

Огурцов А.Н., Близнюк О.Н.

**РАДИАЦИОННЫЕ НАНОТЕХНОЛОГИИ МОДИФИКАЦИИ МОДЕЛЬНЫХ
КРИСТАЛЛОВ ЭЛЕКТРОННЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ:
3. РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ**

Радиационные нанотехнологии, использующие физические механизмы преобразования энергии электронной подсистемы твердого тела в структурные нарушения кристаллической решетки вследствие локализации электронных возбуждений в атомарных криокристаллах, являются одновременно и одним из наиболее эффективных способов контролируемых изменений наноструктуры образца в подпороговом режиме [1–3], и чрезвычайно информативным аналитическим методом, позволяющим осуществлять в реальном времени мониторинг состояния облучаемого образца [4,5].

Возбуждение электронной подсистемы атомарных криокристаллов в области края фундаментального поглощения приводит к формированию широкого набора свободных и локализованных заряженных (электроны и дырки) и нейтральных (экситоны) электронных возбуждений [6]. В предыдущих статьях [1,2] подробно обсуждались радиационно-индуцированные неупругие процессы завершающиеся наномодификациями образца вследствие локализации экситонов в квазимолекулярные или квазиатомные состояния, а также вследствие возбуждения собственных и примесных ридберговских состояний. Селективное возбуждение экситонных состояний завершается локализацией экситонов в объеме кристалла или на его поверхности и формированием стабильных точечных дефектов по Френкелю в объеме кристалла и десорбцией атомов с поверхности образца. Как будет показано ниже, рекомбинация зарядовых носителей в криокристаллах также оказывает значительное влияние на квантовый выход этих радиационно-стимулированных элементарных неупругих процессов.

Характерным для люминесценции атомарных криокристаллов является тот факт, что кроме переходов из нижайших экситонных состояний, расположенных в ВУФ-области [1], спектры люминесценции содержат большой набор полос, образующихся при излучательных переходах между высоковозбужденными состояниями. В области третьих газовых молекулярных континуумов инертных элементов находятся широкие полосы люминесценции атомарных криокристаллов – так называемые *H*-полосы [6], природа которых является предметом активных исследований в настоящее время.

Первоначально третий континуум в газе объяснялся переходами из состояний двукратных молекулярных ионов R_2^{++} в состояния $R^+ + R^+$ [7] (здесь и далее R обозначает атом инертного элемента). Однако недавние исследования методом спектроскопии с временным разрешением [8,9] показали, что третьи континуумы образованы переходами в молекулярных ионах из состояний $(R_2^+)^*$ (асимптотически соответствующих основному состоянию иона R^+ и возбужденному состоянию атома $R^*(^3P_{1,2})$) в состояния R_2^+ (асимптотически соответствующие основным состояниям иона R^+ и атома R). При этом необходимо отметить, что исследования в этой области спектра затруднены тем, что здесь же расположены континуумы излучения эксиплексов оксидов инертных элементов RO и R_2O [10], что требовало проведения тщательной очистки исходных газов от примесей. Существование молекулярных ионных комплексов R_2^+ (автолокализованных дырок) в атомарных криокристаллах было предсказано теоретически [11]. Косвенным свидетельством в пользу образования ионных молекулярных центров R_2^+ был

ступенчатый рост спектра возбуждения M -полосы твердого аргона при значениях энергий кратных значению ширины запрещенной зоны, E_g , по схеме: $R^+ + R^0 \rightarrow R_2^+$, $R_2^+ + e^- \rightarrow R_2^*$ [12] (хотя, в принципе, возможна была и следующая последовательность: $R^+ + e^- \rightarrow R^*$, $R^* + R^0 \rightarrow R_2^*$), где R^+ – дырка, e^- – электрон, R^* – свободный экситон, R^0 – атом в основном состоянии.

Экспериментальное исследование системы полос в люминесценции твердого ксенона, лежащих в области третьего континуума [13], показало, что этап создания электрон-дырочных пар является необходимым при формировании молекулярных излучающих состояний. Спектр возбуждения молекулярных полос демонстрировал резкий рост вблизи энергий, кратных E_g . Это также свидетельствовало о возможном участии автолокализованных дырок Xe_2^+ в качестве промежуточного этапа в энергетической релаксации.

Включение молекулярных ионов в каскады энергетической релаксации значительно усложняет общую схему релаксации. Так, например, состояния квазиэкимерных локальных центров могут быть получены как в результате автолокализации экситона $R^* + R^0 \rightarrow R_2^*$, так и в результате рекомбинации автолокализованной дырки с электроном $R_2^+ + e^- \rightarrow R_2^*$. В теоретических работах [14,15] было предсказано, что эти два канала сосуществуют и взаимодействуют в атомарных криокристаллах. Таким образом, рекомбинационные механизмы существенным образом обогащают картину энергетической релаксации в криокристаллах и непосредственным образом определяют реализацию и эффективность таких элементарных неупругих процессов, как образование точечных дефектов в объеме кристалла и десорбция атомов и молекул с поверхности кристалла. В общем виде энергетическая схема процессов, происходящих в кристалле после радиационной генерации электрон-дырочных пар, представлена на рис. 1.

