05

Инжекционный отжиг гетероструктур на основе GaN и GaAs, облученных нейтронами и гамма-квантами

© В.С. Носовец [1], О.В. Ткачев [1], С.М. Дубровских [1], Е.Д. Хорошенина [1], В.А. Пустоваров [2]

[1] Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, Снежинск, Челябинская обл., Россия
[2] Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия
E-mail: dep5@vniitf.ru

Поступило в Редакцию 14 марта 2025 г.
В окончательной редакции 25 апреля 2025 г.
Принято к публикации 25 апреля 2025 г.

Показано, что облученные гамма-квантами GaAs- и GaN-гетероструктуры полностью восстанавливаются инжекционным током в отличие от образцов, облученных нейтронами. Обнаружен пороговый характер зависимости скорости инжекционного отжига от плотности тока. Пороговая плотность тока отжига в образцах, облученных нейтронами, на порядок больше, чем в образцах, облученных гамма-квантами. Результаты указывают на различную высоту потенциального барьера, создаваемого кластерами радиационных дефектов в GaN и GaAs.

Ключевые слова: радиационные дефекты, инжекционный отжиг, гамма-излучение, нейтроны, кластеры, светодиоды.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.14.60772.20313

Пропускание инжекционного тока через облученный $p-n$-переход может приводить к восстановлению его характеристик — инжекционному отжигу (ИО) радиационных дефектов. Исследования показывают, что ИО чаще всего наблюдается в полупроводниковых соединениях на основе $A^{III}B^{V}$ (GaAs, InGaP, InGaAsP и др.) [1–5], он может протекать при температурах жидкого азота [1] и может быть атермическим [6]. Это вызывает интерес к механизму ИО и к практическому применению этого явления. Механизм ИО чаще всего связывают с изменением зарядового состояния дефектов или с локальным выделением энергии на дефекте в результате безызлучательного захвата неосновных носителей заряда [5,6]. Практическое применение ИО перспективно для повышения радиационной стойкости полупроводниковых устройств. Применение термического отжига с той же целью требует температур, при которых параметры устройства выходят за рабочий диапазон (около 500 K и выше) [2,7].

Наиболее подробно исследован ИО точечных дефектов в GaAs, InGaP и InGaAsP, облученных гамма-квантами, быстрыми электронами, протонами [1–5], в том числе в нашей работе [4] показаны возможные различия в кинетике ИО гомо- и гетероструктур. Исследования ИО в GaN немногочисленны [8], основное внимание уделено термическому отжигу радиационных дефектов [7]. В силу различий в механизме инжекционного и термического отжига можно ожидать, что особенности устройств на основе GaN, такие как относительно широкая запрещенная зона, высокая плотность заряженных дислокаций и наличие поляризационных эффектов [9], сильнее повлияют на ИО, чем на термический отжиг. Кроме того, практически отсутствуют исследования ИО в образцах, облученных нейтронами [3,8]: неизвестно, подвержены ли кластеры радиационных дефектов ИО. Поэтому целью настоящей работы является исследование инжекционного отжига в структурах на основе GaAs и GaN, облученных нейтронами и гамма-квантами.

