

Огурцов А.Н.

**РАДИАЦИОННЫЕ НАНОТЕХНОЛОГИИ МОДИФИКАЦИИ МОДЕЛЬНЫХ
КРИСТАЛЛОВ ЭЛЕКТРОННЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ:
2. НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ
РИДБЕРГОВСКИМИ СОСТОЯНИЯМИ**

Радиационные нанотехнологии модификации атомарных криокристаллов электронными возбуждениями, которые используются для моделирования процессов промышленного оборудования [1], являются одновременно и одним из наиболее эффективных способов контролируемых изменений наноструктуры образца в подпороговом режиме [2], и чрезвычайно информативным аналитическим методом, позволяющим осуществлять в реальном времени мониторинг состояния облучаемого образца [3,4]. Как подробно обсуждалось в первой статье [1], возбуждение электронной подсистемы атомарных криокристаллов приводит к формированию широкого набора свободных и локализованных заряженных (электроны и дырки) и нейтральных (экситоны) электронных возбуждений.

Несомненным преимуществом использования атомарных криокристаллов в качестве модельных систем является то, что как сами электронные возбуждения, так и эффекты, связанные с их эволюцией, достаточно подробно изучены и результаты исследований опубликованы в виде книг и обзоров [5–11]. В криокристаллах инертных элементов существует два канала автолокализации – в квазиатомные и квазиэкимерные состояния, которые представляют собой возбужденный атом или экимерную молекулу в микрополости, образующейся при смещении окружающих атомов [1].

В случае квазиэкимерной автолокализации происходит сближение соседних атомов решетки с образованием центра, сходного с экимерной молекулой R_2^* (здесь и далее R обозначает атом инертного элемента), что сопровождается анизотропной деформацией решетки. Такой центр называют автолокализованным экситоном молекулярного типа и обозначают M-STE (molecular self-trapped exciton) [10]. При квазиатомной автолокализации полость образуется за счет расталкивания ближайших соседей электронным облаком возбужденного атома R^* . Соответственно, такой квазиатомный автолокализованный экситон обозначают A-STE (atomic self-trapped exciton) [10]. Квазиэкимерная автолокализация экситонов энергетически выгодна для всех инертных криокристаллов, квазиатомная автолокализация экситонов реализуется лишь в криокристаллах легких элементов – в неоне и аргоне [6].

Такое различие связано с тем, что поляризуемость атомов инертных элементов понижается в ряду Xe, Kr, Ar, Ne, так же уменьшается и сродство к электрону [1], которое, в случае Ar и Ne становится отрицательным. Отрицательное сродство к электрону означает, что электрон, покидая поверхность кристалла, приобретает дополнительную кинетическую энергию. Вследствие специфики атомов инертных элементов – заполненности внешних электронных оболочек – любые возбуждения атома в основном состоянии являются возбуждениями ридберговского типа, то есть они происходят с увеличением главного квантового числа. Особенностью ридберговских возбуждений является резкое увеличение размера электронного облака атома. В сочетании с отрицательным сродством к электрону окружающей решетки, такие квазиатомные ридберговские возбуждения стимулируют настолько значительные атомные смещения в окружении

возбужденного центра, что образующаяся деформация в виде микрополости (для обозначения которой часто используют термин "bubble") приводит к созданию точечных наноразмерных дефектов – пар Френкеля (вакансия и междоузельный атом) [9]. Энергия полос люминесценции квазиатомного центра, находящегося в такой микрополости, близка к положению соответствующих линий в спектре газа (табл. 1). Наиболее сильно эффект квазиатомной автолокализации проявляется в твердом неоне, в котором люминесценция A-STE является доминирующим каналом свечения.

Таблица 1 – Энергия нижайших переходов в атомах инертных элементов, эВ

Переход	Xe	Kr	Ar	Ne
$^3P_2 - ^1S_0$	8,315	9,915	11,548	16,619
$^3P_1 - ^1S_0$	8,440	10,032	11,624	16,671
$^3P_0 - ^1S_0$	9,450	10,560	11,720	16,718
$^1P_1 - ^1S_0$	9,569	10,644	11,828	16,848

