

Короткоживущие первичные радиационные дефекты в кристалле LiF

© Л.А. Лисицына*, Т.В. Гречкина, В.И. Корепанов, В.М. Лисицын

*Томский государственный архитектурно-строительный университет,
634003 Томск, Россия
Томский политехнический университет,
634034 Томск, Россия

(Поступила в Редакцию 9 ноября 2000 г.)

Методами импульсной спектроскопии с наносекундным разрешением исследованы спектрально-кинетические параметры инициированных воздействием импульса электронов (ИЭ) нестационарного поглощения и свечения кристаллов LiF. Измерения проведены в спектральной области 6 eV, в температурном диапазоне 11–150 К и временном интервале 10^{-8} –10 s после окончания действия ИЭ. Показано, что воздействие ИЭ приводит к созданию в кристалле LiF помимо F -, V_k - и H -центров короткоживущих дефектов двух типов, различающихся спектральным положением поглощательных и излучательных переходов, временем жизни и характером температурной зависимости эффективности создания. Центры типа I имеют поглощательные переходы на 5.5 и 5.1 eV и излучательный на 5.8 eV, центры типа II — поглощательные переходы на 5.3 и 4.75 eV и излучательный переход на 4.4 eV. Установлено, что в интервале 11–150 К изменение количественного соотношения между типами короткоживущих центров не влияет на величину квантового выхода F -центров. Предполагается, что обнаруженные центры представляют собой автолокализованные экситоны различного типа.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы "Университеты России".

В ионных кристаллах первичными продуктами релаксации созданных радиацией электронных возбуждений являются пары френкелевских дефектов и автолокализованные экситоны (АЭ). Френкелевские пары со временем либо рекомбинируются, либо преобразуются в дефекты, стабильные при условиях эксперимента. АЭ, время жизни которых определяется спиновой мультиплетностью и степенью пространственного перекрытия электронных волновых функций электронного и дырочного компонентов, распадаются излучательно или безызлучательно.

В ряду щелочно-галогидных кристаллов (ЩГК) процессы образования и релаксации первичной дефектности достаточно полно исследованы, выявлены причины, приводящие к изменению соотношения между типами образующихся дефектов. Исключения составляют кристаллы фторидов щелочных металлов, первичные дефекты в которых практически не изучены. Причинами слабой изученности этих кристаллов является крайне низкая интенсивность собственной люминесценции по сравнению с другими ЩГК, значительное влияние на процессы остаточных примесей и трудность получения особо чистых материалов.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование первичной радиационной дефектности в чистых кристаллах LiF. Информация о начальных этапах эволюции радиационной дефектности может быть получена только с использованием методов исследования с высоким временным разрешением. В настоящей работе методами импульсной оптической спектроскопии с наносекундным разрешением во временном интервале 10^{-8} –10 s были изучены спектрально-кинетические характеристики наведенных радиацией люминесценции и поглощения кристаллов. Кристаллы в диапазоне температур 11–150 К подвергались воздействию единич-

ного импульса электронов (ИЭ), создававшего объемную плотность возбуждения не выше $1 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$, со средней энергией электронов 350 keV при длительности ИЭ 10 ns.

Исследовались особо чистые кристаллы LiF, прозрачные в диапазоне 12–0.5 eV, содержащие примеси Mg, Al, Si менее $1 \cdot 10^{-3}$ mol.% и кислорода менее $1 \cdot 10^{-5}$ mol.% (по данным протон-активационного анализа).

1. Результаты исследований

1.1. Люминесценция кристалла LiF, инициированная воздействием единичного импульса электронов. Импульс электронов в кристалле LiF возбуждает свечение, соотношение полос в спектре которого определяется температурой кристалла при облучении и временем с момента окончания действия ИЭ. При 11 К в спектре свечения, измеренном в момент окончания действия ИЭ, присутствуют полосы на 5.8, 4.4 и 3.5 eV, причем интенсивность свечения в области 5.8 eV более чем на порядок превышает интенсивность свечения в двух других полосах (рис. 1). В области 50–80 К в спектре, измеренном в момент окончания действия ИЭ, наблюдаются те же полосы, но интенсивности свечения на 5.8 и 4.4 eV соизмеримы. При 80 К через 100 ns после окончания действия ИЭ в спектре присутствуют все три полосы спектра, а через 300 ns — только полоса на 4.4 eV. (Приведенные в работе спектры свечения построены с учетом спектральной чувствительности ФЭУ и пропускания оптического тракта).

