Фотолюминесцентная спектроскопия одиночных NV-центров в алмазе, полученных многоимпульсным фемтосекундным лазерным воздействием

© А.А. Куприянов[1], Е.В. Заведеев[1], М.А. Дежкина[1], С.Я. Килин[2], В.В. Кононенко[1]

[1] Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
[2] Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

e-mail: Arlinga@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.11.2025 г.
В окончательной редакции 11.12.2025 г.
Принята к публикации 03.06.2026 г.

Контролируемое создание одиночных квантовых систем, таких как парамагнитные центры окраски в алмазе, является важной и актуальной задачей. При идентификации дефектных комплексов, формируемых различными способами, возникает необходимость в проведении длительных оптических измерений, которые оказываются существенно осложнены механическим дрейфом исследуемого точечного объекта. В настоящей работе при помощи многоимпульсного лазерного воздействия фемтосекундными импульсами в монокристалле алмаза созданы азотно-вакансионные центры. Для исследования их свойств разработан и апробирован метод поиска и позиционирования одиночного эмиссионного центра. Отдельное внимание уделено наличию в зоне облучения сопутствующих дефектов, в частности генерируемых излучением вакансий.

Ключевые слова: NV-центры, одиночные дефекты, спектроскопия одиночного центра, фотолюминесцентная микроскопия, наноабляция.

DOI: 10.61011/OS.2026.08.63715.20-26

Введение

В наши дни в квантовых и однофотонных приложениях большое внимание уделяется перспективам одиночных центров окраски в синтетическом алмазе, который служит твердотельной матрицей с рекордно высокой температурой Дебая (2230 K). Одними из наиболее перспективных и изученных парамагнитных центров окраски в алмазе являются отрицательно заряженные азотно-вакансионные (NV) комплексы [1,2], уже активно используемые в магнитометрии [3], квантовых вычислениях [4] и технологиях связи [5].

Вакансионные комплексы, в том числе NV-центры, возникают в процессе синтеза алмаза самопроизвольно в количествах, зависящих от концентрации образующих их примесей [6,7]. Однако пространственное положение таких естественных центров непредсказуемо, что осложняет их использование. Поэтому современные методы контролируемого получения одиночных NV-центров стремятся реализовать идеальную парадигму, включающую: 1) использование сверхчистых кристаллов с минимальной концентрацией азота и без естественных NV-центров, 2) локальное формировании вакансий в микрообласти, где требуется поместить одиночный NV-центр, 3) стимуляцию миграции вакансий и объединение одной из них с примесным азотом. Этапы внесения примеси, генерации вакансий и стимулирования их диффузии используют в разных вариациях следующие методы: бомбардировка электронным или ионным пучком, лазерное облучение, высокотемпературный отжиг и т. д. [8,9]

Помимо этого, при создании одиночных дефектов встает проблема их идентификации и характеризации их свойств. Одна из наиболее ценных особенностей центров окраски заключается в том, что инициализация, чтение их состояния, в том числе обусловленного взаимодействием с атомарным окружением и внешней средой, осуществляется с помощью оптического возбуждения и измерения фотолюминесценции (ФЛ). Эти подходы, однако, сильно осложнены при работе с одиночными или оптически изолированными центрами, т. е. с центрами, расстояние между которыми больше характерного размера сфокусированного лазерного пучка, используемого для их возбуждения. ФЛ-сигнал от таких эмиттеров достаточно мал: в случае NV-центров он не превышает 10^5 фотонов в секунду (cps).

Особенно серьезные проблемы возникают при измерении спектров ФЛ, которые традиционно являются основной методикой идентификации центров окраски. Люминесценция NV-центров характеризуется широким фононным крылом [10], малый уровень сигнала распределяется по большому диапазону длин волн (600–800 nm). Следствием этого является необходимость длительного накопления сигнала для увеличения отношения сигнал/шум, что достаточно сложно реализовать на практике для одиночного центра из-за смещения исследуемого объекта из фокальной плоскости и его дрейфа в поле зрения микроскопа, что приводит к неконтролируемым

вариациям уровня сигнала и к существенному искажению получаемого спектра.

В настоящей работе для синтеза NV^--центров использовалось многоимпульсное лазерное воздействие фемтосекундными импульсами, сопровождаемое фотоокислением поверхности — наноабляцией [11]. Данный режим характеризуется энергиями облучения значительно ниже порога лазерно-индуцированной графитизации алмаза. Ранее таким образом в образцах с высоким содержанием азота (~ 1 ppm) были получены массивы NV-центров [12], а в образцах с низким содержанием (~ 1 ppb) — одиночные NV-центры [13].

