

Ультрафиолетовая катодолуминесценция ионно-индуцированных дефектов в гексагональном нитриде бора

О. А. Гогина^{†*1)}, Ю. В. Петров^{†*}, О. Ф. Вывенко[†], С. Ковальчук[×], К. Болотин[×]

[†] Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 С.-Петербург, Россия

^{*} Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

[×] Free University of Berlin, 14195 Berlin, Germany

Поступила в редакцию 4 сентября 2024 г.

После переработки 4 ноября 2024 г.

Принята к публикации 17 ноября 2024 г.

Гексагональный нитрид бора выделяют среди твердотельных материалов, обладающих люминесцентными свойствами, как материал для создания источников одиночных фотонов, эффективно излучающих уже при комнатной температуре. В настоящей работе продемонстрировано, что бомбардировка ионами гелия с дозами $1 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{14}$ ион/см² приводит к усилению интенсивности излучения ультрафиолетовой спектральной полосы с максимумом на длине волны 320 нм, обусловленному образованием новых центров люминесценции. Последующее облучение электронами способствует еще большему разгоранию люминесценции полосы 320 нм, что, по-видимому, связано с образованием углеродосодержащих дефектов объема *h*BN по механизму рекомбинационно-усиленной миграции. Большие дозы облучения ионами гелия, напротив, стимулируют образование центров безызлучательной рекомбинации, уменьшающих время жизни неравновесных носителей заряда.

DOI: 10.31857/S0370274X25010013, EDN: GUQWMC

Введение. Интеграция источников одиночных фотонов (ИОФ) в квантовые технологии позволит увеличить скорость и безопасность передачи информации, а также повысить вычислительные мощности систем, применяемых для решения сложных задач [1–3].

Нитрид бора, полупроводник с шириной запрещенной зоны 6.08 эВ [4], предоставляет возможность формировать в нем яркие и оптически стабильные ИОФ [5–7]. Одним из главных преимуществ такого материала является интенсивная люминесценция таких ИОФ уже при комнатной температуре [5, 8–9]. Выделяют две характерные для ИОФ широкие многокомпонентные спектральные полосы с энергиями максимумов главных спектральных компонент около 1.9 и 3.9 эВ. Свойства и природа этих полос подробно изучалась методами катодолуминесценции (КЛ) [6], фотолуминесценции [5, 10–12] и проведением теоретических расчетов [13–15]. Они наблюдаются в исходных кристаллах, и поэтому, могут быть приписаны к дефектам, образовавшимся в процессе их выращивания [5, 6]. Так, полосу 1.9 эВ связывают с вакансией азота V_N [6], с антиструктурным дефектом с азотной вакансией $N_B V_N$ [5, 13], а также с различ-

ными комплексами, содержащими примеси углерода [13–15]. Набор узких полос в диапазоне энергий 3.8–4.7 эВ соотносят с дефектом типа вакансии бора V_B [13] и комплексам с участием углерода [6, 13], и реже к примесям кислорода [11]. Межзонная люминесценция *h*BN проявляется в виде полосы с максимумом около 5.8 эВ, близкой к краю собственного поглощения, и связывается с непрямым экситоном [4].

Для практического использования ИОФ требуются методы, которые позволяли бы управлять концентрацией соответствующих дефектов, их пространственной локализацией в материале, а также интенсивностью их излучения. К настоящему времени проведено несколько исследований в поисках методов такого управления, таких как обработка плазмой [16], бомбардировка нейтронами [17], высокотемпературный отжиг *h*BN [18], облучение электронами *h*BN [19–21], облучение ионами [22–23] и лазерное облучение [24–25]. В частности, в нашей работе [21] показано, что длительное облучение *h*BN в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) ускоренными электронами с плотностью потока равной или более 10^{15} см⁻² с⁻¹, приводит к увеличению интегральной интенсивности полосы 3.9 эВ.

В прежних работах нашей группы [26, 27] экспериментально было исследовано влияние комбиниро-

¹⁾ e-mail: o_gogina@mail.ru

ванного воздействия ионного (He^+) и электронного облучения на характерные полосы люминесценции для $h\text{BN}$, синтезированного группой Ватанабе и Танигучи [28] из расплава при высоком давлении. Было обнаружено, что в результате облучения ионами гелия происходит уменьшение интенсивности всех полос люминесценции, что указывало на образование центров безызлучательной рекомбинации при таком воздействии [23, 24]. При последующем облучении электронным пучком малыми дозами наблюдался рост интенсивности только полосы люминесценции 1.9 эВ в отсутствие подобного влияния для остальных полос. Было предположено, что при электронном облучении происходит перестройка центров безызлучательной рекомбинации в центры люминесцентного излучения.

