

08

## Влияние комбинированного ионного и электронного облучения на полосу люминесценции 2 eV в гексагональном нитриде бора

© Ю.В. Петров,<sup>1</sup> О.А. Гогина,<sup>1</sup> О.Ф. Вывенко,<sup>1</sup> S. Kovalchuk,<sup>2</sup> К. Bolotin<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
199034 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Free University of Berlin,  
114195 Berlin, Germany  
e-mail: y.petrov@spbu.ru

Поступило в Редакцию 30 марта 2023 г.

В окончательной редакции 30 марта 2023 г.

Принято к публикации 30 марта 2023 г.

Точечные дефекты в широкозонных полупроводниках, в частности в гексагональном нитриде бора, являются перспективными кандидатами на роль источников одиночных фотонов, применяемых в квантовой информатике. Исследованы катодоллюминесценция ионно-индуцированных дефектов в гексагональном нитриде бора, а также влияние продолжительного облучения электронами на интенсивность люминесценции. Показано, что интенсивность как зона-зонного, так и связанного с дефектами излучения уменьшается в результате облучения ионами, а в процессе последующего облучения электронами интенсивность полосы люминесценции 2 eV увеличивается, в то время как интенсивность остальных полос сохраняется.

**Ключевые слова:** катодоллюминесценция, ионное облучение, электронное облучение, гексагональный нитрид бора.

DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55746.62-23

### Введение

Одним из важных направлений квантовой криптографии в настоящее время является разработка источников одиночных фотонов, в качестве которых могут применяться различные квантовые системы, включая точечные дефекты в широкозонных полупроводниках [1], такие как NV-центры в алмазе [2]. Перспективным в этом отношении широкозонным полупроводником является гексагональный нитрид бора (*h*-BN) [3], непрямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны 6.08 eV [4], обладающий набором полос люминесценции в видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазоне [5]. В данном материале наиболее изучены полосы люминесценции с максимумами около 650 (1.9 eV), 320 (3.9 eV) и 215 nm (5.8 eV). Полоса 5.8 eV близка к краю собственного поглощения материала и, по мнению авторов [4], соответствует излучению непрямого экситона. Что касается двух других полос люминесценции, то природа соответствующих им центров и их условия возникновения пока еще остаются предметом дискуссий. Так, дефект, ответственный за полосу люминесценции 3.9 eV, как правило, связывается с присутствием примеси углерода [3], но есть данные, что в его состав может входить и кислород [6], а полоса 1.9 eV приписывается весьма различным типам собственных дефектов от вакансий азота, до комплексов вакансий с антиструктурными дефектами или примесями [5].

Разработка вышеозначенных однофотонных источников требует управления концентрацией соответствующих точечных дефектов, причем локальное воздействие

на люминесцентные свойства материала представляет наибольший интерес с точки зрения использования полученных структур в приложениях. В связи с этим уже было предпринято несколько попыток формирования в гексагональном нитриде бора центров излучательной и безызлучательной рекомбинации с использованием непосредственного воздействия ионами [7–11], электронами [3,12,13], нейтронами [14], лазерного облучения [12], а также стимулированного электронным пучком локального осаждения углерода [15]. Вместе с тем на сегодняшний день процессы и механизмы дефектообразования при указанных воздействиях на *h*-BN мало изучены, а имеющиеся сведения подчас противоречивы.

Недавно нами было обнаружено [10], что в результате локального облучения ионами гелия, наряду с уменьшением интенсивности межзонного излучения, при определенных дозах такого воздействия, возможно достичь увеличения интенсивности полосы примесной люминесценции 1.9 eV. Дальнейшие исследования показали, что ее интенсивность еще более усиливается в предварительно облученных ионами гелия образцах после длительного воздействия электронным пучком [16].

В настоящей работе проведено более подробное исследование влияния последовательного облучения гексагонального нитрида бора сфокусированными пучками ионов гелия и электронов на интенсивность полосы катодоллюминесценции (КЛ) 1.9 eV. Обнаружено, что облучение электронами областей, предварительно подвергнутых обработке ионами с различными дозами, приводит к немонотонному по времени изменению интенсивности