Для исследования свойств одиночных дефектов, включая измерение автокорреляционной функции второго порядка ($g^{(2)}(t)$-функции), измерение времени жизни возбужденного состояния и идентификацию дефекта с помощью оптической спектроскопии, разработан метод поиска и удержания люминесцентного центра в зоне оптической накачки, компенсирующий влияние теплового дрейфа образца. Возможность получения ФЛ-спектров из фиксированной точки образца позволила также провести исследования наличия в зоне фемтосекундного лазерного воздействия сопутствующих дефектов, в частности генерируемых излучением вакансий.

Материалы и методы

1. Лазерная генерация NV-центров

В экспериментах был использован алмазный образец, представляющий собой механически полированный CVD-монокристалл с лицевой (облучаемой лазером) гранью (100) и размерами $2 \times 2 \times 0.3$ mm. Концентрация азота по данным производителя (Element Six) составляла < 5 ppb, а бора — < 0.05 ppb. Перед экспериментами образец был отожжен в воздухе при температуре 580 °C и очищен в ультразвуковой ванне при помощи ацетона и изопропанола.

Для лазерной генерации центров окраски использовались фемтосекундные импульсы Ti:Sapp-лазера с регенеративным усилителем (Spectra Physics). Длина волны излучения лазера 800 nm, длительность импульса первой гармоники 120 fs, частота следования импульсов 1 kHz. В экспериментах использовалась третья гармоника, поскольку в предыдущих работах было установлено, что импульсы третьей гармоники обладают большей эффективностью генерации NV-центров [12]. Фокусировка излучения на поверхность осуществлялась при помощи асферической линзы с задним фокусным расстоянием 35 mm, диаметр пучка по уровню $1/e^2$ составлял приблизительно $4\,\mu$m.

Воздействие осуществлялось в воздушной атмосфере при нормальных условиях. Облучение образца было проведено в серии экспериментов с варьируемой плотностью энергии (5 % и 7.5 % (0.18 J/cm^2 и 0.27 J/cm^2 соответственно) от порога одноимпульсной графитизации, равного 3.6 J/cm^2) и количеством импульсов в диапазоне от $1 \cdot 10^5$ до $3 \cdot 10^7$. При ФЛ-картографировании облученных областей было обнаружено формирование центров окраски, количество которых в конкретной зоне облучения линейно зависело от дозы и энергии облучения [13].

2. ФЛ-картографирование и спектроскопия лазерных NV-центров

Полученные в результате многоимпульсного облучения области алмаза были изучены с помощью конфокального сканирующего микроскопа, схема которого представлена на рис. 1. Микроскоп оснащен объективом (Nikon) с числовой апертурой $N_A = 0.7$. Для сканирования образец перемещался при помощи трехосевого пьезопозиционера (Physics Instrument). Возбуждение ФЛ осуществлялось при помощи непрерывного или импульсного (пикосекундной длительности) излучения лазерного диода с центральной длиной волны 513.5 nm (Omicron).

При картографировании поверхности ФЛ-сигнал измерялся непрерывно в процессе сканирования. Количество фотонов в секунду рассчитывалось исходя из времени, затрачиваемого для прохождение фиксированного расстояния (50 nm). ФЛ-излучение фильтровалось: 1) отрезающим светофильтром (> 594 nm), который не пропускал излучение накачки и излучение первого и второго порядков комбинационного рассеяния или 2) полосовым фильтром с шириной линии пропускания 20 nm и центральной длиной волны 740 nm, соответствующей бесфононной линии одиночных вакансий [9]. Также (уже без отсекающих фильтров) снимались оптические изображения зоны лазерного воздействия, для чего в режиме сканирования измерялась величина коэффициента отражения на длине волны лазера накачки.

Регистрация сигнала при сканировании осуществлялась при помощи двух лавинных фотодиодов (SPAD) и системы счета одиночных фотонов (PicoQuant). Длинноволновая граница чувствительности диодов 800 nm, среднее значение темнового сигнала I_d каждого приемника составляет около 50 cps. Эта же система использовалась для всех (кроме спектральных) измерений, в том числе для измерений с привязкой ко времени для получения временной корреляции излучаемых фотонов методом Ханбери Брауна–Твисса. Для получения ФЛ-спектров использовался одиночный SPAD, подключенный к системе счета фотонов и установленный за выходной щелью монохроматора. Использовался дифракционный монохроматор (Solar TII) со спектральным разрешением 1.0 nm (решетка 100/mm).