В настоящей работе приведены результаты подробного исследования влияния комбинированного облучения ионами гелия и облучения электронами на интенсивность полосы КЛ 3.9 эВ для образцов $h\text{BN}$ производства компании “Ossila”, синтезированного из газовой фазы.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что ионное облучение малыми дозами в этом материале позволяет сформировать в $h\text{BN}$ новые центры люминесценции в диапазоне энергий 3.2–5 эВ, а при последующем облучении электронами происходит осаждения углерода на поверхность $h\text{BN}$ с последующей его диффузией вглубь образца.

Методы эксперимента. В работе исследовался монокристаллический $h\text{BN}$, произведенный компанией “Ossila”, с заявленной чистотой 99.99 %. Исследуемый тонкий образец $h\text{BN}$ был отслоен от большого монокристалла и перенесен на кремниевую подложку. Толщина образца определялась с помощью атомно-силовой микроскопии и составляла 175 нм. Все исследования выполнялись при комнатной температуре.

С помощью гелиевого ионного микроскопа Zeiss Orion Plus в растровом режиме было выполнено облучение областей образца размером 10×10 мкм ионами гелия с энергией 30 кэВ с различными дозами в интервале 10^{14} – $5 \cdot 10^{16}$ ион/см².

Спектры КЛ и карты распределения КЛ были получены с помощью СЭМ Zeiss SUPRA с системой Gatan MonoCL при энергии пучка 5 кэВ и спектральной шириной щели монохроматора 1 нм. При записи карт общая доза облучения составляла не более 10^{14} 1/см², а при записи спектров КЛ общая доза облучения электронами составляла $3 \cdot 10^{19}$ 1/см².

Результаты. На рисунке 1а квадратами выделены облученные He^+ области, внутри которых указа-

ны дозы облучения, выраженные в ион/см². Эти области впоследствии подвергались электронному облучению в течение времени записи спектров КЛ, которое составляло 300 секунд, что соответствует общей дозе облучения около $3 \cdot 10^{19}$ 1/см². В диапазоне энергий 3.2–5 эВ в КЛ спектре исходного образца, наблюдается широкая полоса с максимумом при энергии 3.9 эВ (~ 320 нм), показанная на рис. 1б.

Карты КЛ образца на длине волны 320 нм “до” и “после” длительного облучения электронами в процессе записи спектров представлены на рис. 1с и d соответственно. Из карты КЛ на рис. 1с можно увидеть, что необлученные ионами области образца на длине волны 320 нм светятся довольно равномерно. Уровень интенсивности КЛ с необлученных участков был использован как исходный для определения изменения интенсивности КЛ после облучения.

Как видно из рис. 1с, квадраты, облученные дозами He^+ $1 \cdot 10^{14}$ ион/см² и $2 \cdot 10^{14}$ ион/см², светятся заметно ярче в сравнении с исходным $h\text{BN}$. Для квадратов, облученных дозой $5 \cdot 10^{14}$ ион/см², рост интенсивности практически не заметен, а для еще больших доз наблюдается гашение люминесценции. Увеличение интенсивности вдоль контуров этих квадратов может быть обусловлено рассеянием ионов в образце, которое приводит к облучению с меньшей дозой по сравнению с дозой, попавшей на центральную часть квадрата. Из сравнения карт КЛ на длине волны 320 нм на рис. 1с и d отчетливо видно увеличение яркости верхнего ряда квадратов после последующего длительного воздействия электронами на облученные ионами области. Этот эффект количественно подтверждается зависимостями интегральной интенсивности от дозы облучения (рис. 2) для областей, облученных малыми дозами $1 \cdot 10^{14}$ – $5 \cdot 10^{14}$ ион/см². Для доз $2 \cdot 10^{15}$ – $2 \cdot 10^{16}$ ион/см² наблюдается спад интегральной интенсивности, которая при дозе $5 \cdot 10^{16}$ ион/см² становится сравнима с погрешностью измерений. Характер зависимости интенсивности от дозы сохраняется и после электронного облучения.

