунтовуючи спосіб легування напівпровідників класу $A^{III}B^V$ радіаційними дефектами, ініційованими опроміненням протонами та α -частками.

Сфера застосування фосфідо-галієвих діодів неухильно розширюється. В останні роки на базі GaP створено високочутливий термометр, який використовує ефект температурної залежності ϵ мності $p-n$ -переходу [12], детектор фотонів із пікосекундною роздільною здатністю [13], термостійкий діод Шотткі [14] та ін.

Очевидно, що зміна електричних характеристик діода при опроміненні істотно впливає на експлуатаційні якості приладу, до складу якого може входити $p-n$ -перехід, особливо тоді, коли ці характеристики є контрольними. У літературі на сьогодні обмаль інформації щодо впливу радіації на ВАХ GaP-діодів саме в межах робочих струмів та напруг. Тому метою даної роботи було дослідження впливу нейтронного опромінення на електричні характеристики діодних GaP структур в інтервалі робочих струмів та виявлення закономірностей, яким підлягають зміни на ВАХ, стимульовані радіацією.

Експеримент. Використовувалися серійні фосфідо-галієві $p-n$ -структури, зелене свічення яких зумовлене легуванням азотом, а червоне — цинком. Світловипромінюючі шари нарощувалися методом подвійної рідинної епітаксії на підкладинці n -типу, вирощеній методом Чохральського. Орієнтація підкладинки — [111]. Товщини епітаксійних шарів становили 50–60 мкм та 20–30 мкм для n - та p -плівки відповідно.

Опромінення швидкими нейтронами реактора ($\bar{E}_n = 1 \text{ MeV}$) здійснювалося на горизонтальному каналі реактора ВВРМ із застосуванням кадмієвої оболонки в межах доз 10^{14} – 10^{16} н/см^2 при температурі, близькій до кімнатної.

Вимірювання вольтамперних характеристик проводилося на автоматизованому пристрої, роботою якого керував комп'ютер. Конструкція вимірювального приладу дозволяла змінювати температуру вимірювання зразка від 300 до 77 К; інтервал вимірюваних струмів становив 10^2 – 10^{-9} А .

Результати та їхнє обговорення. Досліджувані діоди очевидно слід вважати “довгими”, тобто такими, в яких довжина бази W перевищує дифузійну довжину неосновних носіїв струму L_n . Справді, якщо

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_n \tau_n},$$

де D_n — коефіцієнт дифузії електронів; τ_n — час життя електронів; k — постійна Больцмана; μ_n — рухливість носіїв; q — заряд електрона, то при $\mu_n = 100 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\tau_n = 7 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ і $T = 300 \text{ К}$ маємо $L_n = 135 \text{ мкм}$. Товщина базової частини приладу є сумою товщин підкладинки $L \approx 300 \text{ мкм}$ і товщин плівок, близька до 400 мкм. Це означає, що $W/L_n \gg 1$ і при розрахунку розподілу падіння напруги на $p-n$ -переході U_{p-n} та базовій частині діода U_b потрібно зважити на внесок U_b у загальний спад напруги на діоді U . Остання обставина є особливо важливою у випадку, коли необхідно визначити співвідношення між U_b та U_{p-n} опроміненого приладу.

Враховуючи зроблені оцінки та застосувавши метод, запропонований у роботі [15], спробуємо провести аналіз пострадіаційних змін ВАХ, виявлених на фосфідо-галієвих діодах при нейтронному опроміненні.

Згідно з формулою Шоклі для $p-n$ -переходу

$$I = I_S \left(e^{\frac{qU_{p-n}}{m k T}} - 1 \right),$$

де $I_S = (qD_p p_n / L_p + qD_n n_p / L_n)$ — зворотний струм насичення; $m = 1 \div 2$ — числовий коефіцієнт; n_p , p_n — концентрація неосновних носіїв струму у p — та n — області діода відповідно; D_p — коефіцієнт дифузії дірок.

Для несиметричного діода одиничної площі ($S = 1$)

$$I_S = \frac{qD_p}{L_p n_n} n_i, \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p},$$

$$I_S = q^2 n_i^2 \rho_n \mu_n \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}},$$

де індексом “ p ” позначені відповідні параметри для дірок; n_i — власна концентрація носіїв струму; ρ_n — питомий опір n -області діода.

