

05

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

© В.С. Носовец<sup>1</sup>, О.В. Ткачев<sup>1</sup>, С.М. Дубровских<sup>1</sup>, Е.Д. Хорошенина<sup>1</sup>, В.А. Пустоваров<sup>2</sup><sup>1</sup> Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, Снежинск, Челябинская обл., Россия<sup>2</sup> 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.

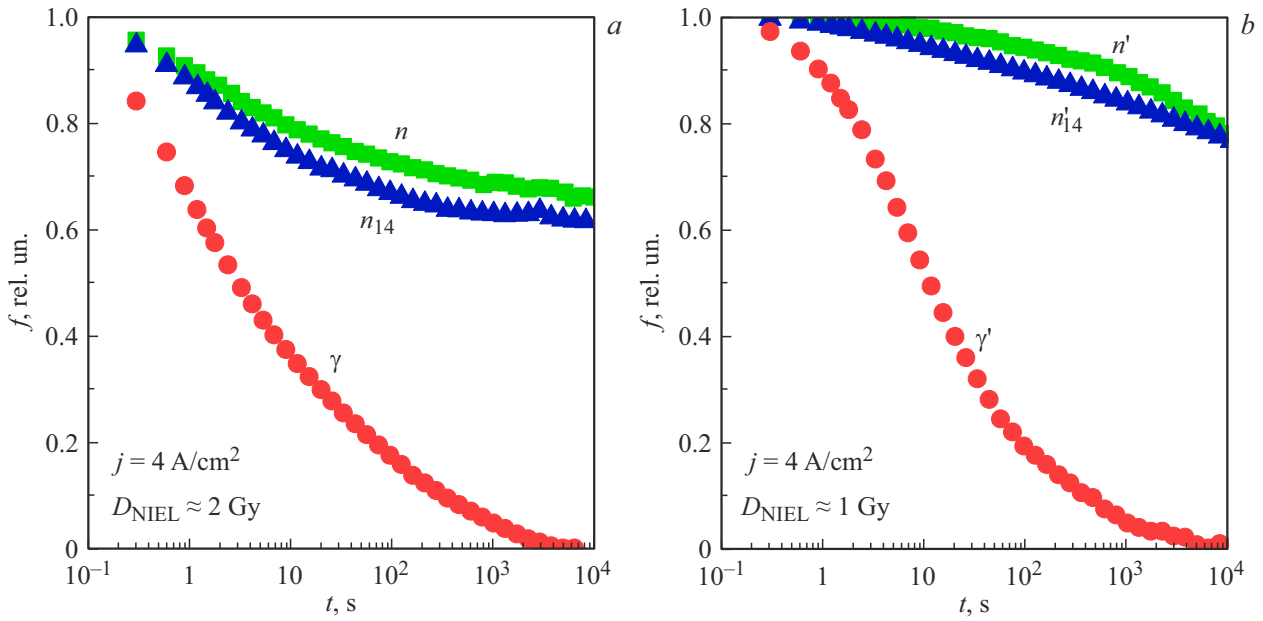
DOI: 10.61011/PJTF.2025.14.60772.20313

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 A/cm<sup>2</sup>. Образцы облучали гамма-квантами со средней энергией 1.25 MeV при постоянной мощности экспозиционной дозы  $\sim 70 \text{ R}\cdot\text{s}^{-1}$  (плотность потока  $10^{11} \text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ), импульсом реакторных нейтронов длительностью 2 ms (средняя энергия 1 MeV, плотность потока  $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ) и монохроматическими нейтронами с энергией 14 MeV при постоянной плотности потока  $\sim 10^9 \text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Флюенс гамма-квантов и быстрых нейтронов подбирали так, чтобы поглощенная доза в процессах структурных повреждений  $D_{\text{NIEL}}$  во всех случаях была одинакова. До и после облучения проводили измерения интенсивности ЭЛ светодиодов при плотности тока 0.1 A/cm<sup>2</sup> 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 ( $n = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ,  $n' = 1.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ), 14 MeV нейтронами ( $n_{14} = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ,  $n'_{14} = 0.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) и гамма-квантами ( $\gamma = 2.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\gamma' = 0.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ).