Спектры КЛ с облученных ионами He^+ участков также могли быть аппроксимированы суммой четырех гауссовых компонент с шириной на половине высоты порядка 0.3–0.5 эВ. Для спектра на рис. 1б значения пиковых энергий и ширин линий на их полувысоте (FWHM) составляли около 3.7 ± 0.2 , 4.0 ± 0.1 , 4.4 ± 0.05 , 4.9 ± 0.1 эВ и 0.5 ± 0.4 эВ, 0.4 ± 0.2 эВ, 0.4 ± 0.1 эВ, 0.3 ± 0.1 эВ соответственно. Ранее некоторые из этих полос уже были зарегистрированы в экспериментальных работах по катодо- [6, 29] и фотолюминесценции [11]. Согласно этим работам полоса

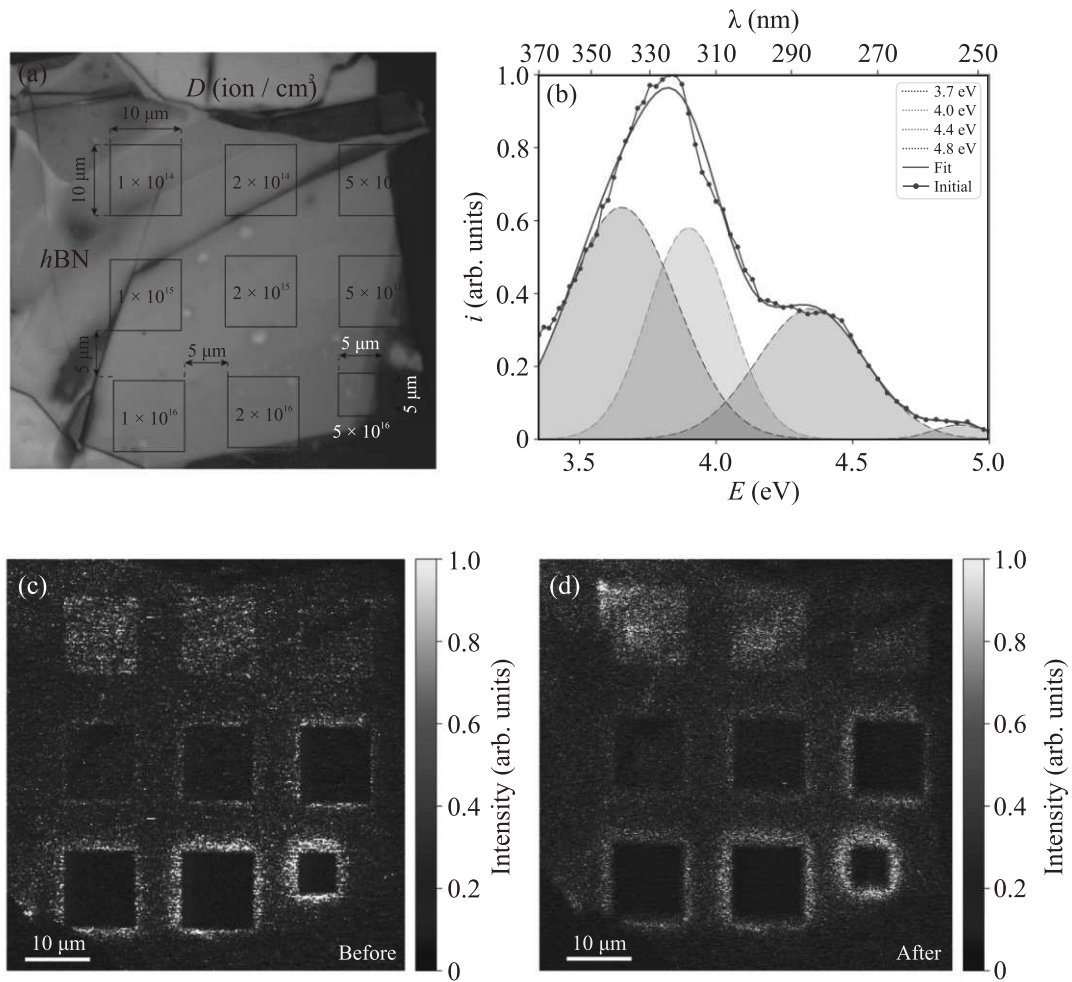


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Оптическое изображение исследуемого *hBN* с наложенной схемой областей облучения ионами гелия. Цифры внутри квадратов – доза (ион/см²) облучения в данной области. (б) – Спектр КЛ *hBN* до облучения He⁺ с разложением спектра КЛ широкой полосы 3.2–5 эВ на четыре гауссовы компоненты с максимумами энергии около 3.6 ± 0.2 эВ, 4.0 ± 0.2 эВ, 4.4 ± 0.05 эВ, 4.8 ± 0.1 эВ. Карты КЛ на длине волны 320 нм после облучения ионами He⁺ (с) и последующего облучения электронами (д) областей, показанных на схеме (а)