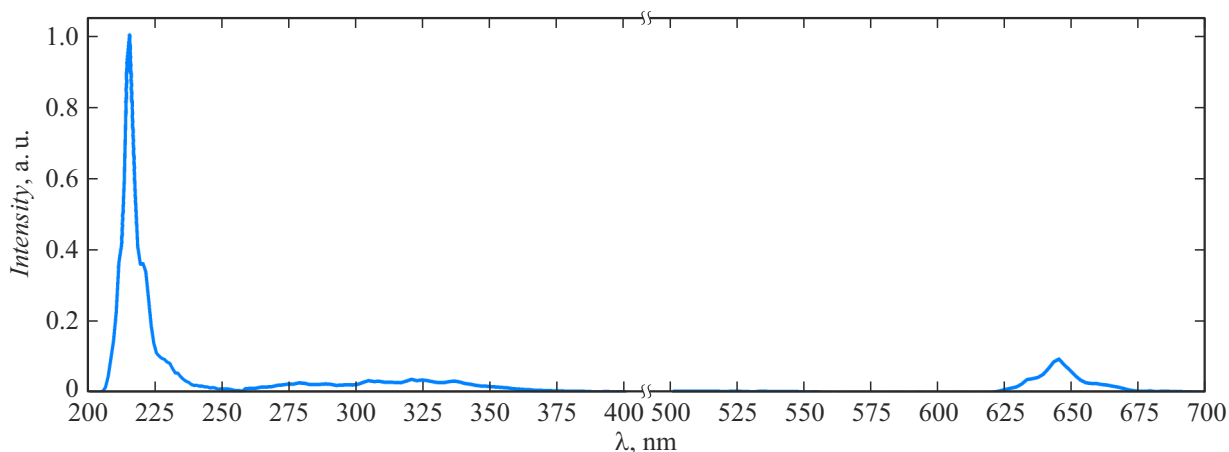


Рис. 1. Нормированный на максимум спектр КЛ исходного образца *h*-BN.

полосы 1.9 eV, причем результирующий уровень сигнала возрастает по сравнению с первоначальным уровнем сигнала КЛ в исходном образце, для которого эффект электронного облучения отсутствует.

## 1. Методы эксперимента

В настоящей работе исследовался тонкий монокристалл *h*-BN, перенесенный на подложку Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/Si после отслаивания от объемного кристалла, который был получен при высокой температуре и высоком давлении из бариевого раствора [17]. Толщина образца на подложке была определена с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) и составляла 175 nm.

Локальное облучение сфокусированным пучком ионов гелия проводилось с помощью гелиевого ионного микроскопа Zeiss Orion Plus с энергией ионов 30 keV и с дозами в диапазоне от  $5 \cdot 10^{13}$  до  $3.2 \cdot 10^{15}$  cm<sup>-2</sup>. В растровом режиме были облучены прямоугольные участки  $3 \times 25 \mu\text{m}$ , с расстоянием между ними 1  $\mu\text{m}$ , каждый участок со своей дозой, с шагом раstra 3 nm, что достаточно для обеспечения однородности облучения по площади [16].

Исследование КЛ проводилось в камере сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Zeiss SUPRA 40VP, оборудованного системой регистрации КЛ Gatan Mono CL3+. Спектры регистрировались в режиме непрерывного сканирования в диапазоне длин волн 200–700 nm при возбуждении электронами с энергией 5 keV при токе пучка 3 nA.

Карты КЛ были записаны как с использованием монохроматора, так и с помощью полосового оптического фильтра с шириной полосы пропускания 80 nm, во избежание наложения сигнала второго порядка от коротковолновых линий. Доза облучения электронами за время записи карты составляла  $7.6 \cdot 10^{16}$  cm<sup>-2</sup>.

Измерения зависимости интегральной интенсивности КЛ от времени непосредственно в процессе облуче-

ния электронами проводились с использованием полосового оптического фильтра с шириной полосы пропускания 80 nm, в режиме сканирования электронами квадрата  $1 \times 1 \mu\text{m}$  с плотностью потока электронов  $1.9 \cdot 10^{18}$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>.

