

Микроспектроскопия единичных центров окраски в щелочно-галогидных кристаллах

© Е.Ф. Мартынович, С.А. Зилов, В.П. Дресвянский

Иркутский филиал Института лазерной физики Сибирского отделения РАН,
664033 Иркутск, Россия
e-mail: femto@bk.ru

Поступила в редакцию 15.11.2022 г.

В окончательной редакции 17.02.2023 г.

Принята к публикации 21.02.2023 г.

Единичные центры окраски в кристалле LiF исследованы методом конфокальной флуоресцентной микроскопии с анализом и статистической обработкой временных зависимостей интенсивности их флуоресценции. Показана возможность идентификации квантовых систем, селекция которых по спектрам возбуждения люминесценции (поглощения), спектрам свечения и по времени затухания люминесценции затруднена из-за их перекрытия или вследствие совпадения соответствующих характеристик разных центров. Дополнительным идентификационным признаком в данном случае являются частота мерцаний и иные характеристики временных зависимостей интенсивности люминесценции. Эффективность метода продемонстрирована на примере двух центров окраски различной природы (F_2 и F_3 , стабилизированного примесно-вакансионным диполем) в кристалле фторида лития.

Ключевые слова: флуоресценция, единичный центр окраски, конфокальная микроскопия, спектроскопия.

DOI: 10.21883/OS.2023.05.55719.73-22

Введение

Одна из проблем радиационной физики твердого тела состоит в трудностях идентификации многочисленных типов собственных и собственно-примесных дефектов, создаваемых радиацией в кристаллических и аморфных средах или в наночастицах на их основе. Возможности обычно применяемых методов абсорбционной или люминесцентной спектроскопии, в отличие от атомарных газов или примесей редких земель с оптическими переходами во внутренних электронных оболочках, для конденсированных сред обычно существенно ограничены большим электрон-фононным и электронно-колебательным однородным уширением спектральных линий, превращающихся в широкие полосы. Поэтому совокупные оптические спектры поглощения и люминесценции радиационных дефектов (центров окраски) в облученных кристаллах могут занимать широкую спектральную область от вакуумного ультрафиолета до ближней ИК области включительно [1–3]. Это относится, например, к таким самым широкозонным кристаллам, как фторид лития, облученным гамма-излучением или интенсивным фемтосекундным лазерным излучением. Под действием различных источников ионизирующего излучения в кристаллах фторида лития эффективно создаются агрегатные F_2 , F_2^+ , F_2^- , F_3 , F_3^+ , F_3^- , F_4 , F_4^+ центры окраски (ЦО), а также образуются центры, ассоциированные с примесными дефектами, всегда содержащихся в кристаллах [1–3]. При этом два типа центров могут иметь одинаковые или сильно перекрывающиеся полосы поглощения и люминесценции. Например, в кристаллах фторида лития F_2 и F_3^+ центры окраски образуют одну

комбинированную М-полосу поглощения с максимумом вблизи 444 nm (который слегка перемещается в зависимости от соотношения концентраций этих центров), а F_3^- и стабилизированные F_2^+ центры имеют перекрывающиеся полосы люминесценции в области 800–900 nm [1].

Таким образом, задача спектроскопической дифференциации квантовых систем, созданных радиацией в подобных средах, систематизации их спектральных полос, построения схем энергетических уровней и квантовых переходов, является довольно сложной. Она не решена полностью ни для одного кристалла, несмотря на многолетние исследования и многочисленные публикации. Поэтому развитие новых принципов спектроскопического различения радиационных дефектов, дополняющих традиционные спектрально-кинетические методы, использование новых спектроскопических характеристик, является актуальным. Это особенно подчеркивается практическим значением радиационных дефектов, включая центры окраски, как модельных квантовых систем в различных фундаментальных исследованиях. Кроме того, центры окраски в различных кристаллах широко используются в качестве рабочих центров детекторов гамма-излучения, трековых детекторов заряженных частиц [4], оптических носителей визуальной и цифровой информации [5], лазерных сред и пассивных лазерных затворов [6,7], тонкопленочных люминесцентных экранов для визуализации рентгеновских микроизображений [8] и т.д. В последние годы лавинообразно растет интерес к спектроскопии одиночных люминесцирующих центров, являющихся идеальной основой элементной

базы квантовой информатики и наносенсорике [9–11]. Поэтому изучение единичных радиационных дефектов микроспектроскопическими методами [12,13], развиваемыми в данной работе, несомненно расширит возможности их дальнейшего практического использования.

Описание эксперимента

Экспериментальным методом исследования в данной работе является метод конфокальной сканирующей люминесцентной микроскопии с временным разрешением, реализующий принцип время-коррелированного пространственно-селективного счета одиночных фотонов. В случае если концентрация центров в исследуемом объеме значительно меньше чем L^{-3} , где L — дифракционный оптический предел на длине волны максимума спектральной полосы люминесценции, реализуются условия для пространственно-селективного возбуждения одиночных дефектов.