4.0 эВ является бесфононной линией центра люминесценции связанного с углеродом, а полоса 3.7 эВ – ее фононным повторением. Полосы 4.4 и 4.8 эВ мы также наблюдали как в спектрах КЛ *hBN* монокристалла производства компании “Ossila” [21], так и в спектрах КЛ образцов другого производителя – HQ-Graphene [30]. Зависимости изменения интенсивностей каждой полосы от дозы ионного облучения показаны на рис. 3. Наиболее выраженное усиление КЛ наблюдалось для участка с самой маленькой дозой облучения – 10¹⁴ ион/см². Для полосы с максимумом 4.8 эВ рост составил примерно 25 раз. Для остальных компонент рост оказался значительно меньше: полоса 4.4 эВ выросла в 3.5–4 раза, а 3.7 и 4.0 эВ – в 1.5–2.5 раза. Значения интенсивностей всех полос убывали с дозой облучения He⁺, но самыми чувствительными

к величине дозы оказались полосы с максимумами 4.8 и 4.4 эВ.

Для оценки влияния электронного облучения на спектры КЛ необлученного ионами *hBN* был получен массив последовательно накопленных спектров с общей длительностью сканирования 10000 с, который представлен в виде двумерной диаграммы на рис. 4а. Чтобы отслеживать быстрые процессы, влияющие на динамику изменения интенсивности КЛ в диапазоне 3.2–5 эВ, каждый спектр накапливался не более двух минут. Однако при таком быстром накоплении спектров наблюдался высокий уровень шумов, что затрудняло качественное определение набора полос в области 3.2–5 эВ.

Для решения этой проблемы был проведен анализ суммарного спектра (рис. 4б) полученного из массива

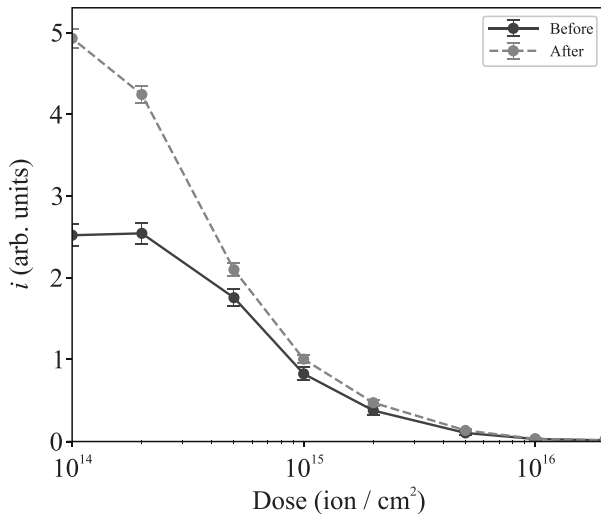


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости интегральных интенсивностей КЛ от дозы облучения He^+ до и после электронного облучения. Значения получены из карт, показанных на рис. 1с и d

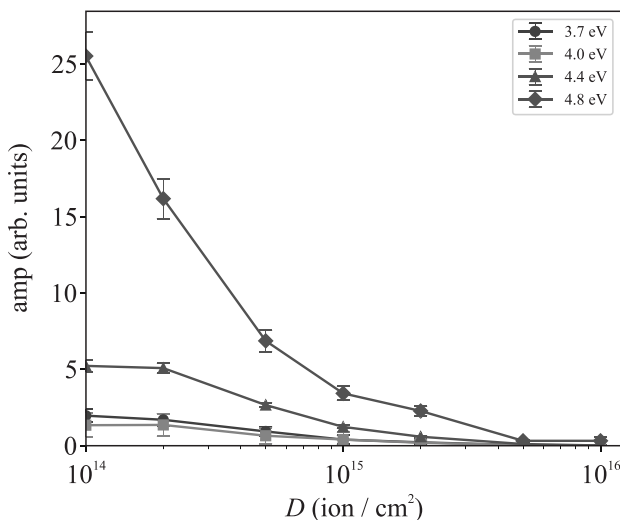


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости пиковых значений гауссовых компонент интенсивности КЛ от дозы облучения He^+ , нормированное на их значения в исходном образце

ва на рис. 4а. Этот спектр хорошо аппроксимируется четырьмя гауссовыми полосами с положениями максимумов: 3.6 ± 0.08 эВ, 3.9 ± 0.03 эВ, 4.2 ± 0.14 эВ и 4.8 ± 0.05 эВ. Ширина полос (FWHM) составила 0.5 ± 0.1 эВ, 0.4 ± 0.1 эВ, 0.5 ± 0.2 эВ и 0.5 ± 0.2 эВ.