Во всех полосах в области низких температур обнаружен многоэкспоненциальный характер затухания свечения. Кинетика затухания свечения в каждой из полос

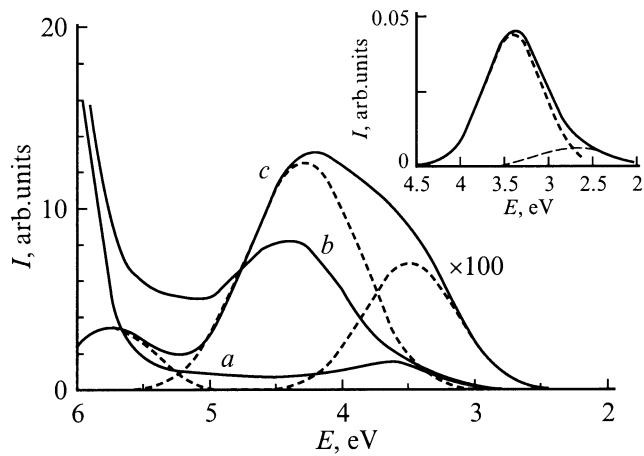


Рис. 1. Спектры люминесценции, инициированные воздействием единичного импульса электронов на кристалл LiF при температуре 20 (a), 50 (b), 80 К (c) и измеренные с различной временной задержкой к моменту окончания действия импульса: 10 (a, b), 100 ns (c). На вставке: спектр миллисекундного компонента свечения при 22 К.

при $T = \text{const}$ может быть описана функцией вида: $I(t) = \sum I_{0i} \exp(t/\tau_i)$, где I_{0i} — определенное при разложении кинетики затухания амплитудное значение интенсивности i -го компонента, характеризуемого временной константой τ_i .

При 11 К наблюдаются четыре компонента затухания в области 3.5 eV ($\tau_1 = 50$ ns, $\tau_2 = 30$ μ s, $\tau_3 = 700$ μ s, $\tau_4 = 8$ ms), три компонента затухания в полосе на 4.4 eV ($\tau_1 = 50$ ns, $\tau_2 = 30$ μ s, $\tau_3 = 700$ μ s) и два компонента затухания в полосе на 5.8 eV ($\tau_2 = 30$ μ s, $\tau_3 = 700$ μ s).

Установлено, что слабая полоса свечения в области 3.5 eV не элементарна. Спектр трех компонентов (700, 30 μ s и 50 ns) одинаков и состоит из полосы на 3.5 eV, спектр свечения миллисекундного компонента состоит из полос на 3.35 и 2.8 eV (вставка на рис. 1). Неэлементарность полосы свечения в области 3.5 eV при 4 К следует и из данных, приведенных в [1].

При исследовании влияния температуры кристалла при облучении на кинетические параметры затухания было установлено, что в области 11–50 К величины всех констант затухания практически не зависят от температуры (рис. 2). Дальнейшее увеличение температуры приводит к уменьшению значений констант затухания и их смешиванию. Энергия активации процесса, приводящего к изменению величин констант затухания в области 60–90 К, равна 0.3 eV для компонент затухания свечения на 5.8 и 3.5 eV и 0.06 eV в области 70–150 К — для компонент затухания свечения на 4.4 eV.

Как следует из представленных на рис. 2 результатов, различие температурных зависимостей характеристических времен затухания свечения разного спектрального состава приводит к тому, что в интервале 11–70 К самым длинновременным является затухание в области 3.5 eV, а в интервале 80–150 К — затухание на 4.4 eV.

При исследовании влияния температуры кристалла при облучении на интенсивность свечения было установлено следующее.