При этом возможны три различных способа стимулирования неупругих процессов в решетке, используя силы, возникающие при расширении электронного облака атома при формировании ридберговского состояния. Первый из них реализуется в ходе собственно автолокализации экситона, о которой мы говорили выше. В этом случае возбуждение электронной подсистемы всего кристалла как целого завершается формированием локальных возбужденных центров ридберговского типа, что и приводит к изменению структурных свойств кристалла. При этом существенным является тот факт, что, однажды возникнув, точечный дефект становится центром локализации экситонов. Такая локализация на дефекте не является автолокализацией экситона в идеальной решетке, люминесценция такого локализованного экситона отличается по своим спектроскопическим параметрам от люминесценции автолокализованного экситона, а это означает, что экситоны в атомарных кристаллах могут быть использованы не только как инструменты модификации кристаллической структуры, но и как люминесцентные зонды, тестирующие кристаллическое качество образца.

Вторым возможным механизмом стимуляции неупругих процессов в решетке атомарного кристалла является возбуждение ридберговского состояния примесного атома. Возбуждение примесного состояния возможно в случае, когда энергия такого состояния ниже, чем энергия зонных состояний матрицы, поэтому для неоновой матрицы можно использовать примесные атомы Ar, Kr и Xe, а для матрицы аргона – атомы Kr и Xe [8]. И в данном случае спектроскопические параметры примесных центров в регулярной решетке и вблизи дефекта будут отличаться, поэтому возбуждение ридберговских состояний примесных атомов одновременно является и источником структурных нарушений и индикатором степени дефектности кристаллической решетки.

Необходимо отметить возможность двух существенно различных способов возбуждения ридберговского состояния примесного атома: примесный атом может быть возбужден как в результате энергетической релаксации электронной подсистемы кристаллической матрицы (второй метод), так и селективно, в результате резонансного возбуждения фотонами, энергия которых недостаточна для возбуждения матрицы – матрица для них является прозрачной (третий метод).

Для исследования этих трех методов наномодификации криокристаллов мы использовали взаимодополняющие методики катодолюминесцентной спектроскопии [3] и

фотолюминесценции [4]. Фотолюминесценция исследовалась при селективном возбуждении импульсным синхротронным излучением на светосильной установке Superlumi, которая смонтирована на канале I накопительного кольца DORIS-III Гамбургской синхротронной лаборатории HASYLAB Международного синхротронного центра DESY в Германии.

Катодолюминесценция исследовалась в диапазоне энергий электронов 100–2500 эВ, в температурном диапазоне 4,2–100 К и спектральном диапазоне 30–300 нм, с использованием монохроматора BMP-2.

Фотолюминесцентная спектроскопия с временным разрешением исследовалась при селективном фотовозбуждении первичным монохроматором со спектральным разрешением $\Delta\lambda = 0,2$ нм в вакуумном ультрафиолете в диапазоне энергий фотонов 5–40 эВ и регистрации люминесценции двумя вторичными монохроматорами VUV-1 со спектральным разрешением $\Delta\lambda = 1$ нм и VUV-2 со спектральным разрешением $\Delta\lambda = 0,1$ нм в диапазоне энергий фотонов 4–45 эВ.

Подробное описание установок и методов выращивания образцов представлено в работах [3,4]. Отметим только, что в случае возбуждения образцов синхротронным пучком оптическая схема установки Superlumi была рассчитана таким образом, что фотонный луч фокусировался на образец в пятно с размерами $0,5 \times 5$ мм. Диаметр подложки, на которой выращивается образец, составлял 1 см. Это позволяло в ходе одного эксперимента на одном образце записывать несколько дозовых зависимостей, перемещая подложку так, чтобы "пятно" синхротрона попадало каждый раз на "свежий", необлученный участок образца.

Автолокализация экситонов в твердом неоне иллюстрирует пример первого метода модификации образца неупругими процессами, индуцированными созданием ридберговских возбуждений. На рис. 1 показаны общий вид спектра фотолюминесценции твердого неона, записанный с помощью монохроматора VUV-2 (рис. 1(а)), и эволюция спектра люминесценции в ходе селективного облучения образца фотонами с энергией $h\nu = 20$ эВ.