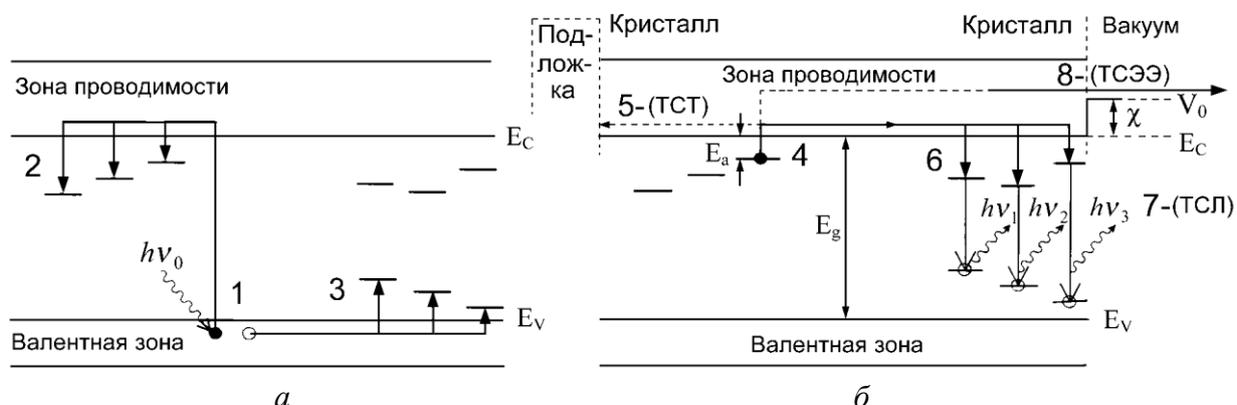


Рисунок 1 – Схема электронных процессов в диэлектрике: *a* – радиационно-индуцированное формирование стабильных заряженных центров, *б* – рекомбинация локализованных зарядовых носителей при нагреве кристалла

В ходе облучения кристалла каким-либо видом ионизирующего излучения с энергиями $h\nu_0 > E_g = E_C - E_V$ большими ширины запрещенной зоны происходит образование электрон-дырочных пар (процесс 1) в зоне проводимости (E_C – энергетическое положение "дна" зоны проводимости) и валентной зоне (E_V – энергетическое положение "потолка" валентной зоны) соответственно.

Образовавшиеся электроны и дырки мигрируют по кристаллу и захватываются ловушками (локализуются) (процессы 2 и 3), что приводит к появлению в решетке стабильных заряженных центров, которые существуют в кристалле и после прекращения

облучения. В атомарных криокристаллах подвижность дырок на пять порядков ниже подвижности электронов [11] и, поэтому, основными подвижными носителями заряда являются электроны.

Поскольку рекомбинационные процессы с участием локализованных на мелких ловушках зарядовых носителей определяют особенности термостимулированных эффектов, то термоактивационная спектроскопия активно используется при изучении локализованных состояний в кристаллах [16]. Нагрев образца приводит к высвобождению электронов из ловушек (процесс 4) в зону проводимости. Температура, при которой происходит выход электронов из ловушек, зависит от энергии активации (глубины) ловушки E_a . В дальнейшем возможны три сценария. Во-первых, электрон может рекомбинировать с локализованными дырками, образуя возбужденное состояние локальных центров (процесс 6), излучательный распад которых $h\nu_1, h\nu_2, h\nu_3$ формирует термостимулированную люминесценцию (ТСЛ) (процесс 7).

Во-вторых, если энергия электронов в зоне проводимости превышает работу выхода χ электрона ($V_0 = E_g + \chi$ – энергетическое положение вакуумного уровня электрона), электроны могут покинуть кристалл через его поверхность, создавая термостимулированную экзоэлектронную эмиссию (ТСЭЭ) (процесс 8). И, наконец, если приложить разность потенциалов между образцом и металлической подложкой, электроны, перемещаясь по кристаллу, могут достичь подложки, что может быть зарегистрировано, как термостимулированный ток (ТСТ) (процесс 5). Эта упрощенная схема значительно усложняется, если в ходе движения электрона по кристаллу происходит его перезхват на ловушках разного типа.

Общий вид спектров люминесценции атомарных криокристаллов приведен в работе [1]. На рис. 2 представлены спектры люминесценции и фотовозбуждения полос H и M твердого аргона [6].

