

02

## Флукутирующая флуоресценция одиночных центров окраски в кристаллах фторида лития

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

Иркутский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 664033 Иркутск, Россия  
e-mail: nadvp@list.ru

Поступила в редакцию 03.08.2021 г.

В окончательной редакции 10.08.2021 г.

Принята к публикации 17.08.2021 г.

Одиночные  $F_2^-$  и  $F_3^+$ -центры окраски в кристалле LiF исследованы методом конфокальной флуоресцентной микроскопии с анализом и статистической обработкой временных зависимостей интенсивности их флуоресценции. Показано, что в отличие от  $F_2^-$ -центра, который переориентируется только в триплетном состоянии, при фотовозбуждении  $F_3^+$ -центр окраски способен переходить в триплетное состояние, однако в основном (синглетном) состоянии центр меняет ориентацию с частотой 1.5–2 Hz при комнатной температуре вследствие переориентационной диффузии. Также показано, что данный подвид вращательной диффузии центра не приводит к его поступательной диффузии.

**Ключевые слова:** флуоресценция, спектроскопия, одиночный центр окраски, конфокальная микроскопия.

DOI: 10.21883/OS.2022.01.51901.34-21

### Введение

Кристаллы фторида лития обладают уникальными физическими характеристиками. Они имеют простую кубическую решетку, максимальную энергию решетки, предельно широкую зону запрещенных энергий и практически не гигроскопичны. Поэтому в сравнении с другими щелочно-галогенидными кристаллами (ЩГК) фторид лития имеет наиболее широкое практическое применение. В частности, он используется в качестве оптического материала для ВУФ области спектра. Широкое применение кристаллы LiF получили в термолюминесцентной дозиметрии ионизирующих излучений различных видов, включая детектирование смешанных потоков гамма- и нейтронного излучения [1]. Под действием различных источников ионизирующего излучения в кристаллах фторида лития эффективно создаются агрегатные  $F^-$ ,  $F_2^-$ ,  $F_2^+$ ,  $F_3^-$ ,  $F_3^+$ ,  $F_4^-$ ,  $F_4^+$ -центры окраски (ЦО), а также образуются центры, ассоциированные с примесными дефектами, всегда содержащимися в кристаллах. Они являющихся рабочими квантовыми системами для создания перестраиваемых лазеров [2], пассивных лазерных затворов [3], а также в качестве объемных запоминающих оптических сред [4].

В большинстве своем ЦО представляют собой сложные квантовые системы, симметрия которых отличается от симметрии узлов кристаллической решетки. Процессы взаимодействия оптического излучения с подобными системами исследуются достаточно давно и, как правило, для ансамблей этих дефектов [5–7]. Однако из характеристик ансамбля не всегда можно получить свойства составляющих его частей. Наличие сильного

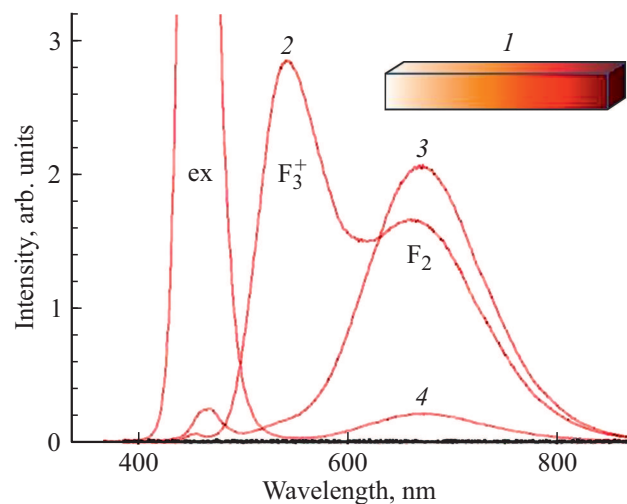
электрон-фононного взаимодействия в ЩГК обуславливает однородное уширение спектральных линий, превращающихся в широкие перекрывающиеся полосы. Два типа центров могут иметь одинаковые полосы поглощения и люминесценции. Данная ситуация характерна, например для кристаллов фторида лития, в которых  $F_2^-$  и  $F_3^-$ -центры окраски имеют одну комплементарную полосу поглощения с максимумом 441 nm, а  $F_3^-$ - и стабилизированные  $F_2^+$ -центры образуют перекрывающиеся полосы люминесценции в области 800–900 nm [7]. В этом случае основным критерием различия дефектов является значение кинетического параметра — времени затухания люминесценции. Однако значения времён затухания люминесценции также могут быть плохо различимы. При изучении поведения ансамблей названных центров в этих условиях возникают проблемы, связанные с выделением вкладов отдельных типов центров. Это существенно затрудняет спектральное различие между центрами окраски и требует поиска новых принципов спектроскопии радиационных дефектов, дополняющих традиционные люминесцентные спектрально-кинетические методы.