В ходе предварительных исследований было показано, что полоса A твердого неона, соответствующая терму 3P_1 в свободном атоме неона, имеет сложную структуру [12-14]. Компонента A_0 формируется возбужденными атомами десорбированными с поверхности кристалла. Компонента d образуется возбужденными центрами в другом (3P_2) возбужденном состоянии. Компоненты A_2 и A_1 полосы A соответствуют, автолокализованным квазиатомным экситонам и квазиатомным центрам, локализованным на дефектах. В ходе облучения компонента A_1 разгорается, а интенсивность компоненты A_2 остается неизменной. Следовательно, облучение образца фотонами с энергией $h\nu = 20$ эВ приводит к увеличению концентрации дефектов, причем интенсивность дефектообразования может регулироваться как изменением интенсивности облучения, так и изменением энергии возбуждающих фотонов. Температурный отжиг образца в течении 30 мин после окончания дозового эксперимента привел к существенному ослаблению дефектной компоненты люминесценции (рис. 1(д)).

Исследование радиационно-стимулированного дефектообразования [13] методом катодолюминесценции [3] оставляло открытым вопрос о том, в результате какого процесса автолокализации – экситона, электрона или дырки – образуется дефект. Только использование селективного фотовозбуждения синхротронным излучением [4] позволило доказать, что дефекты образуются в ходе автолокализации экситонов, поскольку в данном эксперименте образец возбуждался фотонами с энергией меньше, чем энергия образования электрон-дырочных пар в твердом неоне $E_g = 21,48$ эВ [7].

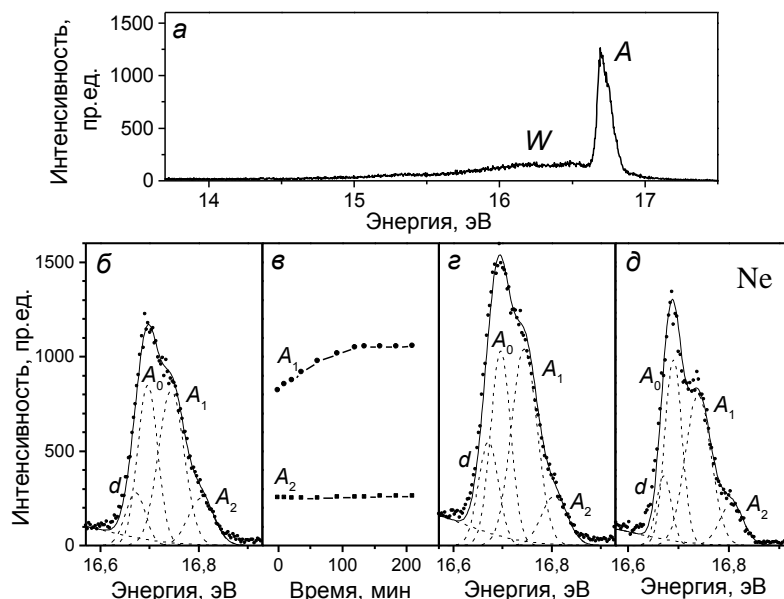


Рисунок 1 – Фотолюминесцентный мониторинг образования пар Френкеля, индуцированного ридберговскими возбуждениями в твердом неоне: *a* – спектр фотолюминесценции твердого неона; *b* и *c* – эволюция спектра люминесценции полосы *A* под действием фотовозбуждения; *в* – дозовые зависимости компонент *b*₁ и *b*₂; *д* – полоса *A* после отжига образца при *T* = 11,5 К. Все спектры записаны при *T* = 6 К и энергии фотовозбуждения *hν* = 20 эВ

Иллюстрацией второго типа методики возбуждения ридберговских состояний примесного типа является эксперимент по неселективному возбуждению твердой смеси 0,3 % аргона в неоне электронным пучком с энергией 1 кэВ. При этом с помощью монохроматора ВМР-2 регистрировалась сенсibilизированная катодолуминесценция примесных атомов аргона, нижайшие переходы которых лежат внутри запрещенной зоны матрицы аргона (рис. 2) [15].

Компоненты дублетов в полосах люминесценции *a* и *b*, генетически связанные с $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$ и $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$ переходами в свободном атоме, различным образом вели себя в процессе облучения образца пучком низкоэнергетичных электронов. Интенсивность дефектных компонент, обозначенные индексом "1" (рис. 2, вставка), возрастала с увеличением дозы (времени) облучения, в то время как интенсивность компонент "2", формируемых излучением примесных атомов в недеформированной решетке, оставалась постоянной. Расчеты методом молекулярной динамики [16] подтвердили предложенную модель дефектообразования, стимулированного квазиатомной локализацией электронного возбуждения. При этом была рассчитана наиболее устойчивая конфигурация пары Френкеля – автолокализация экситона в неоне формирует микрополость, что приводит к образованию пары Френкеля размером порядка 1 нм. Таким образом, подпороговое возбуждение электронной подсистемы кристаллов неона электронным пучком или синхротронным фотонным облучением генерирует, вследствие автолокализации экситонов, наноразмерные структурные нарушения кристаллической решетки.