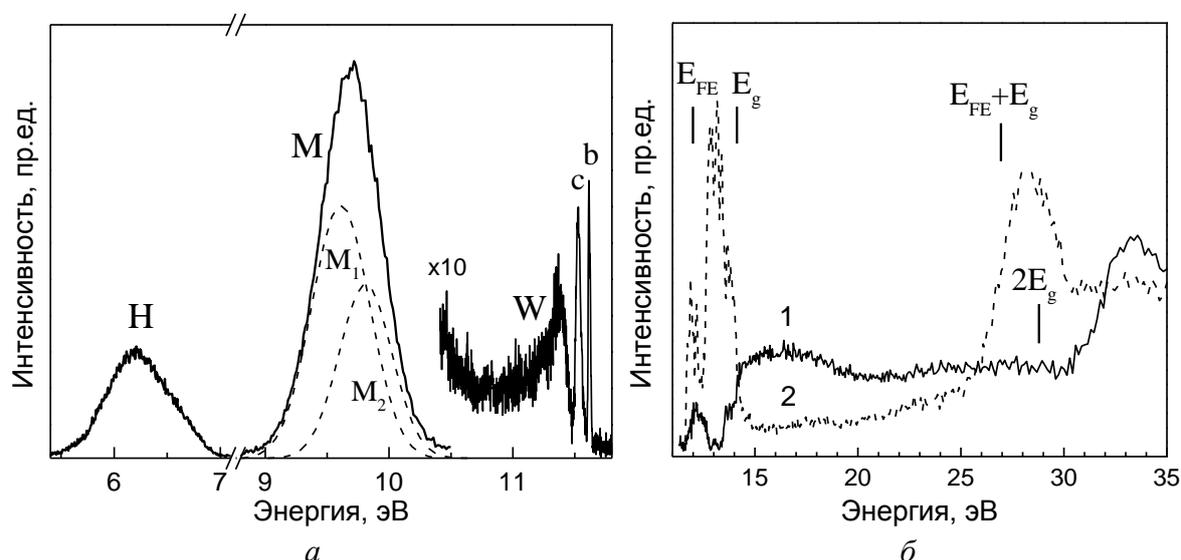


Рисунок 2 – Спектры твердого аргона при $T=15\text{K}$: a – спектр люминесценции, b – спектры фотовозбуждения H -полосы (кривая 1, $h\nu = 6,2$ эВ) и M -полосы (кривая 2, $h\nu = 9,8$ эВ)

Спектры возбуждения H -полос аргона (рис. 2(б)) криптона [17] и ксенона [13] демонстрируют относительно слабую интенсивность люминесценции в экситонной области энергий $E_{FE} < E < E_g$, (E_{FE} – энергетическое положение дна нижней экситонной

зоны), резкий рост интенсивности при достижении энергии возбуждающих фотонов значения $E = E_g$, и наличие второго порога в области энергий $E > 2E_g$. Отметим, что в спектре люминесценции криптона (см. [1] рис.1) присутствует дополнительная полоса H' , которая является аналогом полосы H , но для гетероядерного ионного комплекса $(\text{KrXe}^+)^*$. Исходный газ криптона всегда содержит малое количество примесного ксенона, который наиболее отчетливо проявляется именно в формировании заряженных комплексов [18].

Энергетическое положение порога E_{th} в области энергий $E > 2E_g$ в спектре возбуждения H -полосы, может быть оценено в рамках упрощенной теории [19], которая рассматривает переход между двумя параболическими энергетическими зонами, экстремумы которых находятся в Γ -точке зоны Бриллюэна, $\vec{k} = 0$. В этом случае

$$E_{th} = E_g + E_g \cdot \left(1 + \frac{m_e}{m_h} \right). \quad (1)$$

Используя литературные значения [11] эффективной массы электрона ($m_e=0,48m_0$, m_0 – масса покоя свободного электрона) и дырки ($m_h=5,3m_0$), получаем пороговую энергию $E_{th}^{\text{Ar}}=29,6$ эВ. Аналогично можно показать, что $E_{th}^{\text{Xe}}=20,2$ эВ, $E_{th}^{\text{Kr}}=25,5$ эВ. Эти значения хорошо согласуются с наблюдаемыми экспериментально. Таким образом, для всех атомарных кристаллов первичным процессом, предшествующим заселению молекулярного состояния, излучательный распад которого формирует H -полосу, является образование электрон-дырочных пар.

Наличие слабого возбуждения H -полос при энергиях $E < E_g$ не противоречит этому выводу, поскольку в атомарных кристаллах наблюдается ионизация объемных и поверхностных экситонов в электрических полях, создаваемых поверхностным зарядом, образующимся при облучении кристалла, по механизму Poole-Frenkel [11]. Существование таких полей было зарегистрировано, например, в экспериментах по исследованию десорбции из атомарных кристаллов [20]. Следствием ионизации экситона будет формирование заряженного локального центра в результате последовательных реакций $R^* \rightarrow R^+ + e^-$, $R^+ + R^0 \rightarrow R_2^+$.