1. Амплитудное значение суммарной интенсивности свечения в полосе на 3.5 eV практически не изменяется с ростом температуры в области 11–80 К и падает при дальнейшем увеличении температуры. Амплитудные значения интенсивности свечения, описываемого отдельными компонентами затухания, следующим образом зависят от температуры: I_{01} , I_{03} неизменны в интервале 11–60 К и падают при дальнейшем росте температуры, I_{02} постоянно в области 11–30 К, увеличивается в 5 раз в интервале 30–80 К и падает при дальнейшем росте температуры. Интенсивность миллисекундного компонента не зависит от температуры в диапазоне 11–150 К.

2. Зависимость амплитудного значения интенсивности свечения в полосе на 4.4 eV от температуры кристалла при облучении имеет вид кривой с максимумом в области 50 К. При этом амплитудные значения интенсивности свечения компонентами затухания τ_1 и τ_2 постоянны в интервале 11–80 К и уменьшаются при дальнейшем повышении температуры. Амплитудное значение интенсивности свечения, описываемого компонентом τ_2 , постоянно в области 11–25 К, увеличивается более чем на порядок в области 25–60 К и затем уменьшается при дальнейшем повышении температуры.

3. Амплитудное значение суммарной интенсивности свечения на 5.8 eV, как и амплитудные значения интенсивности отдельных компонент — I_{03} и I_{02} , постоянно в области 11–60 К и уменьшается при дальнейшем увеличении температуры. При 11 К вклады в суммарную интенсивность отдельных компонентов I_{02} , I_{03} составляли 90 и 10% соответственно.

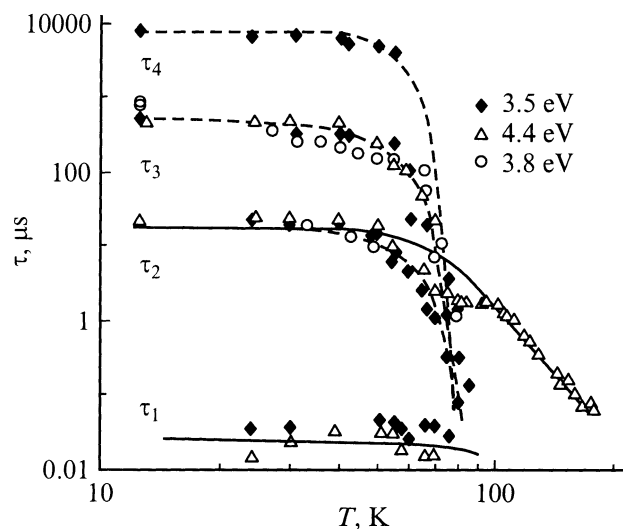


Рис. 2. Температурные зависимости значений компонентов затухания в различных полосах спектра свечения, инициированного воздействием единичного импульса электронов на кристалл LiF.

Для оценки влияния температуры на заселенность различных излучательных состояний нами исследованы температурные зависимости высвечиваемых светосумм ($I\tau = \sum I_{0i}\tau_i$) во всех наблюдаемых полосах спектра. Из представленных на рис. 3 результатов следует существование следующих закономерностей в температурном изменении высвечиваемых светосумм.

1. Светосуммы, высвечиваемые на 3.5 и 5.8 eV, не зависят от температуры в области 11–60 K и уменьшаются при дальнейшем росте температуры кристалла при облучении. Во всех исследуемых нами кристаллах LiF в области низких температур (11 K) светосумма, высвечиваемая на 5.8 eV, превышала на два порядка значение светосуммы, высвечиваемой на 3.5 eV, и на порядок светосумму, высвечиваемую миллисекундным компонентом свечения, имеющим спектральный состав, представленный на вставке рис. 1 (полосы на 3.35 и 2.8 eV).

2. Температурная зависимость светосуммы, высвечиваемой на 4.4 eV, в интервале 11–150 K имеет вид кривой с максимумом в области 50 K, коррелируя с температурной зависимостью амплитудного значения интенсивности свечения компонента затухания $\tau_2 - I_{02}$.