Третий метод наномодификации кристаллов селективным резонансным возбуждением ридберговских состояний примесного атома был исследован нами на примере системы: 0,1 % ксенона в матрице аргона. Селективное возбуждение $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ перехода в примесном атоме ксенона, соответствующего возбуждению *n* = 6 ридберговского состояния, приводило к образованию дефектов в матрице аргона.

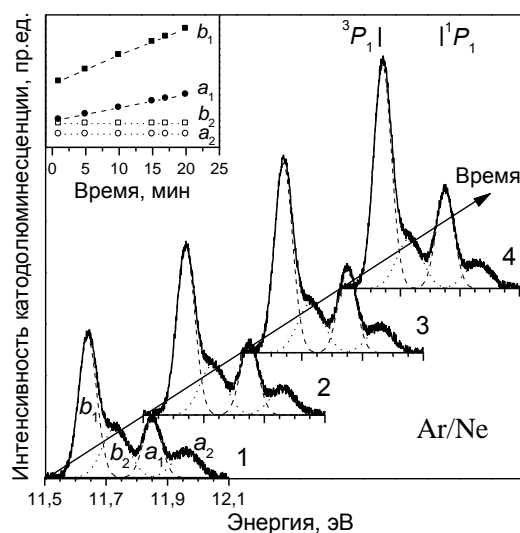


Рисунок 2 – Эволюция спектра катодолуминесценции примеси аргона в матрице неона с течением времени – спектры записаны через: 1 – 1 мин; 2 – 5 мин; 3 – 10 мин; 4 – 15 мин после начала облучения. Вставка: дозовые зависимости интенсивности компонент люминесценции

Для детектирования таких структурных изменений мы использовали собственную люминесценцию кристаллического аргона. В твердом аргоне, так же как и в кристаллах криптона и ксенона, наиболее интенсивной особенностью спектров люминесценции является так называемая *M*-полоса, формируемая $^{1,3}\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$ переходами в молекулярном автолокализованном экситоне [8]. Полоса *M* представляет собой суперпозицию двух компонент. Компонента M_2 доминирует в люминесценции образцов высокого кристаллического качества. Спектры образцов, содержащих большое количество дефектов решетки, определяются в основном дефектной компонентой M_1 . В диапазоне энергий ниже дна экситонной зоны $\Gamma(3/2)$, $n = 1$ возбуждается только компонента M_1 [17]. Комплексные исследования молекулярной люминесценции атомарных кристаллов позволили связать компоненту M_2 с излучательным распадом квазимолекулярных экситонов, автолокализованных в регулярной решетке, в то время, как компоненту M_1 излучают молекулярные центры, локализованные вблизи дефектов решетки [11]. Соотношение интенсивностей компонент и их изменение во времени являются чувствительным детектором состояния кристаллического качества образца.

На рис. 3 представлен пример эволюции спектра молекулярной люминесценции твердого аргона в результате селективного облучения образца при температуре $T = 7$ К в течение 15 часов синхротронным пучком с энергией фотонов $h\nu = 13,57$ эВ в области экситонной зоны $\Gamma(3/2)$, $n = 2$ (для твердого аргона $E_g = 14,15$ эВ [7]), записанный на монохроматоре VUV-2. Спектры на рис. 3(а) и (б) нормализованы для того, чтобы исключить влияние изменения толщины кристалла на интенсивность полосы люминесценции вследствие экситонно-стимулированной десорбции аргона или вследствие загрязнения поверхности кристалла остаточными газами из экспериментальной камеры.

В результате автолокализации экситонов в твердом аргоне образуются стабильные дефекты в виде пар Френкеля в результате смещения квазиэксимера (конфигурационное смещение) вдоль оси $\langle 110 \rangle$ в нецентросимметричное положение и переориентацией его (стабилизация дефекта) вдоль направления $\langle 100 \rangle$ [1]. При этом сам спектр молекулярной люминесценции является индикатором степени дефектности образца, а значит собственная молекулярная люминесценция аргоновой матрицы может быть ис-

пользована для мониторинга радиационно-индуцированной модификации кристаллической структуры матрицы под действием ридберговских возбуждений примесных атомов ксенона.