Доказательства того, что автолокализация дырок является необходимым условием заселения электронных состояний, излучательный распад которых формирует H -полосу, были получены в двух экспериментах, в которых комбинация радиационного и термического воздействия на образец позволяла контролируемым образом изменять концентрацию автолокализованных дырок. Поскольку концентрация локализованных дырок в образце пропорциональна количеству созданных облучением точечных дефектов, которое, в свою очередь, пропорционально времени облучения, и на которых происходит раздельная локализация электронов и дырок, то интенсивное облучение образца должно сказываться на форме спектра возбуждения H -полосы.

Это предположение проверено в эксперименте по фотонной "накачке" образца облучением "нулевого" порядка дифракционной решетки первичного монохроматора. Дифракционная решетка имела платиновое покрытие, спектральное распределение интенсивности которой может быть аппроксимировано гауссианом, расположенным на $h\nu = 20$ эВ с полушириной FWHM=13 эВ [5]. После 15-минутного облучения произошло существенное увеличение интенсивности H -полосы в области энергий возбуждения $E > E_g$ (рис. 3(a)). При этом интенсивность H -полосы при возбуждении в экситонной области спектра не изменилась. Во втором эксперименте первоначально был выращен дефектный образец аргона, затем он был отожен при температуре $T = 40$ К, и,

наконец, была проведена фотонная "накачка" образца таким же образом, как и в первом эксперименте. Спектры возбуждения H -полосы, измеренные в конце каждого из этих трех этапов приведены на рис. 3(б). Отжиг образца привел к общему уменьшению интенсивности H -полосы, а фотонная накачка – к практически полному восстановлению исходного вида спектра. Аналогичное усиление интенсивности H -полосы наблюдалось при наличии в образце глубоких электронных ловушек, например, примеси кислорода.

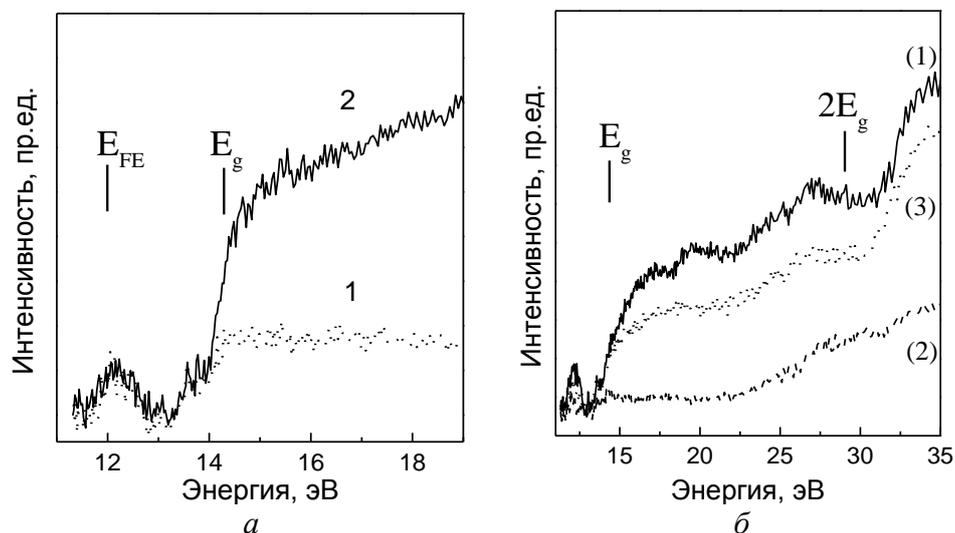


Рисунок 3 – Спектры фотовозбуждения H -полосы твердого аргона при $T = 5$ К:
 а – измеренные при $T = 5$ К до (кривая 1) и после (кривая 2) фотонной "накачки" образца;
 б – эволюция спектра фотовозбуждения H -полосы "дефектного" образца твердого аргона (1);
 после отжига (2) и после фотонной "накачки" (3)

Кроме M - и H -полос в спектре люминесценции твердого аргона присутствует дополнительная молекулярная полоса – W -полоса (рис. 2), формируемая "горячими" $^{1,3}\Sigma_u^{+(v)} \rightarrow ^1\Sigma_g^+$ переходами в колебательно-возбужденном десорбировавшем эксимере Ar_2^* . При этом, на формирование спектра фотовозбуждения этой полосы (рис. 4), существенным образом оказывают влияние процессы электрон-дырочной рекомбинации в приповерхностной области кристалла [20].