Исследуемые образцы — коммерческие светодиоды, выполненные на основе GaAs- и GaN-гетероструктур с квантовой ямой. Их пиковая длина волны электролюминесценции (ЭЛ) составляет 850 nm (GaAs), 365 nm (GaN) и 440 nm (GaN), а номинальный рабочий ток $20-40\,\mathrm{A/cm^2}$. Образцы облучали гамма-квантами со средней энергией 1.25 MeV при постоянной мощности экспозиционной дозы $\sim 70\,\mathrm{R\cdot s^{-1}}$ (плотность потока $10^{11}\,\mathrm{cm^{-2}\cdot s^{-1}}$), импульсом реакторных нейтронов длительностью 2 ms (средняя энергия 1 MeV, плотность потока $\sim 10^{16}\,\mathrm{cm^{-2}\cdot s^{-1}}$) и монохроматическими нейтронами с энергией 14 MeV при постоянной плотности потока $\sim 10^{9}\,\mathrm{cm^{-2}\cdot s^{-1}}$. Флюенс гамма-квантов и быстрых нейтронов подбирали так, чтобы поглощенная доза в процессах структурных повреждений D_{NIEL} во всех случаях была одинакова. До и после облучения проводили измерения интенсивности ЭЛ светодиодов при плотности тока $0.1\,\mathrm{A/cm^2}$ и спектре пропускания их линз в диапазоне длин волн 300–1100 nm. В результате облучения интенсивность ЭЛ светодиодов уменьшилась примерно в 10 раз, а изменение коэффициента пропускания линзы светодиодов не превышало погрешности измерений (5 %). Инжекционный отжиг проводили при 300 K и постоянном токе, при этом состояние каждого образца контролировали путем одновременного измерения напряжения на диоде и интенсивности его ЭЛ.

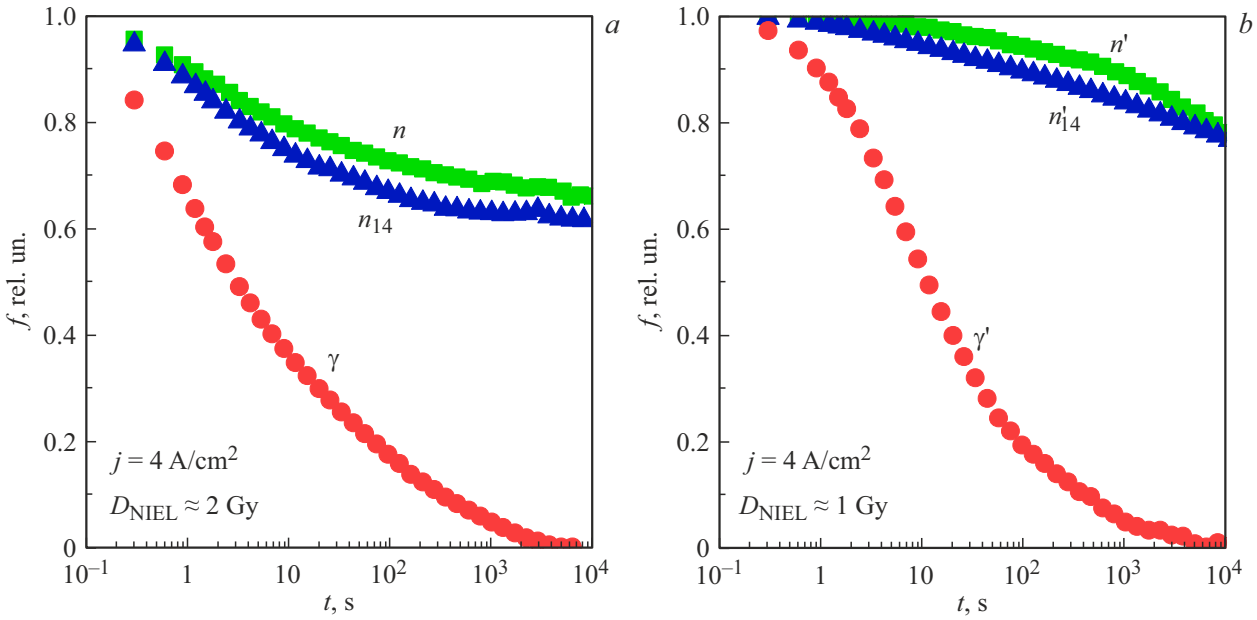

Рис. 1. Неотожженная доля радиационных дефектов f в зависимости от времени t пропускания тока через образец. a — светодиоды на основе GaN (365 nm), b — светодиоды на основе GaAs. Образцы облучены реакторными нейтронами ($n = 3 \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$, $n' = 1.8 \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$), 14 MeV нейтронами ($n_{14} = 1.2 \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$, $n'_{14} = 0.6 \cdot 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$) и гамма-квантами ($\gamma = 2.4 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-2}$, $\gamma' = 0.5 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-2}$).