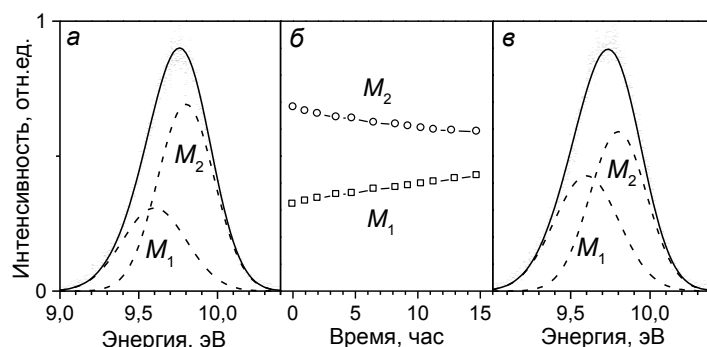


Рисунок 3 – Эволюция M -полосы фотолюминесценции твердого аргона при селективном фото-возбуждении: *a* – M -полоса до облучения, *б* – дозовые зависимости компонент полосы, *в* – M -полоса после облучения

На рис. 4(а) и (б) показана зарегистрированная с помощью монохроматора VUV-1 эволюция спектра люминесценции системы 1:1000 Xe:Ag в результате селективного возбуждения примесных атомов Xe в течении 55 мин фотонами с энергией $h\nu = 9,2$ эВ, соответствующей переходу $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ в матрично-изолированном атоме ксенона [18].

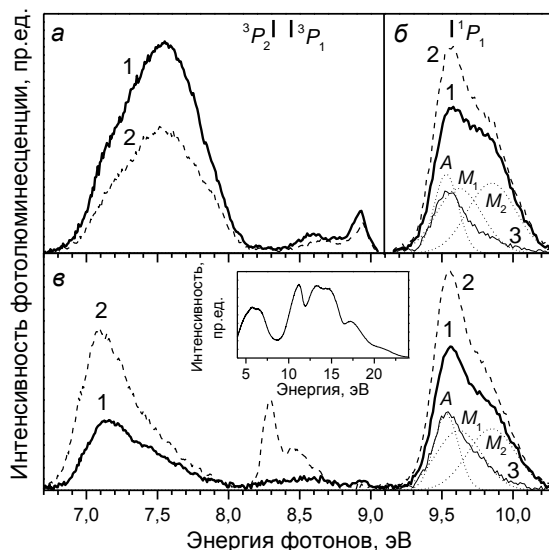


Рисунок 4 – Эволюция спектра люминесценции системы Xe/Ag: *a* и *б* – в результате облучения образца фотонами с энергией $h\nu = 9,2$ эВ, *в* – в результате облучения образца нуль-порядком первичного монохроматора. Сплошные кривые 1 – спектры до облучения; пунктирные кривые 2 – спектры после облучения; тонкие сплошные кривые 3 – разность соответствующих кривых 2 и 1. Вставка: спектральное распределение интенсивности света от дифракционной решетки первичного монохроматора

Спектры атомной и молекулярной люминесценции примесного ксенона были измерены в начале (рис. 4(а), кривая 1) и в конце фотооблучения (рис. 4(а), кривая 2) образца с энергией $h\nu = 9,2$ эВ. Спектры M -полосы матрицы аргона, которые служили индикатором радиационно-индуцированных изменений в структуре кристаллической

решетки (рис. 4(б)), были измерены при энергии возбуждающих фотонов $h\nu = 12,06$ эВ (равной энергии $\Gamma(3/2) n = 1$ экситона в аргоне) до облучения (рис. 4(б), кривая 1) и после облучения (рис. 4(б), кривая 2). Кривая 3 на рис. 4(б), являющаяся разностью соответствующих спектров 2 и 1, демонстрирует, что рост интенсивности полосы M твердого аргона в результате селективного возбуждения ридберговских состояний атомов примеси ксенона в области прозрачности матрицы происходит за счет дефектной компоненты M_1 .