В этой связи развитие методов спектроскопии одиночных радиационных дефектов может дать новые возможности по сравнению с традиционными методами исследования ансамблей этих дефектов. Такой подход позволяет реализовать принцип познания „от простого к сложному“. Следовательно, возникает задача по развитию методов изучения одиночных радиационных дефектов в диэлектрических кристаллах. В связи с малыми размерами исследуемых объектов используемые методы должны обеспечить высокую чувствительность,

значительное пространственное и временное разрешение. Основным экспериментальным методом исследования в данном случае является метод конфокальной сканирующей люминесцентной микроскопии, реализующий принцип время-коррелированного пространственно-селективного счета одиночных фотонов, когда для каждого регистрируемого фотона определяется его время прибытия от момента возбуждения одиночного дефекта, что позволяет измерять кинетику разгорания и затухания люминесценции, определять времена жизни возбужденных состояний центров окраски и судить о вероятностях квантовых переходов в них. Данный метод люминесцентной спектроскопии высокого разрешения интенсивно развивается и уже нашел широкое применение в различных областях науки [8–11]. Анализ мировой научной литературы показывает, что ранее подобных исследований на квантовых системах, созданных радиацией в ШГК, не проводилось. В опубликованных авторами работах [12–14] впервые методом конфокальной флуоресцентной микроскопии экспериментально наблюдалась люминесценция одиночных  $F_2$ -центров в кристалле LiF, представлены результаты анализа и статистической обработки временных траекторий интенсивности флуоресценции. Посредством компьютерного моделирования траекторий интенсивности флуоресценции одиночных  $F_2$ -центров окраски в кристалле LiF оценена по порядку величины частота интеркомбинационных (синглет-триплетных) переходов для данных центров, получены оценки времени жизни  $F_2$ -центра в первом триплетном состоянии [14]. Настоящая работа является продолжением этих исследований. Ниже методом лазерной сканирующей конфокальной люминесцентной микроскопии исследован мерцающий характер флуоресценции одиночных  $F_2$ - и  $F_3^+$ -центров в кристаллах LiF. В рамках проведенных исследований получен ряд интересных результатов о физических свойствах данных типов центров окраски.

## Описание эксперимента

В качестве исследуемого образца использовался градиентно окрашенный  $\gamma$ -облученный кристалл LiF, что позволяло исследовать участки с различной концентрацией центров. На вставке к рис. 1 показан градиент концентрации, который был создан в объеме кристалла для того, чтобы была возможность найти область с концентрацией дефектов, необходимой для регистрации одиночных центров окраски. Типы центров окраски определялись по измеренным на ансамбле дефектов спектрам фотолюминесценции. На рис. 1 представлены спектры люминесценции при возбуждении непрерывным излучением светодиода с длиной волны 455 nm, измеренные в различных областях градиентно окрашенного кристалла с помощью спектрометра OceanOptics 6500. В частности, кривые 2–4, представленные на рис. 1,



**Рис. 1.** Исследуемый образец LiF с градиентным пространственным распределением центров окраски (1) и спектры фотолюминесценции в правой части (2), в центральной части (3) и в левой части (4) кристалла.

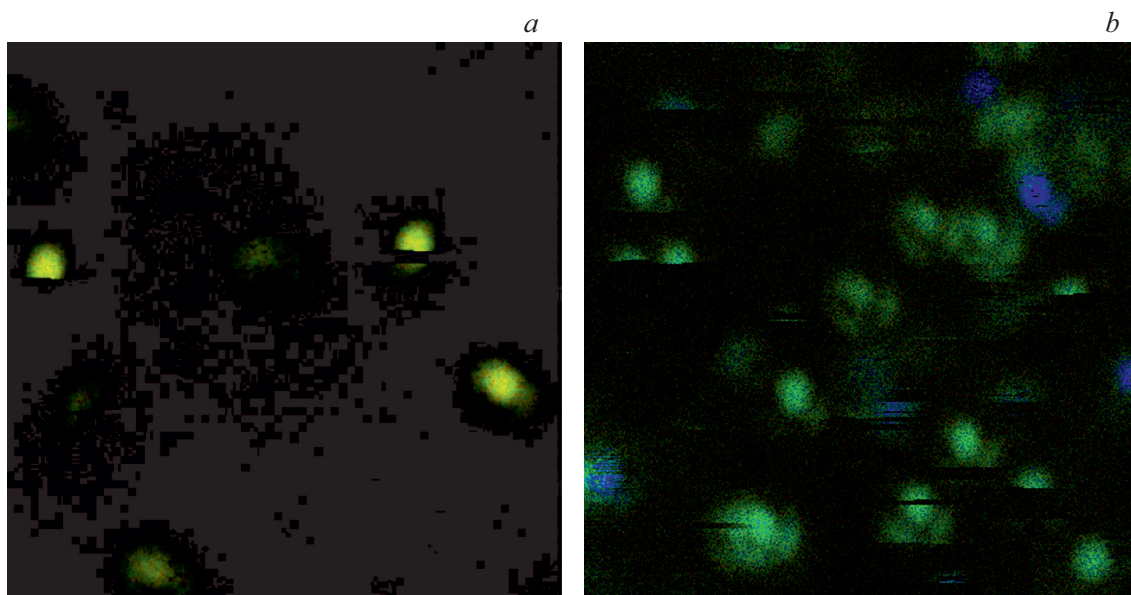
указывают на присутствие в спектрах излучения полос, связанных  $F_2$ - и  $F_3^+$ -центрами окраски.