По изменению напряжения с помощью температурного коэффициента напряжения [9] контролировали температуру образцов (< 320 K), а по интенсивности ЭЛ — результат ИО.

Согласно многочисленным экспериментальным данным, связь между интенсивностью ЭЛ и флюенсом нелинейна (см., например, [2]):

$$(I_0/I_\Phi)^n - 1 = \tau_0 K_\tau \Phi,$$

где I_0 и I_Φ — интенсивность ЭЛ до и после облучения, τ_0 — время жизни неосновных носителей заряда до облучения (далее время жизни), K_τ — коэффициент радиационного изменения времени жизни. Изменение времени жизни в результате облучения описывается выражением $\tau_\Phi^{-1} - \tau_0^{-1} = K_\tau \Phi$ [2], где τ_Φ — время жизни после облучения. При этом величина, обратная к времени жизни, пропорциональна концентрации центров безызлучательной рекомбинации ($\tau^{-1} \propto N$) [9], так что связь между интенсивностью ЭЛ и неотожженной долей радиационных дефектов f имеет вид

$$f = \frac{N_t - N_0}{N_\Phi - N_0} = \frac{(I_0/I_t)^n - 1}{(I_0/I_\Phi)^n - 1}, \qquad (1)$$

где I_t — интенсивность ЭЛ в момент времени t после начала отжига, N_0, N_Φ и N_t — концентрации дефектов до облучения, после облучения и в момент времени t после начала отжига. Показатель n чаще всего принимают равным 2/3, предполагая диффузионный механизм протекания тока через образец [1,2]. Измерения ЭЛ подтверждают возможность использования для исследуемых образцов $n = 2/3$, так как величина $(I_0/I_\Phi)^{2/3} - 1$ растет линейно с увеличением флюенса гамма-квантов и быстрых нейтронов.

На рис. 1 представлены результаты измерений, полученные при отжиге током с плотностью $4\,\mathrm{A/cm}^2$ в течение 3–5 h. После облучения гамма-квантами имеет место ИО всех радиационных дефектов, а после облучения нейтронами и ИО доля неотожженных дефектов сохраняется (около 40 % для GaN и 20 % для GaAs). После 1 h отжига кинетика выходит на плато (GaN) или на логарифмическую зависимость (GaAs). Различия между образцами, облученными реакторными нейтронами и монохроматическими 14 MeV нейтронами, незначительны, несмотря на существенные различия в энергии и плотности потока нейтронов. Возможное влияние плотности потока нейтронов на процессы образования дефектов представлено в работе [10].

Известно, что при облучении 1.25 MeV гамма-квантами кинетическая энергия выбитых атомов, образующихся по механизму ударного смещения, незначительно превышает E_d — минимальную пороговую энергию, необходимую для смещения атома. При облучении нейтронами кинетическая энергия выбитых атомов много больше E_d, поэтому после облучения гамма-квантами образуются только точечные дефекты, а после облучения нейтронами как точечные дефекты, так и кластеры дефектов. Размеры исследуемых образцов существенно меньше длины свободного пробега нейтронов и гамма-квантов с энергией ~ 1 MeV, так что радиационные дефекты и их кластеры распределены равномерно. Поэтому наиболее вероятно, что различия в отжиге образцов, облученных гамма-квантами и ней-