В качестве объектов исследования использовались кристаллы фторида лития двух типов, выращенные в разных условиях. Часть образцов выращивалась на воздухе по методу Киропулоса. Кристаллы, выращенные этим методом, содержат кислород в различных комплексах с примесями или с собственными дефектами из-за окислительной атмосферы. Наличие кислорода в кристаллах, а также его комплексов с другими примесями существенным образом влияет на образование центров окраски под действием ионизирующего излучения. Другая часть кристаллических образцов выращена по методу Стокбаргера в графитовом тигле. Здесь были реализованы восстановительные условия, предотвращающие загрязнение кристаллов кислородом. Исследуемые образцы кристаллов LiF подвергались кратковременному рентгеновскому облучению в течение нескольких секунд. Целью такой обработки было создание сверхнизкой концентрации центров окраски, чтобы в дальнейшем, как указано выше, на конфокальном микроскопе была возможность выбрать и исследовать область порядка $1 \mu\text{m}^3$, в которой находится один центр окраски.

Наличие центров окраски в исследуемых образцах, подвергнутых воздействию рентгеновского излучения, определялось по измеренным спектрам фотолюминесценции. На рис. 1 приведены спектры люминесценции при возбуждении пикосекундными лазерными импульсами с длиной волны 405 и 470 nm, измеренные с помощью спектрометра Ocean Optics 65000. Представленные на рис. 1 спектры излучения содержат полосы, связанные с центрами окраски F_2 и F_3^+ .

Наблюдение люминесценции единичных центров в исследуемых образцах проводилось с помощью лазерного люминесцентного конфокального сканирующего микроскопа MicroTime 200 (PicoQuant, GmbH). Для возбуждения люминесценции использовался лазер с длиной вол-

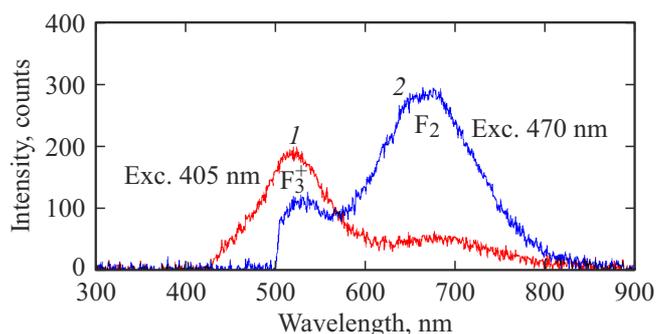


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции, возбуждаемой пикосекундным лазерным излучением с длиной волны 405 (кривая 1) и 470 nm (2).

ны излучения 532 nm, работающий в импульсном режиме с частотой повторения импульсов 5 или 10 MHz при длительности импульса порядка 70 ps. Возбуждающее излучение с линейной поляризацией фокусировалось с помощью объектива UPLSAPO60XW фирмы Olympus (суперапохромат с полной компенсацией сферических и хроматических aberrаций, увеличение $\times 60$, числовая апертура 1.2). Электрический вектор ориентировался в направлении ребра кристаллической решетки исследуемых образцов. Средняя мощность возбуждающего излучения, направляемого в объектив микроскопа, измерялась специальным фотоприемником, входящим в комплект микроскопа, и представлялась в относительных единицах. Для перевода этих единиц в микроватты необходимо показания фотоприемника в относительных единицах умножить на коэффициент пропорциональности 0.071. Для предотвращения попадания возбуждающего лазерного излучения в канал регистрации люминесценции использовались интерференционные фильтры с Г-образной спектральной характеристикой пропускания (соответствующей длине волны возбуждающего излучения). Сигнал фотолюминесценции после прохождения через объектив, конфокальную диафрагму и светофильтр, отсекающий рассеянное возбуждающее излучение, регистрируется лавинным детектором. Плотность фотонов подбиралась таким образом, чтобы свести к минимуму случаи, когда за слепое время детектора на него попадает более одного фотона [14]. В наших экспериментах использовался метод время-коррелированного счета фотонов, при этом частота следования импульсов (5–10 MHz) возбуждающего излучения подбиралась таким образом, что на 100 импульсов приходилось около 4 срабатываний лавинного фотодиода („слепое время“ 30 ns). Таким образом, влияние „слепого времени“ сводилось к минимуму.

Исследования люминесценции единичных центров начинается с поиска их внутри кристалла. Построение сканированных картин, содержащих изображения отдельных центров люминесценции, происходит при перемещении объектива на пьезосканирующем столике. При

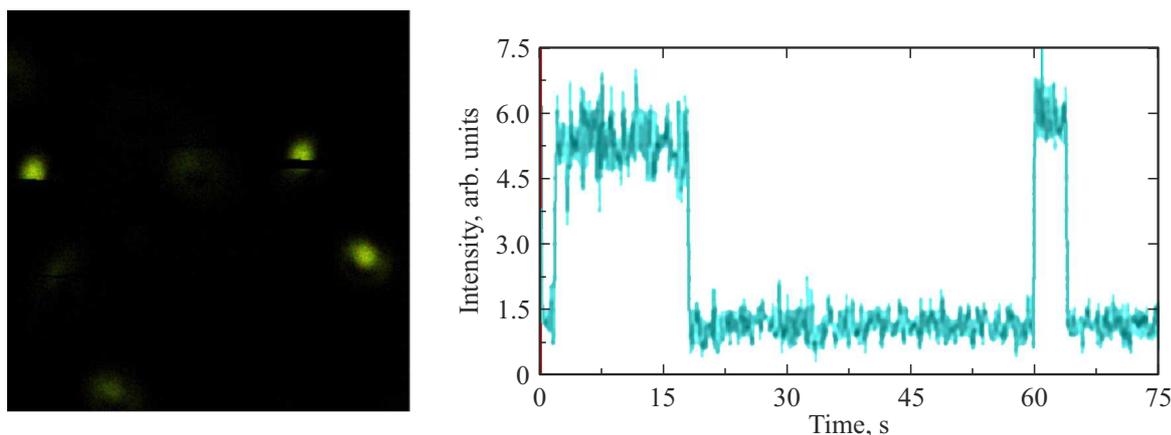


Рис. 2. Конфокальные люминесцентные изображения (слева) и фрагмент траектории интенсивности (справа), характерные для единичных F_2 центров окраски в кристалле LiF (онлайн в цвете).