Наблюдение люминесценции от одиночных  $F_2$ - и  $F_3^+$ -центров в LiF проводилось с помощью лазерного люминесцентного конфокального сканирующего микроскопа MicroTime 200 (PicoQuant, GmbH). Для возбуждения люминесценции использовался лазер с длиной волны 470 nm, работающий в импульсном режиме с частотой повторения импульсов 5 и 10 MHz при длительности импульса порядка 70 ps. Возбуждающее излучение имело линейную поляризацию.

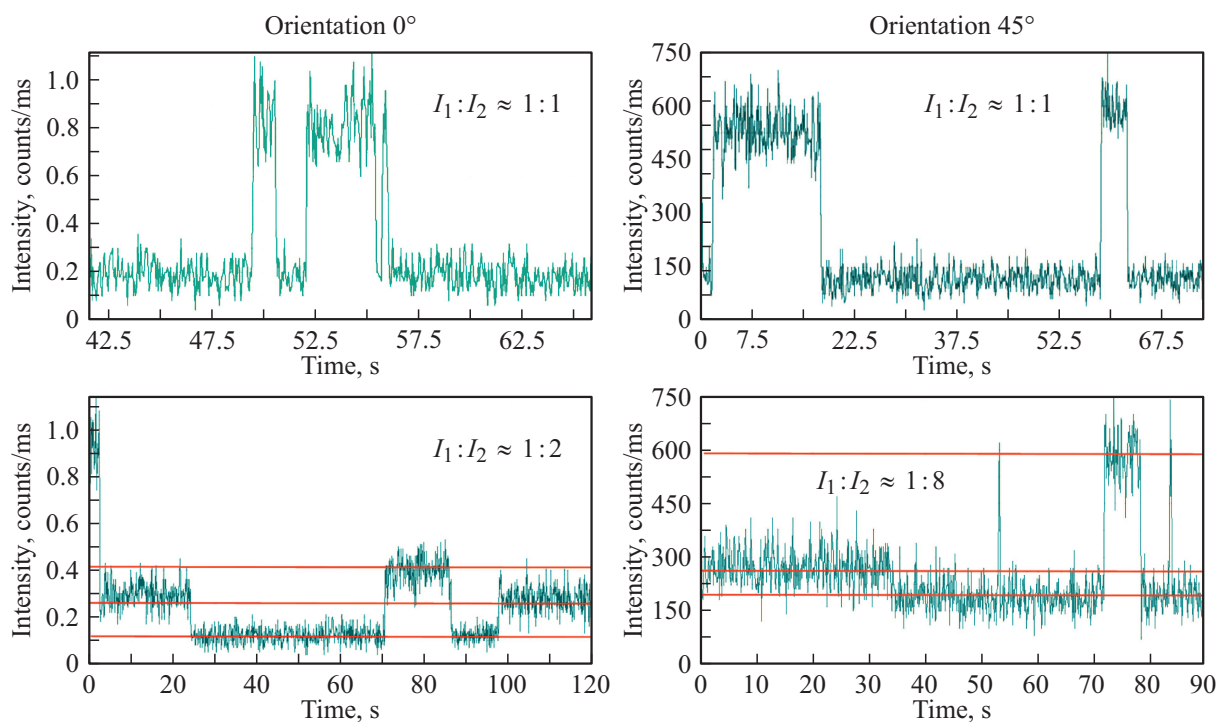
В экспериментах луч лазера был направлен по нормали к поверхности кристалла — плоскость (100) (грань куба); поворотом кристалла вокруг оси луча вектор поляризации возбуждающего излучения направлялся по одной из кристаллографических осей: либо по [100] (ориентация  $0^\circ$ , по ребру куба), либо по [110] (ориентация  $45^\circ$ , по диагонали куба). Люминесценция образца измерялась также в направлении нормали к плоскости (100).

## Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены флуоресцентные сканированные изображения области  $6 \times 6 \mu\text{m}$  образца LiF при возбуждении пикосекундным лазером с длиной волны возбуждения 470 nm. Программное обеспечение лазерного сканирующего конфокального флуоресцентного микроскопа MicroTime 200 формирует люминесцентные изображения дефектов с селекцией по времени затухания. Времена жизни фотолюминесценции центров двух типов, которые мы наблюдаем, различны. Светящиеся пятна на изображении представляют собой одиночные  $F_2$ -центры (слева) с характерным временем затухания