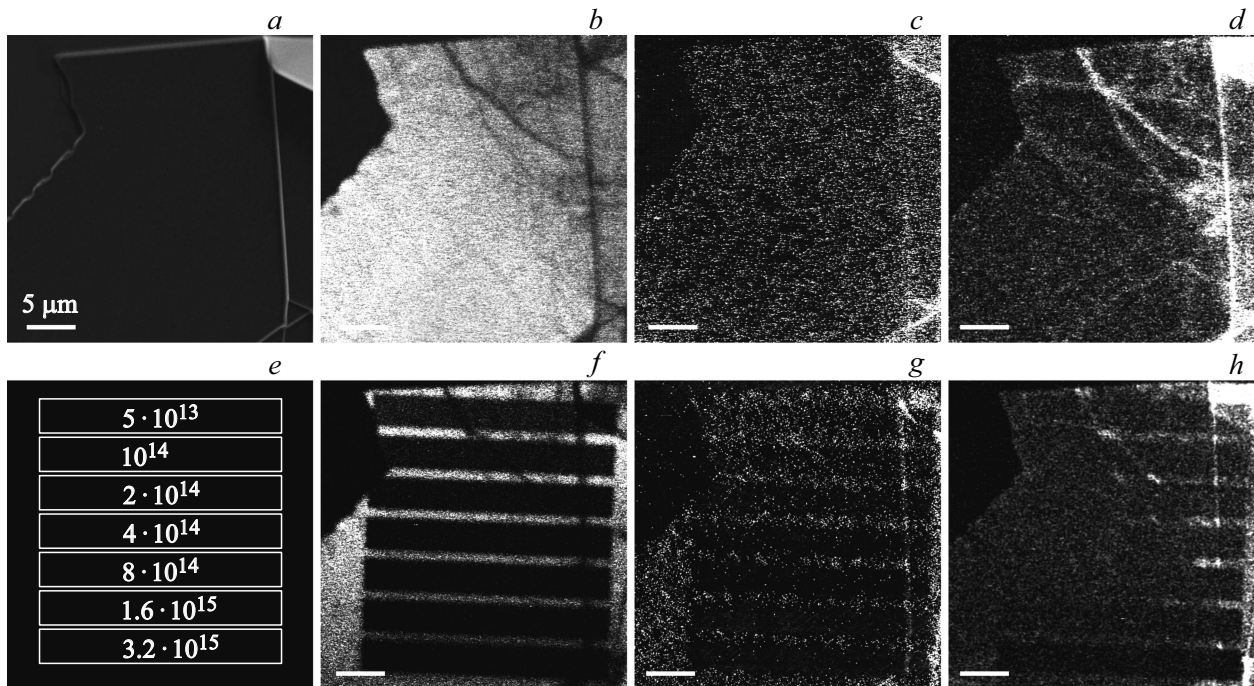
## 2. Экспериментальные результаты

Характерный спектр КЛ образца гексагонального нитрида бора, записанный на необлученном участке образца, представлен на рис. 1. В спектре наблюдалась наиболее интенсивная полоса с максимумом около 215 nm, слабая широкая полоса с центральным максимумом около 320 nm и полоса с максимумом около 640 nm.

СЭМ изображение и карты КЛ при различных длинах волн приведены на рис. 2 как для исходного образца, так и для образца, подвергнутого облучению ионами гелия. Как можно видеть из рис. 2, *b*, КЛ в области 215 nm наблюдалась относительно равномерно по всей площади образца, понижаясь вдоль некоторых протяженных структур, часть из которых соответствует изменениям морфологии образца, наблюдаемым на СЭМ изображении поверхности (рис. 2, *a*). Вдоль этих же структур наблюдалось увеличение интенсивности полос 320 (рис. 2, *c*) и 640 nm (рис. 2, *d*). Кроме того, для этих же полос наблюдалась менее интенсивная КЛ по всей остальной поверхности образца.

В областях, подвергнутых облучению ионами гелия, на карте КЛ наблюдалось уменьшение интенсивности полос 215 и 320 nm для всех использованных доз (рис. 2, *f* – *g*). В случае полосы 640 nm наблюдалось уменьшение интенсивности, наиболее заметное в области протяженных структур, обладавших наибольшей интенсивностью до облучения.

На облученных ионами участках были проведены измерения зависимости интенсивности полосы 640 nm от времени в процессе облучения электронами. Соот-



**Рис. 2.** *a* — СЭМ изображение края образца; *b* — *d* — карты КЛ исходного образца на различных длинах волн: *b* — 215, *c* — 320, *d* — 650 nm (полосовой фильтр); *e* — схема расположения областей, облученных ионами гелия с разными дозами; *f* — *h* — карты КЛ облученного ионами гелия образца на различных длинах волн: *f* — 215, *g* — 320, *h* — 650 nm (полосовой фильтр). Масштабный маркер для всех рисунков — 5 μm.

ветствующие зависимости интенсивности от времени приведены на рис. 3.

Как видно из рисунка, в процессе облучения электронами происходило сначала быстрое увеличение интенсивности КЛ в области 640 nm, а затем более медленный спад, причем характерные времена нарастания и спада зависели от дозы облучения ионами гелия. В случае исходного образца не наблюдалось роста интенсивности в пределах разрешения экспериментального метода. Максимальная интенсивность полосы КЛ 640 nm, наблюдаемая после продолжительного электронного облучения, для всех облученных ионами участков превышала интенсивность той же полосы КЛ в спектре исходного образца.

Карты КЛ образца, полученные после измерения зависимости сигнала КЛ от времени, приведены на рис. 4. На карте 4, *c*, соответствующей длине волны 640 nm, наблюдалось увеличение интенсивности в областях, подвергнутых воздействию электронами. Для других длин волн увеличения интенсивности не наблюдалось.

Облучение электронным пучком модифицированных ионами областей привело к образованию на их поверхности слоя нелетучих соединений, осажденных из остаточных газов. Толщина такого слоя распределена по площади каждой облученной электронами области неравномерно: максимальна по краям, а ближе к центру уменьшается. Измерения с помощью АСМ показали, что максимальная толщина осажденных слоев варьировалась