Для GaP дозова залежність концентрації носіїв експоненційна

$$n = n_0 e^{-k_n \Phi},$$

де k_n — відносна швидкість видалення носіїв; Φ — інтегральний потік часток; n_0 — концентрація носіїв у вихідному зразку,

$$k_n = \frac{1}{n_0} \frac{dn}{d\Phi}.$$

Радіаційна зміна часу життя може бути подана, як $1/\tau = 1/\tau_0 + \Phi/k_1$, k_1 — коефіцієнт радіаційного пошкодження часу життя носіїв, τ_0 — час життя носіїв у неопромінену зразку.

Тоді величина зворотного струму дорівнює

$$I_S = q^2 n_i^2 \rho_n \mu_n \sqrt{\frac{D_n}{\tau_p}} = q^2 n_i^2 \rho_n \mu_n \sqrt{\frac{D_p(k_1 + \tau_0 \Phi)}{k_1 \tau_0}},$$

$\rho_n = 1/\sigma_n = 1/(qn\mu)$; σ_n — питома провідність.

Вважаючи рухливість $\mu \approx \text{const}$, а також враховуючи, що в нашому випадку в області робочих струмів і напруг $e^{\frac{qU_{p-n}}{mkT}} \gg 1$, одержимо значення падіння напруги на $p-n$ -переході

$$U_{p-n}(\Phi) = \frac{mkT}{q} \ln \left[\frac{I}{I_S} \right] = \frac{mkT}{q} \ln \left[\frac{In_0 e^{-k_n \Phi}}{qn_i^2} \sqrt{\frac{\tau_{p0} k_1}{D_p(k_1 + \tau_0 \Phi)}} \right].$$

Видно, що при зростанні дози опромінення падіння напруги на $p-n$ -переході зменшується.

Продиференціювавши $U_{p-n}(\Phi)$ за потоком Φ , одержимо

$$\frac{dU_{p-n}(\Phi)}{d\Phi} = -\frac{mkT}{q} \left\{ k_n + \frac{\tau_{p0}}{2(k_1 + \tau_0 \Phi)} \right\}.$$

З іншого боку, падіння напруги на базі діода ($S = 1$)

$$U_6 = IR\sigma = IW\rho = IW\rho_0 e^{k_n \Phi} = U_{60} e^{k_n \Phi}, \quad \frac{dU_6}{d\Phi} = U_{60} k_n e^{k_n \Phi}.$$

Оскільки $dU_{p-n}(\Phi)/d\Phi$ та $dU_6/d\Phi$ — взаємно протилежні, то повинно існувати таке значення струму I_0 , при якому радіаційна швидкість падіння напруги дорівнює нулю. Прирівнявши вирази $dU_{p-n}(\Phi)/d\Phi$ та $dU_6/d\Phi$, одержимо величину струму I_0 , при якому сумарне значення $\frac{dU_{p-n}(\Phi)}{d\Phi} - \frac{dU_6}{d\Phi} = 0$, при цьому $I_0 = \frac{mkT}{qW\rho_0 k_n} \left[k_n + \frac{\tau_{p0}}{2(k_1 + \tau_0 \Phi)} \right] e^{-k_n \Phi}$. Тобто, I_0 — це струм, при якому зменшення падіння напруги на $p-n$ -переході компенсується її збільшенням на базі приладу.

Видно, що в умовах зростання дози опромінення струм I_0 зменшується. Збільшення температури зразка спричиняє протилежну дію — струм I_0 збільшується; ефект температурного впливу на I_0 повинен бути значно слабшим.