этом лазерный луч, сфокусированный объективом микроскопа, осуществляет построчное сканирование области с максимальным размером $80 \times 80 \mu\text{m}^2$ или менее на определенной глубине внутри кристалла, облученного рентгеновским излучением. Затем возбуждающее пикосекундное лазерное излучение фокусируется на место расположения одного из обнаруженных центров окраски и начинается регистрация временной траектории интенсивности люминесценции. Информация, полученная в результате коррелированного во времени счета фотонов, хранится в памяти компьютера и используется для построения зависимостей интенсивности люминесценции отдельных центров от времени в диапазоне секунд-минут, т. е. траекторий интенсивности, а также для отображения кривых нарастания и затухания интенсивности люминесценции в пико-микросекундном диапазоне, т. е. кинетики люминесценции.

Экспериментальные результаты

Флуоресцентные сканированные изображения области $6 \times 6 \mu\text{m}^2$ одного из исследуемых образцов LiF при возбуждении пикосекундным лазером с длиной волны возбуждения 532 nm представлены на рис. 2 (слева). Светящиеся пятна на фотографии представляют собой изображения единичных центров окраски. На некоторых изображениях видно, что мерцания люминесценции иногда происходят в процессе построчного сканирования отдельных центров. Мерцающий характер изображений характерен при наблюдении флуоресценции одиночных квантовых систем [15–17]. После записи люминесцентного изображения возбуждающее излучение наводилось на место расположения одного из светящихся пятен, и затем регистрировалась зависимость интенсивности люминесценции от времени.

На рис. 2 (справа) представлен фрагмент траектории интенсивности, характерной для единичного F_2 центра.

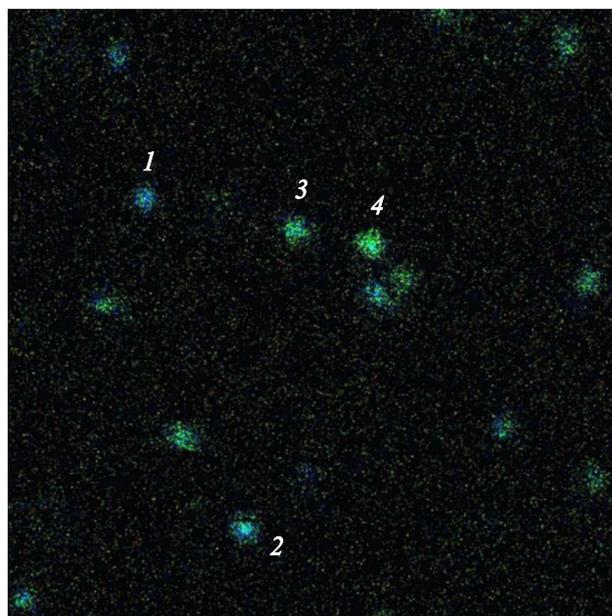


Рис. 3. Люминесцентные изображения единичных центров окраски в исследуемом образце. Размер области сканирования $6 \times 6 \mu\text{m}^2$ (онлайн в цвете).

Интервалы времени, когда имеет место люминесценция, принято называть *on*-интервалами, когда она отсутствует — *off*-интервалами. Резкое и полное исчезновение флуоресценции („ступенька“ на траектории интенсивности) служит доказательством того, что мы наблюдаем именно единичный центр окраски.

Программное обеспечение лазерного сканирующего конфокального флуоресцентного микроскопа MicroTime 200 формирует люминесцентные изображения дефектов с селекцией по времени затухания. На рис. 3 показаны люминесцентные изображения единичных центров окраски, зарегистрированные в результате скани-