Таким образом, из представленных на рис. 3 результатов следует, что в области 11 K преобладает заселенность излучательного состояния на 5.8 eV, а в области 75–140 K — излучательного состояния на 4.4 eV. В температурной области 30–75 K имеет место перераспределение заселенностей этих излучательных состояний: падение заселенности излучательного состояния на 5.8 eV и рост заселенности излучательного состояния на 4.4 eV. При этом общее число центров, создаваемых радиацией в излучательных состояниях в интервале 11–70 K, практически не зависит от температуры кристалла при облучении.

1.2. Короткоживущее оптическое поглощение кристалла LiF, инициированное воздействием единичного импульса электронов. Воздействие ИЭ приводит к появлению в кристалле LiF нестационарного оптического поглощения в области 5 eV. Как было установлено ранее [2,3], кинетика релаксации поглощения в области 5 eV носит многоэкспоненциальный характер и сопровождается изменением полуширины полосы. Так, например, при 80 K только 15% от наведенного действием ИЭ поглощения сохраняется спустя 1 s после окончания воздействия ИЭ, и только в этом временном интервале полоса поглощения имеет значение полуширины 0.6 eV и положение максимума на 5.05 eV, совпадающие с соответствующими параметрами F-полосы. Релаксация остальных 85% наводимого в области 5 eV поглощения может быть описана набором двух экспонент со значениями характеристических времен релаксации 500 ns и 2 μ s. При этом оказалось, что спектральный состав компонентов различный. Спектр наносекундного компонента состоит из перекрывающихся полос на 5.5 и 5.1 eV (спектр типа I). Спектр микросекундного компонента состоит из полос на 5.3 и 4.7 eV (спектр типа II).

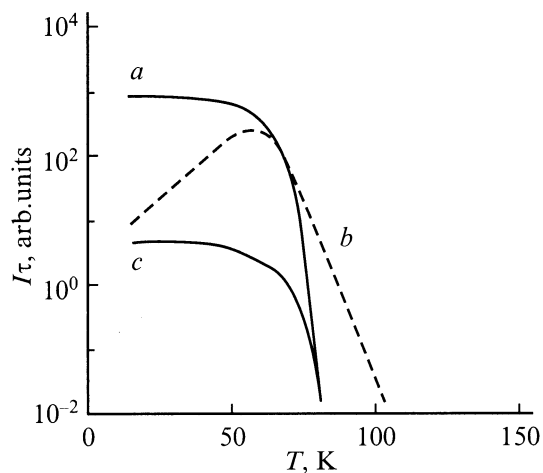


Рис. 3. Температурные зависимости высвечиваемых светосумм ($I\tau$) на 5.8 (a), 4.4 (b), 3.5 eV (c), инициированных воздействием импульса электронов на кристалл LiF.

Сравнительный анализ спектрально-кинетических параметров короткоживущих поглощательных и излучательных переходов в спектрах кристалла LiF в широком температурном интервале привел к следующим выводам.

1. В области 90–150 K наблюдается только один тип спектра короткоживущего поглощения — спектр типа II, состоящий из полос на 4.7 и 5.3 eV. В этом же температурном интервале доминирующим является свечение в области 4.4 eV. Значения констант затухания наблюдаемых свечения и короткоживущего поглощения совпадают во всем температурном интервале 90–150 K, как было показано нами ранее [4]. Совпадение значений характеристических времен релаксации дает основание предполагать, что указанные поглощательные и излучательные переходы осуществляются с одного энергетического уровня и принадлежат одному и тому же радиационному дефекту — дефекту типа II.

Из характера температурной зависимости светосуммы, высвечиваемой в полосе на 4.4 eV, следует, что данный короткоживущий дефект создается в интервале 11–150 K с максимальной эффективностью в области 50 K.

Существование корреляции в температурных зависимостях эффективности создания центров типа II, оцениваемой двумя различными способами — по величине поглощения в полосе на 4.7 eV и по величине высвечиваемой светосуммы на 4.4 eV, позволяет предполагать, что ”тушение” свечения на 4.4 eV при $T \geq 60$ K обусловлено уменьшением эффективности создания центров типа II с ростом температуры.