Для сравнения на рис. 4(в) представлен результат облучения другого, необлученного участка того же образца в течение 15 минут нуль-порядком первичного монохроматора. В таком режиме дифракционная решетка первичного монохроматора устанавливается в положение зеркального отражения, и облучение образца производится неселективным интегральным фотонным пучком, спектральное распределение которого определяется спектром отражения материала покрытия решетки (вставка на рис. 4(в)). Облучение образца нуль-порядком возбуждает преимущественно аргоновую матрицу и дефектообразование в ней происходит вследствие автолокализации экситонов [18]. Видно, что изменения в форме и интенсивности M -полосы твердого аргона в результате такого облучения (рис. 4(в)) аналогичны изменениям в результате селективного возбуждения ридберговских состояний примесных атомов ксенона (рис. 4(б)). Таким образом, был экспериментально подтвержден третий метод модификации структурных свойств кристаллов селективным возбуждением ридберговских состояний.

Уменьшение интенсивности примесной молекулярной люминесценции (рис. 4(а)) и рост квазиатомной 1P_1 полосы примесного ксенона (кривая A на рис. 4(б)) в ходе фотооблучения кристалла с резонансным возбуждением ридберговских примесных состояний отражают процесс отрыва атомов от агрегатов ксенона в матрице аргона, диффузию атомов примеси от включений ксенона и их захват на радиационных дефектах. Возбуждение образца главным образом путем создания матричных возбуждений (рис. 4(в)), напротив, индуцирует диффузию и агрегацию примесных атомов, что приводит к росту молекулярной примесной полосы. При этом, аналогично предыдущему случаю, происходит захват диффундирующих атомов также и на парах Френкеля, что приводит к росту интенсивности квазиатомной примесной люминесценции.

Механизм образования пар Френкеля вследствие возбуждения ридберговских атомных состояний подтверждается расчетами методом молекулярной динамики [16,19] и теоретическими и экспериментальными исследованиями динамики структуры электронно-возбужденных кластеров XeAr_n [20,21]. После образования микрополости атомы первой координационной сферы, окружающие возбужденный атом, вынуждены сдвигаться во вторую координационную сферу. Релаксация такой деформации после снятия возбуждения может приводить к образованию в решетке стабильной пары Френкеля [16].

Эволюция люминесценции атомарных кристаллов в результате подпорогового облучения позволяет использовать их в целях дозиметрии. Сам ход зависимости интенсивности компонент люминесценции от времени облучения характерен для каждого образца и может быть использован для характеристики образцов, что, безусловно, необходимо для аналитического контроля как процесса выращивания кристаллов, так и твердотельных радиационно-стимулированных процессов, а также при сравнении результатов экспериментов, проведенных с разными образцами. Однако до настоящего времени не было попыток провести кинетический анализ зависимости интенсивности дефектной компоненты квазиатомной люминесценции от времени облучения. Кинетический анализ радиационных эффектов проводился только для квазимолекулярной лю-

минесценции твердого ксенона [1]. Следуя предложенному в [1] люминесцентно-кинетическому методу анализа процесса накопления радиационно-стимулированных наноразмерных стабильных дефектов в атомарных криокристаллах, мы можем аппроксимировать экспериментальную зависимость (рис. 1(в)) интенсивности дефектной компоненты A_1 квазиатомной люминесценции твердого неона от времени (рис. 5) соотношением

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

В формуле (1) $I_0 = I(0)$ – это интенсивность дефектной компоненты в начальный момент времени за счет дорадиационных дефектов, образовавшихся в образце в процессе выращивания; K – максимальное значение, которого достигает $(I(t) - I_0)$ при $t \rightarrow \infty$; L – характеристическая константа для данного образца. На рис. 5 представлена аппроксимация дозовой кривой компоненты A_1 твердого неона (рис. 1(в)) по формуле (1) и ее линейризация по формуле

$$(I(t) - I_0)^{-1} = K^{-1} + L \cdot (K \cdot t)^{-1}. \quad (2)$$

Для данной дозовой кривой (рис. 5) значения констант K и L составляют $K = 620$ cps и $L = 230$ мин.