Из цветовой карты на рис. 4а видно, что длительное воздействие электронным пучком привело к увеличению интенсивности полос КЛ преимущественно в диапазоне 3.6–4.3 эВ без какого-либо заметного роста полосы 4.8 эВ. Этот факт согласуется с данными

ми из нашей предыдущей работы по влиянию длительного облучения $h\text{BN}$ электронами с меньшей общей дозой в $1 \cdot 10^{19} \text{ 1/cm}^2$ [21], где также наблюдалось увеличение интенсивности всех зарегистрированных полос люминесценции, кроме полосы 4.8 эВ. В настоящей работе доза облучения электронами за время записи одного спектра была в три раза больше, поэтому нельзя не учитывать возможное влияние электронного облучения на регистрируемые спектры КЛ. Однако, поскольку со временем облучения электронами в спектрах не возникает новых полос при неизменности соотношения интенсивностей, имеющих (т.е. полос 3.6, 4.0, 4.4 эВ), то резкое увеличение интенсивности полосы 4.8 эВ при облучении ионами гелия связано с генерацией новых излучательных центров.

Рост полосы в диапазоне 3.2–5 эВ при электронном облучении мы также наблюдали в эксперименте с образцами, изготовленными из бариевого расплава под высоким давлением группой Ватанабе и Танигучи [29]. В том случае эффект усиления свечения был менее выражен по сравнению с исследуемыми образцами, полученными методом газотранспортной реакции от компании “Ossila”. И мы объясняли эту закономерность более высокой концентрацией примесей рассматриваемых образцов [20].

В работе [28] с помощью численного моделирования показано, что при облучении ионами гелия $h\text{BN}$ толщиной около 200 нм происходят как образование дефектов, так и возбуждение электронно-дырочных пар на всей глубине материала. Поскольку многокомпонентная полоса 3.9 эВ (320 нм) ассоциируется с различными типами дефектов, включающих углеродные примеси, увеличение ее интенсивности после облучения малыми дозами ионов и электронами можно объяснить в общем случае образованием новых центров люминесценции, в том числе за счет внедрения углерода.

В процессе облучения как ионами He^+ , так и электронами происходит образование на поверхности образцов слоя углеродсодержащих соединений, которые могут быть источником углерода при последующей его диффузии в объем $h\text{BN}$. Толщина указанного слоя растет, а интенсивность всех спектральных компонент падает с дозой облучения ионами гелия выше минимально использованной в 10^{14} см^{-2} и становится меньше значения в исходном материале. Поэтому можно утверждать, что имеется два конкурирующих ионно-индуцированных процесса, которые имеют различные временные параметры, не связанные с толщиной углеродного слоя. Первый из них – это быстрый процесс образования ИОФ дефектов,