2. Спектр короткоживущего поглощения типа I, состоящий из полос на 5.5 и 5.1 eV, не наблюдается выше 90 K, не наблюдается при этом и свечение на 5.8 eV. Предполагается, что излучательный переход на 5.8 eV и спектр поглощения типа I являются характеристикой одного центра — центра типа I. Из сравнения величин

высвечиваемых светосумм на 4.4 и 5.8 eV очевидно, что в температурной области 11–30 К преимущественно создаются дефекты типа I.

3. В области высоких температур ($T \geq 160$ К) наводимый в результате действия единичного ИЭ спектр поглощения состоит только из F , V_k и слабой H полосы. В температурном интервале 11–150 К исследована эффективность накопления F -центров, оцениваемая по концентрации F -центров, сохранившихся в кристалле в секундном временном интервале после возбуждения ИЭ. (К этому времени все короткоживущие компоненты релаксации поглощения в области F -полосы полностью исчезают). Установлено, что выход накопления F -центров на одну электронно-дырочную пару в области 11–150 К не зависит от температуры и равен 0.02. Полученные данные совпадают с величиной выхода F -центров при 4 К [5]. Ранее нами было показано, что выход накопления F -центров увеличивается в области 150–300 К и достигает значения 0.15 [2].

2. Обсуждение результатов

Описанные выше экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что многоэкспоненциальный характер кинетики релаксации поглощения в области F -полосы в спектре кристаллов LiF не является отражением функции начального взаимного распределения френкелевских пар по расстоянию, а есть результат наложения поглощательных переходов, принадлежащих F -центрам и радиационным дефектам более короткоживущим, чем F -центры.

Образующиеся под действием радиации в кристаллах LiF короткоживущие дефекты двух типов имеют различные спектрально-кинетические параметры поглощательных и излучательных переходов, различные значения энергии активации процессов пострадиационной релаксации и разный характер температурных зависимостей эффективности создания под действием ИЭ. Дефекты типа I имеют поглощательные переходы на 5.5 и 5.1 eV и излучательный переход на 5.8 eV, являются самыми массовыми дефектами в области низких температур (11 К) и практически не создаются радиацией при $T \geq 90$ К. Дефекты типа II имеют поглощательные переходы на 5.3 и 4.75 eV и излучательный переход на 4.4 eV, создаются в области 11–170 К с максимальной эффективностью в области 60 К.

Можно полагать, что обнаруженные короткоживущие дефекты являются первичными радиационными дефектами, т.е. продуктами распада созданных радиацией в кристалле электронных возбуждений и представляют собой автолокализованные экситоны в триплетном состоянии (АЭТ).

В ЩГК двухгалоидный АЭТ, представляет собой эксимер ($X_2^- + e^*$), где X_2^- — дырочный компонент или ядро АЭ ($X \equiv \text{Hal}$). Термодинамически равновесный тип АЭ определяется положением его дырочного

компонента в решетке, который может занимать либо два соседних галоидных узла, либо один галоидный узел, либо некоторые промежуточные нецентральносимметричные состояния рядом с зарождающейся вакансией. АЭ on-типа представляет собой эксимер точечной симметрии D_{2h} с ядром в виде V_k -центра. (V_k -центр — молекула X_2^- , занимающая два соседних галоидных узла в направлении $\langle 110 \rangle$). АЭ с ядром, смещенным в состояние более низкой симметрии, представляет собой АЭ off-типа.

Предполагается, что в кристаллах LiF отличия спектрально-кинетических, временных и энергетических параметров двух типов обнаруженных нами короткоживущих центров обусловлены различием в структуре ядер АЭ. Если в области низких температур центры типа I есть АЭТ on-типа (точечная симметрия D_{2h}), то в области высоких температур равновесная конфигурация АЭТ типа II, по-видимому, представляет собой АЭТ off-типа со смещенным в направлении $\langle 111 \rangle$ положением молекулярного иона F_2^- .