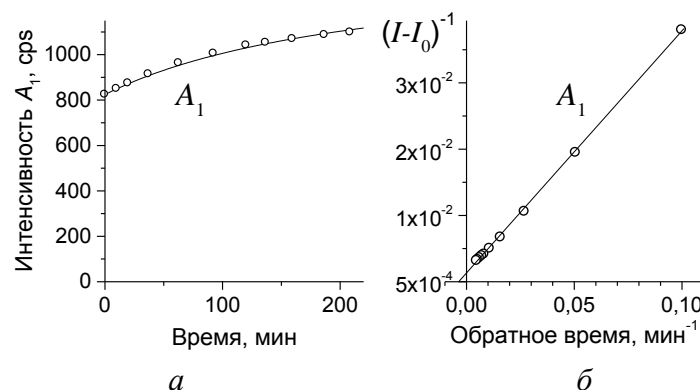


Рисунок 5 – Аппроксимация экспериментальных кривых (○) радиационно-индуцированного дефектообразования, стимулированного ридберговскими состояниями, образованными в результате квазиатомной локализацией экситонов в твердом неоне:

a – по формуле (1); b – по формуле (2)

И, наконец, следует отметить еще один класс радиационно-стимулированных неупругих процессов, который эффективно стимулируется возбуждением ридберговских состояний в атомарных криокристаллах. В случае, когда ридберговское возбуждение образуется на поверхности кристалла или в приповерхностном слое, упругие напряжения, возникающие в окружающей решетке вследствие образования микрополости, могут привести к десорбции возбужденного атома или даже эксимера с поверхности образца.

На рис. 6 представлена упрощенная схема такого процесса по механизму "cavity-ejection" (СЕ-механизм – механизм "выброса микрополостью" [11]).

Описание исследований явления десорбции атомов и молекул, стимулированной электронными возбуждениями в атомарных криокристаллах, выходит за рамки данной работы и будет составлять предмет последующих публикаций.

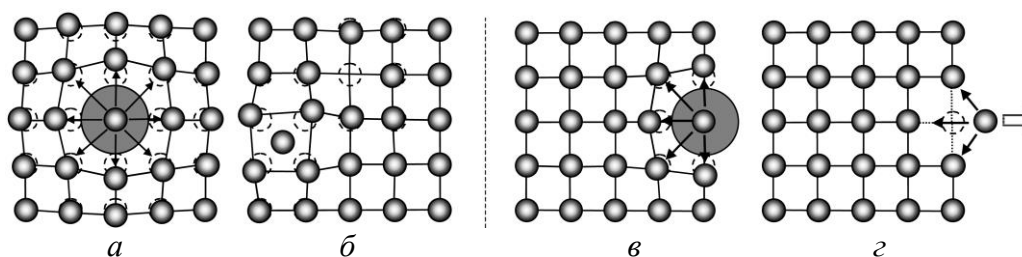


Рисунок 6 – Схема неупругих процессов, индуцированных образованием ридберговских возбуждений в атомарных криокристаллах: $a \rightarrow б$ – образование пары Френкеля; $в \rightarrow г$ – десорбция возбужденного атома с поверхности кристалла

Таким образом, радиационно-стимулированное образование электронных возбуждений ридберговского типа приводит к формированию стабильных наноразмерных нарушений кристаллической структуры образца. Исследованы три возможных метода управляемой наномодификации кристаллов: автолокализацией экситонов, локализацией электронных возбуждений матрицы на примесном атоме и селективным возбуждением ридберговских состояний примесного атома. В сочетании с люминесцентно-кинетическим методом анализа процесса накопления радиационно-стимулированных наноразмерных стабильных структурных нарушений, эти методы могут быть использованы как для модификации кристаллической структуры образцов, так и для аналитического контроля и сертификации выращиваемых криокристаллов инертных элементов.

Литература

1. Огурцов А.Н. Радиационные нанотехнологии модификации модельных кристаллов электронными возбуждениями: 1. Локализация электронных возбуждений и подпороговое дефектообразование // Интегрированные технологии и энергосбережение. – 2005. – №4. – С. 66–75.
2. Itoh N., Stoneham A.M. *Materials Modification by Electronic Excitation*. – Cambridge: Cambridge University Press, 2001. – 520 p.
3. Огурцов А.Н. Экспериментальные аналитические методы исследования подпороговых радиационно-индуцированных процессов в криокристаллах: 1. Католюминесцентная спектроскопия / Вестник НТУ "ХПИ". – 2005. – №52. – С. 51–64.
4. Огурцов А.Н. Экспериментальные аналитические методы исследования подпороговых радиационно-индуцированных процессов в криокристаллах: 2. Фотолуминесцентная спектроскопия с временным разрешением / Вестник НТУ "ХПИ". – 2006. – в печати.
5. *Rare gas solids* / Ed. by M.L. Klein and J.A. Venables. – London: Academic Press, 1977. – 1229 p.
6. *Криокристаллы* / Под ред. Б.И. Веркина и А.Ф. Прихотько. – Киев: Наукова думка, 1983. – 526 с.
7. Schwentner N., Koch E.-E., Jortner J. *Electronic excitations in condensed rare gases*. – Berlin: Springer-Verlag, 1985. – 239 p.
8. Zimmerer G. *Creation, motion and decay of excitons in rare-gas solids // Excited-state spectroscopy in solids*. – Bologna: Corso, 1987. – P. 37–110.
9. Fugol I.Ya. *Free and self-trapped excitons in cryocrystals: Kinetics and relaxation processes // Adv. Phys.* – 1988. – V. 37, № 1. – P. 1–35.
10. Song K.S., Williams R.T. *Self-trapped excitons*. – Berlin: Springer-Verlag, 1996. – 404 p.