На рис. 1 зображені ВАХ діода GaP, опроміненого нейтронами, зняті при різних температурах. Після першого опромінення ($\Phi = 2 \cdot 10^{15}$ н/см²) спостерігається “поліпшення” характеристики — прямий струм зростає в інтервалі 0–50 мА; друге опромінення дещо

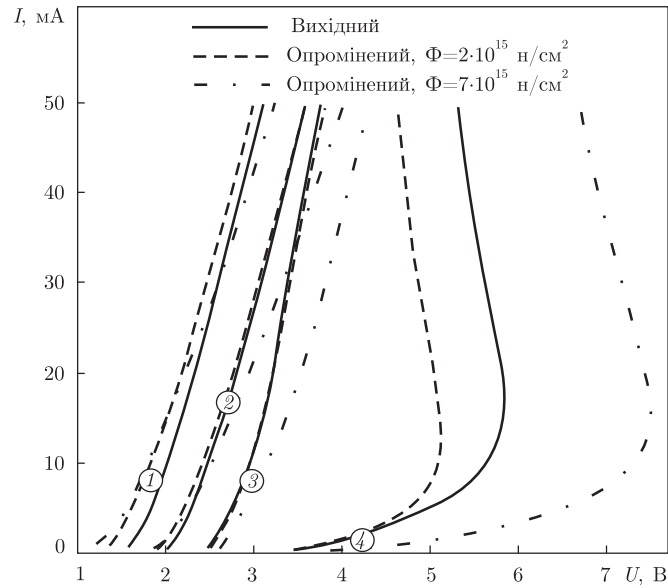


Рис. 1. Температурні залежності прямих гілок ВАХ для вихідного та опроміненого нейтронами червоного GaP:ZnO світлодіода, виміряних при температурах: 1 – $T = 300$ К; 2 – $T = 180$ К; 3 – $T = 130$ К; 4 – $T = 83$ К

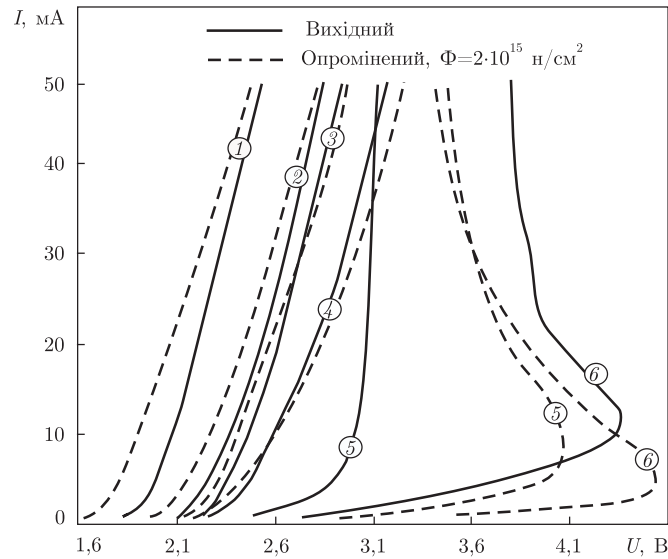


Рис. 2. Температурні залежності прямих гілок ВАХ для вихідного та опроміненого нейтронами зеленого GaP : N світлодіода, виміряних при температурах: 1 – $T = 300$ К; 2 – $T = 180$ К; 3 – $T = 150$ К; 4 – $T = 130$ К; 5 – $T = 95$ К; 6 – $T = 85$ К

звужує межі цього інтервалу, і точка перетину ВАХ вихідного та опроміненого діода зсувається донизу. Аналогічним чином впливає на характеристики також зниження температури вимірювання (рис. 2). Отже, як бачимо, результати проведеного експерименту добре підтверджують дані розрахунку дозових залежностей ВАХ.

Позитивний ефект “поліпшення” ВАХ властивий режиму роботи діода, коли через нього протікають малі струми ($I < I_0$). Головну роль у “поліпшенні” характеристики відіграє змен-

шення величини потенціального бар'єра $p - n$ -переходу внаслідок зменшення концентрації основних носіїв струму, зумовлене їхнім захватом на глибокі рівні радіаційних дефектів, та падіння часу життя τ_p .

Конкуруючий ефект — збільшення падіння напруги з дозою, зумовлене зростанням послідовного опору бази при зменшенні в ній концентрації вільних носіїв.

Таким чином, встановлено, що опромінення нейтронами реактора ($\bar{E} = 1 \text{ MeV}$) світлодіодів GaP призводить до зростання прямих струмів в області малих значень I ($I < I_0$, де I_0 — характеристична величина, що залежить від температури і дози опромінення, яка відповідає точці перетину ВАХ вихідного та опроміненого діода) та до їхнього зменшення при $I > I_0$.