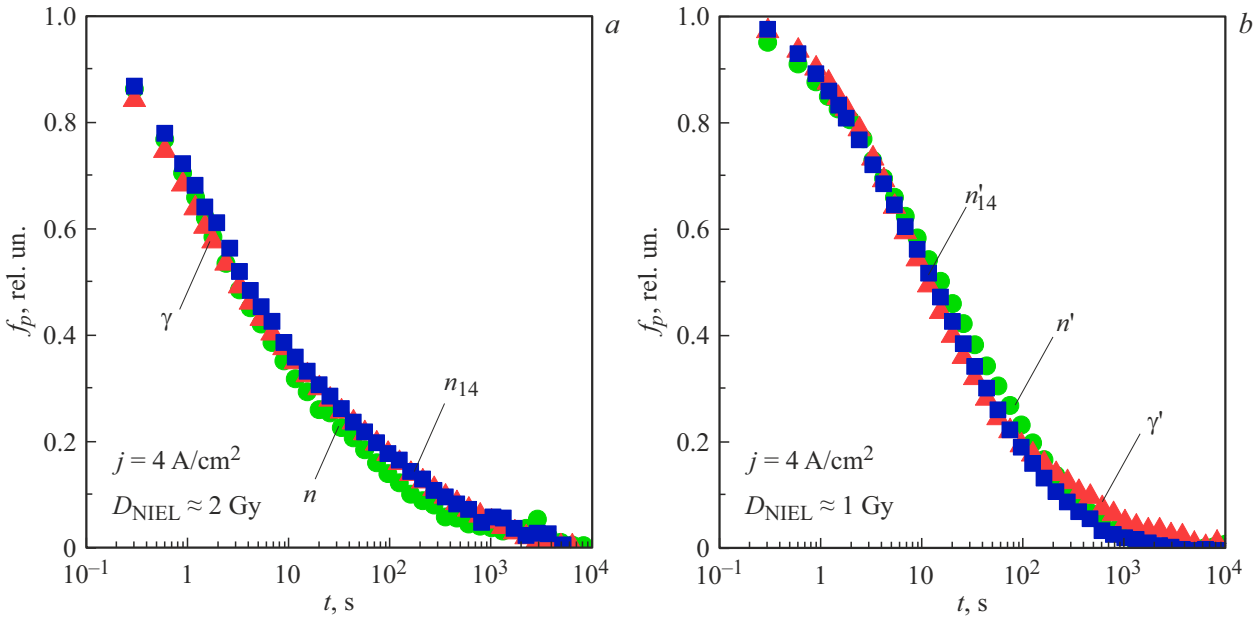

Рис. 2. Неотожженная доля точечных радиационных дефектов f_p в зависимости от времени t пропускания тока через образцы, облученные нейтронами и гамма-квантами. *a* — светодиоды на основе GaN (365 nm), *b* — светодиоды на основе GaAs. Обозначения соответствуют рис. 1.

тронами, связаны с присутствием в последних кластеров радиационных дефектов. Предполагая, что плато и логарифмическая компонента отжига связаны с кластерами, можно получить кривые отжига точечных дефектов $f_p(t)$ в образцах, облученных нейтронами. Для этого использовали выражение $f_p(t) = [f(t) - f_c(t)]/[1 - f_c(0)]$, где $f(t)$ — кривая отжига образцов, облученных нейтронами, $f_c(t) = \mathrm{const}$ (GaN) и $f_c(t) = a + b\ln(t + c)$ (GaAs), a, b и c — константы. Полученные кривые $f_p(t)$ практически идентичны кривой отжига образцов, облученных гамма-квантами (рис. 2), поэтому можно предположить, что участвующие в ИО точечные дефекты идентичны в образцах, облученных нейтронами и гамма-квантами.

На рис. 3 представлена величина доли неотожженных радиационных дефектов после 5 h отжига при различных значениях плотности тока. Каждая точка соответствует одному образцу. Сплошная линия — аппроксимация экспонентой вида $f(j) = f_{res} + (1 + f_{res})\exp(-j/j_{th})$, где f_{res} — остаточная доля радиационных дефектов (при $j \gg j_{th}$), j_{th} — плотность тока, при которой $f(j) - f_{res}$ уменьшается e раз (далее порог отжига). Повышение плотности тока приводит к экспоненциальному (пороговому) уменьшению количества радиационных дефектов после 5 h отжига. Однако даже после отжига при наибольшей плотности тока (300 A/cm^2) в образцах, облученных нейтронами, присутствуют неотожженные дефекты. Пороги отжига для образцов, облученных нейтронами, составляют 1.7 A/cm^2 (GaN), 9 A/cm^2 (GaAs) и оказываются в несколько раз выше, чем в образцах, облученных гамма-квантами (0.06 A/cm^2 (GaN) и 0.9 A/cm^2 (GaAs)). Отметим, что в случае структур из GaAs насыщение на зависимости $f(j)$ не наблюдается, а исследования при более высоких плотностях тока осложняются сильным саморазогревом образцов, который приводит к их необратимому повреждению.