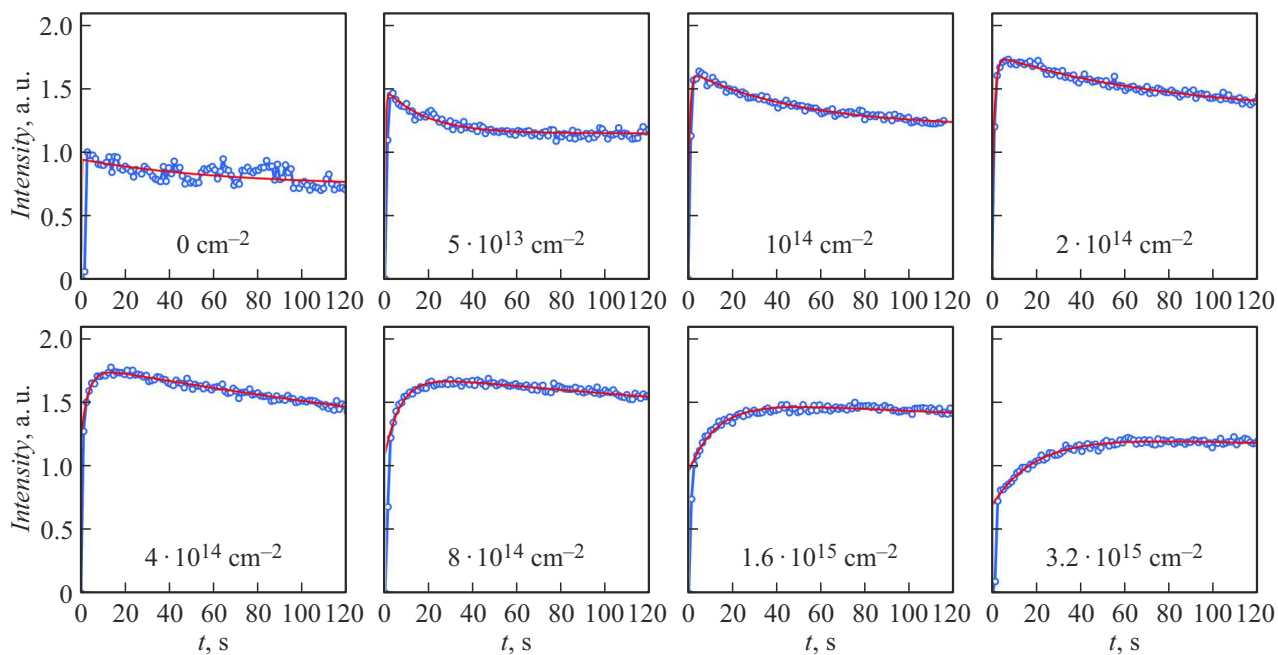
от 7 до 10 nm и была пропорциональна полному времени облучения электронным пучком. Зависимости толщины осажденного слоя от дозы предварительного облучения ионами гелия в пределах погрешности измерения не наблюдалось.

### 3. Обсуждение

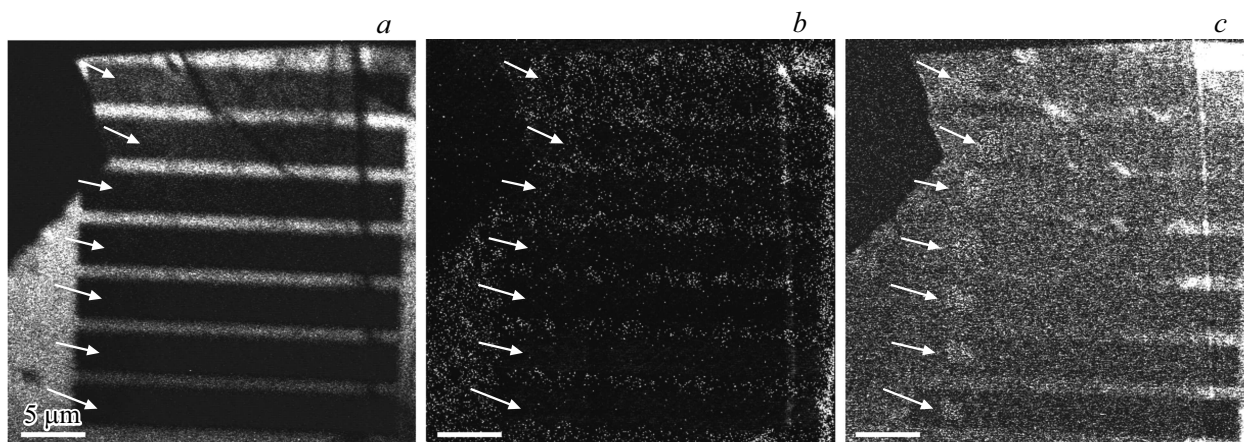
Наблюдаемые в спектре КЛ полосы соответствуют наиболее характерным полосам люминесценции гексагонального нитрида бора, ранее наблюдавшимся другими авторами [3–6]. Облучение ионами гелия, как можно видеть из карт КЛ (рис. 2), приводит к уменьшению интенсивности всех полос в спектре КЛ. Это может быть объяснено возникновением дополнительного канала безызлучательной рекомбинации, связанного с дефектами, образовавшимися в результате облучения ионами, что приводит к уменьшению времени жизни неравновесных носителей заряда, возбуждаемых электронным пучком. Аналогичный эффект ранее наблюдался в работах [10,11,16].