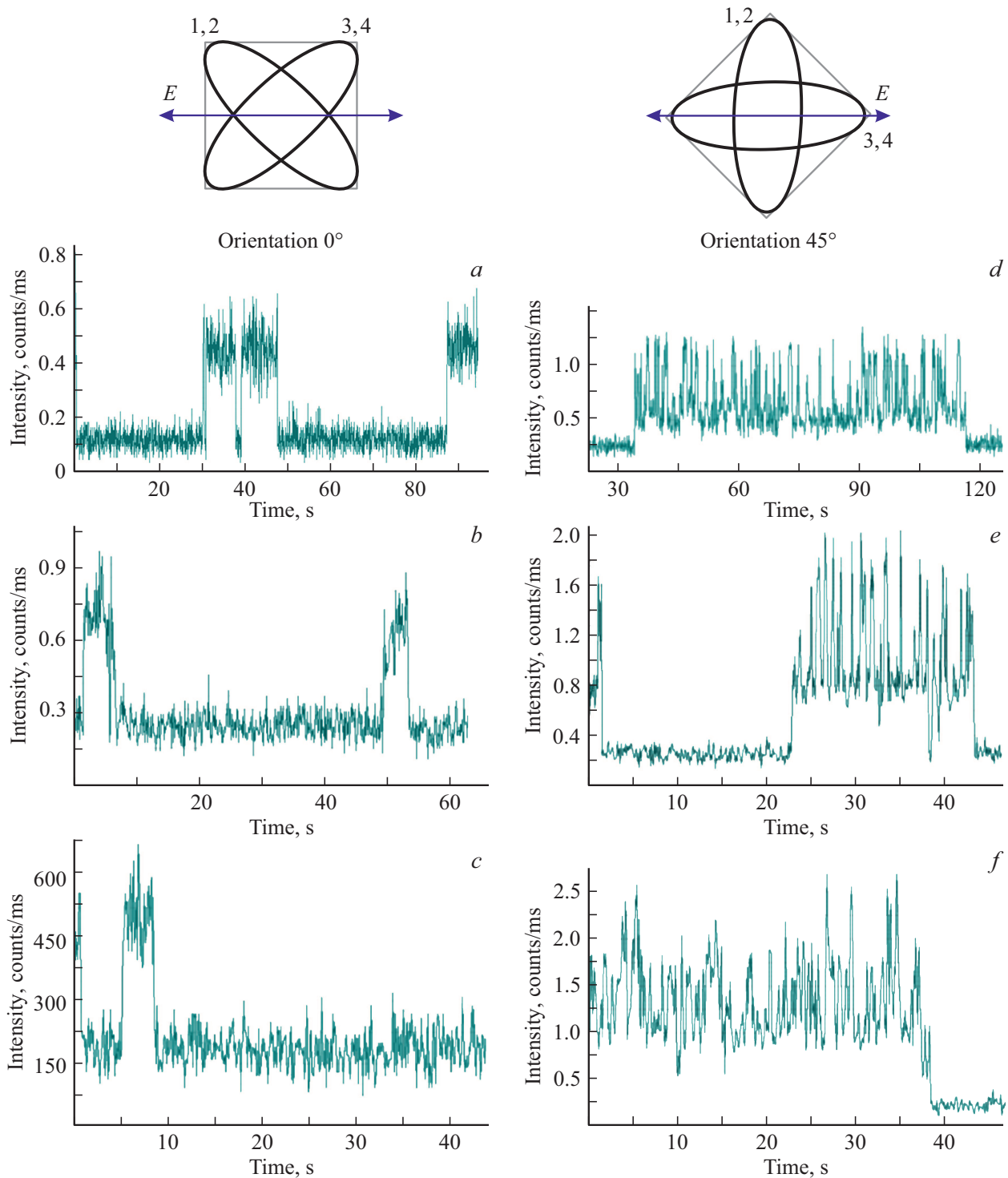
**Рис. 2.** Конфокальные люминесцентные изображения одиночных  $F_2^-$ - (a) и  $F_3^+$ - (b) центров окраски в кристалле LiF (область сканирования  $6 \times 6 \mu\text{m}$ , возбуждение 470 nm).



**Рис. 3.**

$\sim 17$  ns и  $F_3^+$ -центры (справа) окраски с характерным временем затухания порядка 8 ns [7]. Мерцающий характер изображений характерен при наблюдении флуоресценции одиночных квантовых систем. После записи люминесцентного изображения прибор наводился на одно из светящихся пятен, и записывалась зависимость интенсивности люминесценции от времени (квантовая траектория).

На рис. 3 представлены характерные квантовые траектории одиночного  $F_2^-$ -центра при поляризации возбуждающего света вдоль ребра куба (слева) и вдоль боковой диагонали куба (справа). Интервалы времени, когда имеет место люминесценция, принято называть *on*-интервалами, когда она отсутствует — *off*-интервалами. Резкое и полное исчезновение флуоресценции („ступенька“ на квантовой траектории) служит доказательством, что



**Рис. 4.** Вверху показаны возможные проекции „ротаторов“ на плоскость (100) и вектор напряженности электрического поля возбуждающего света. Траектории интенсивности люминесценции одиночных  $F_3^+$ -центров для ориентаций образца  $0^\circ$  (*a, b, c*) и  $45^\circ$  (*d, e, f*).