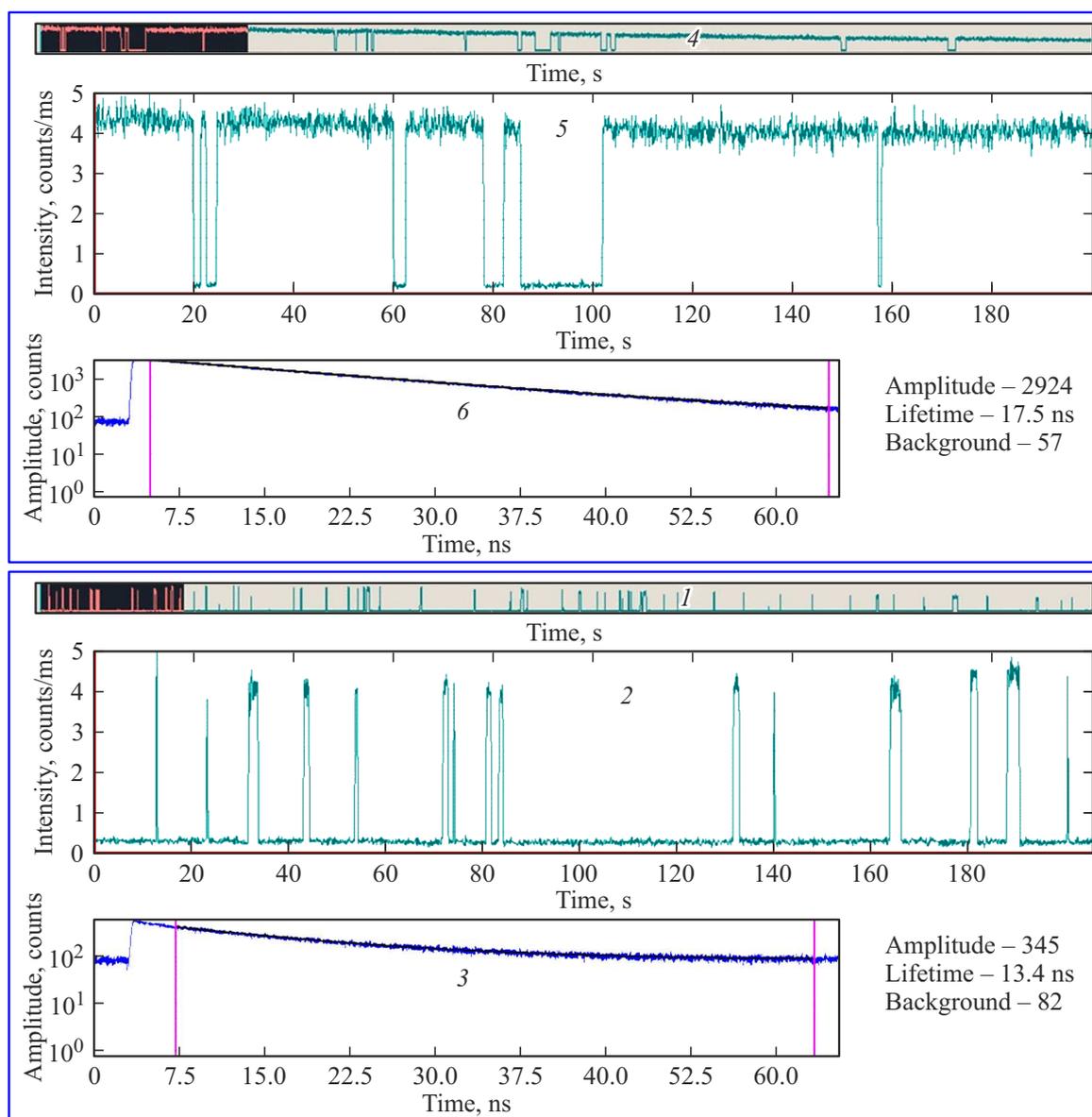


Рис. 4. Траектории интенсивности фотолюминесценции (кривые 1, 2 и 4, 5) и кинетика затухания люминесценции (кривые 3 и 6) для двух типов центров, показанных на рис. 3. Частота следования возбуждающих импульсов 10 МГц. В надписях справа приведены результаты программной обработки кинетических кривых: показаны амплитуды и величины постоянных затухания временных компонентов люминесценции, а также величина фона.

рования на конфокальном флуоресцентном микроскопе в кристалле LiF, выращенном на воздухе по методу Киропулоса. Представленные на рис. 3 изображения немного различаются по цвету (это видно в онлайн-версии статьи, где представлены цветные иллюстрации). В частности, изображения центров 1 и 2 имеют синий оттенок, а изображения центров 3 и 4 — зеленый. Это означает, что значения постоянных времени затухания фотолюминесценции центров двух наблюдаемых типов различны.

Траектории интенсивности и кинетические кривые затухания фотолюминесценции для двух типов наблю-

даемых центров представлены на рис. 4. Здесь 1 и 4 — это полные обзорные траектории, 2 и 5 — увеличенные фрагменты этих траекторий, выделенные черным полем. Сопоставим два вида графиков для каждого типа центра. Анализ кинетики затухания люминесценции показал, что время затухания фотолюминесценции центров 3 и 4 на рис. 3 составляет 17.5 ns, что согласуется с величиной времени жизни F₂ — центров окраски [18]. Время жизни центров 1 и 2 на рис. 3 составляет 13.4 ns. Такая разница в величинах времени затухания люминесценции подтверждает, что это разные типы центров. Стоит отметить, что раз-

