

## ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ШИРОКОЩЕЛЕВЫХ МАТЕРИАЛАХ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ЗОННЫМИ НОСИТЕЛЯМИ

(Обзор)

© Б.П.Адуев, Э.Д.Алукер, В.В.Гаврилов, Р.Г.Дейч, С.А.Чернов

Кемеровский государственный университет,  
650043 Кемерово, Россия  
(Поступила в Редакцию 2 июля 1996 г.)

Современная техника спектроскопии с высоким временным разрешением, использующая в качестве источников возбуждения высокоэнергетические электронные ускорители с длительностью импульса  $10^{-11} - 10^{-9}$  с (импульсный радиолиз), позволяет регистрировать в широкощелевых материалах оптические эффекты, обусловленные зонными электронами и дырками. К настоящему времени зарегистрированы три типа эффектов: затяжки в нарастании центров окраски и люминесценции, связанные с конечным временем жизни зонных электронов ( $\text{CsY}$ ,  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ), внутризонное поглощение ( $\text{CsI}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) и внутризонную люминесценцию ( $\text{CsI}$ ,  $\text{NaI}$ ,  $\text{AgCl}$ ,  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ). В спектрах внутризонного поглощения и люминесценции содержится информация о зонной структуре. Малая инерционность и широкий диапазон линейности внутризонной люминесценции обуславливают перспективность ее использования для мониторингирования мощных коротких импульсов ионизирующих излучений.

Использование мощных импульсов электронных ускорителей и оптических квантовых генераторов (ОКГ) нано- и пикосекундного, а в случае ОКГ — и фемтосекундного диапазона для исследования быстротекущих радиационно-стимулированных процессов в широкощелевых твердых телах в течение последних 10–15 лет является одной из быстроразвивающихся областей радиационной физики твердого тела (см., например, [1,2]). Основное внимание в этих исследованиях сосредоточено на релаксации оптического поглощения и люминесценции, обусловленных процессами создания, миграции и ассоциации локальных возбуждений кристаллической решетки (френкелевские пары, автолокализованные экситоны и дырки, ассоциации этих простейших возбуждений между собой и с дорадиационными дефектами).

Незаслуженно обойденной, как нам представляется, оказалась другая возможность использования импульсных методов исследования — изучение оптических эффектов, обусловленных зонными электронами и дырками: затяжки в формировании полос поглощения центров окраски и люминесценции, связанные с конечным временем жизни носителей в зонах, внутризонное поглощение и люминесценция, обусловленные оптическими переходами электронов и дырок внутри соответствующих зон.

Принципиальная возможность наблюдения таких эффектов следует из простейших соображений. Даже в случае автолокализации время локализации составляет  $10^{-12} - 10^{-11}$  s [3-5]; при локализации на примеси или рекомбинации это время должно быть гораздо больше. Таким образом, временное разрешение современных импульсных методов вполне достаточно для наблюдения соответствующих затяжек в образовании центров окраски и люминесценции.

Сечение внутризонного поглощения по теоретическим оценкам и экспериментальным данным, полученным на полупроводниковых материалах, лежит в области  $10^{-16} - 10^{-18}$  cm<sup>2</sup> для прямых и непрямых переходов, соответственно [6]. Таким образом, для получения измеримых коэффициентов поглощения ( $\sim 1$  cm<sup>-1</sup>) необходимы концентрации зонных электронов и дырок порядка  $10^{-16} - 10^{-18}$  cm<sup>-3</sup>, что достаточно уверенно реализуется на современных импульсных спектрометрах. Ожидаемый выход внутризонной люминесценции можно оценить как  $\eta \sim \tau_T / \tau_u \sim 10^{-4}$ , где  $\tau_T$  — время термализации ( $\sim 10^{-12}$  s),  $\tau_u$  — время излучательного перехода ( $\sim 10^{-8}$  s для разрешенного дипольного перехода). Регистрация люминесценции с таким выходом также достаточно уверенно осуществляется на существующих спектрометрах [1,2].

Что нового может дать изучение внутризонных оптических переходов в широкощелевых материалах по сравнению с изучением этих переходов в полупроводниках?

Узкая область прозрачности полупроводников ( $\leq 1$  eV) позволяет зондировать при помощи внутризонных переходов лишь небольшие участки вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. В случае же широкощелевых материалов появляется возможность зондирования на значительную глубину ( $\sim 10$  eV для материалов типа LiF и MgO).