В используемой установке характерный сигнал от одиночного NV-центра составляет $2-3 \cdot 10^4$ cps в зависимости от взаимной ориентации NV-центра и поляризации излучения накачки. Полуширина фононного крыла люминесценции порядка ~ 100 nm. Если считать распределение интенсивности по спектру равномерным,

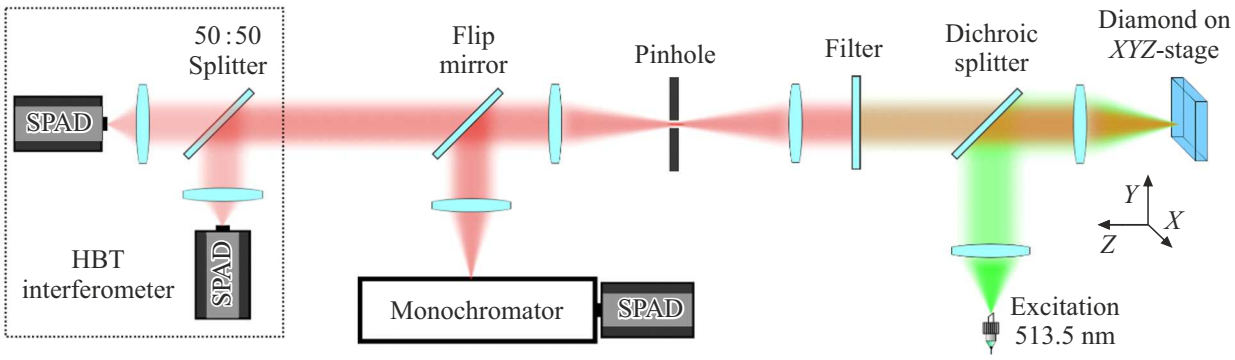


Рис. 1. Схема измерительной установки.

то спектральная плотность потока фотонов I_s будет составлять 100 cps/nm. Отношение сигнал/шум SN зависит от времени накопления t:

$$SN \sim I_s t/(\sqrt{I_s t} + \sqrt{I_d t}) \sim 6\sqrt{t}.$$

Тогда, исходя из приемлемого SN на уровне 30 ($\sim 3\,\%$ шум), время накопления сигнала в одной точке спектра должно составлять 25 s.

Соответственно необходимое для измерения спектра в диапазоне от 500 nm до 800 nm с шагом измерения 1 nm время составляет более 2 h. Практика показывает, что это время существенно больше, чем характерное время дрейфового смещения образца на величину в несколько сотен нанометров и потери ФЛ-сигнала от одиночного центра. Поэтому для проведения спектральных и других измерений был разработан алгоритм автоматического поиска точечного эмиттера, который давал возможность устранить накапливающееся рассогласование положений люминесцентного центра и оптической системы.

Алгоритм корректировки основывался на поиске максимального ФЛ-сигнала при сканировании лазерным пучком по окрестности центра и состоял из двух этапов: грубого поиска и точного позиционирования. На первом этапе образец перемещался по узлам прямоугольной сетки с фиксированным шагом по каждой оси. Обычно шаг для осей X и Y составлял 200 nm, для Z — 600 nm. Направление перемещения определялось разностью сигналов между измерениями сигнала в соседних узлах сетки: движение осуществлялось в сторону увеличения сигнала. Для корректного определения разности сигнал в каждой точке копился до тех пор, пока его стандартное отклонение не становилось в 3 раза меньше ее модуля. Таким образом определялось положение узла сетки, в котором сигнал был максимальным. На втором этапе происходило уточнение положения найденного максимума. Для этого в данном и всех соседних узлах сетки еще раз определялся уровень сигнала с увеличенным (для снижения ошибки) временем накопления. Полученная зависимость сигнала от координат аппроксимировалась полиномом второго порядка. После этого образец перемещался в положение экстремума найденного полинома.

Поддержание согласованности эмиттера и оптической системы осуществлялось двумя способами в зависимости от вида измерения. При измерении ФЛ-спектра регистрируемый сигнал имеет слишком низкую интенсивность в процессе измерения, поэтому на его основе невозможно судить о положении центра окраски. В этом случае спектральные измерения проводились циклически: весь диапазон сканировался относительно быстро (5 s на точку). Затем полный поток ФЛ-излучения направлялся на вспомогательный детектор, положение эмиттера корректировалось, и цикл повторялся. При измерениях, которые используют весь поток фотонов, собранный объективом, (например, измерения функции $g^{(2)}$) корректировка проводилась без специальной паузы — во время измерений в автоматическом режиме при падении сигнала до 80 % от максимального.

Последующие измерения были направлены на идентификацию полученных центров окраски и определение, являются ли они источниками одиночных фотонов. Также для проверки гипотезы о том, что режим многоимпульсного лазерного воздействия не приводит к генерации побочных дефектов, были исследованы спектры в области, подверженной воздействию на локальных участках, не содержащих NV-центры. Для этого при помощи описанного ранее алгоритма производилось позиционирование на созданном эмиттере, после чего производилось смещение на постоянное расстояние в „пустую“ зону, благодаря чему спектр измерялся в одной точке.