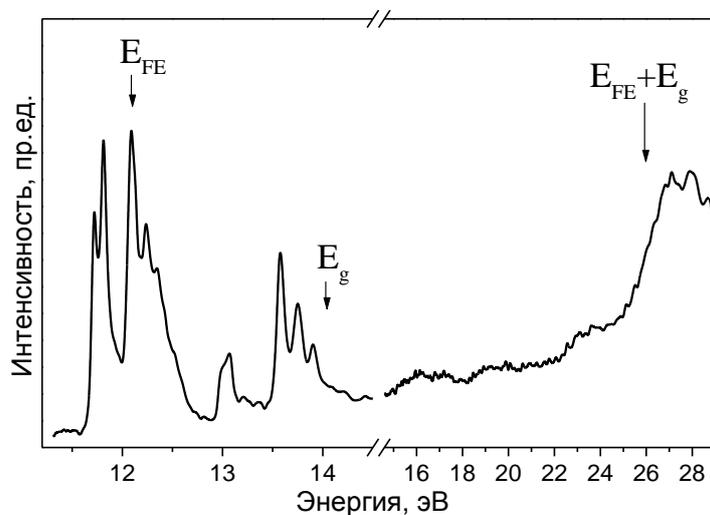


Рисунок 4 – Спектр фотовозбуждения W -полосы твердого аргона

Действительно, сравнение спектров возбуждения W -полосы, измеренных при температурах ниже и выше температуры пика термолюминесценции 22 К, показало заметное снижение интенсивности спектра возбуждения в области межзонных переходов ($E > E_g$) при повышении температуры [21]. При этом интенсивность W -полосы в экситонной области не изменялась. С другой стороны, в экситонной области энергий спектр возбуждения (рис. 4) воспроизводит все особенности спектра поглощения твердого аргона [22] и пороговая энергия, выше которой начинается размножение электронных возбуждений, находится вблизи энергии $E_{FE} + E_g$. Это свидетельствует о непосредственном участии свободных экситонов в формировании W -излучающих центров.

Таким образом, в отличие от M -полосы, поведение которой отражает главным образом эволюцию нейтральных локальных центров R_2^* , спектры фотовозбуждения полос H и W (коррелирующие со спектрами термолюминесценции [23]) определяются процессами электрон-дырочной рекомбинации, а сами эти полосы оказываются существенным образом связанными с локальными заряженными центрами R_2^+ . Это различие отчетливо прослеживается при сравнении (рис. 5) спектров возбуждения полос M , H и W в экситонной области фотонных энергий и спектра поглощения твердого аргона приведенного в работе [22].

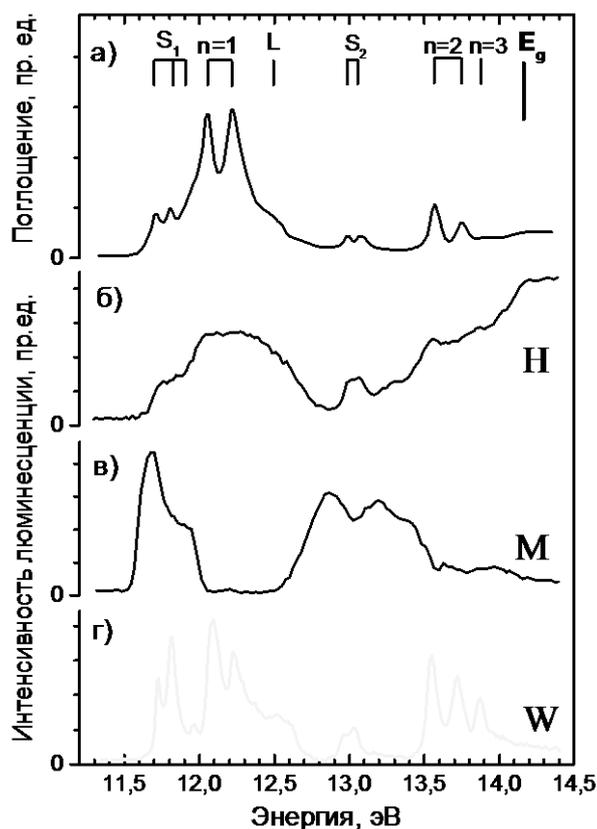


Рисунок 5 – Спектры твердого аргона: a – спектр поглощения; спектры фотовозбуждения люминесценции: $б$ – H -полосы, $в$ – M -полосы, $г$ – W -полосы

Форма спектров возбуждения полос H и W воспроизводит все поверхностные (S) и объемные (продольные $n = 1, 2, 3$ и поперечные L) особенности фотопоглощения. Противоположное поведение M -полосы подчеркивает ветвление между конкурирующими процессами заселения нейтральных и заряженных локальных центров. Учет рекомбинационных каналов существенно дополняет общую схему заселения молекулярных со-

стояний в атомарных кристаллах, излучательный распад которых формирует молекулярные полосы люминесценции.