мы наблюдаем именно одиночный центр окраски. Как видим, помимо характерного для систем с триплетным уровнем чередования *on* и *off*-интервалов, наблюдаются скачки интенсивности люминесценции  $I$ , причем для экспериментов с ориентацией образца  $0^\circ$  отношение

интенсивностей  $I_{\max}/I_{\min}$  имело значения 1:1 или 1:2, а с ориентацией образца  $45^\circ$  1:1 или 1:8.

В работе [14] авторами было показано, что это явление обусловлено переориентацией  $F_2$ -центра в „темном“ триплетном состоянии. Теоретически были рассчитаны



отношение интенсивностей люминесценции и времени жизни центра в различных ориентациях для двух конфигураций эксперимента. Полученные соотношения находятся в хорошем согласии с экспериментом.

На рис. 4 приведена небольшая серия экспериментально записанных траекторий интенсивности люминесценции одиночных  $F_3^+$ -центров для ориентаций образца  $0^\circ$  (рис. 3, *a, b, c*) и  $45^\circ$  (рис. 3, *d, e, f*).

Как видно из рис. 4, при ориентации образца  $0^\circ$  величина флуктуаций сигнала сравнима с фоновой, а при ориентации образца  $45^\circ$  величина флуктуаций сигнала значительно превышает фоновую, и составляет примерно  $\frac{I_{\max}}{I_{\min}} = 3$ .

## Обсуждение результатов

Как видно из представленных на рис. 3 и 4 экспериментальных данных, зависимость интенсивности люминесценции от времени одиночного  $F_3^+$ -центра кардинально отличается от зависимости одиночного  $F_2$ -центра, однако ее характер также свидетельствует о переориентации центра при комнатной температуре.

Обнаружено, что в ходе эксперимента сигнал (интенсивность люминесценции) от центра исчезает и через некоторое время вновь появляется с той же интенсивностью. Наблюдаемое явление было интерпретировано, как переход центра с возбужденного в долгоживущее триплетное состояние с последующей релаксацией в основное состояние. В ходе экспериментов был замечен интересный факт (со 100% повторяемостью).

1. Если возбуждающий свет падал по нормали к плоскости (100) (грань куба), а его вектор линейной поляризации был направлен по оси [100] (т.е. по одному из ребер куба), то величина флуктуации измеряемой интенсивности люминесценции  $I$ , в направлении той же нормали к (100), была невелика и сравнима с флуктуацией фона. В дальнейшем приведенные выше условия, будем обозначать как конфигурация эксперимента  $0^\circ$ .

2. Если же вектор линейной поляризации возбуждающего света был направлен по оси [110] (т.е. по одной из боковых диагоналей куба), то величина флуктуации измеряемой интенсивности люминесценции, в направлении той же нормали к (100), резко возрастала (конфигурация эксперимента  $45^\circ$ ).

Для того чтобы объяснить наблюдаемое явление, напомним, что представляет собой  $F_3^+$ -центр в щелочно-галогенидных кристаллах. Как известно,  $F_3^+$ -центр представляет собой три соседние анионные вакансии (лежащие в плоскости, нормаль к которой направлена по одной из четырех осей  $C_3$ ) в решетке кристалла LiF, захватившие пару электронов [15] (рис. 5).

Достаточно хорошей моделью  $F_3^+$ -центра является молекулярный ион водорода  $H_3^+$  в диэлектрической среде. Согласно теоретическим расчетам [16], молекулярный ион  $H_3^+$  в базисе водородоподобных  $1s$ -функций имеет спиновые синглетные состояния: основное, по проекции

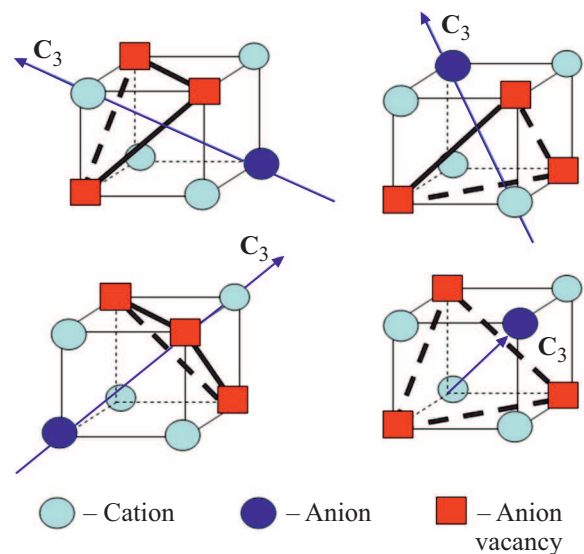


Рис. 5. Структура  $F_3^+$ -центра и его возможные ориентации в решетке кристалла.