В прикладном аспекте внутризонная люминесценция должна обладать рядом интереснейших свойств. Это малые времена затухания ( $\sim 10^{-12}$  s), ограниченные временем термализации, практическое отсутствие зависимости от структурных и примесных дефектов, очень высокий диапазон линейности, связанный с мономолекулярным характером процесса и отсутствием эффектов насыщения, характерных для люминесценции локальных центров. Эти свойства делают внутризонную люминесценцию удобным инструментом для регистрации и мониторинга мощных сверхкоротких импульсов радиации.

К настоящему времени имеется ряд работ, в которых с той или иной степенью достоверности наблюдались перечисленные выше эффекты, что позволяет, на наш взгляд, систематизировать эти данные в рамках предлагаемого обзора.

### **1. Задержка в создании центров окраски, разгорание и затухание люминесценции, обусловленные временем жизни электронов и дырок**

В ряде щелочно-галогидных кристаллов (ШГК) было проведено прямое экспериментальное определение времени создания  $F$ -центров и автолокализованных экситонов (АЛЭ) при двухфотонном возбуждении импульсами ОКГ или импульсами электронного ускорителя [5,7,8].

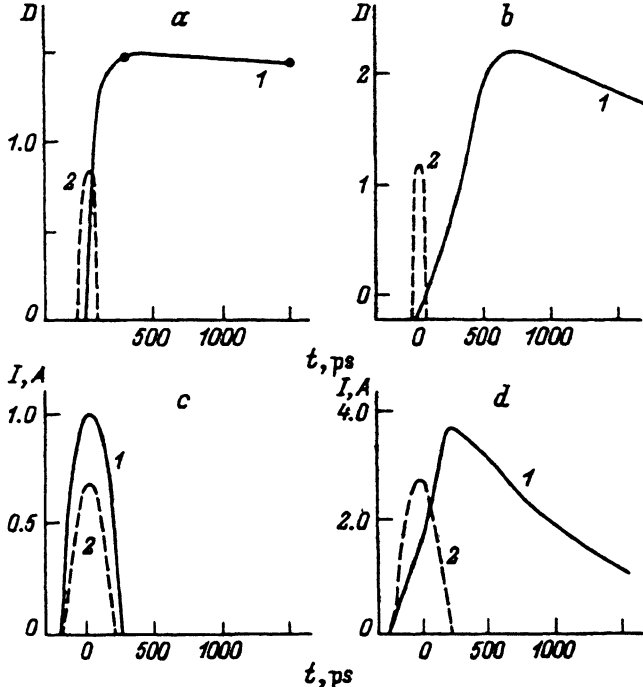


Рис. 1. Кинетика изменения поглощения и проводимости при 300 К при возбуждении импульсами электронного ускорителя. *a* — поглощение в *F*-полосе KBr, *b* — поглощение в *F*-полосе CsI, *c* — проводимость KBr, *d* — проводимость CsI. 1 — наблюдаемые кривые, 2 — форма возбуждающего импульса.

Оказалось, что для подавляющего большинства кристаллов время создания *F*-центров и АЛЭ не превышает 10 ps (рис. 1, *a*). Исключением оказался кристалл CsI, в котором было обнаружено нарастание поглощения *F*-центров и люминесценции АЛЭ длительностью до 1 ns (рис. 1, *b*) [9,10]. И нарастание люминесценции АЛЭ, и внутрizonное поглощение хорошо описывались кинетикой второго порядка, что позволило авторам связать это нарастание с временем жизни электронов в зоне проводимости, ограниченным их рекомбинацией с автолокализованными дырками ( $e \rightarrow V_k$  — рекомбинация).

Прямое доказательство справедливости такой интерпретации было получено недавно при измерении кинетики проводимости ряда ШГК при возбуждении импульсами электронного ускорителя длительностью 50 ps. Для кристаллов NaCl и KBr быстрый компонент проводимости в пределах временного разрешения методики повторяет форму импульса возбуждения (рис. 1, *c*). В кристалле CsI быстрый компонент проводимости спадает по кинетике второго порядка за время  $\sim 1$  ns, что хорошо коррелирует с временами нарастания *F*-полосы и разгорания люминесценции АЛЭ (рис. 1, *b, d*). Неясной пока остается причина аномально высокого времени жизни зонных электронов в CsI по сравнению с другими ШГК. Если принять бимолекулярную схему рекомбинации электронов с  $V_k$ -центрами, то наблюдаемое различие можно связать с различием сечений рекомбинации  $e \rightarrow V_k$ . Для CsI это сечение рекомбинации  $\sigma$  можно оценить из трех независимых экспериментов. Это нарастание поглощения *F*-центров, разгорание лю-