Результаты

1. ФЛ-картографирование и подтверждение одиночности эмиттеров

На рис. 2 представлены полученные при сканировании с использованием разных светофильтров карты одной из облученных областей. Данная область была облучена серией из $7 \cdot 10^6$ импульсов с плотностью энергии 0.27 J/cm^2. В ходе облучения имело место наноабляционное травление алмаза, вследствие чего образовался

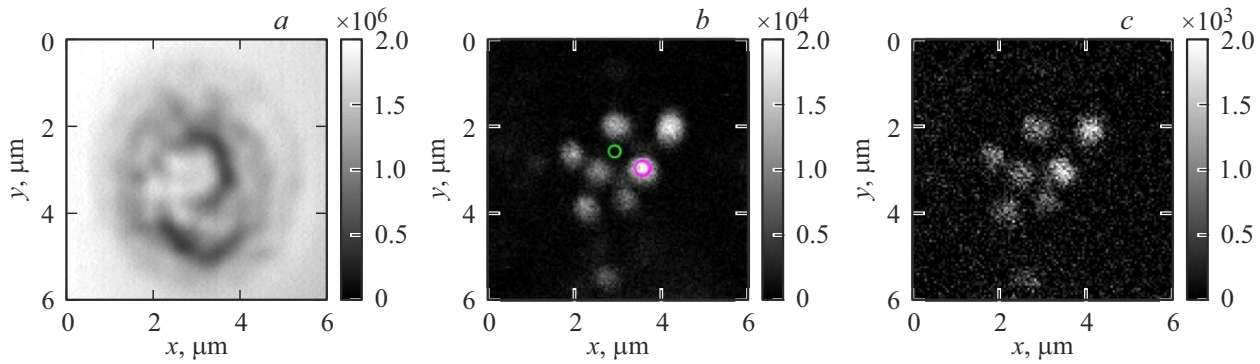


Рис. 2. Карты облученной области: *a* — карта отражательной способности поверхности; *b* — карта ФЛ, полученная при помощи отсекающего фильтра, пурпурный и зеленый кружки указывают на эмиссионный центр, которому соответствуют последующие рисунки, и „пустая“ зона между эмиттерами; *c* — карта ФЛ, полученная при помощи полосового фильтра.