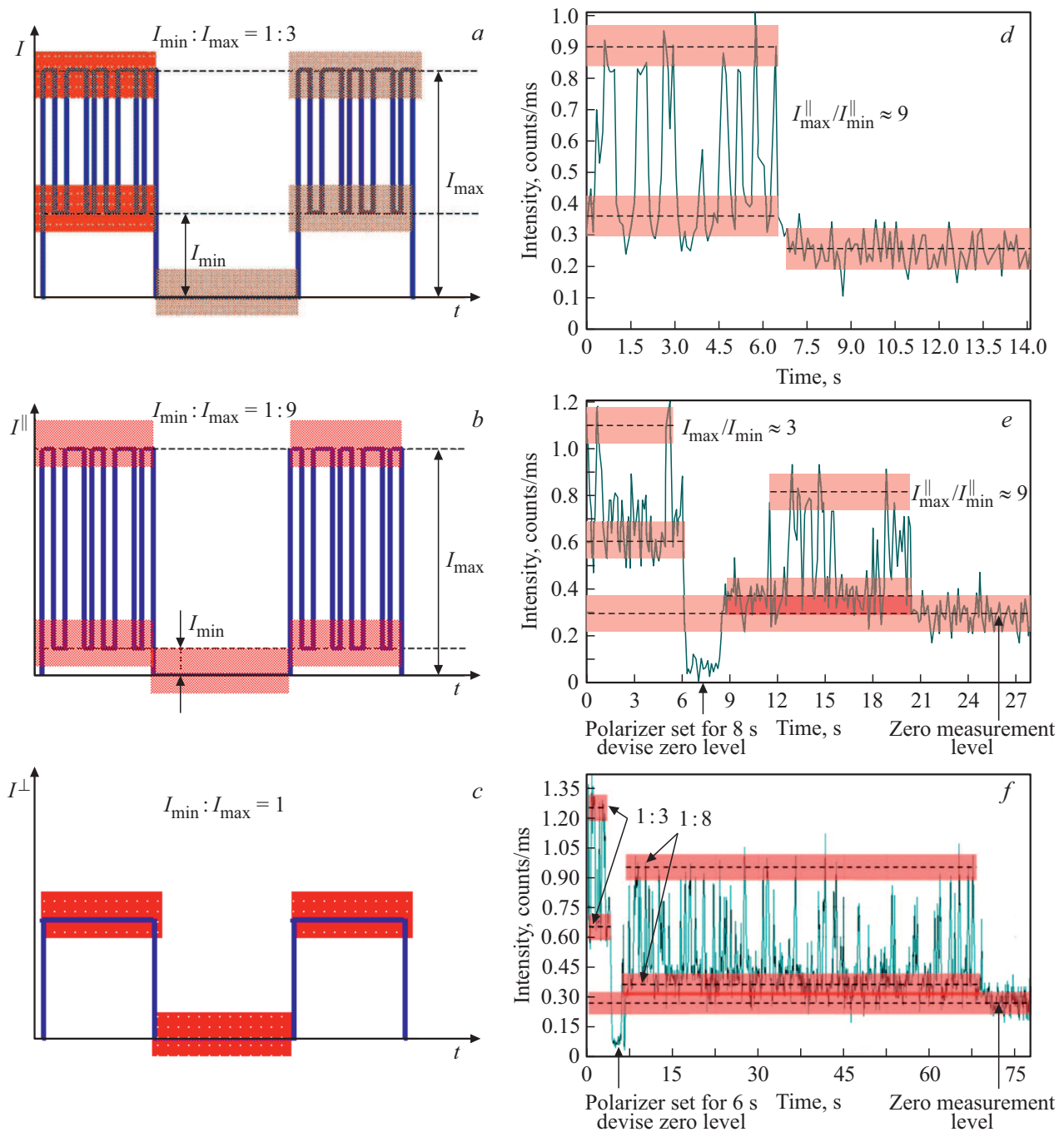
орбитального момента импульса невырожденное,  $^1A_1(1)$ ; два возбужденных орбитальных дуплета  $^1E_1(1)$ ,  $^1E_1(2)$  и одно  $^1A_1(2)$ -состояние, а также два спиновых триплетных термина  $^3E$  и  $^3A_2$  [17].

Хорошо наблюдаемые спектральные полосы поглощения ( $\lambda_{\text{abs}}^{\max} = 452 \text{ nm}$ ) и люминесценции ( $\lambda_{\text{abs}}^{\max} = 540 \text{ nm}$ )  $F_3^+$ -центра связаны с переходом  $^1A_1(1) \leftrightarrow ^1E_1(1)$  [17]. Такой переход между невырожденным состоянием и дважды вырожденным по орбитальному моменту состоянием, согласно [18], описывается „ротатором“, нормаль которого ориентирована по одной из четырех возможных осей  $C_3$ .

Переориентация центра означает перескок ближайшего к  $F_3^+$ -центру аниона (показан на рис. 5) на место одной из трех вакансий. Как видно из рис. 5, переориентация  $F_3^+$ -центра не приводит к его поступательному перемещению (что объясняет их стабильность при комнатной температуре). Данная переориентационная диффузия  $F_3^+$ -центра обуславливает разную величину флуктуаций интенсивности люминесценции при конфигурациях эксперимента  $0^\circ$  и  $45^\circ$ .