Изменение интенсивности полосы 640 nm в процессе возбуждения электронами можно аппроксимировать суммой экспоненциальных функций, в которой первое слагаемое отвечает за асимптотический рост, а второе слагаемое за убывание:

$$I = a \left( 1 - \exp \left( -\frac{t}{t_1} \right) \right) + b \exp \left( -\frac{t}{t_2} \right), \quad (1)$$



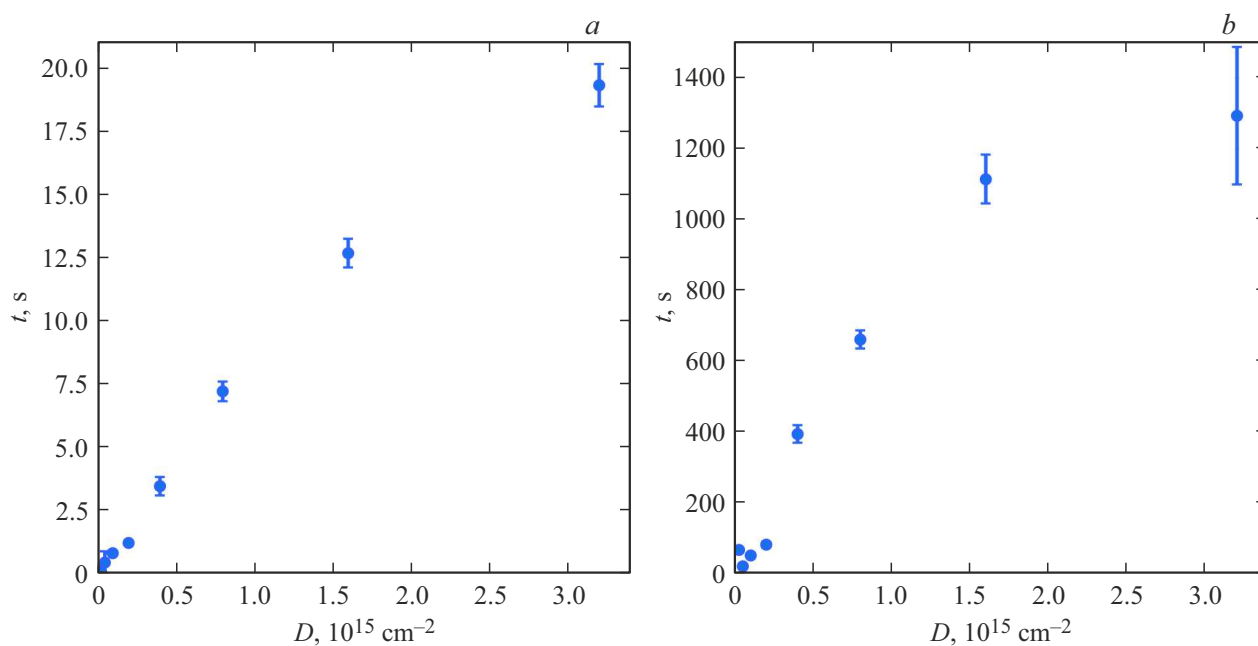
**Рис. 3.** Зависимость интенсивности полосы 640 nm от времени облучения электронами для разных доз облучения ионами гелия; интенсивность нормирована на интенсивность в исходном образце. Значения дозы указаны на каждом графике, исходный образец обозначен нулевой дозой. Круглые маркеры — экспериментальный результат, сплошная линия — результат аппроксимации по формуле (1).



**Рис. 4.** Карты КЛ образца после измерения зависимости от времени облучения электронами: *a* — 215, *b* — 320, *c* — 640 nm, стрелками указаны области, на которых проводилось измерение зависимости интенсивности от времени. Масштабный маркер для всех рисунков — 5 μm.

где  $I$  — интенсивность КЛ,  $t$  — время облучения электронами,  $a$ ,  $b$ ,  $t_1$  и  $t_2$  — подгоночные параметры. Предложенная модель хорошо описывает зависимости интенсивности от времени, полученные со всех участков образца с различными дозами ионного облучения. Соответствующие кривые представлены на рис. 3 сплошными линиями для каждого экспериментально полученного графика. Постоянные времена  $t_1$  и  $t_2$ , соответствующие разным участкам образца, предварительно облученным ионами гелия с различными дозами, в зависимости от дозы облучения представлены на рис. 5.

Наблюдаемое монотонное увеличение обеих постоянных времени при увеличении дозы облучения ионами позволяет предположить, что радиационные дефекты, образующиеся при таком воздействии, играют значительную роль в процессе изменения концентрации соответствующих центров люминесценции. Поскольку непосредственно после облучения ионами не наблюдается увеличения интенсивности полосы 640 nm, можно предположить, что сами радиационные дефекты не являются центрами люминесценции, однако могут преобразоваться в соответствующие центры под влиянием электронного



**Рис. 5.** Зависимость постоянных времени, полученных из аппроксимации по формуле (1), от дозы облучения ионами гелия:  $a$  —  $t_1$ ,  $b$  —  $t_2$ .

облучения, что и приводит к росту интенсивности на начальных участках графиков на рис. 3. Наблюдаемое при продолжительном воздействии электронным пучком снижение интенсивности может быть объяснено тем, что происходит уменьшение концентрации центров люминесценции в результате их перестройки или/и уменьшение концентрации неравновесных носителей за счет образования дополнительных каналов рекомбинации. Версию, что снижение интенсивности происходит в результате осаждения углеводородной пленки, можно отбросить, поскольку постоянная времени, соответствующая процессу снижения интенсивности, монотонно зависит от дозы предварительного облучения ионами, в то время как толщина образовавшегося на поверхности слоя никак не коррелирует с этой дозой. Для описания возможных вариантов процесса, который может приводить к наблюдаемому изменению интенсивности, необходимо подробнее рассмотреть свойства дефектов, рассматриваемых в качестве центров люминесценции, ответственных за полосу люминесценции 1.9 eV.