На рис. 6 сплошными стрелками показана традиционная схема релаксации электронного возбуждения в атомарных кристаллах: первичное возбуждение фотонами или низкоэнергетичными электронами создает электрон-дырочные пары; вторичные электроны вследствие неупругого рассеяния генерируют свободные экситоны, которые автолокализуются в состояния атомного R^* (не показаны на схеме) или молекулярного R_2^* типа вследствие сильной экситон-фононной связи в атомарных кристаллах. Радиационный распад локализованных экситонов в объеме образца или десорбированных с поверхности образца эксимеров формирует полосы M и W , соответственно.

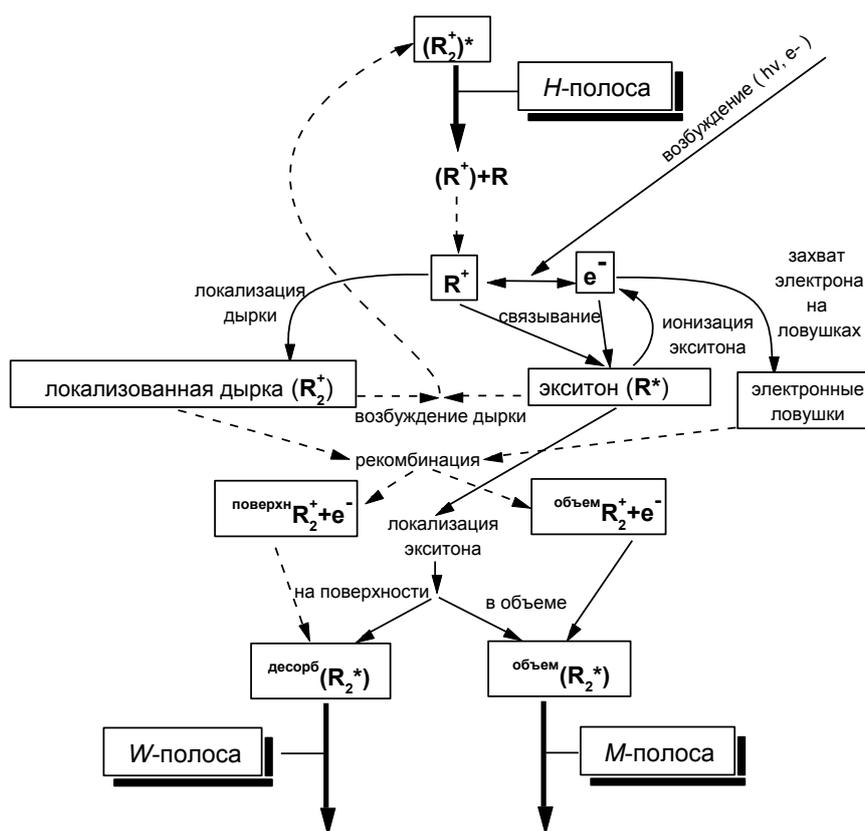


Рисунок 6 – Схема заселения молекулярных состояний в атомарных кристаллах

Кроме того, на схеме отмечены рассмотренные выше процессы локализации электронов и дырок и ионизации экситонов. Пунктирными стрелками на схеме отмечены каналы заселения молекулярных состояний вследствие рекомбинации электронов и дырок, детализированные в ходе нашего исследования.

Формирование H -полосы происходит в результате распада локализованной дырки, возбужденной экситоном:



Рекомбинация электрона и локализованной дырки в объеме образца заселяет $\text{объем}(R_2^*)$ состояния с последующим излучением M -полосы:



После рекомбинации электрона с дыркой, локализованной на поверхности, с поверхности кристалла десорбируют эксимеры R_2^* с последующим излучением W -полосы:



Как было показано в предыдущих работах [1,2,6,18,24], именно формирование возбужденных центров типа R_2^* и (R_2^+) приводит к дефектообразованию в кристаллах.

Роль рекомбинационных механизмов в наномодификации кристаллической решетки явно проявляется при сравнении дозовых зависимостей интенсивности полос M и H катодолуминесценции [4] в ходе облучения образца (рис. 7).