Как уже упоминалось, поглощение и сопряженная ему люминесценция  $F_3^+$ -центра описывается моделью „ротаторов“. То есть поглощение и люминесценция центра описывается парой единичных взаимно перпендикулярных линейных осцилляторов  $d_1^{(i)}$  и  $d_2^{(i)}$ , лежащих в плоскости, перпендикулярной одной из четырех осей  $C_3^{(i)}$  [9]. Тогда нетрудно видеть, что при конфигурации эксперимента  $0^\circ$  (рис. 4, слева) все 4 возможных ориентации центра относительно вектора  $E$  эквивалентны и, следовательно, флуктуации интенсивности люминесценции будут на уровне фоновых.

При конфигурации эксперимента  $45^\circ$  (рис. 4, справа) ориентации центра 1,2 не эквивалентны ориентациям 3,4



**Рис. 6.** Расчетные (a, b, c) и измеренные (d, e, f) квантовые траектории параллельной компоненты интенсивности люминесценции одиночных  $F_3^+$ -центров для ориентаций образца  $45^\circ$ .

(относительно вектора  $\mathbf{E}$ ). Исходя из модели „ротатора“ можно рассчитать отношение интенсивностей люминесценции одиночного  $F_3^+$ -центра для его четырех возможных ориентаций в кристалле (рис. 5), для конфигурации эксперимента  $45^\circ$ :

$$P_{1,2}^{\text{absorb}} = C_1 \cos^2 \alpha = C_1 \left(\frac{1}{3}\right), \quad P_{1,2,3,4}^{\text{emit}} = C_2 \left(1 + \frac{1}{3}\right),$$

$$I_{1,2} = C_1 C_2 \left(\frac{4}{9}\right), \quad (1)$$

$$P_{3,4}^{\text{absorb}} = C_1(1), \quad I_{3,4} = C_1 C_2 \left(\frac{4}{3}\right), \quad (2)$$

$$\frac{I_{1,2}^{\text{min}}}{I_{3,4}^{\text{max}}} = \frac{1}{3}, \quad \frac{\langle \sqrt{(\Delta I)^2} \rangle}{\langle I \rangle} = 1, \quad (3)$$

где  $P_i^{\text{absorb}}$ ,  $P_i^{\text{emit}}$  — вероятности поглощения и испускания фотона в заданном направлении за единицу времени „ротатора“ с  $i$ -ориентацией нормали соответственно  $C_{1,2}$  — константы.

Полученные отношения интенсивностей люминесценции для конфигурации  $45^\circ$  находятся в качественном согласии с экспериментом (рис. 4).

Для того чтобы окончательно убедиться в правильности нашей гипотезы, были рассчитаны и измерены поляризованные компоненты интенсивности люминесценции одиночного  $F_3$ -центра  $I_{1,2,3,4}^{\parallel}$  и  $I_{1,2,3,4}^{\perp}$  с поляризацией параллельной и перпендикулярной поляризации возбуждающего света соответственно. Для конфигурации  $0^\circ$  ввиду ее высокой симметрии получим тривиальный результат:  $I_{1,2,3,4}^{\parallel} = I_{1,2,3,4}^{\perp} = \frac{1}{2} I$ . Для конфигурации эксперимента „ $45^\circ$ “

$$P_{1,2}^{\text{полгл}} = C_1 \left( \frac{1}{3} \right), \quad P_{1,2}^{\text{изл.}\parallel} = C_2 \left( \frac{1}{3} \right), \quad P_{1,2}^{\text{изл.}\perp} = C_2(1),$$

$$I_{1,2}^{\parallel} = C_1 C_2 \left( \frac{1}{9} \right), \quad I_{1,2}^{\perp} = C_1 C_2 \left( \frac{1}{3} \right), \quad (4)$$

$$P_{3,4}^{\text{полгл}} = C_1(1), \quad P_{3,4}^{\text{изл.}\parallel} = C_2(1), \quad P_{3,4}^{\text{изл.}\perp} = C_2 \left( \frac{1}{3} \right),$$

$$I_{3,4}^{\parallel} = C_1 C_2(1), \quad I_{3,4}^{\perp} = C_1 C_2 \left( \frac{1}{3} \right), \quad (5)$$

$$\frac{I_{1,2}^{\parallel}}{I_{3,4}^{\parallel}} = \frac{1}{9}, \quad \frac{I_{1,2}^{\perp}}{I_{3,4}^{\perp}} = 1. \quad (6)$$

На рис. 6 (слева) приведены результаты моделирования квантовых траекторий центра на основе расчета (4)–(6). Как видим, из расчета следует, что в случае измерения траектории компоненты люминесценции  $I^{\parallel}$ , флуктуации должны возрастать до  $\frac{I_{1,2}^{\parallel}}{I_{3,4}^{\parallel}} = \frac{1}{9}$  (рис. 6, *b*), что и подтверждается в эксперименте (рис. 6, *d, e, f*). Таким образом, следует считать доказанным, что при комнатной температуре имеет место переориентационная диффузия  $F_3^+$ -центра в основном (синглетном) состоянии.