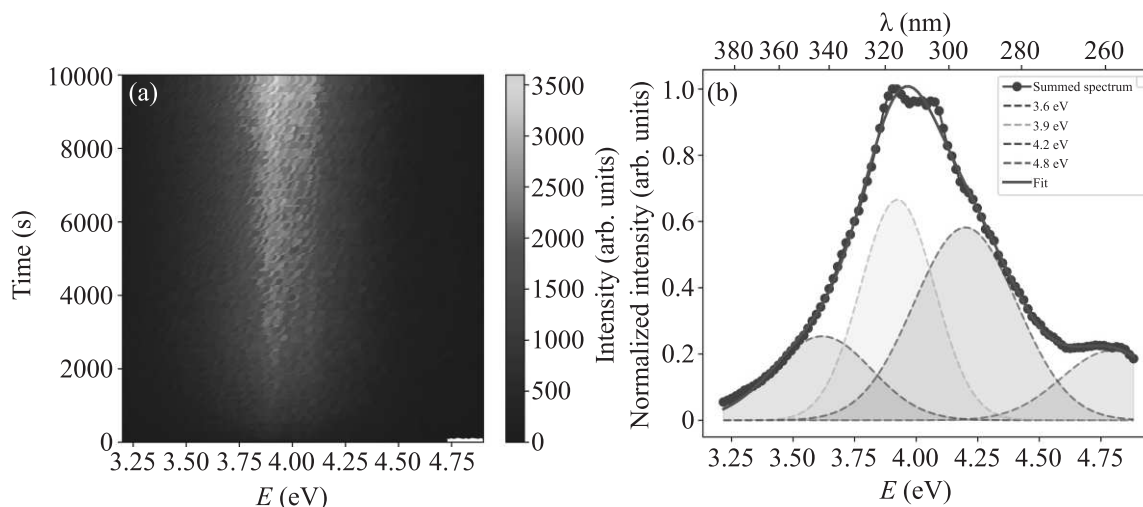


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Цветовая карта изменений интенсивности КЛ необлученного ионами h BN в диапазоне энергий 3.2–5 эВ в зависимости от времени облучения электронами. Карта получена из массива 92 спектров, каждый из которых накапливался не более 2-х минут. (b) – Спектр КЛ, полученный при суммировании всех накопленных спектров из (a). Суммарный спектр разложен на четыре гауссовы компоненты с максимумами энергии около 3.6, 3.9, 4.2, 4.8 эВ

ответственных за КЛ полосы 4.4 и 4.8 эВ. Второй – более медленный, который может быть связан как с трансформацией структуры ИОФ дефектов, так и с образованием дефектных центров безызлучательной рекомбинации.

Последующее облучение электронами не создает дополнительных дефектов. Хотя со временем толщина углеродосодержащего слоя на поверхности растет и значительно превышает достижимую при использованных дозах ионного облучения, проникать в объем могут только атомы углерода непосредственно на интерфейсе. Поэтому основной причиной усиления интенсивности следует предполагать генерацию неравновесных свободных носителей заряда, которые могут привести к ускоренной миграции атомов углерода с поверхности к другим дефектам, с которыми образуются люминесцентно активные центры и/или к локальной атомной перестройке углеродосодержащих комплексов дефектов, присутствовавших в исходном кристалле, с их активацией.

В областях, бомбардированных большими дозами ионов $5 \cdot 10^{15}$ и $1 \cdot 10^{16}$ ион/см², эффект усиления люминесценции не наблюдается. Возможно, при таких дозах более вероятно образование центров безызлучательной рекомбинации. Последующее облучение этих областей электронами слабо стимулирует усиление люминесценции, что может говорить об образовании при облучении большими дозами ионов такой системы дефектов, в которой существенно сложнее сформировать излучательные центры с помощью облучения электронами. Отсутствие заметного измене-

ния интенсивности КЛ после удаления поверхностного углеродсодержащего слоя в кислородной плазме свидетельствует, что все наблюдаемые процессы происходят в объеме.

Рост интенсивности полосы с максимумом в 4.8 эВ нельзя напрямую связывать с комбинированным ионным и электронным облучением, как это было отмечено, например, для полосы 2 эВ в образцах группы Ватанабе и Танигучи [26, 27] или для полосы 3.9 эВ в образцах HQ-graphene [30]. Отсутствие чувствительности данной полосы к электронному облучению указывает на то, что ее происхождение не связано с изменениями зарядовых состояний дефектов в исходном образце или с образованием дефектов, содержащих углерод, под воздействием ионного облучения.

Полоса 4.7 эВ наблюдалась в экспериментах со скрученными слоями h BN [31]. Однако, учитывая ее чувствительность к ионному облучению, можно предположить, что в нашем случае она не связана с разориентацией решетки, но скорее может быть обусловлена точечными дефектами. Так процесс образования этой полосы можно связать с заполнением образовавшихся вакансий примесями, например, углеродом или кислородом [32], которые изначально были в исходных кристаллах в междоузельном положении. Аргументом против участия междоузельных примесей углерода и кислорода являются высокие скорости миграции таких дефектов при комнатной температуре [34], делающие их присутствие в исходном кристалле маловероятным, однако цен-

тры люминесценции могут представлять собой, в том числе, комплексы, образующиеся из примесей в присутствии вакансий, образованных ионным облучением. Количество этих примесей в решетке ограничено, и это накладывает ограничение на количество центров люминесценции, образующихся в результате взаимодействия с вакансиями. Таким образом, концентрация центров люминесценции, ответственных за данную полосу, приходит к насыщению в то время как концентрация ионно-индуцированных вакансий возрастает, формируя другие дефекты, которые служат конкурирующими каналами рекомбинации и приводят к снижению интенсивности полосы 4.8 эВ при увеличении дозы облучения ионами гелия.