В работах [18–20] в качестве такого центра люминесценции рассматриваются оборванные связи атомов бора, которые могут присутствовать на краях или изгибах слоев, или образоваться в результате бомбардировки быстрыми частицами. Энергия бесфононного перехода в таком центре, согласно расчетам, в отсутствие механических напряжений составляет 2.06 eV для объемного нитрида бора [18] и 2.02 eV для монослоя [19], а под действием механических напряжений уменьшается. Наблюдаемое в нашей работе увеличение интенсивности полосы 1.9 eV вблизи протяженных прямолинейных структур согласуется с данной моделью, поскольку одна

из этих структур на основании исследования морфологии образца может быть интерпретирована как складка, образовавшаяся в результате отщепления и переноса кристалла. При облучении образца ионами образуется значительное число вакансий, однако электронная структура нескольких оборванных связей при наличии одной вакансии существенно отличается от случая, описанного в работах [18–20], ввиду значительного взаимодействия ближайших соседей. Для описания оборванных связей авторы рассматривали образование пустот — кластеров, состоящих из четырех вакансий. При облучении легкими ионами гелия каскады столкновений практически отсутствуют и имеет место образование отдельных вакансий, концентрация которых, согласно расчетам с использованием программы SRIM [21], медленно возрастает с увеличением глубины и для максимальной использованной дозы облучения составляет от  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  у поверхности до  $3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  вблизи границы с подложкой, т.е. не более 6% от числа атомов для максимальной дозы облучения, использованной в нашем эксперименте. Исходя из этого, образование кластеров вакансий представляется маловероятным непосредственно в процессе ионного облучения, но вполне может происходить в результате миграции вакансий, ускоренной рекомбинацией неравновесных носителей, сгенерированных электронным пучком. В настоящий момент в литературе отсутствуют данные о вероятности такого присоединения вакансий, однако если для формирования центров люминесценции необходимо образование кластеров вакансий, то при увеличении дозы облучения ионами, а значит и концентрации вакансий, процесс должен идти быстрее, что расходится с полученными экспериментальными



значениями постоянных времени. Кроме того, не вполне очевидным является механизм уменьшения интенсивности при продолжительном воздействии электронами в случае центров люминесценции такого типа.

В работах [11,22–24] в качестве центра люминесценции рассматривается комплекс из вакансии азота с антиструктурным дефектом типа азот в положении бора:  $V_N N_B$ . Энергия, соответствующая внутрицентровому переходу для такого дефекта, согласно теоретическим расчетам, составляет 2.05 eV при отсутствии механических напряжений и может как уменьшаться, так и увеличиваться в зависимости от типа и направления напряжений в структуре. При облучении ионами вероятность образования таких дефектов невелика, что согласуется с уменьшением интенсивности КЛ, наблюдаемому в наших экспериментальных результатах. При последующем облучении электронным пучком дефект типа  $V_N N_B$  может образоваться из вакансии бора в результате смещения одного из соседних атомов азота на позицию бора. Таким образом, если рассматривать дефект типа  $V_N N_B$  в качестве центра люминесценции, ответственного за полосу 1.9 eV, то можно предположить, что вакансии бора, образовавшиеся в результате облучения ионами, при последующем воздействии электронами перестраиваются с появлением новых центров люминесценции, что согласуется с наблюдаемым на начальном этапе ростом интенсивности КЛ. Дальнейшее снижение интенсивности может быть обусловлено процессом обратной перестройки рассматриваемых центров в вакансии бора и/или снижением концентрации неравновесных носителей заряда в результате увеличения вероятности рекомбинации при образовании новых центров. Перестройка антиструктурного дефекта в полупроводниках  $A_3B_5$  является известным процессом, так, например, в случае арсенида галлия антиструктурный дефект типа AsGa является электрически активным центром EL2 [25] и под действием внешнего возбуждения способен перестраиваться в комбинацию вакансии галлия с междоузельным мышьяком. Для гексагонального нитрида бора был теоретически описан аналогичный нашему случай перехода от вакансии азота к антиструктурному дефекту бора на месте азота с образованием вакансии бора  $V_B V_N$  [26], причем энергия, необходимая для такого перехода, составила 2.86 eV. Предполагая такой же порядок величины энергетического барьера для интересующего нас перехода, можно считать этот процесс крайне маловероятным при комнатной температуре и отсутствии внешнего возбуждения, но вполне возможным при возбуждении электронным пучком. Поскольку описываемые процессы перестройки дефектов вызываются неравновесными носителями заряда, постоянные времени этих процессов определяются стационарной концентрацией неравновесных носителей, которая уменьшается при увеличении дозы облучения ионами гелия из-за увеличения концентрации центров рекомбинации. Снижение концентрации неравновесных носителей, в свою очередь, приводит к замедлению всех

процессов, что согласуется с наблюдаемым в эксперименте увеличением постоянных времени (рис. 5).