Рис. 3 отражает пороговый характер зависимости скорости ИО от плотности тока. Пороговый характер может быть связан с резким изменением вероятности захвата неосновных носителей заряда дефектом при пересечении квазиуровня Ферми и локализованного уровня дефекта, миграция (распад) которого активируется в результате инжекции. Опираясь на это предположение, мы рассмотрели электронный квазиуровень Ферми и определили положения уровней дефектов, мигрирующих под действием инжекции носителей в облученных гамма-квантами образцах, с помощью выражения

$$\frac{dn_0}{dt} = G^{2D} - A^{2D}n_0 - B^{2D}n_0^2 - C^{2D}n_0^3, \qquad (2)$$

где $G^{2D} = j/e$ — скорость генерации, A^{2D}, B^{2D} и C^{2D} — коэффициенты безызлучательной, излучательной и ожерекомбинации в 2D-структуре соответственно [9,11]. Ширину квантовой ямы считали равной типичным значениям (3 и 10 nm в случае GaN- и GaAs-гетероструктур соответственно), при решении рассматривали стационарный случай ($dn_0/dt = 0$) [9]. Полученные значения $E_C - 0.12$ eV в случае структур из GaN и $E_c - 0.04$ eV для структур из GaAs близки к положениям уровней дефектов, вводимых при облучении GaN и GaAs электронами [7,12]. Об участии дефекта с уровнем $E_C - 0.04$ eV в ИО GaAs ранее сообщалось в [1].

После облучения нейтронами порог отжига выше, а полученные положения уровней дефектов смещены примерно на 0.05 eV ближе к дну зоны проводимости.