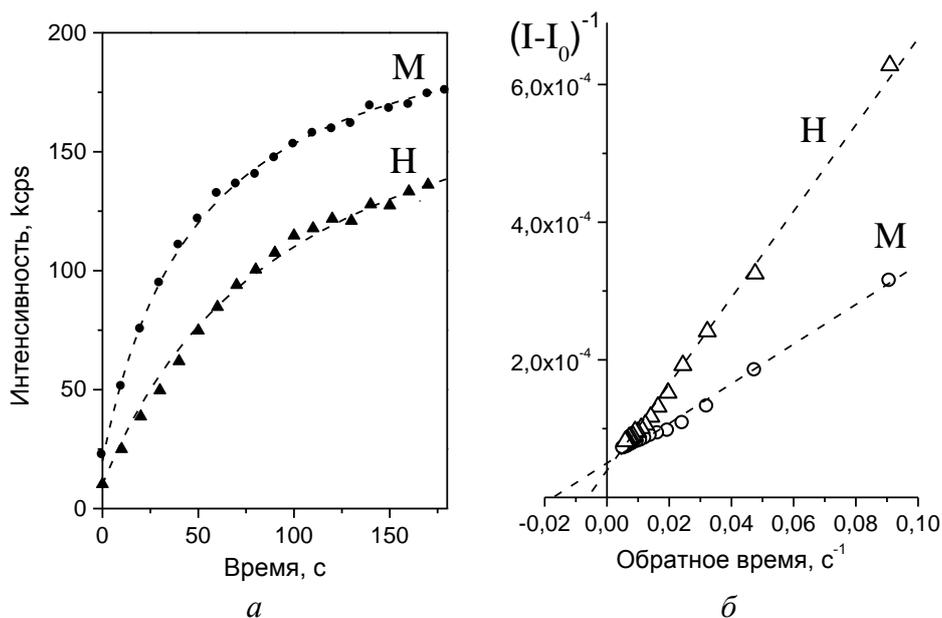


Рисунок 7 – Дозовые зависимости интенсивности катодолуминесцентных полос M и H твердого аргона. Пунктиром показана аппроксимация экспериментальных кривых:
 a – по формуле (5); b – по формуле (6)

Следуя предложенному в [1] люминесцентно-кинетическому методу анализа процесса накопления радиационно-стимулированных наноразмерных стабильных дефектов в атомарных кристаллах, мы можем аппроксимировать экспериментальные зависимости интенсивности полос M и H люминесценции твердого аргона от времени (рис. 7(a)) соотношением

$$I(t) = I_0 + (L + t)^{-1} \cdot K \cdot t, \quad (5)$$

где $I_0 = I(0)$ – интенсивность полосы в начальный момент времени; K – максимальное значение, которого достигает $(I(t) - I_0)$ при $t \rightarrow \infty$; L – характеристическая константа. На рис. 7 представлена аппроксимация дозовых кривых полос M и H твердого аргона по формуле (5) и ее линеаризация по формуле

$$(I(t) - I_0)^{-1} = K^{-1} + L \cdot (K \cdot t)^{-1}. \quad (6)$$

Для данного образца значения констант $L_M=50$ с и $L_H=100$ с, что, вообще говоря, свидетельствует о вдвое большей стабильности ионного центра R_2^+ по сравнению с нейтральным эксимером R_2^* в объеме кристалла и о том, что состояния R_2^* формируются как вследствие автолокализации свободных экситонов, так и в результате рекомбинации электронов и автолокализованных дырок.

Таким образом, радиационно-стимулированное образование электрон-дырочных пар приводит к формированию стабильных наноразмерных нарушений кристаллической структуры образца. Предложена и исследована общая схема заселения молекулярных излучающих состояний с учетом рекомбинационных процессов, показано, что этап создания электрон-дырочных пар является необходимым при формировании молекулярных излучающих состояний. В сочетании с люминесцентно-кинетическим методом анализа процесса накопления радиационно-стимулированных наноразмерных стабильных структурных нарушений, рекомбинационные механизмы концентрации энергии в объеме порядка атомной ячейки могут быть использованы как для модификации кристаллической структуры образцов, так и для аналитического контроля и сертификации выращиваемых кристаллов инертных элементов.

Литература

1. Огурцов А.Н. Радиационные нанотехнологии модификации модельных кристаллов электронными возбуждениями: 1. Локализация электронных возбуждений и подпороговое дефектообразование // ИТЕ. – 2005. – №4. – С. 66–75.
2. Огурцов А.Н. Радиационные нанотехнологии модификации модельных кристаллов электронными возбуждениями: 2. Неупругие процессы, индуцированные ридберговскими состояниями // ИТЕ. – 2006. – №1. – С. 61–70.
3. Itoh N., Stoneham A.M. *Materials Modification by Electronic Excitation*. – Cambridge: Cambridge University Press, 2001. – 520 p.
4. Огурцов А.Н. Экспериментальные аналитические методы исследования подпороговых радиационно-индуцированных процессов в кристаллах: 1. Катодолюминесцентная спектроскопия / Вестник НТУ "ХПИ". – 2005. – №52. – С. 51–64.
5. Огурцов А.Н. Экспериментальные аналитические методы исследования подпороговых радиационно-индуцированных процессов в кристаллах: 2. Фотодолюминесцентная спектроскопия с временным разрешением / Вестник НТУ "ХПИ". – 2006. – №11. – С. 39–48.
6. Ogurtsov A.N. *Advances in Spectroscopy of Subthreshold Inelastic Radiation-Induced Processes in Cryocrystals / Spectroscopy of Emerging Materials*. – Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2004. – P. 45–56.
7. Langhoff H. The origin of the third continua emitted by excited rare gases // *Opt. Commun.* – 1988. – V. 68, № 1. – P. 31–34.
8. Boichenko A.M., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. The nature of third continua in rare gases // *Laser Physics*. – 1999. – V. 9, № 5. – P. 1004–1020.
9. Wieser J., Ulrich A., Fedenev A., Salvermoser M. Novel Pathways to the Assignment of the Third Rare Gas excimer continua // *Opt. Commun.* – 2000. – V. 173, № 1–6. – P. 233–245.
10. Neeser S., Voitik M., Langhoff H. Investigation of rare gas-oxygen exciplexes // *J. Chem. Phys.* – 1995. – V. 102, № 4. – P.1639–1644.
11. Song K.S., Williams R.T. *Self-trapped excitons*. – Berlin: Springer, 1996. – 404 p.
12. Möller H., Brodmann R., Zimmerer G., Hahn U. Influence of electron-electron scattering on the luminescence quantum efficiency in solid argon // *Solid State Commun.* – 1976. – V. 20, № 4. – P.401-404.
13. Hävecker M., Runne M., Zimmerer G. Radiative recombination of electron-hole pairs of solid Xe in the visible spectral range and inelastic scattering of photoelectrons // *J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom.* – 1996. – V. 79, № 1-4. – P. 103–106.