Еще одним кандидатом на роль центра люминесценции в красной области спектра является комплекс из вакансии азота и примеси углерода на месте бора  $V_N C_B$  [27–30]. Энергия перехода в таком центре, согласно расчетам [26], составляет 2.08 eV, согласно расчетам [28] — 1.39 eV, а согласно расчетам [29] — 1.75 eV, и варьируется в зависимости от приложенных механических напряжений. Используя такую модель центра люминесценции, можно предположить, что в процессе облучения электронным пучком происходит образование комплексов из вакансий, образовавшихся в процессе ионного облучения, и примесей углерода, присутствовавших в исходном образце, либо внедренных в процессе облучения электронами. Однако с примесью углерода так или иначе связывается и полоса люминесценции 3.9 eV [3,6], интенсивность которой в исходном образце мала, а ее увеличения в процессе облучения электронами не наблюдается. Это указывает на малую концентрацию примеси углерода и пренебрежимо малое его внедрение в процессе облучения электронами, следовательно, модель центра люминесценции  $V_N C_B$ , ответственного за полосу 1.9 eV, наименее соответствует полученным экспериментальным результатам по сравнению с другими рассмотренными выше вариантами.

Таким образом, из рассмотренных моделей центров люминесценции, отвечающих за полосу 1.9 eV, дефект типа  $V_N N_B$  наилучшим образом согласуется с полученными экспериментальными результатами по изменению интенсивности люминесценции при электронном облучении предварительно облученного ионами гексагонального нитрида бора, а модель на основе оборванных связей описывает увеличение интенсивности вблизи складок на поверхности hBN. Уточнение природы центров люминесценции, соответствующих полосе 1.9 eV, требует проведения дальнейших исследований. Кроме того, нельзя исключать, что оба рассматриваемых типа дефектов могут одновременно присутствовать в одном образце.

## Выводы

Проведенное исследование влияния последовательного ионного и электронного облучения на интенсивность различных полос катодолюминесценции гексагонального нитрида бора показывает, что в результате облучения сфокусированным пучком ионов гелия образуется большое количество центров рекомбинации, а последующее воздействие электронами приводит к увеличению концентрации центров люминесценции, ответственных за полосу с максимумом около 640 nm ( $\sim 1.9$  eV). Максимальная интенсивность, достижимая при электронном облучении, превышает интенсивность той же полосы в необлученном материале, а постоянные времени как процессов роста, так и процессов уменьшения интен-

сивности растут с увеличением дозы облучения ионами гелия, что позволяет в дальнейшем использовать последовательное ионное и электронное облучение для управления интенсивностью люминесценции в широком диапазоне. Наиболее вероятным механизмом, описывающим такой процесс, представляется образование центров люминесценции в процессе перестройки ионно-индуцированных дефектов под действием бомбардировки ускоренными электронами.

## Благодарности

Экспериментальные результаты получены с использованием оборудования Междисциплинарного ресурсного центра по направлению „Нанотехнологии“ Научного парка СПбГУ. Авторы благодарны К. Ватанабе и Т. Танигучи за предоставленный монокристалл нитрида бора, а также Т.В. Шарову за помощь с измерениями методом атомно-силовой микроскопии.