минисценции АЛЭ и спад проводимости (рис. 1, d). Поскольку все эти зависимости описываются кинетикой второго порядка, для оценки  $\sigma$  может быть использовано общеизвестное выражение

$$\alpha^{-1} = 1/v\sigma n_0,$$

где  $\alpha^{-1}$  — время полуспада концентрации электронов, определяемое из экспериментальных кривых;  $v$  — тепловая скорость электронов, подчиняющаяся соотношению

$$mv^2/2 = (3/2)kT,$$

$$n_0 = E/\varepsilon,$$

$E$  — энергия возбуждающего пучка электронов, отнесенная к единице возбуждаемого объема образца;  $\varepsilon$  — средняя энергия создания электронно-дырочной пары ( $\varepsilon \sim 1.5-2E_g$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны [3]). Все эти оценки дают значение  $\sigma \approx 10^{-14} \text{ cm}^2$ , что находится в разумном согласии с диффузионной теорией [11].

Для остальных ШГК можно оценить только нижнюю границу сечения рекомбинации  $e \rightarrow V_k$ . Учитывая, что  $\alpha^{-1}$  не превышает 10 ps, получаем  $\sigma \geq 10^{-13} \text{ cm}^2$ .

Другое объяснение аномального поведения CsI связано с учетом высокой вероятности мономолекулярных рекомбинаций  $e \rightarrow V_k$  генетически связанных электронов и дырок [3]. В [12] на основании анализа ряда экспериментов было высказано предположение, что в CsI (возможно, из-за большего по сравнению с другими системами времени автолокализации) расстояние между  $V_k$ -центром и генетически связанным с ним электроном оказывается, как правило, больше кулоновского радиуса, что уменьшает вероятность их рекомбинации и соответственно увеличивает время жизни зонного электрона.

В работе [13] измерялась кинетика затухания люминесценции  $F^+$ -центров (3.8 eV) в  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  при возбуждении наносекундными импульсами электронного ускорителя. Возбужденные  $(F^+)^*$ -центры возникают при захвате электрона кислородной вакансией ( $F^{2+}$ ) и переходят в основное состояние  $F^+$  с  $\tau \sim 7 \text{ ns}$  (внутрицентровое время, измеренное при оптическом возбуждении в [14]). Однако измеренное в [13] время затухания этой люминесценции составило  $18 \pm 2 \text{ ns}$ . Авторы [13] связывают эту задержку с временем жизни зонных электронов. Доводом в пользу такой интерпретации является совпадение времени затухания этой люминесценции с измеренным на том же образце временем релаксации бесструктурного поглощения, обусловленного непрямыми переходами в зоне проводимости.

## 2. Внутрizonное поглощение

Еще в конце 60-х годов было обнаружено, что дырки в ШГК смещаются до автолокализации на расстояния порядка  $10^{-5}-10^{-4} \text{ cm}$  [15]. Простые оценки показывают, что это соответствует временам жизни зонных дырок в ШГК до автолокализации порядка  $10^{-11}-10^{-12} \text{ s}$ . Не-