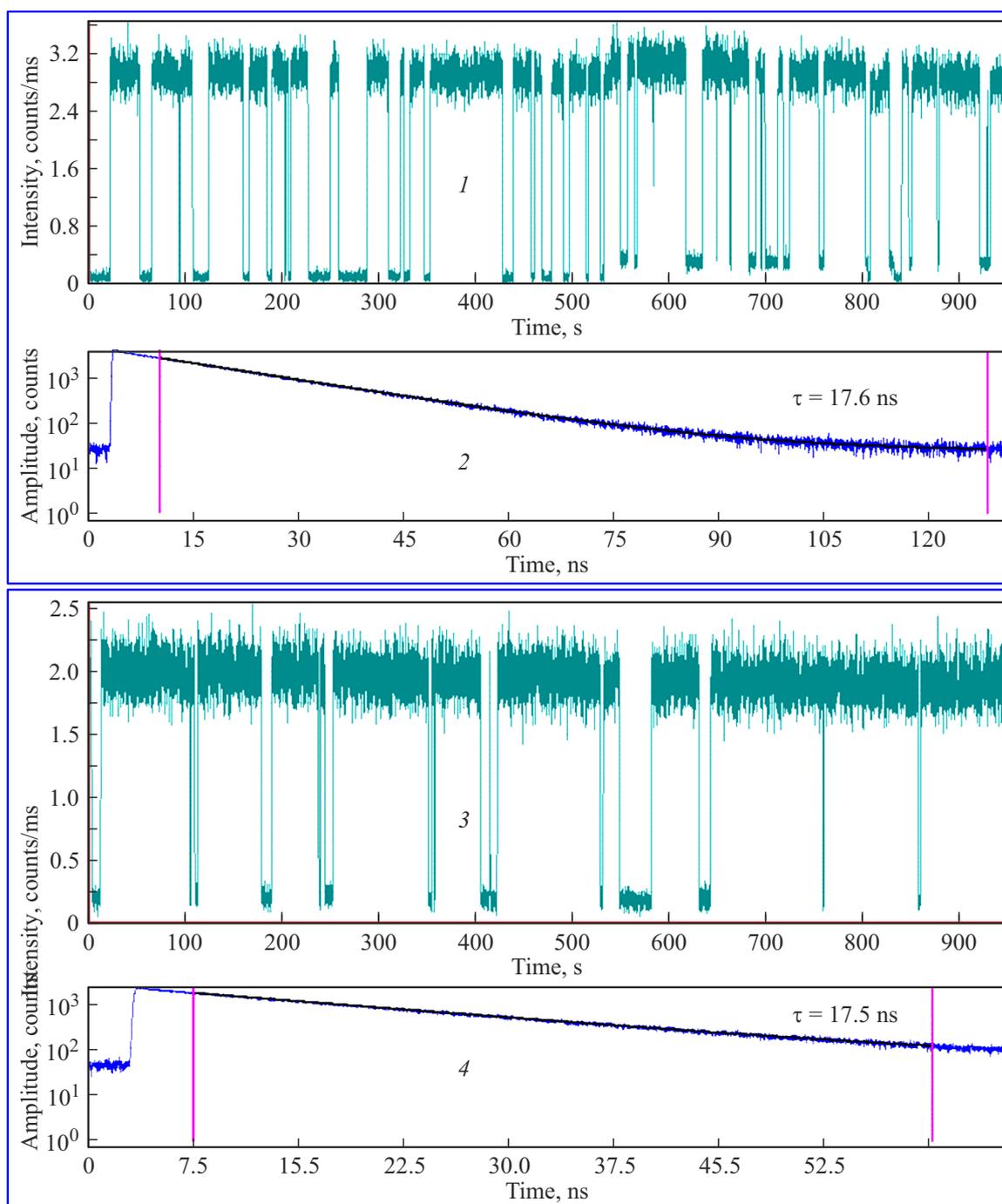


Рис. 5. Измеренные траектории интенсивности (1, 3) и соответствующие им кинетические кривые (2, 4) для двух одиночных центров с идентичными величинами времени затухания люминесценции. Частота следования возбуждающих импульсов 10 МГц.

ница между этими двумя значениями не так велика, и не всегда можно уверенно различить эти два типа центров с учетом того, что оба типа центров возбуждались излучением с одной и той же длиной волны, а люминесценция регистрировалась в одном и том же спектральном диапазоне 690 ± 30 nm, выделяемом с помощью полосового интерференционного светофильтра.

На рис. 5 представлены измеренные траектории интенсивности (1, 3) и соответствующие кинетические кривые (2, 4) двух разных одиночных центров окраски одного типа. Данные центры имеют одинаковые значения времени затухания люминесценции, по которым их можно идентифицировать как F_2 -центры [18]. Сравнивая характеристики траекторий интенсивности, можно заметить разницу в параметрах этих зависимостей. В част-

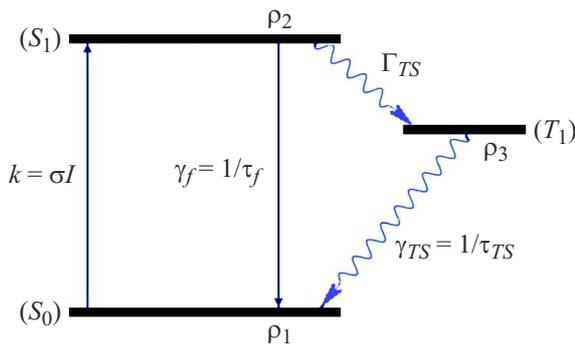


Рис. 6. Энергетическая модель центра окраски с триплетным уровнем.

ности, для 3, 4 *on*-интервалы длиннее, чем для 1, 2, а частота мерцаний меньше.

Обсуждение результатов

Представленные выше экспериментальные данные свидетельствуют о том, что при близких спектральных характеристиках и величинах времени затухания параметры траекторий интенсивности фотолюминесценции центров окраски могут различаться существенно. В связи с чем возникает необходимость ввести новые спектроскопические характеристики для дифференциации различных центров по характерам их траекторий интенсивности. В качестве спектроскопических характеристик можно рассматривать следующие: T_{on} — среднее время жизни излучающего состояния (*on*-интервала), T_{off} — среднее время жизни неизлучающего состояния (*off*-интервала), или отношения этих величин.