## Финансирование работы

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда № 23-22-00067, <https://rscf.ru/project/23-22-00067/>.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] I. Aharonovich, D. Englund, M. Toth. *Nat. Phot.*, **10**, 631 (2016). DOI: 10.1038/NPHOTON.2016.186
- [2] N. Mizuochi, T. Makino, H. Kato, D. Takeuchi, M. Ogura, H. Okushi, M. Nothaft, P. Neumann, A. Gali, F. Jelezko, J. Wrachtrup, S. Yamasaki. *Nat. Phot.*, **6**, (2012). DOI: 10.1038/NPHOTON.2012.75
- [3] R. Bourrellier, S. Meuret, A. Tararan, O. Stéphan, M. Kociak, L.H.G. Tizei, A. Zobelli. *Nano Lett.*, **16**, 4317 (2016). DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b01368
- [4] G. Cassabois, P. Valvin, B. Gil. *Nat. Phot.*, **10**, 262 (2016). DOI: 10.1038/nphoton.2015.277
- [5] S. Castelletto, F.A. Inam, S. Sato, A. Boretti. *Beilstein J. Nanotechnol.* **11**, 740 (2020). DOI: 10.3762/bjnano.11.61
- [6] A. Vokhmintsev, I. Weinstein, D. Zamyatin. *J. Lum.*, **208**, 363 (2019). DOI: 10.1016/j.jlum.2018.12.036
- [7] N. Chejanovsky, M. Rezai, F. Paolucci, Y. Kim, T. Rendler, W. Rouabeh, F. Fávoro de Oliveira, P. Herlinger, A. Denisenko, S. Yang, I. Gerhardt, A. Finkler, J. H. Smet, J. Wrachtrup. *Nano Lett.*, **16**, 7037 (2016). DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b03268
- [8] J. Ziegler, R. Klaiss, A. Blaikie, D. Miller, V.R. Horowitz, B.J. Alemán. *Nano Lett.*, **19**, 2121 (2019). DOI: 10.1021/acs.nanolett.9b00357
- [9] N.-J. Guo, W. Liu, Z.-P. Li, Y.-Z. Yang, S. Yu, Y. Meng, Z.-A. Wang, X.-D. Zeng, F.-F. Yan, Q. Li, J.-F. Wang, J.-S. Xu, Y.-T. Wang, J.-S. Tang, C.-F. Li, G.-C. Guo. *ACS Omega*, **7**, 1733 (2022). DOI: 10.1021/acsomega.1c04564
- [10] Ю.В. Петров, О.А. Гогина, О.Ф. Вывенко, S. Kovalchuk, K. Bolotin, K. Watanabe, T. Taniguchi. *ЖТФ*, **92** (8), 1166 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.08.54560.66-22 [Yu.V. Petrov, O.A. Gogina, O.F. Vyvenko, S. Kovalchuk, K. Bolotin, K. Watanabe, T. Taniguchi. *Tech. Phys.*, **92** (8), 984 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.08.54560.66-22]
- [11] G. Grosso, H. Moon, B. Lienhard, S. Ali, D.K. Efetov, M.M. Furchi, P. Jarillo-Herrero, M.J. Ford, I. Aharonovich, D. Englund. *Nat. Commun.*, **8**, 705 (2017). DOI: 10.1038/s41467-017-00810-2
- [12] S. Choi, T. T. Tran, C. Elbadawi, C. Lobo, X. Wang, S. Juodkakis, G. Seniutinas, M. Toth, I. Aharonovich. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **8**, 29642 (2016). DOI: 10.1021/acsami.6b09875
- [13] F. Bianco, E. Corte, S.D. Tchernij, J. Forneris, F. Fabbri. *Nanomaterials*, **13**, 739 (2023). DOI: 10.3390/nano13040739
- [14] H. Zhang, M. Lan, G. Tang, F. Chen, Z. Shu, F. Chend, M. Li. *J. Mater. Chem. C*, **7**, 12211 (2019). DOI: 10.1039/c9tc03695d
- [15] Yu.V. Petrov, O.F. Vyvenko, O.A. Gogina, K. Bolotin, S. Kovalchuk, K. Watanabe, T. Taniguchi. *J. Phys. Conf. Ser.*, **2103** (1), 012065 (2021). DOI: 10.1088/1742-6596/2103/1/012065.
- [16] Ю.В. Петров, О.Ф. Вывенко, О.А. Гогина, Т.В. Шаров, S. Kovalchuk, K. Bolotin. *Изв. РАН. Сер. физ. (в печати)*.
- [17] T. Taniguchi, K. Watanabe. *J. Crystal Growth*, **303**, 525 (2007). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2006.12.061
- [18] M.E. Turiansky, A. Alkauskas, L.C. Bassett, C.G. Van de Walle. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 127401 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.127401
- [19] M.E. Turiansky, C.G. Van de Walle. *J. Appl. Phys.*, **129**, 064301 (2021). DOI: 10.1063/5.0040780
- [20] M.E. Turiansky, C.G. Van de Walle. *2D Mater.*, **8**, 024002 (2021). DOI: 10.1088/2053-1583/abe4bb
- [21] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack. *Nucl. Instrum. Meth. B*, **268**, 1818 (2010). DOI: 10.1016/j.nimb.2010.02.091
- [22] T.T. Tran, K. Bray, M.J. Ford, M. Toth, I. Aharonovich. *Nanotechnol.*, **11**, 37 (2015). DOI: 10.1038/NNANO.2015.242
- [23] F. Wu, T.J. Smart, J. Xu, Y. Ping. *Phys. Rev. B*, **100**, 081407 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.100.081407
- [24] M. Abdi, J.-P. Chou, A. Cali, M.B. Plenio. *ACS Photonics*, **5**, 1967 (2018). DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b01442
- [25] M. Kaminska, E.R. Weber. *Semicond. Semimet.*, **38**, 59 (1993). DOI: 10.1016/S0080-8784(08)62798-2
- [26] T.B. Ngwenya, A.M. Ukpong, N. Chetty. *Phys. Rev. B*, **84**, 245425 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.245425
- [27] S.A. Tawfik, S. Ali, M. Fronzi, M. Kianinia, T.T. Tran, C. Stampfl, I. Aharonovich, M. Toth, M.J. Ford. *Nanoscale*, **9**, 13575 (2017). DOI: 10.1039/C7NR04270A
- [28] A. Sajid, J.R. Reimers, M.J. Ford. *Phys. Rev. B*, **97**, 064101 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.064101
- [29] A. Sajid, K.S. Thygesen. *2D Mater.*, **7**, 031007 (2020). DOI: 10.1088/2053-1583/ab8f61
- [30] M. Fischer, J.M. Caridad, A. Sajid, S. Ghaderzadeh, M. Ghorbani-Asl, L. Gammelgaard, P. Bøggild, K.S. Thygesen, A.V. Krashennnikov, S. Xiao, M. Wubs, N. Stenger. *Sci. Adv.*, **7**, eabe7138 (2021). DOI: 10.1126/sciadv.abe7138