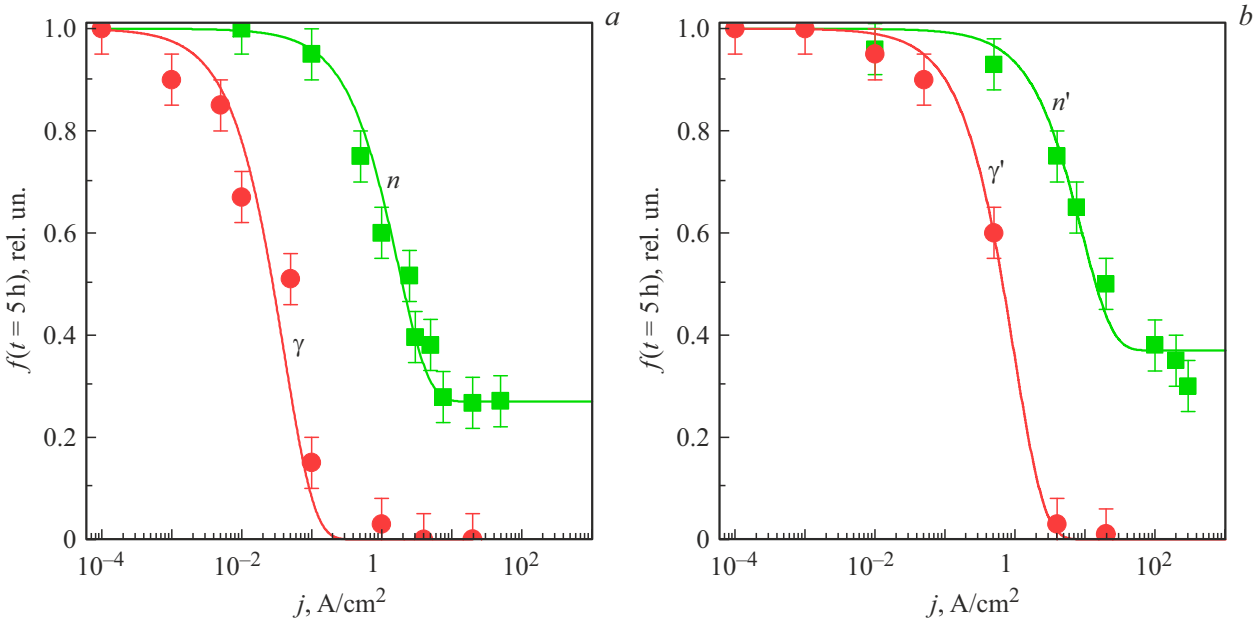

Рис. 3. Неотожженная доля радиационных дефектов после ИО в течение 5 h при различной плотности тока. *a* — светодиоды на основе GaN (440 nm), *b* — светодиоды на основе GaAs. Обозначения соответствуют рис. 1.

Вероятнее всего, этот результат следует рассматривать с точки зрения известной модели Госсика, успешно применяемой для анализа взаимодействия кластеров радиационных дефектов с носителями заряда в полупроводниках [13]. С ее помощью можно установить, что при типичных значениях концентрации легирующей примеси в активной области (10^{15}–10^{16} cm^{-3} [9]) протяженность электрического поля, создаваемого кластерами, существенно больше размеров самих кластеров. В большей части области, занятой электрическим полем, потенциал мал $\varphi(r) \leqslant k_B T/e$ и медленно изменяется. В таком случае можно считать, что на точечные дефекты действует слабое однородное электрическое поле φ_0, которое приводит к увеличению расстояния между квазиуровнем Ферми и уровнем точечных дефектов на величину $e\varphi_0 \leqslant k_B T$. В результате для начала ИО дефектов, находящихся внутри электрического поля кластеров, потребуется более высокая плотность тока. По-видимому, с этим связан более высокий порог ИО в облученных нейтронами образцах по сравнению с порогом ИО в образцах, облученных гамма-квантами (рис. 3). Полученная в эксперименте величина смещения положения уровней дефектов, равная 0.05 eV, не противоречит модели Госсика.

Применяя модель Госсика, можно прояснить причину отличий в ИО GaAs- и GaN-гетероструктур, облученных нейтронами. Высота потенциального барьера кластеров равна разности положений уровня Ферми в ненарушенной области и в кластере. Отсюда с помощью [14] можно получить, что в GaN высота потенциального барьера кластеров (2.4 eV) существенно выше, чем в GaAs (0.5 eV). Вероятно, в GaN носителям заряда сложнее проникать в кластеры, поэтому в облученных нейтронами структурах из GaN наблюдается насыщение в кинетике отжига (рис. 1, 3), тогда как в случае структур из GaAs насыщение отсутствует. Это предположение подкрепляет логарифмический характер отжига в структурах из GaAs, наблюдаемый после 1 h отжига. Подобную кинетику ранее наблюдали авторы [3,15] и объясняли ее наличием непрерывного распределения значений энергии активации миграции дефектов. Обычно наблюдается одно значение энергии активации, однако при отжиге кластеров энергия активации миграции дефектов может быть различна в центре и на периферии кластера из-за взаимодействия дефектов друг с другом.

В результате обнаружено, что в GaAs- и GaN-гетероструктурах, облученных гамма-квантами, имеет место ИО всех радиационных дефектов, а в облученных нейтронами — части радиационных дефектов. Доля неотожженных дефектов уменьшается с ростом плотности тока пороговым образом. Величина порога отжига дефектов в нейтронно-облученных образцах составляет 1.7 A/cm^2 (GaN) и 9 A/cm^2 (GaAs), что существенно больше, чем после облучения гамма-квантами (0.06 A/cm^2 (GaN) и 0.9 A/cm^2 (GaAs)). Показано, что при одинаковой поглощенной дозе в процессах структурных повреждений кинетика отжига точечных дефектов в образцах, облученных нейтронами и гамма-квантами, одинакова.