14. Ratner A.M. Free atoms and the simplest atomic crystals // *Phys. Rep.* – 1996. – V. 269, № 4-5. – P. 197–332.
15. Ratner A.M. Spectral and relaxation features of excitons mixed with excimer quasi-molecular states // *J. Luminesc.* – 1999. – V. 81, № 4. – P.271–283.
16. *Luminescence of solids* / Ed. Vij D.R. – New York: Plenum Press, 1998. – 427 p.
17. Ogurtsov A.N., Savchenko E.V., Becker J., Runne M., Zimmerer G. Photon excitation of the third molecular continuum in solid krypton // *ФНТ.* – 1997. – Т. 23, № 10. – С. 1131–1133.
18. Ogurtsov A.N., Ratner A.M., Savchenko E.V., Kisand V., Vielhauer S. Branched relaxation of electronic excitations in rare-gas crystals with traps of different types // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2000. – V. 12, № 12. – P. 2769–2781.
19. Kirm M., Feldbach E., Kink R., Lushchik A., Lushchik Ch., Maaros A., Martinson I. Mechanisms of intrinsic and impurity luminescence excitation by synchrotron radiation in wide-gap oxides // *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* – 1996. – V. 79, № 1–4. – P. 91–94.
20. Grosjean D.E., Baragiola R.A., Brown W.L. Effects of weak external electric field on photon and particle emission from ion bombarded solid argon // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74, № 8. – P. 1474–1477.
21. Grigorashchenko O.N., Ogurtsov A.N., Savchenko E.V., Becker J., Runne M., Zimmerer G. Electron-hole recombination induced desorption of excimers from solid Ar // *Surf. Sci.* – 1997. – V. 390, № 1–3. – P. 277–281.
22. Saile V., Skibowski M., Steinmann W., Gurtler P., Koch E.E., Kozevnikov A. Observation of Surface Excitons in rare-gas solids // *Phys. Rev. Lett.* – 1976. – V. 37, № 5. – P. 305–308.
23. Огурцов А.Н., Савченко Е.В., Григоращенко О.Н., Губин С.А., Фуголь И.Я. Термолюминесценция твердого аргона: кинетический анализ кривой термовысвечивания // *ФНТ.* – 1996. – Т. 22, № 10. – С. 1205–1209.
24. Ogurtsov A.N., Savchenko E.V., Vielhauer S., Zimmerer G. Excitonic Mechanisms of Inelastic Radiation-Induced Processes in Rare-Gas Solids // *Journal of Luminescence.* – 2005. – V.112, №1. – P. 97–100.

УДК 538.95, 543.068.5, 544.542

Огурцов О.М., Близнюк О.М.

РАДІАЦІЙНІ НАНОТЕХНОЛОГІЇ МОДИФІКАЦІЇ МОДЕЛЬНИХ КРИСТАЛІВ ЕЛЕКТРОННИМИ ЗБУДЖЕННЯМИ: 3. РЕКОМБІНАЦІЙНІ МЕХАНІЗМИ

Рекомбінація зарядових носіїв, що утворюються при радіаційному збудженні атомарних кріоцисталів, приводить до формування локалізованих молекулярних центрів, релаксація яких стимулює утворення стабільних нанорозмірних дефектів френкельського типу. У поєднанні з люмінесцентно-кінетичним методом аналізу процесу акумуляції радіаційно-стимульованих дефектів кристалічної ґратки, рекомбінаційні механізми можуть бути використані як для керованої модифікації кристалічної структури зразків, так і для аналітичного контролю та сертифікації кріоцисталів інертних елементів, що вирощуються.