По изменению напряжения с помощью температурного коэффициента напряжения [9] контролировали температуру образцов ( $< 320 \text{ K}$ ), 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  $I_\Phi$  — интенсивность ЭЛ до и после облучения,  $\tau_0$  — время жизни неосновных носителей заряда до облучения (далее время жизни),  $K_\tau$  — коэффициент радиационного изменения времени жизни. Изменение времени жизни в результате облучения описывается выражением  $\tau_\Phi^{-1} - \tau_0^{-1} = K_\tau \Phi$  [2], где  $\tau_\Phi$  — 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

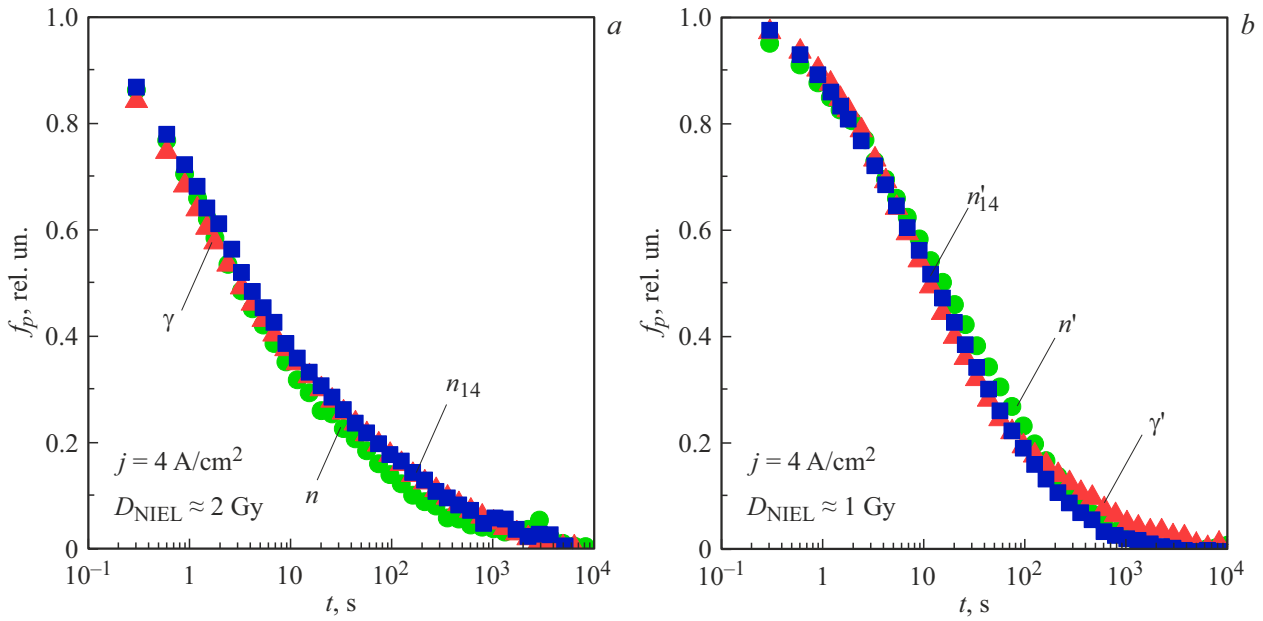
$$f = \frac{N_t - N_0}{N_\Phi - N_0} = \frac{(I_0/I_t)^n - 1}{(I_0/I_\Phi)^n - 1}, \quad (1)$$

где  $I_t$  — интенсивность ЭЛ в момент времени  $t$  после начала отжига,  $N_0$ ,  $N_\Phi$  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  $4 \text{ A/cm}^2$  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  $\sim 1 \text{ MeV}$ , 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,  $f_c(t) = \text{const}$  (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  $f(j) = f_{\text{res}} + (1 + f_{\text{res}}) \exp(-j/j_{\text{th}})$ , где  $f_{\text{res}}$  — остаточная доля радиационных дефектов (при  $j \gg j_{\text{th}}$ ),  $j_{\text{th}}$  — плотность тока, при которой  $f(j) - f_{\text{res}}$  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 ( $300 \text{ A/cm}^2$ ) в образцах, облученных нейтронами, присутствуют неотожженные дефекты. Пороги отжига для образцов, облученных нейтронами, составляют  $1.7 \text{ A/cm}^2$  (GaN),  $9 \text{ A/cm}^2$  (GaAs) и оказываются в несколько раз выше, чем в образцах, облученных гамма-квантами ( $0.06 \text{ A/cm}^2$  (GaN) и  $0.9 \text{ A/cm}^2$  (GaAs)). Отметим, что в случае структур из GaAs насыщение на зависимости  $f(j)$  не наблюдается,