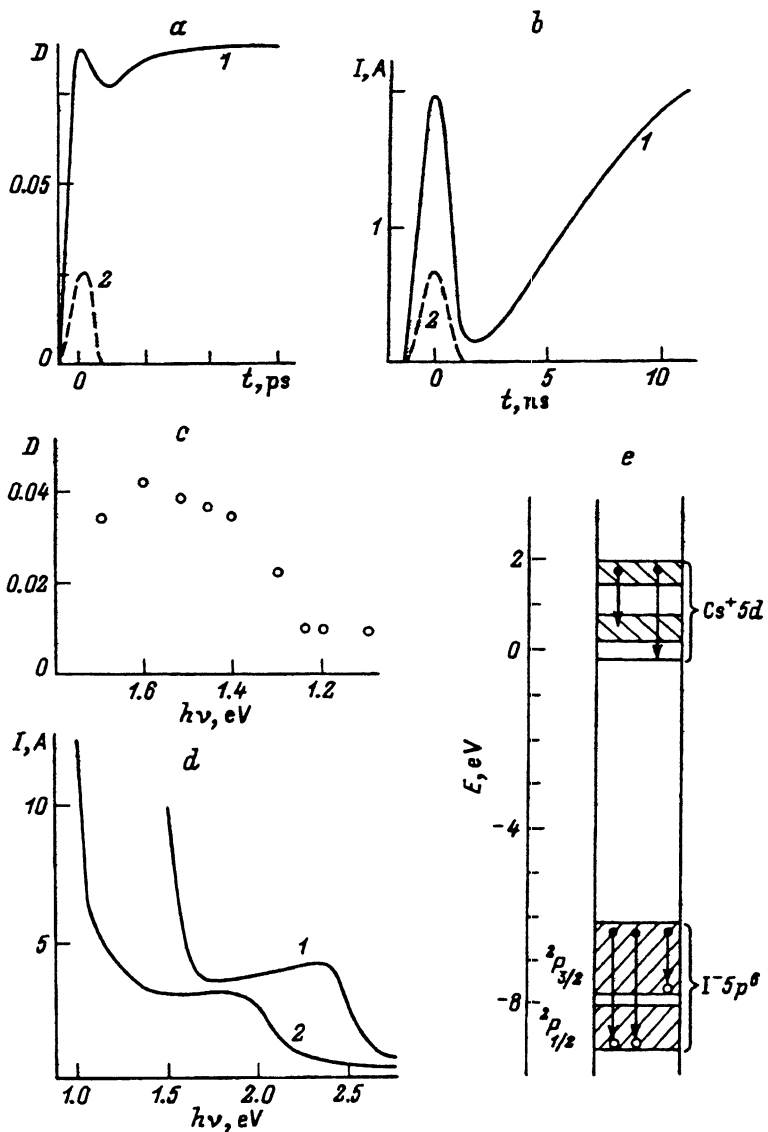


Рис. 2. Внутризонное поглощение и внутризонная люминесценция CsI.

*a* — кинетика изменения поглощения при  $h\nu = 1.48$  eV: на фоне инерционного нарастания поглощения  $F$ -центров выделяется внутризонное поглощение, практически повторяющее форму возбуждающего импульса (двухфотонное возбуждение импульсами 20 ps ОКГ  $h\nu = 4.68$  eV). *b* — кинетика люминесценции CsI-Tl при возбуждении импульсом 50 ps электронного ускорителя: на фоне инерционного разгорания люминесценции  $Tl^+$ -центров выделяется внутризонная люминесценция, повторяющая форму возбуждающего импульса. *c* — спектр внутризонного поглощения, обусловленного прямыми переходами между подзонами валентной зоны, расщепленной в результате спин-орбитального взаимодействия. *d* — спектр внутризонной люминесценции: 1 — возбуждение электронным ускорителем, 2 — двухфотонное возбуждение Krf-лазером,  $h\nu = 4.98$  eV. *e* — зонная структура CsI [17]: стрелками указаны возможные переходы, ответственные за внутризонное поглощение и внутризонную люминесценцию.

давно справедливость этих оценок была подтверждена прямыми измерениями времени создания  $V_k$ -полосы (полоса поглощения автолокализованных дырок) [16]. Полоса поглощения, соответствующая прямым переходам зонных дырок между подзонами, возникающими в результате спин-орбитального расщепления валентной зоны CsI, была обнаружена в [9] при двухфотонном возбуждении импульсом 20 ps четвертой гармоники неодимового лазера (рис. 2, с). Основными доводами в пользу такой идентификации полосы 1.5 eV являлось ее время жизни ( $\tau \leq 10$  ps) и неплохая корреляция со структурой валентной зоны CsI.

Более подробная информация по внутризонному поглощению получена на  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  [13,18-21]. При использовании наносекундных электронных импульсов было обнаружено бесструктурное короткоживущее поглощение длительностью 5-60 ps в зависимости от чистоты кристалла, нарастающее в длинноволновую сторону (рис. 3, а). Характерный вид спектра и постоянство  $\tau$  для всего спектра позволили связать это поглощение с востражными непрямыми переходами. Дополнительными доводами в пользу такой идентификации послужили величина сечения поглощения  $\sigma \sim 10^{-18}$  cm<sup>2</sup>, зависимости амплитуды и времени затухания поглощения от чистоты кристалла и температуры (рост ам-