Выводы. В работе подробно исследовано влияние ионного облучения He^+ на спектр в области 3.2–5 эВ. Облучение $h\text{BN}$ ионами He^+ с дозами $1 \cdot 10^{14}$ и $2 \cdot 10^{14}$ ион/см² приводит к образованию новых излучательных центров. Последующее электронное облучение стимулирует образование неравновесных свободных носителей заряда, которые участвуют в рекомбинационно-усиленной миграции дефектов и, возможно, способствуют проникновению углеродных примесей в объем монокристалла $h\text{BN}$. Такой механизм способствует перестройке ионно-индуцированных дефектов в новые центры люминесценции, ответственные за полосы люминесценции.

Важное влияние на результат эксперимента оказывают технологии и условия роста кристаллов $h\text{BN}$. Известно, что ранее исследованный кристалл $h\text{BN}$ производства группы Ватанабе и Танигучи был получен при высокой температуре и высоком давлении из бариевого раствора, а в готовом кристалле содержание примесей кислорода и углерода составило менее 10^{18} атомов/см³ [28]. Для коммерческого $h\text{BN}$ от “Ossila” у нас нет информации о технологии и условиях его производства. Мы можем только предположить, что в их исходных кристаллах может быть больше примесей, в том числе углеродных, по сравнению с $h\text{BN}$ группы Ватанабе и Танигучи.

Поскольку в образцах японской группы концентрация углеродных примесей мала, усиление люминесценции по передоложенному механизму не происходит и все характерные полосы при ионном облучении гасли [23, 27, 28].

В нашей работе показано, что при облучении ионами $h\text{BN}$ от “Ossila” углеродные примеси могут перестраиваться и образовывать новые излучательные центры, отвечающие за рост интенсивности полосы 3.9 эВ.

Экспериментальные результаты получены с использованием оборудования Междисциплинарного ресурсного центра по направлению “Нанотехнологии” Научного парка СПбГУ. Авторы благодарны 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 данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. J. L. O'Brien, A. Furusawa, and J. Vučković, *Nat. Photonics* **3**(12), 687 (2009); DOI: 10.1038/nphoton.2009.229.
2. T. E. Northup and R. Blatt, *Nat. Photonics* **8**(5), 356 (2014); DOI: 10.1038/NPHOTON.2014.53.
3. H. J. Kimble, *Nature* **453**(7198), 1023 (2008); DOI: 10.1038/nature07127.
4. G. Cassaboies, P. Valvin, and B. Gil, *Nat. Photonics* **10**, 262 (2016); DOI: 10.1038/nphoton.2015.277.
5. T. T. Tran, K. Bray, M. J. Ford, M. Toth, and I. Aharonovich, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 37 (2015); DOI: 10.1038/NNANO.2015.242.
6. R. Bourrellier, S. Meuret, A. Tararan, O. Stéphan, M. Kociak, L. H. G. Tizei, and A. Zobelli, *Nano Lett.* **16**, 4317 (2016); DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b01368.
7. I. Aharonovich, D. Englund, and M. Toth, *Nat. Photonics* **10**, 631 (2016); DOI: 10.1038/NPHOTON.2016.186.
8. K. Watanabe, T. Taniguchi, and H. Kanda, *Nat. Mater.* **3**(6), 404 (2004); DOI: 10.1038/nmat1134.
9. K. Watanabe, T. Taniguchi, T. Niiyama, K. Miya, and M. Taniguchi, *Nat. Photonics* **3**(10), 591 (2009); DOI: 10.1038/nphoton.2009.167.
10. G. Venturi, S. Chiodini, N. Melchioni, E. Janzen, J. H. Edgar, C. Ronning, and A. Ambrosio, *Laser Photonics Rev.* **18**(6), 2300973 (2024); DOI: 10.1002/lpor.202300973.
11. A. Vokhmintsev, I. Weinstein, and D. Zamyatin, *J. Lumin.* **208**, 363 (2019); DOI: 10.1016/j.jlumin.2018.12.036.
12. L. Museur and A. Kanaev, *J. Appl. Phys.* **103**(10), 103520 (2008); DOI: 10.1063/1.2925685.
13. A. B. Dhu-al Shaik, P. Palla, and D. Jenkins, *Sci. Rep.* **14**(1), 811 (2024); DOI: 10.1038/s41598-024-51504-x.
14. S. A. Tawfik, S. Ali, M. Fronzi, M. Kianinia, T. T. Tran, C. Stampfl, I. Aharonovich, M. Toth, and M. J. Ford, *Nanoscale* **9**(36), 13575 (2017); DOI: 10.1039/c7nr04270a.
15. D. Zhong, S. Gao, M. Saccone, J. R. Greer, M. Bernardi, S. Nadj-Perge, and A. Faraon, *Nano Lett.* **24**(4), 1106 (2024); DOI: 10.1021/acs.nanolett.3c03628.