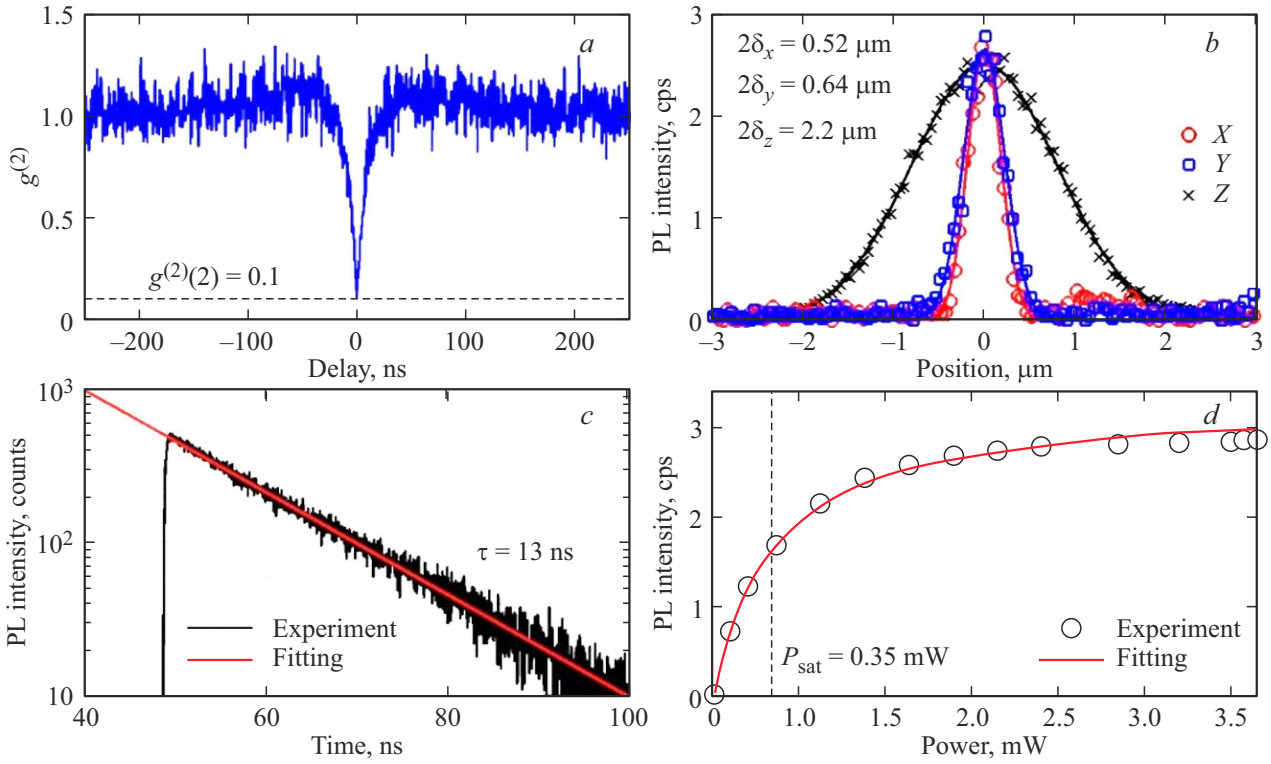


Рис. 3. Результаты измерения интенсивностей: *a* — функция $g^{(2)}$ для сигнала от эмиттера из ансамбля, *b* — зависимость интенсивности от положения центра при сканировании, *c* — зависимость частоты испускания фотона от времени после возбуждения пикосекундным импульсом, *d* — зависимость ФЛ-сигнала от мощности возбуждения.

кратер с глубиной 400 nm, хорошо видимый в отраженном свете (рис. 2, *a*). Помимо этого, в представленной области в ходе лазерного воздействия образовался ансамбль из одиночных (оптически различимых) сигнала (рис. 2, *b, c*). Пурпурным кружком отмечен источник, результаты исследования которого представлены на последующих рисунках. При замене отрезающего фильтра на полосовой произошло равномерное уменьшение уровня интенсивности ФЛ по всему полю зрения. Это указывает на то, что среди наблюдаемых источников нет вакансий, свечение которых сосредоточено в районе 740 nm и не должно существенно уменьшаться при использовании такого фильтра [14], в отличие от NV-центров.

Для того чтобы удостовериться, являются ли наблюдаемые объекты источниками одиночных фотонов, была определена функция автокорреляции фотонов методом Ханбери Брауна–Твисса [15]. На рис. 3, *a* представлена функция, полученная при мощности возбуждения 210 μW. В полученной функции наблюдался явный провал в частоте детектирования двух фотонов в области нулевой задержки ($g^{(2)}(0) = 0.1$), что доказывает сильный эффект антигруппировки [16]. Данный резуль-

тат справедлив для каждого из возникших источников. Таким образом, полученные центры окраски являются источниками одиночных фотонов, т. е. одиночными люминесцентными центрами.

2. Определение разрешения микроскопа

Интенсивность ФЛ была измерена при пространственном сканировании одиночного центра. На рис. 3, *b* представлены зависимости ФЛ-сигнала от положения одиночного эмиттера для трех осей: X, Y и Z. Экспериментальные данные были получены путем счета фотонов при сканировании образца с шагом 50 nm. Данные были аппроксимированы гауссовыми кривыми: $\exp[-(r_i/\delta_i)^2]$, где i — координата X, Y или Z, r_i — смещение от найденного алгоритмом максимума, δ_i — радиус по уровню 1/e. Поскольку источники имеют атомарные размеры, их наблюдаемые изображения характеризуют оптическое разрешение микроскопа. Из полученных данных (рис. 3, *b*) вычислено, что латеральное разрешение системы близко к дифракционному пределу (к диаметру пятна Эйри) и составляет $2\delta_X = 0.52\,\mu$m и $2\delta_Y = 0.64\,\mu$m по осям X и Y соответственно, аксиальное разрешение составляет $2\delta_Z = 2.2\,\mu$m.

3. Исследование кинетики релаксации возбужденного состояния и эффективности его накачки

На рис. 3, *c* представлена зависимость интенсивности ФЛ от времени при возбуждении импульсами пикосекундной длительности. Указанные данные фактически представляют собой гистограмму задержки между 100 ps импульсом накачки и временем регистрации испущенного фотона. Видно, что полученная зависимость является экспоненциально убывающей. Вычисленное время затухания, которое соответствует времени жизни возбужденного состояния, составило $\tau = 13 \pm 0.2$ ns. Полученное значение соответствует известным значениям времени высвечивания NV-центров [17].

Также была определена зависимость интенсивности ФЛ I_{PL} от мощности накачки P. Измеренная зависимость и ее аппроксимация представлены на рис. 3, *d*. Для аппроксимации использовалось выражение $I_{\mathrm{PL}} \sim P/(P + P_{\mathrm{sat}})$, где P_{sat} — мощность, при которой наступает насыщение ФЛ-эмиссии [18]. Мощность, при которой наступает насыщение, равна $350 \pm 50\,\mu$W. С учетом потерь при отражении от поверхности алмаза до эмиттера доходила мощность $290\,\mu$W, что соответствует плотности потока фотонов $I_{\mathrm{sat}} = 3 \pm 0.5\,\mathrm{cps/cm^2}$.