F_2 -центр окраски в первом приближении взаимодействует с возбуждающим лазерным излучением как трёхуровневая квантовая система (рис. 6). Предполагается, что центр окраски может находиться в основном синглетном состоянии S_0 , первом возбуждённом синглетном состоянии S_1 , первом триплетном состоянии T_1 . Данное взаимодействие описывается следующей системой уравнений для матрицы плотности [19]:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_0 = -k\rho_0 + \gamma_f\rho_1 + \gamma_{TS}\rho_2; \\ \dot{\rho}_1 = k\rho_0 - (\gamma_f + \Gamma_{TS})\rho_1; \\ \dot{\rho}_2 = \Gamma_{TS}\rho_1 - \gamma_{TS}\rho_2. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь ρ_0 , ρ_1 и ρ_2 — это диагональные элементы матрицы плотности, они имеют смысл вероятностей пребывания центра окраски в состояниях S_0 , S_1 и T_1 соответственно. Смысл остальных параметров, указанных на рисунке 6: σ — сечение поглощения центра окраски, I — интенсивность возбуждающего лазерного поля, τ_f — время затухания флуоресценции, Γ_{TS} — вероятность синглет-триплетных переходов, τ_{TS} — среднее время жизни триплетного состояния.

Таблица 1. Характеристики двух типов центров окраски

Центр окраски	τ_f , ns	T_{on} , s	T_{off} , s	T_{on}/T_{off}
F_2	17.5	21	5.2	4.04
$F_3Mg^{++}V_c^-$	13.4	1.4	11.8	0.12

Плотность вероятности *on*-интервалов, найденная из системы уравнений (1) при импульсном возбуждении в предположении $\tau_p \ll \tau_f \ll 1/\nu$ (длительность импульса $\tau_p = 70$ ps, частота следования импульсов $\nu = 10$ MHz), задаётся следующим выражением [19]:

$$w_{on}(t) = \frac{1}{T_{on}} \exp\left(-\frac{t}{T_{on}}\right). \quad (2)$$

Здесь t — длительности *on*-интервалов, а T_{on} — их средняя длительность. С учетом соотношений $k \ll \gamma_f$, $\gamma_{TS} \ll \gamma_f$, $\Gamma_{TS} \ll \gamma_f$, она определяется следующим выражением [17]:

$$T_{on} = \frac{1}{\nu k \tau_f \Gamma_{TS} \tau_p}. \quad (3)$$

Плотность вероятности *off*-интервалов задаётся выражением [19]:

$$w_{off}(t) = \frac{1}{T_{off}} \exp\left(-\frac{t}{T_{off}}\right), \quad (4)$$

где t — длительности *off*-интервала, а их средняя длительность совпадает с временем жизни триплетного состояния $T_{off} = \tau_{TS}$. Посредством изучения квантовых траекторий интенсивности одиночных F_2 -центров в кристалле фторида лития нам удалось измерить их физические параметры, определяющие характер люминесценции, а именно: средняя частота интеркомбинационных (триплет-синглетных) переходов для данных центров составляет по порядку величины 10^4 s^{-1} [17]. Отметим, что для определения точного значения параметра Γ_{TS} необходимо проводить анализ статистики *on*-интервалов, средняя длительность которых зависит от параметра $k = \sigma I$.

Результаты статистической обработки временных зависимостей интенсивности флуоресценции, представленных на рис. 4, приведены в табл. 1. Траектория 1 на этом рисунке мерцает значительно чаще, её *on*-интервалы короче, чем у такой же траектории 4 второго центра при одинаковых интенсивностях возбуждения. Следует отметить, что это не связано с более высокой скоростью возбуждения у первого центра, потому что оба центра имеют близкие значения сечений поглощения. Данный факт подтверждается близостью значений величин излучательного времени жизни этих двух центров. Поскольку поглощение и люминесценция сопряжены с одним и тем же квантовым переходом, то одна и та же величина квадрата модуля матричного элемента дипольного момента перехода определяет величину сечений поглощения и люминесценции, а