На основе полученных результатов можно предположить следующее: 1) основные различия в отжиге образцов, облученных гамма-квантами и нейтронами, связаны с электрическим полем, создаваемым кластерами; 2) высота потенциального барьера для носителей

заряда, создаваемого кластерами, в GaN значительно выше, чем в GaAs; 3) для наблюдения отжига кластеров в структурах на основе GaAs достаточно токов с плотностью $\sim 10-100\,\mathrm{A/cm^2}$, а для структур на основе GaN необходимы более высокие плотности тока. Результаты работы также показывают, что ИО можно применять не только для повышения радиационной стойкости полупроводниковых устройств, но и для исследования характеристик электрического поля, создаваемого кластерами радиационно-индуцированных дефектов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] V.M. Lomako, A.M. Novoselov, Phys. Status Solidi A, **60**, 557 (1980). DOI: 10.1002/pssa.2210600227

[2] A. Johnston, IEEE Trans. Nucl. Sci., **50** (3), 689 (2003). DOI: 10.1109/TNS.2003.812926

[3] K. Gill, R. Grabit, J. Troska, F. Vasey, IEEE Trans. Nucl. Sci., **49**, 19 (2002). DOI: 10.1109/TNS.2002.805422

[4] В.С. Носовец, О.В. Ткачев, С.М. Дубровских, В.А. Пустоваров, Письма в ЖТФ, **50** (13), 28 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.13.58164.19899 [V.S. Nosovets, O.V. Tkachev, S.M. Dubrovskikh, V.A. Pustovarov, Tech. Phys. Lett., **50** (7), 24 (2024). DOI: 10.61011/TPL.2024.07.58721.19899].

[5] A. Khan, M. Yamaguchi, N. Dharmaso, J. Bourgoin, K. Ando, T. Takamoto, Jpn. J. Appl. Phys., **41** (3R), 1241 (2002). DOI: 10.1143/JJAP.41.1241

[6] J.C. Bourgoin, J.W. Corbett, Rad. Effects, **36**, 157 (1978). DOI: 10.1080/00337577808240846

[7] Z. Zhang, E. Farzana, W.Y. Sun, J. Chen, E.X. Zhang, D.M. Fleetwood, R.D. Schrimpf, B. McSkimming, E.C.H. Kyle, J.S. Speck, A.R. Arehart, S.A. Ringel, J. Appl. Phys., **118**, 155701 (2015). DOI: 10.1063/1.4933174

[8] H.-Y. Kim, J. Kim, F. Ren, J. Vac. Sci. Technol. B, **28** (1), 27 (2010). DOI: 10.1116/1.3268136

[9] F. Schubert, *Light-emitting diodes* (Cambridge University Press, N.Y., 2006).

[10] F. Bergner, A. Ulbricht, H. Hein, M. Kammel, J. Phys.: Condens. Matter, **20**, 104262 (2008). DOI: 10.1088/0953-8984/20/10/104262

[11] В.П. Шукайло, С.В. Оболенский, Н.В. Басаргина, И.В. Ворожцова, С.М. Дубровских, О.В. Ткачев, Вестн. Нижегород. ун-та им. Н.И. Лобачевского, № 5 (1), 60 (2012).

[12] P.A. Schultz, J. Phys.: Condens. Matter, **27** (7), 0750801 (2015). DOI: 10.1088/0953-8984/27/7/075801

[13] А.В. Скупов, С.В. Оболенский, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 11, 53 (2020). DOI: 10.31857/S1028096020110163 [A.V. Skupov, S.V. Obolenskii, J. Surf. Investig., **14**, 1160 (2020). DOI: 10.1134/S1027451020060166].

[14] В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин, Фундаментальные проблемы современного материаловедения, **5** (1), 76 (2008).

[15] G.J. Shaw, R.J. Walters, S.R. Messenger, G.P. Summers, J. Appl. Phys., **74**, 1629 (1993). DOI: 10.1063/1.354812