Полученные данные позволяют определить сечение поглощения σ излучения накачки эмиттером. В соответствии с [19] рассматривалась общепринятая упрощенная трехуровневая система энергетических уровней, имеющая два пути релаксации — излучательный переход напрямую с возбужденного уровня *2* на основной уровень *1* и безызлучательный переход через метастабильный уровень *3*. При решении кинетических уравнений в процессе стационарного цикла накачка-релаксация было получено следующее выражение для сечения поглощения: $\sigma = k_{\mathrm{ef}}/I_{\mathrm{sat}}$, где k_{ef} — эффективная частота релаксации. Она связана с частотами переходов следующим выражением:

$$k_{\mathrm{ef}} = k_{21}(k_{31} + k_{23})/(k_{23} + k_{21}),$$

где k_{21} — соответствует излучательному переходу с уровня *2* на уровень *1*, а k_{23} и k_{31} — безызлучательным переходам через уровень *3*. Для определения величины k_{21} использовалось измеренное значение $\tau = 13$ ns: $k_{21} = 1/\tau = 0.077\,\mathrm{ns^{-1}}$. Величины k_{23} и k_{31} были взяты из литературных источников: $k_{23} = 0.032\,\mathrm{ns^{-1}}$ и $k_{31} = 0.008\,\mathrm{ns^{-1}}$ [17,20]. Вычисленное значение сечения поглощения оказалось равным $\sigma = (9.3 \pm 1.7) \cdot 10^{-17}\,\mathrm{cm^2}$, что находится в хорошем соответствии с ранее полученными данными [19,21,22].

4. Исследование спектральных свойств

Как указано выше, одной из целей работы являлось исследование спектральной чистоты обработанного лазером алмаза, в частности возможности проявления в спектре ФЛ особенностей, связанных с вакансиями, которые, как хорошо известно, необходимы для формирования NV-центров. Учитывая относительно малую силу осциллятора GR1-центров (нейтральных вакансий), при измерении спектров интенсивность возбуждения составляла $880\,\mu$W, что обеспечивало близкий к уровню насыщения ФЛ-сигнал. Отметим, что нагрева образца и связанного с ним увеличения дрейфа измеряемого центра замечено не было.

На рис. 4, *a* представлены два спектра ФЛ, полученные из облученной Ti:Sapp-лазером области. Подчеркнем, что в обоих случаях спектр измерялся в пределах одного наноабляционного кратера. Спектр, показанный черным цветом, соответствует одному из хорошо видных NV-центров, отмеченным пурпурным кружком на рис. 2, *b*; спектр красного цвета накоплен при возбуждении темной области между этими центрами, выделенной на рис. 2, *b* зеленым кружком. На обоих спектрах присутствуют линии от первого и второго порядков комбинационного рассеяния алмаза со смещением длины волны на $1332\,\mathrm{cm^{-1}}$ и $2330-2667\,\mathrm{cm^{-1}}$ соответственно [23]. Интенсивность обоих пиков значительно превышает интенсивность люминесценции, что свидетельствует о высоком качестве образца и малом содержании эмиттеров в образце.

На спектре, полученном от одиночного ФЛ-центра, наблюдается широкая полоса от 600 до 800 nm, имеющая характерную для отрицательно заряженных NV-центров спектральную форму [10]. Различаются пик на длине волны 637 nm, соответствующий бесфононной линии, а также его реплики, смещенные приблизительно на 70 и 140 meV и возникающие из-за влияния тепловых

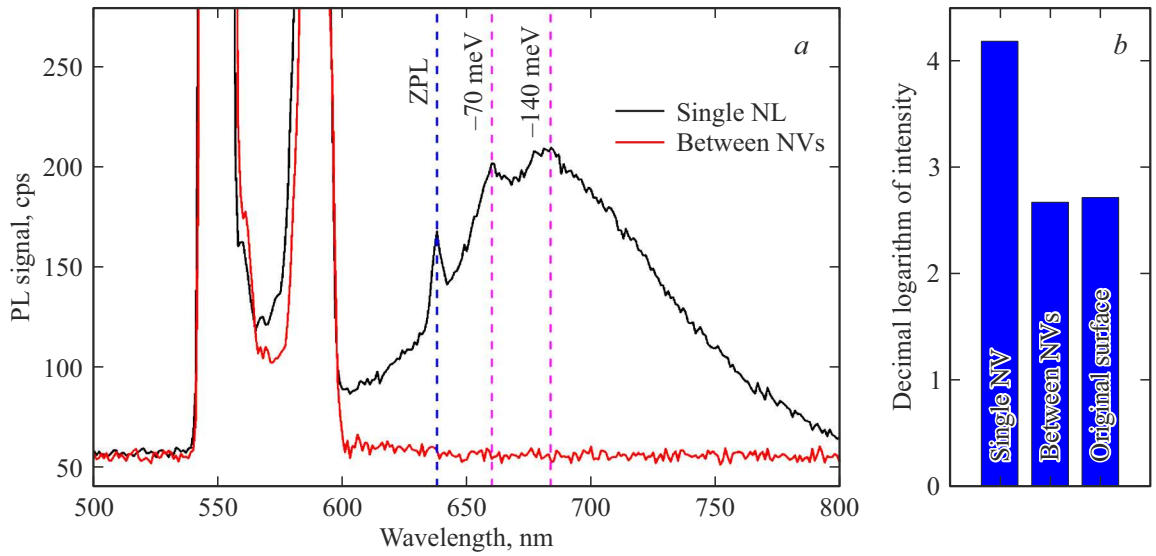


Рис. 4. Люминесценция в зоне облучения: *a* — спектры, полученные от эмиттеров и между ними в пределах кратера; *b* — характерная интегральная интенсивность ФЛ-сигнала, полученная 1 — от эмиттера, 2 — в кратере между эмиттеров, 3 — вне кратера.