Визначальна роль у “поліпшенні” ВАХ при невеликих значеннях струму та малих дозах опромінення відводиться зниженню величини потенціального бар'єра $p - n$ -переходу внаслідок введення глибоких рівнів дефектів при опроміненні; збільшення величини диференційного опору на ВАХ при зростанні дози нейтронів зумовлене зростанням послідовного опору бази діода в результаті падіння концентрації основних носіїв струму.

1. Берг А., Дун П. Светодиоды. — Москва: Мир, 1979. — 686 с.
2. Kawakubo T., Okada M. Electrical and optical properties of neutron-irradiated GaP crystals // J. Appl. Phys. — 1990. — **67**, No 6. — P. 3111–3114.
3. Palezewska M., Jasinski J., Korona K. et al. Antisite defects created in neutron irradiated GaP crystals // Ibid. — 1995. — **78**, No 6. — P. 3680–3685.
4. Kuriyama K., Okada M. Redshift of the longitudinal optical phonon in neutron irradiated GaP // Ibid. — 1999. — **85**, No 7. — P. 3499–3502.
5. Sukach G. A. Radiation-induced transformation of radiative exciton complexes bound to nitrogen in GaP: N green light-emitting structures // J. of Lumines. — 1999. — **85**. — P. 121–128.
6. Johnson A. H., Rax B. G., Selva L. E., Barnes C. E. Photon degradation of light-emitting diodes // IEEE Trans. on Nucl. Scien. — 1999. — **46**, No 6. — P. 1781–1789.
7. Gomonai A. V., Goyer D. V., Azhniuk Yu. M., Megela I. G. Radiative recombination in electron-irradiated GaP crystals // J. of Optoelectronics and Advanced materials. — 2003. — **5**, No 3. — P. 641–646.
8. Endo T., Nishimura T., Nakakuki K. DLTS study for energy-broadening of the defect level on introducing radiation damage in GaP // Jap. J. Appl. Phys. — 1988. — **27**, No 11. — P. 2107–2112.
9. Endo T., Hirotsaki Y., Uchida E., Miyake H., Sugiyama K. Deep levels in electron-irradiated GaP at 10 MeV // Ibid. — 1989. — **28**, No 10. — P. 1864–1870.
10. Zaidi M. A., Zazoui M. Bourgoin J. C. Defects in electron irradiated n -type GaP // J. Appl. Phys. — 1993. — **74**, No 8. — P. 4948–4952.
11. Козлов В. А., Козловський В. В. Легирование полупроводников радиационными дефектами при облучении протонами и α -частицами // Физика и техника полупроводн. — 2001. — **35**, № 7. — С. 769–794.
12. Zafar M., Baber N., Arshad M. Zafar N. Sensitive thermometry using capacitance variation of GaP LEDs // Solid. — State electronics. — 1987. — **30**, No 6. — P. 639–641.
13. Prochazka I., Hamal K., Sopko B. Photon counting detector with picosecond timing resolution for X to visible range on the basis of GaP // Nucl. Inst. And Method in Phys. Res. — 2006. — A568. — P. 437–439.
14. Беляев А. Е., Болтвицев Н. С., Иванов В. Н. и др. Термостойкий диод Шоттки T_iV_x - n -GaP // Физика и техника полупроводн. — 2008. — **42**, № 4. — С. 463–467.
15. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. — Москва: Мир, 1984. — 455 с.

Academician of the NAS of Ukraine **I. M. Vyshnevsky, O. V. Konoreva, V. I. Kochkin, V. F. Lastovetsky, P. G. Litovchenko, V. Ya. Opilat, V. P. Tartachnyk**

Neutron radiation effect on current-voltage characteristics of GAP light diodes

Influence of fast reactor's neutrons ($\bar{E} = 1 \text{ MeV}$) on the current-voltage characteristics (CVC) of GAP light diodes was studied. A shift of the forward part of CVC into the lower voltage region at low irradiation doses and low operating currents is found. The increase of the differential resistance at large doses of neutrons was determined to depend on the base resistance increase. All these effects are caused by the drop of the minority carriers' life-time and the capture of main charge carriers by the deep radiation induced levels.