В пользу высказанных предположений свидетельствуют следующие факты.

1. Короткоживущие дефекты обоих типов создаются, как и F -центры, за время действия ИЭ, но в отличие от F -центров не накапливаются в кристалле в результате действия серии ИЭ. Как было показано нами ранее [4], эффективность создания короткоживущих радиационных дефектов в кристаллах LiF, как и АЭ в ЩГК, уменьшается с введением в кристалл дефектов радиационной природы. Это приводит к плотностному эффекту — сублинейному характеру зависимости эффективности создания дефектов обоих типов от величины объемной плотности возбуждения кристалла LiF [3].

2. Как и для АЭ в других ЩГК [6], в кристаллах LiF положение поглощательных переходов обнаруженных короткоживущих дефектов обоих типов также находится в спектральной области между F и F_2 полосами. В ЩГК этот факт рассматривается как свидетельство того, что наблюдаемые триплет-триплетные ($T-T$) переходы осуществляются в электронном компоненте АЭ.

3. Из результатов исследований, выполненных нами с использованием методов оптической спектроскопии, следует вывод о преимущественном создании под действием радиации при 11 К короткоживущих дефектов типа I, имеющих излучательный переход на 5.8 eV. В этой же температурной области, по данным [7], в облученном кристалле LiF наблюдается сигнал оптически детектируемого ЭПР, обусловленный АЭТ с дырочным компонентом в виде V_k -центра точечной симметрии D_{2h} .

4. Многокомпонентный характер затухания свечения короткоживущих дефектов обоих типов в кристаллах LiF обусловлен, как и для АЭТ в ЩГК, расщеплением излучательного уровня в нулевом магнитном поле и большим значением скорости перехода в основное состояние по сравнению со скоростями переходов между подуровнями [8,9]. Для низкотемпературных АЭТ в LiF

величина параметра расщепления D измерена и равна 0.11 cm^{-1} при 4 К [10]. Малые значения параметра D , наблюдаемые в некоторых ЩГК, характерны для АЭ с центральносимметричным положением ядра [11].

5. В ряду ЩГК степень пространственного перекрытия волновых функций электронного и дырочного компонентов АЭ, коррелирующая с величиной параметра Рэбина–Клика, определяет время жизни и тип точечной симметрии центра, степень колебательной релаксации решетки в области центра и соответственно величину стоковского сдвига, определяющего положение излучательного перехода АЭТ [8,12,13].

В рамках данной логики в кристалле LiF большое значение времени жизни АЭТ типа II по сравнению с АЭТ типа I (например, при 80 К $2 \mu\text{s}$ и 500 ns соответственно) при значительной (на 1.5 eV) разнице в положении излучательных переходов АЭТ типа II и I свидетельствует о меньшей степени пространственного перекрытия волновых функций электронного и дырочного компонентов АЭ типа II по сравнению с АЭ типа I. В ЩГК процессы, приводящие к такому эффекту, связывают с изменением положения ядра АЭ (переход его в положение, понижающее точечную симметрию центра). Значительная колебательная релаксация решетки в области такого центра, обусловленная зарождением вакансии и формированием на ней волновой функции F -центра, сопровождается смещением положения излучательного перехода в длинноволновую область, что и наблюдается в кристаллах LiF для АЭ типа I и типа II с положениями излучательных переходов на 5.8 и 4.4 eV соответственно.

6. В ЩГК АЭ on- и off-типа отличаются точечной симметрией (D_{2h} и C_{2v} соответственно). Смещение ядра АЭ вдоль $\langle 110 \rangle$ и формирование волновой функции F -центра на зарождающейся вакансии позволяет представить АЭ off-типа как аналог $F-H$ неразделенной пары с осью, также ориентированной вдоль $\langle 110 \rangle$.