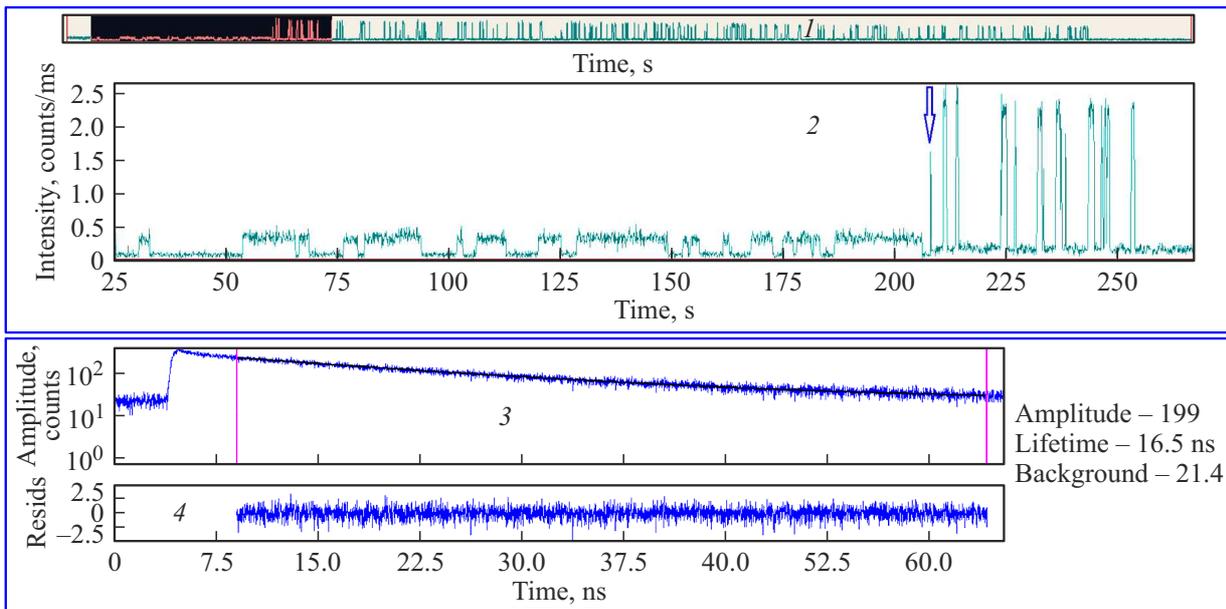


Рис. 7. Обзорная траектория интенсивности фотолюминесценции центра окраски, зарегистрированная при двух разных интенсивностях возбуждения (1); увеличенный фрагмент этой траектории, выделенный черным полем на кривой 1 (2); кинетика нарастания и затухания ответных импульсов люминесценции (3); остаток (4). Стрелкой на кривой (2) обозначен момент изменения интенсивности возбуждения. Справа показаны численные значения амплитуды и времени затухания люминесценции, а также величина фона.

также вероятности поглощения (возбуждения центра). Существенные различия во временных характеристиках траекторий интенсивности прямо подтверждают, что мы имеем дело с двумя центрами разных типов. Мерцания траектории 1 происходят чаще потому, что у этого центра вероятность синглет-триплетных переходов Γ_{TS} выше.

Таким образом, по параметрам траекторий можно различать типы центров. Результаты измерений, представленные в табл. 1, показывают, что для двух исследованных центров траекторные спектроскопические характеристики T_{on}/T_{off} различаются в 34 раза. Такое различие не может быть объяснено различными возможными ориентациями F_2 -центров окраски (если предполагать, что обе траектории относятся к F_2 -центрам). В геометрии нашего эксперимента вероятности возбуждения двух таких центров разной ориентации могут отличаться лишь в $\sqrt{2}$ раз. В то же время вероятности регистрации фотонов люминесценции идентичны. Первым типом дефекта является F_2 -центр окраски. Вторым типом, исходя из литературных данных, по-видимому, является стабилизированный примесно-вакансионный $F_3Mg^{++}V_c^-$ -центр окраски [20].

В общем случае, при малых интенсивностях $T_{off}(I)$ является постоянной величиной, при этом $T_{on}(I)$ не является константой. Чтобы установить как изменяются параметры T_{on} и T_{off} при изменении интенсивности возбуждения, нами был проведен эксперимент в ходе которого, при записи квантовой траектории одного и то-

Таблица 2. Характеристики траекторий при двух значениях интенсивности возбуждения

Интенсивность лазерного возбуждения, I , arb. units	Средняя длительность излучающего состояния, T_{on} , s	Средняя длительность неизлучающего состояния, T_{off} , s
12	2.06	4.65
107	0.13	1.64

го же центра окраски, интенсивность возбуждения была увеличена в почти десять раз. Траектория, зарегистрированная при двух разных интенсивностях лазерного излучения, представлена на рис. 7. Стрелкой показан момент переключения интенсивности возбуждающего излучения. Это достигалось путем повышения средней мощности излучения возбуждающего лазера от 12 до 107 arb. units при постоянной частоте следования импульсов 10 MHz и той же самой фокусировке. График (4) характеризует степень отклонения кривой затухания от экспоненты.

Значения параметров квантовых траекторий в зависимости от интенсивности возбуждающего излучения представлены в табл. 2.

Уменьшение T_{on} при росте интенсивности соответствует трехуровневой модели центра, показанной на рис. 6. Вместе с тем уменьшение T_{off} не укладывается в рамки этой модели. Возможным механизмом уменьше-

ния T_{off} при больших интенсивностях возбуждающего лазерного излучения является межсистемный перенос возбуждения с верхних триплетных состояний, не показанных на рис. 6, которые, по-видимому, заселяются в результате переходов из триплетного состояния под действием возбуждающего излучения.

Заключение

Таким образом, предложены и экспериментально обоснованы методы спектроскопии квантовых систем, основанные на измерении параметров их траекторий интенсивности фотолюминесценции. Введены спектроскопические параметры, которые позволяют численно характеризовать различные типы квантовых систем. Обоснован метод различения единичных центров, основанный на анализе времени нахождения в излучающем и неизлучающем состояниях квантовой системы и частоты переходов в неизлучающее состояние при фиксированной величине интенсивности возбуждающего излучения. Этот метод может быть полезен в тех случаях, когда идентификация центров с помощью обычной люминесцентной спектроскопии затруднена из-за перекрытия спектров. При этом необходимо учитывать, что характеристики траекторий зависят от интенсивности возбуждающего излучения. Различия в параметрах траекторий могут быть вызваны различиями в ориентации однотипных центров и соответствующими различиями в эффективности возбуждения центров. Повышение эффективности возбуждения на синглетном переходе приводит к увеличению частоты синглет-триплетного преобразования и соответственно к сокращению *оп*-интервалов (т.е. интервалов времени, в течение которых люминесцирует центр). Кроме того, неоднородные локальные внутрикристаллические поля могут влиять на параметры траекторий. Требуется отдельное исследование, чтобы ответить на вопрос, почему центры одного типа имеют разные временные характеристики траекторий интенсивности люминесценции.