## Заключение

Следует отметить, что обнаружение описанного выше явления стало возможным благодаря применению конфокальной флуоресцентной микроскопии, которая позволяет измерять интенсивность люминесценции от одиночных квантовых систем (молекулы, центры свечения и т. п.). Традиционными методами, когда измеряется интенсивность люминесценции (и ее поляризованные компоненты) от большого числа квантовых систем, это было бы невозможно. Так как время жизни возбужденного состояния центра (порядка 8 ns) много меньше среднего времени переориентации центра (около 1 s), то эффект переориентации не окажет никакого заметного влияния на деполяризацию люминесценции. Также отметим, что в работе не рассматривается еще один канал ухода  $F_3^+$ -центра в „темное“ состояние:  $F_3^+ \Leftrightarrow N_c$  [19].

В заключение приведем основные выводы работы.

1. Экспериментально наблюдалась переориентация одиночных  $F_3^+$ -центров; полученные теоретически соотношения интенсивностей при различных ориентациях центра соответствуют эксперименту.

2. В отличие от  $F_2$ -центра, который переориентируется только в триплетном („темном“) состоянии,  $F_3^+$ -центр переориентируется в основном состоянии, причем такая переориентационная диффузия не приводит к поступательной диффузии центра.

## Благодарности

Авторы работы выражают глубокую признательность А.Л. 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 конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] 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)].
- [2] В.И. Барышников, В.А. Григоров, Б.Д. Лобанов, Е.Ф. Мартынович, Э.Э. Пензина, В.М. Хулугуров, В.А. Чепурной. Известия АН СССР. Серия физическая, **54** (8), 1467 (1990).
- [3] Е.Ф. Мартынович, В.И. Барышников, В.А. Григоров. Письма в ЖТФ, **11** (14), 875 (1985).
- [4] E.F. Martynovich, E.O. Chernova, V.P. Dresvyansky, A.E. Bugrov, P.V. Kostyukov, A.V. Konyashchenko. Optics and Laser Technology, **131**, 106430 (2020). DOI: 10.1016/j.optlastec.2020.106430
- [5] J. Nahum. Phys. Rev., **158** (3), 814 (1967). DOI: 10.1103/PhysRev.158.814
- [6] J. Nahum, D.A. Wiegard. Phys. Rev., **154** (3), 817 (1967). DOI: 10.1103/PhysRev.154.817
- [7] G. Baldacchini, R.M. Montecchi, T. Tsuboi. Eur. Phys. J. D., **17** (2), 261 (2001). DOI: 10.1007/s100530170030
- [8] J.S. Steffen, W.E. Moerner. Current Opinion in Structural Biology, **23** (5), 778 (2013). DOI: 10.1016/j.sbi.2013.07.010
- [9] E. Betzig. Rev. Mod. Phys., **87** (4), 1153 (2015). DOI: 10.1103/RevModPhys.87.1153
- [10] 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].
- [11] I.S. Osad'ko, A.V. Naumov, I.Yu. Eremchev, Yu.G. Vainer, L. Kador. Phys. Rev. A., **86** (5), 053802 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevA.86.053802

- [12] 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. Physics: Conference Series*, **552** (1), 012048 (2014). DOI: 10.1088/1742-6596/552/1/012048
- [13] 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. Bojchenko, 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]
- [14] С.А. Зилов, С.В. Бойченко, А.В. Кузнецов, В.П. Дресвянский, Е.Ф. Мартынович, А.Л.Ракевич, А.В. Бартуль, К. Кенниг, А.П. Войтович. *Известия РАН. Серия физическая*, **80** (1), 89 (2016) [S.A. Zilov, S.V. Bojchenko, A.V. Kuznetsov, V.P. Dresvyanskiy, A.L. Rakevich, A.V. Bartul, K. Koenig, E.F. Martynovich, A.P. Voitovich. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **80** (1), 81 (2016). DOI: 10.3103/S1062873816010251]
- [15] П.П. Феофилов. *Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов*. (Гос. изд. физ.-мат. лит.-ры., Москва, 1959).
- [16] J.O. Hirschfelder. *J. Chem. Phys.*, **6** (12), 795 (1938). DOI: 10.1063/1.1750173
- [17] Т.Т. Басиев, И.В. Ермаков, К.К. Пухов. *ФТТ*, **39** (8), 1373 (1997). [T.T. Basiev, I.V. Ermakov, K.K. Pukhov. *Physics of the Solid State*, **39** (8), 1218 (1997). DOI: 10.1134/1.1130047]
- [18] С.А. Зилов, Е.Ф. Мартынович. *ФТТ*, **50** (9), 1692 (2008) [S.A. Zilov, E.F. Martynovich. *Physics of the Solid State*, **50** (9), 1761 (2008). DOI: 10.1134/S1063783408090333].
- [19] В.М. Костюков, Н.Т. Максимова, З.И. Мыреева, С.А. Зилов. *Опт. и спектр.*, **79** (4), 625 (1995).