колебаний атомов NV-комплекса на электронные переходы [24]. Таким образом, полученные спектры соответствует спектрам NV^--центров, что (в совокупности с предыдущими данными) подтверждает, что полученные в результате лазерного воздействия центры окраски являются одиночными отрицательно заряженными азотно-вакансионными комплексами.

На спектре, полученном из области между одиночными эмиттерами, флуоресцентные полосы, соответствующие NV-центрам, отсутствуют. Также отсутствует линия GR1 на 741 nm, соответствующая несвязанным нейтральным вакансиям в алмазе [9,14]. Другими словами, никакие линии люминесценции не удалось различить на фоне шума даже при длительности накопления сигнала 50 s/nm. Отметим, что спектр из области между одиночными эмиттерами полностью идентичен спектрам, получаемым из областей алмаза, не подвергавшимся облучению. Таким образом, линии, связанные с вакансиями, не удалось выделить ни в спектрах NV-центров, ни в спектрах из алмаза между ними, ни в спектрах исходного алмаза.

Анализируя полученную при сканировании с отсекающим светофильтром карту ФЛ, мы также провели сравнение ФЛ-сигналов из темной области внутри лазерного кратера и вне его, т. е. из исходного необлученного алмаза. Представленный сигнал является интегралом спектральной плотности потока фотонов с длиной волны в диапазоне от 594 до 800 nm, он получен путем усреднения данных по пяти точкам внутри и по пяти точкам вне кратера. На рис. 4, *b* представлены средние уровни интенсивности ФЛ-сигнала, получаемые из этих областей. (Для сравнения сигнал от сформированных NV-центров также показан.)

Видно, что интенсивность сигнала, полученного в кратере между NV-центрами, составляет ~ 300 cps, что обусловлено темновыми шумами лавинных диодов и ФЛ-фоном. Существенной разницы между сигналами из необлученной области образца и из области между центрами не наблюдается. Усредненная ФЛ в зоне лазерного воздействия даже несколько меньше, чем в исходном алмазе. Этот факт свидетельствуют в пользу того, что при исследуемом многоимпульсном облучении алмаза генерация вакансий не имеет места.

Заключение

В настоящей работе представлено исследование свойств одиночных центров окраски в алмазе. Исследуемые центры были получены путем облучения образца длительной серией фемтосекундных импульсов с длиной волны 266 nm и с интенсивностью 5% и 7.5% от порога одноимпульсной графитизации использованного кристалла (3.6 J/cm^2). После воздействия на образец были получены оптически различимые эмиттеры. Измерение функции временной автокорреляции ФЛ-потока методом Ханбери Брауна–Твисса подтвердило, что все созданные дефекты являются одиночными.

Для достоверной идентификация сформированных дефектов был разработан метод автоматической фокусировки излучения накачки на исследуемом одиночном эмиттере. Алгоритм был апробирован на созданных лазером люминесцентных центрах и позволил провести исследования, требующие длительных измерений, значительно превышающих по продолжительности время расфокусировки конфокального микроскопа из-за механического дрейфа образца.

Полученные с использованием разработанного метода спектры подтвердили, что созданные в процессе облучения дефекты являются NV^--центрами. Это также подтверждается проведенными исследованиями кинетики возбужденного состояния и измерениями сечения поглощения указанных центров. Отсутствие спектральных линий люминесценции (помимо линий NV-центров) в области подверженной лазерному воздействию свидетельствует в пользу того, что используемый режим облучения не приводит к генерации побочных дефектов, в частности вакансий.