Благодарности

Авторы работы выражают глубокую признательность Александру Леонидовичу Ракевичу за помощь при проведении исследований на лазерном люминесцентном конфокальном сканирующем микроскопе MicroTime 200 (PicoQuant GmbH).

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Плана фундаментальных исследований РАН на период до 2025 г., проект № 0243-2021-0004.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликтных финансовых интересов или личных отношений, которые могли бы повлиять на работу, представленную в этой статье.

Список литературы

- [1] G. Baldacchini, R.M. Montecali, T. Tsuboi. *Eur. Phys. J. D.*, **17**, 261 (2001). DOI: 10.1007/s100530170030
- [2] J. Nahum. *Phys. Rev.*, **158** (3), 814 (1967). DOI: 10.1103/PhysRev.158.814
- [3] J. Nahum, D.A. Wiegard. *Phys. Rev.*, **154** (3), 817 (1967). DOI: 10.1103/PhysRev.154.817
- [4] А.И. Непомнящих, С.Н. Мироненко, Г.П. Афонин, А.И. Селявко. *Атомная энергия*, **58** (4), 257 (1985). [A.I. Nepomnyashchikh, S.N. Mironenko, G.P. Afonin, A.I. Selyavko. *Soviet Atomic Energy*, **58** (4), 292 (1985)].
- [5] E.F. Martynovich, E.O. Chernova, V.P. Dresvyanskiy, A.E. Bugrov, P.V. Kostyukov, A.V. Konyashchenko. *Optics and Laser Technology*, **131**, 106430 (2020). DOI: 10.1016/j.optlastec.2020.106430
- [6] В.И. Барышников, В.А. Григоров, Б.Д. Лобанов, Е.Ф. Мартынович, Э.Э. Пензина, В.М. Хулугуров, В.А. Чепурной. *Известия Академии наук СССР. Серия физическая*, **54** (8), 1467 (1990).
- [7] Е.Ф. Мартынович, В.И. Барышников, В.А. Григоров. *Письма в ЖТФ*, **11**, 875 (1985).
- [8] R.M. Montecali. *Radiation Effects and Defects in Solids*, **157** (6–12), 545 (2002). DOI: 10.1080/10420150215835
- [9] S.D. Trofimov, S.A. Tarelkin, S.V. Bolshedvorskii, V.S. Bormashov, S.Yu. Troshchiev, A.V. Golovanov, N.V. Luparev, D.D. Prikhodko, K.N. Boldyrev, S.A. Terentiev, A.V. Akimov, N.I. Kargin, N.S. Kukin, A.S. Gusev, A.A. Shemukhin, Yu.V. Balakshin, S.G. Buga, V.D. Blank. *Opt. Mater. Express*, **10**, 198 (2015). DOI: 10.1364/OME.10.000198
- [10] L. Childress, R. Hanson. *MRS Bull.*, **38**, 134 (2013). DOI: 10.1557/mrs.2013.20
- [11] I.S. Osad'ko, A.V. Naumov, I.Yu. Eremchev, Yu.G. Vainer, and L. Kador. *Phys. Rev. A*, **86** (5), 053802 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevA.86.053802
- [12] J.S. Steffen, W.E. Moerner. *Curr. Opin. Struct. Biol.*, **23** (5), 778 (2013). DOI: 10.1016/j.sbi.2013.07.010
- [13] E. Betzig. *Rev. Mod. Phys.*, **87** (4), 1153 (2015). DOI: 10.1103/RevModPhys.87.1153
- [14] A.L. Shchukina, I.Yu. Eremchev, A.V. Naumov. *Phys. Rev. E*, **92** (3), 032102 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevE.92.032102
- [15] В.П. Дресвянский, С.А. Зилов, Е.Ф. Мартынович. *Опт. и спектр.*, **130** (1), 138 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.01.51901.34-21 [V.P. Dresvyanskiy, S.A. Zilov, E.F. Martynovich. *Opt. Spectrosc.*, **130** (1), 130 (2022). DOI: 10.21883/EOS.2022.01.52998.34-21].
- [16] S.V. Boichenko, K. Koenig, S.A. Zilov, V.P. Dresvyanskiy, A.P. Voitovich, A.L. Rakevich, A.V. Kuznetsov, A.V. Bartul, E.F. Martynovich. *J. Phys. Conf. Ser.*, **552**, 012048 (2014). DOI: 10.1088/1742-6596/552/1/012048
- [17] В.П. Дресвянский, С.В. Бойченко, С.А. Зилов, А.Л. Ракевич, А.П. Войтович, Е.Ф. Мартынович. *Известия РАН. Серия физическая*, **80** (1), 97 (2016). [V.P. Dresvyanskiy, S.V. Boichenko, S.A. Zilov, A.L. Rakevich, E.F. Martynovich,

- A.P. Voitovich. Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, **80** (1), 89 (2016). DOI: 10.7868/S0367676516010087].
- [18] G. Baldacchini, S. Bigotta, R.M. Montecchi. J. Luminescence, **94–95**, 299 (2001). DOI: 10.1016/S0022-2313(01)00309-X
- [19] И.С. Осадько. УФН, **176**, 23 (2006). DOI: 10.3367/UFNr.0176.200601b.0023 [I.S. Osad'ko. Phys. Usp., **49**, 19 (2006). DOI: 10.1070/PU2006v049n01ABEH002088].
- [20] А.И. Непомнящих, Е.А. Раджабов, А.В. Егранов. *Центры окраски и люминесценция кристаллов LiF* (Наука, Новосибирск, 1984).