16. T. Vogl, G. Campbell, B.C. Buchler, Y. Lu, and P.K. Lam, *Acs Photonics* **5**(6), 2305 (2018); DOI: 10.1021/acsp Photonics.8b00127.
17. H. Zhang, M. Lan, G. Tang, F. Chen, Z. Shu, F. Chend, and M. Li, *J. Mater. Chem. C* **7**, 12211 (2019); DOI: 10.1039/c9tc03695d.
18. M. Kianinia, B. Regan, S.A. Tawfik, T.T. Tran, M.J. Ford, I. Aharonovich, and M. Toth, *ACS Photonics* **4**(4), 768 (2017); DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b00086.
19. T.T. Tran, C. Elbadawi, D. Totonjian, C.J. Lobo, G. Grosso, H. Moon, D.R. Englund, M.J. Ford, I. Aharonovich, and M. Toth, *ACS Nano* **10**(8), 7331 (2016); DOI: 10.1021/acsnano.6b03602.
20. Y.V. Petrov, O.F. Vyvenko, O.A. Gogina, S. Kovalchuk, and K. Bolotin, *Crystallography Reports* **69**(1), 53(2024); DOI: 10.1134/S106377452360120X.
21. О.А. Гогина, Ю.В. Петров, О.Ф. Вывенко, С. Ковальчук, К. Болотин, *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки* **17**(11), 49 (2024); DOI: 10.18721/JPM.171.108.
22. 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.
23. Ю.В. Петров, О.А. Гогина, О.Ф. Вывенко, S. Kovalchuk, K. Bolotin, K. Watanabe, T. Taniguchi, *Журнал технической физики* **92**(8), 1166 (2022); DOI: 10.21883/JTF.2022.08.52778.66-22.
24. S. Hou, M.D. Birowosuto, S. Umar, M.A. Anicet, R.Y. Tay, P. Coquet, E.H. Teo, B.K. Tay, H. Wang, and E.H.T. Teo, *2D Mater* **5**, 015010 (2018); DOI: 10.1088/2053-1583/aa8e61.
25. S. Choi, T.T. Tran, C. Elbadawi, C. Lobo, X. Wang, S. Juodkazis, G. Seniutinas, M. Toth, and I. Aharonovich, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **8**(43), 29642 (2016); DOI: 10.1021/acsaami.6b09875.
26. Ю.В. Петров, О.А. Гогина, О.Ф. Вывенко, S. Kovalchuk, and K. Bolotin, *Журнал технической физики* **93**(7), 921 (2023); DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55746.62-23.
27. Ю.В. Петров, О.Ф. Вывенко, О.А. Гогина, Т.В. Шаров, С. Ковальчук, К. Болотин, *Известия РАН. Серия физическая* **87**(10), 1423 (2023); DOI: 10.31857/S0367676523702484.
28. T. Taniguchi and K. Watanabe, *J. Cryst. Growth* **303**, 525 (2007); DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2006.12.061.
29. Y.V. Petrov, O.F. Vyvenko, O.A. Gogina, S. Kovalchuk, K. Bolotin, K. Watanabe, T. Taniguchi, *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing **2103**(1), 012065 (2021); DOI:10.1088/1742-6596/2103/1/012065.
30. Yu.V. Petrov, O.A. Gogina, O.F. Vyvenko, T.V. Sharov, E.V. Borisov, M.G. Prokudina, and A.F. Shevchun, *Physica B: Condensed Matter* **695**, 416588 (2024); DOI:10.1016/j.physb.2024.416588.
31. S. Cong, F. Zhang, S. Kahn et al. (Collaboration), *Nat. Mater.* **21**(8), 896 (2022); DOI: 10.1038/s41563-022-01303-4.
32. T. Korona and M. Chojecki, *Int. J. Quantum Chem.* **119**(14), e25925 (2019); DOI: 10.1002/qua.25925.
33. L. Weston, D. Wickramaratne, M. Mackoite, A. Alkauskas, and C.G. van de Walle, *Phys. Rev. B* **97**(21), 214104 (2018); DOI: 10.1103/PhysRevB.97.214104.