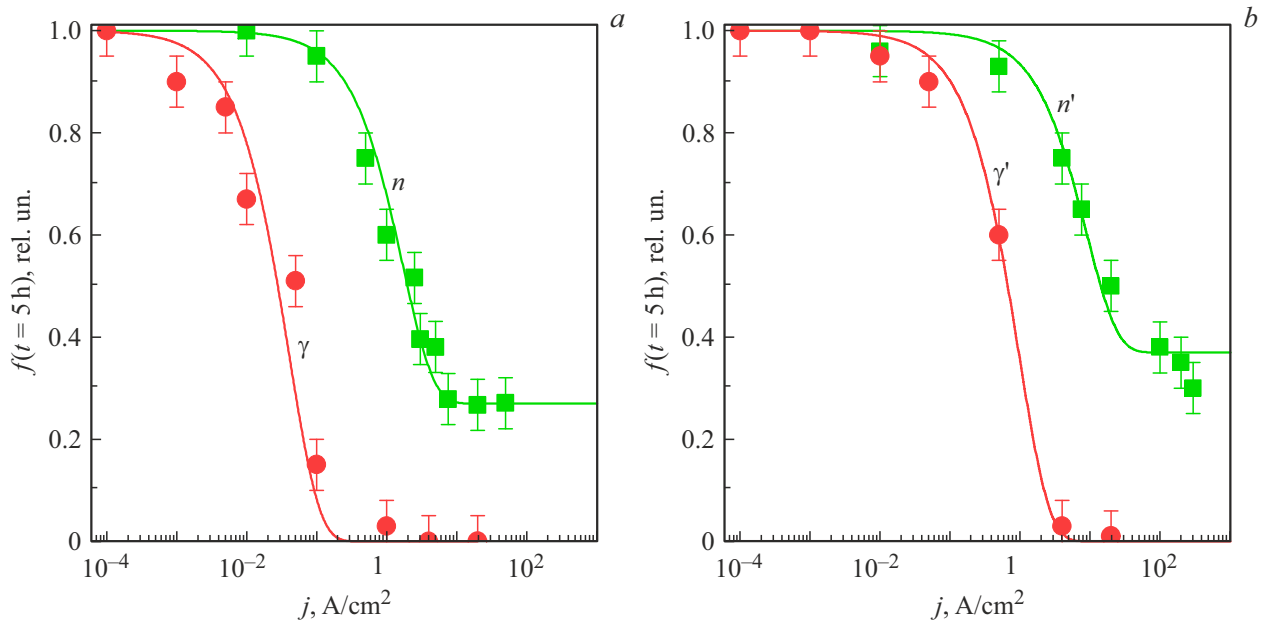
а исследования при более высоких плотностях тока осложняются сильным саморазогревом образцов, который приводит к их необратимому повреждению.

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

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

где  $G^{2D} = j/e$  — скорость генерации,  $A^{2D}$ ,  $B^{2D}$  и  $C^{2D}$  — коэффициенты безызлучательной, излучательной и оже-рекомбинации 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  $E_c = 0.12 \text{ eV}$  в случае структур из GaN и  $E_c = 0.04 \text{ eV}$  для структур из GaAs близки к положениям уровней дефектов, вводимых при облучении GaN и GaAs электронами [7,12]. Об участии дефекта с уровнем  $E_c = 0.04 \text{ eV}$  в ИО GaAs ранее сообщалось в [1].

После облучения нейтронами порог отжига выше, а полученные положения уровней дефектов смещены примерно на  $0.05 \text{ eV}$  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 ( $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [9]) протяженность электрического поля, создаваемого кластерами, существенно больше размеров самих кластеров. В большей части области, занятой электрическим полем, потенциал мал  $\phi(r) \leq k_B T/e$  и медленно изменяется. В таком случае можно считать, что на точечные дефекты действует слабое однородное электрическое поле  $\phi_0$ , которое приводит к увеличению расстояния между квазиуровнем Ферми и уровнем точечных дефектов на величину  $e\phi_0 \leq k_B T$ . 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/cm² (GaN) и 9 A/cm² (GaAs), что существенно больше, чем после облучения гамма-квантами (0.06 A/cm² (GaN) и 0.9 A/cm² (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  $\sim 10\text{--}100\text{ A/cm}^2$ , 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: 10.1088/0953-8984/27/7/075081
- [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