Во фторидах с решеткой каменной соли ось H -центра ориентирована по $\langle 111 \rangle$ [14,15]. Следовательно, в кристалле LiF зарождение вакансии должно сопровождаться изменением направления пространственной ориентации оси дырочного ядра АЭ с $\langle 110 \rangle$ (ориентация на стадии автолокализации электронного возбуждения) на $\langle 111 \rangle$ или близкое. Температура активации такого процесса — около 50 К. В диапазоне $45-70 \text{ K}$ наблюдается корреляция в температурном изменении эффективности создания короткоживущих дефектов: уменьшение выхода дефектов типа I и увеличение выхода дефектов типа II.

7. В ЩГК наблюдается [16] совпадение спектрального положения поглощательных $T-T$ переходов в электронном компоненте для АЭ on-типа и F_2 -центров — двух типов дефектов с одинаковой внешней молекулярной орбиталью, но с заведомо разной структурой ядер. (Ядро АЭ — молекулярный ион F_2^- , занимающий два галлоидных узла, ядро F_2 -центра — две соседние анионные вакансии). В кристаллах LiF для изоэлектронных АЭ двух типов также можно ожидать слабое влияние структуры дырочного компонента на положение

поглощательных $T-T$ -переходов, что и наблюдается в действительности (5.5 и 5.1 ; 5.3 и 4.7 eV для АЭТ типа I и II соответственно).

8. В ЩГК применение измерительной техники с пикосекундным временным разрешением позволило убедительно доказать [17,18], что в процессе автолокализации электронного возбуждения создание АЭ есть процесс, альтернативный рождению френкелевской пары. И в кристаллах LiF по результатам проведенных нами исследований ни один из обнаруженных типов АЭ не является стартовым для создания коррелированных френкелевских пар. Однозначно об этом говорит, во-первых, несовпадение времени создания F -центров ($\leq 10 \text{ ns}$) и времени жизни АЭТ ($700 \mu\text{s}$ при 11 К); во-вторых, отсутствие влияния на выход F -центров типа одновременно создаваемых АЭ.

9. По результатам проведенных нами исследований в кристаллах LiF в области $40-60 \text{ K}$ увеличивается эффективность создания АЭТ типа II, при этом выход френкелевских пар с компонентами, находящимися на расстояниях, превышающих радиус сферы рекомбинации, не меняется, о чем свидетельствует постоянный выход F -центров в указанном температурном интервале. По-видимому, в области 40 K активируются только процессы реориентации H -центров, тогда как диффузионное движение H -центра осуществляется в области более высоких температур $120-155 \text{ K}$, по данным [19,20]. В пользу этого предположения говорят и полученные нами ранее данные по увеличению в области 150 K выхода как F -центров [2], так и эффективности разрушения предварительно созданных F_2 -центров импульсом электронов [21]. Оба этих процесса имеют одинаковое значение энергии активации, равное 0.06 eV , близкое к среднему значению энергии активации диффузионного движения H -центра в ЩГК — 0.08 eV [22].

Таким образом, на основании полученных экспериментальных данных предполагается следующая модель создания первичных радиационных дефектов в кристаллах LiF. В области низких температур $4-40 \text{ K}$ в процессе автолокализации электронного возбуждения в кристалле LiF создаются F -центры и преимущественно АЭ on-типа с ядром в виде V_k -центра, занимающего центральносимметричное положение. Число таких АЭ определяется объемной плотностью возбуждения, степенью чистоты и температурой кристалла при облучении. Вероятность образования АЭ off-типа при этом мала.

В области $70-120 \text{ K}$ активация реориентационного движения H -центров приводит к преимущественному созданию под действием радиации АЭ off-типа из АЭ on-типа. Структуру АЭ off-типа можно представить в виде неразделенной $F-H$ пары с ориентацией оси в направлении $\langle 111 \rangle$.

Суммарный выход АЭТ обоих типов практически не зависит от температуры кристалла в диапазоне $11-80 \text{ K}$.

В области высоких температур ($T \geq 120 \text{ K}$) активация диффузионного движения H -центров приводит к увеличению эффективности создания пространственно

разделенных $F-H$ пар за время действия ИЭ, что сопровождается уменьшением эффективности создания АЭ.