Финансирование работы

Настоящая работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение о предоставлении гранта № 075-15-2024-556).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] R. Brouri, A. Beveratos, J.P. Poizat, P. Grangier. Opt. Lett., **25** (17), 1294–1296 (2000). DOI: 10.1364/OL.25.001294
[2] F. Jelezko, I. Popa, A. Gruber, C. Tietz, J. Wrachtrup, A. Nizovtsev, S. Kilin. Appl. Phys. Lett., **81** (12), 2160–2162 (2002). DOI: 10.1063/1.1507838
[3] R. Schirhagl, K. Chang, M. Loretz, C.L. Degen. Annu. Rev. Phys. Chem., **65** (1), 83–105 (2014). DOI: 10.1146/annurev-physchem-040513-103659
[4] A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, A. Villing, J.P. Poizat, P. Grangier. Phys. Rev. Lett., **89** (18), 187901 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.187901
[5] L. Childress, R. Hanson. MRS Bull., **38** (2), 134–138 (2013). DOI: 10.1557/mrs.2013.20
[6] M.L. Markham, J.M. Dodson, G.A. Scarsbrook, D.J. Twitchen, G. Balasubramanian, F. Jelezko, J. Wrachtrup. Diamond Relat. Mater., **20** (2), 134–139 (2010). DOI: 10.1016/j.diamond.2010.11.016
[7] L. Chen, W. Wang, C. Fang, Z. Zhang, Y. Zhang, B. Wan, Q. Wang. Ceram. Int., **51** (2), 2134–2142 (2025). DOI: 10.1016/j.ceramint.2024.11.190
[8] J. Meijer, B. Burchard, M. Domhan, C. Wittmann, T. Gaebel, I. Popa, F. Jelezko, J. Wrachtrup. Appl. Phys. Lett., **87** (26), 261909 (2005). DOI: 10.1063/1.2103389
[9] Y.C. Chen, P.S. Salter, S. Knauer, L. Weng, A.C. Frangeskou, C.J. Stephen, S.N. Ishmael, P.R. Dolan, S. Johnson, B.L. Green, G.W. Morley, M.E. Newton, J.G. Rarity, M.J. Booth, J.M. Smith. Nat. Photonics, **11** (2), 77–80 (2017). DOI: 10.1038/nphoton.2016.234
[10] F. Jelezko, C. Tietz, A. Gruber, I. Popa, A. Nizovtsev, S. Kilin, J. Wrachtrup. Single Mol., **2** (4), 255–260 (2001). DOI: 10.1002/1438-5171(200112)2:4<255::AID-SIMO255>3.0.CO;2-D
[11] M.S. Komlenok, V.V. Kononenko, V.G. Ralchenko, S.M. Pimenov, V.I. Konov. Phys. Procedia, **12**, 37–45 (2011). DOI: 10.1016/j.phpro.2011.03.103
[12] V.V. Kononenko, I.I. Vlasov, E.V. Zavedeev, A.A. Khomich, V.I. Konov. Appl. Phys. A, **124** (3), 226 (2018). DOI: 10.1007/s00339-018-1646-x
[13] V.V. Kononenko, M.A. Dezhkina, A.A. Kupriyanov, T.V. Kononenko, K.K. Ashikkalieva, V.I. Konov, A.T. Salkazanov, A.S. Gusev, N.I. Kargin, S.Y. Kilin. Diamond Relat. Mater., **155**, 112370 (2025). DOI: 10.1016/j.diamond.2025.112370
[14] S. Subedi, V. Fedorov, S. Mirov, M. Markham. Opt. Mater. Express, **11** (3), 757–765 (2021). DOI: 10.1364/OME.417432
[15] R.H. Brown, R.Q. Twiss. Proc. R. Soc. Lond. A, **243** (1234), 291–319 (1958). DOI: 10.1098/rspa.1958.0001
[16] H.J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel. Phys. Rev. Lett., **39** (11), 691 (1977). DOI: 10.1103/PhysRevLett.39.691
[17] N.B. Manson, J.P. Harrison, M.J. Sellars. Phys. Rev. B, **74** (10), 104303 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.74.104303
[18] O. Svelto, D.C. Hanna. *Principles of lasers*. 3rd ed. (Plenum Press, New York & London, 1989), ch. 2.
[19] S.D. Subedi, V.V. Fedorov, J. Peppers, D.V. Martyshkin, S.B. Mirov, L. Shao, M. Loncar. Opt. Mater. Express, **9** (5), 2076–2087 (2019). DOI: 10.1364/OME.9.002076
[20] C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, H. Weinfurter. Phys. Rev. Lett., **85** (2), 290 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.290
[21] T.L. Wee, Y.K. Tzeng, C.C. Han, H.C. Chang, W. Fann, J.H. Hsu, K.M. Chen, Y.C. Yu. J. Phys. Chem. A, **111** (38), 9379–9386 (2007). DOI: 10.1021/jp073938o
[22] R. Chapman, T. Plakhotnik. Chem. Phys. Lett., **507** (1–3), 190–194 (2011). DOI: 10.1016/j.cplett.2011.03.057
[23] A.M. Zaitsev. *Optical Properties of Diamond: A Data Handbook*. 1st ed. (Springer, Berlin, Heidelberg, 2001), ch. 4. DOI: 10.1007/978-3-662-04548-0
[24] G. Davies, M.F. Hamer. Proc. R. Soc. Lond. A, **348** (1653), 285–298 (1976). DOI: 10.1098/rspa.1976.0039