11. 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.
12. Laasch W. Hagedorn H., Kloiber T., Zimmerer G. Fine structure of the luminescence of solid Ne and its relation to exciton trapping and desorption induced by excitonic excitation // Phys. Stat. Sol. (b). – 1990. – V. 158, № 2. – P. 753–767.
13. Савченко Е.В., Рыбалко Ю.И., Фуголь И.Я. Стимулированное дефектообразование в криокристаллах неона в процессе автолокализации экситонов // ФНТ. – 1988. – Т. 14, № 4. – С. 399–410.
14. Фуголь И.Я., Савченко Е.В., Рыбалко Ю.И., Огурцов А.Н. Экситоны в криокристаллах аргона // Физика низких температур. – 1986. – Т. 12, № 7. – С. 773–776.
15. Savchenko E.V., Ogurtsov A.N., Grigorashchenko O.N. Lattice rearrangement induced by excitons in cryocrystals // Phys. Solid State. – 1998. – V. 40, № 5. – С. 831–833.
16. Fu C., Song K.S. Theoretical studies of lattice defect creation induced by exciton self-trapping in solid Ne // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. – 1998. – V. 141, № 1-4. – P. 35–41.
17. Ogurtsov A.N., Savchenko E.V. Molecular Trapped Centers in Atomic Cryocrystals // Journal of Low Temperature Physics. – 2001. – V.122, № 3/4. – P. 233–240.
18. 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.
19. Rojas-Lorenzo G., Rubayo-Soneira J., Vigliotti F., Chergui M. Ultrafast structural dynamics in electronically excited solid neon. II. Molecular-dynamics simulations of the electronic bubble formation // Physical Review B. – 2003. – V. 67, № 11. – P. 51191–51199.
20. Goldberg A., Jortner J. Structural Dynamics of electronically excited XeAr_n clusters // J. Chem. Phys. – 1997. – V.107, № 21. – P. 8994–9017.
21. Pietrowski R. Von, Lengen M., Moussavizadeh L., Museur L., Kanaev A.V., Castex M.C., Möller T. Photochemical processes in doped rare gas clusters studied with luminescence spectroscopic methods // Faraday Discussions. – 1997. – V.108. – P. 175–185.

УДК 543.068.5, 538.95

Огурцов О.М.

РАДІАЦІЙНІ НАНОТЕХНОЛОГІЇ МОДИФІКАЦІЇ МОДЕЛЬНИХ КРИСТАЛІВ ЕЛЕКТРОННИМИ ЗБУДЖЕННЯМИ:

2. НЕПРУЖНІ ПРОЦЕСИ, ІНДУКОВАНІ РИДБЕРГІВСЬКИМИ СТАНАМИ

Радіаційно-стимульоване утворення електронних збуджень ридбергівського типу приводить до формування стабільних нанорозмірних порушень кристалічної структури в атомарних криокристалах. Досліджено три можливих методи керованої наномодифікації кристалів: автолокалізацією екситонів, локалізацією електронних збуджень матриці на домішковому атомі та селективним збудженням ридбергівських станів домішкового атома. У поєднанні з люмінесцентно-кінетичним методом аналізу процесу акумуляції радіаційно-стимульованих нанорозмірних стабільних структурних порушень, ці методи можуть бути використані як для модифікації кристалічної структури зразків, так і для аналітичного контролю та сертифікації криокристалів інертних елементів, що вирощуються.