В рамках предложенной модели не находит своего объяснения природа слабого многокомпонентного свечения в полосе на 3.5 eV (при соотношении высвечиваемых светосумм в полосах на 5.8 и 3.5 eV, равном 1:100 в интервале 11–90 К) и природа длинновременного свечения, спектр которого состоит из полос на 3.35 и 2.8 eV. Свечение с полосами на 3.35 и 2.8 eV имеет, скорее всего, примесный характер. В пользу этого говорят следующие факты: наличие следов двухвалентных примесей в исследуемом материале, различное соотношение между двумя полосами в спектре, по данным различных авторов (например, [1,23,24]); независимость от температуры интенсивности свечения и присутствие свечения в этой спектральной области в кристаллах, активированных примесью Ti и Mg [25].

Авторы выражают признательность В.М. Рейтерову за предоставление образцов для исследований.

Список литературы

- [1] D. Pooley, W. Runciman. *J. Phys. C: Sol. Stab. Phys.* **3**, 1815 (1970).
- [2] Л.А. Лисицына, В.М. Лисицын, Е.П. Чинков. *Изв. вузов. Физика* **38**, 1, 13 (1995).
- [3] Л.А. Лисицына. *Изв. вузов. Физика* **39**, 11, 57 (1996)
- [4] Л.А. Лисицына, В.А. Кравченко, Е.П. Чинков, В.М. Рейтеров, И.В. Красноусов. *ФТТ* **32**, 8, 2458 (1990).
- [5] R.T. Williams. *Opt. Engineering* **28**, 10, 1024 (1989).
- [6] R.T. Williams, M.N. Kanler. *Phys. Rev.* **B9**, 4, 1897 (1974).
- [7] П.Г. Баранов. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **45**, 2, 253 (1981).
- [8] J.U. Fischbach, D. Frohlich, M.N. Kabler. *J. Lumin.* **6**, 29 (1973).
- [9] H. Karasawa, M. Hirai. *J. Phys. Soc. Japan* **39**, 999 (1976).
- [10] D. Block, A. Wasicla. *Solid State Commun.* **28**, 455 (1979).
- [11] K. Song, C. Leung, J. Spaeth. *J. Phys.: Condens. Matter.* **2**, 6373 (1990).
- [12] K. Song, C. Leung. *J. Phys.: Condens. Matter.* **1**, 8425 (1989).
- [13] K. Song, F. Chen. *J. Phys. Soc. Japan* **58**, 8, 3022 (1989).
- [14] H. Chu, R. Miehler. *Phys. Rev.* **188**, 3, 1311 (1969).
- [15] А.Ч. Луцкий, Е.А. Васильченко, В.Г. Галаганов, Ю.В. Колк, В.О. Семан, А.Г. Фрорип. *Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук* **3**, 33 (1990).
- [16] Л.А. Лисицына. *Изв. вузов. Физика* **38**, 8, 115 (1995).
- [17] Y. Suzuki, S. Wakita, H. Ohtani, S. Tagawa, M. Hirai. *J. Phys. Soc. Japan* **49**, 1, 207 (1980).
- [18] J.N. Bradford, R.T. Williams, W. Fast. *Phys. Rev. Lett.* **35**, 300 (1975).
- [19] Б.Д. Лобанов, Л.И. Смольская, А.И. Непомнящих, Л.М. Георгиевская. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **38**, 6, 1312 (1974).
- [20] P.D. Townsend, C.D. Clark, P.W. Levy. *Phys. Rev.* **155**, 908 (1967).
- [21] Л.А. Лисицына. *ФТТ* **34**, 9, 2694 (1992).
- [22] R. Williams. *Rad. Eff. Def. Sol.* **109**, 175 (1989).
- [23] В.Г. Плеханов, А.В. Емельяниченко. Тез. докл. VIII Всесоюз. конф. по физике вакуумного ультрафиолета и его взаимодействия с веществом. Иркутск (1989). С. 36.
- [24] А.И. Непомнящих, Е.А. Раджабов, А.В. Егранов. *Центры окраски и люминесценция кристаллов LiF*. Наука, Новосибирск (1984).
- [25] V.K. Jain. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **19**, 9, 1791 (1986).