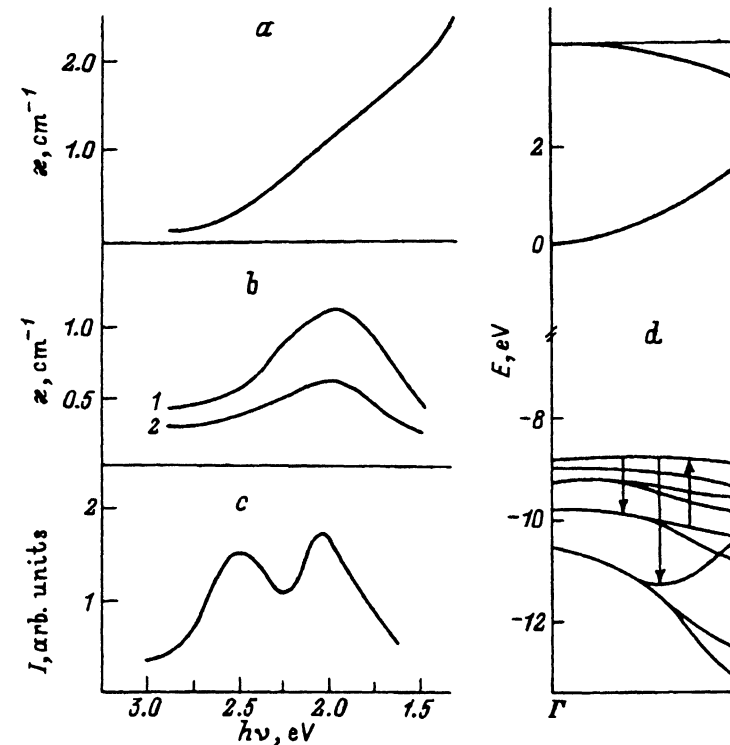


Рис. 3. Внутризонное поглощение и внутризонная люминесценция  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ . а — спектр короткоживущего ( $t = 5$  ns) поглощения, обусловленного непрямими переходами в зоне проводимости ( $T = 80$  К). б — спектр короткоживущего поглощения, обусловленного прямыми переходами в валентной зоне ( $T$  (К): 1 — 80, 2 — 300). в — спектр внутризонной люминесценции (возбуждение импульсами 50 ps электронного ускорителя). д — зонная структура  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  [22]: стрелками указаны переходы, ответственные за внутризонное поглощение и люминесценцию.

плитуды поглощения с увеличением концентрации дефектов и температуры, обусловленный увеличением вероятности рассеяния на дефектах и фонах), уменьшение времени затухания с увеличением концентрации примесей и температуры, обусловленное захватом на дефекты и увеличением тепловой скорости носителей заряда [6]. На основании некоторых косвенных данных был сделан вывод о связи этого поглощения с непрямыми переходами в зоне проводимости [18,21]. Прямым экспериментальным подтверждением правильности такой интерпретации явилось совпадение времени затухания обсуждаемого поглощения и времени затухания люминесценции  $F^{2+}$ -центров, измеренных на одном и том же образце [13] (как уже отмечалось в предыдущем разделе, время затухания этой люминесценции определяется временем жизни электронов в зоне проводимости).

При возбуждении электронным пучком пикосекундного диапазона была обнаружена короткоживущая полоса с максимумом 2.1 eV, обусловленная, по-видимому, прямыми переходами в валентной зоне  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  [19-21]. В пользу связи полосы 2.1 eV с внутрizonными переходами свидетельствуют следующие факты: максимальное поглощение наблюдается сразу после окончания возбуждающего импульса, хотя время жизни электронов в зоне, определяемое по спаду бесструктурного поглощения, составляет 20 ns при 80 K; отсутствие зависимости от чистоты кристалла (полоса 2.1 eV совпадает с чистого  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  и рубина); близость температурной зависимости времени жизни этой полосы к  $\tau \sim \frac{1}{\nu T} \sim \sqrt{T}$ , характерной для времени жизни зонных носителей заряда; падение времени жизни полосы с увеличением концентрации примесей, обусловленное увеличением вероятности захвата зонных носителей. Связь полосы 2.1 eV с прямыми переходами подтверждается селективным характером поглощения и значением сечения поглощения  $\sigma \approx 0.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ , характерным для прямых переходов [6]. Вывод о связи полосы с валентной зоной следует из различия времени жизни этой полосы ( $\tau = 1.8 \text{ ns}$  при 80 K) и времени жизни бесструктурного поглощения, обусловленного зонными электронами ( $\tau = 20 \text{ ns}$  при 80 K), и сопоставления положения полосы с зонной структурой  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ . Уменьшение амплитуды поглощения и уширение полосы с ростом температуры (рис. 3, b) обусловлено расширением с ростом температуры диапазона волновых векторов вблизи экстремумов зоны, занимаемых термализованными дырками.

Следует обратить внимание на два интересных обстоятельства.

1) Кинетика спада внутрizonного поглощения в  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  как для электронов, так и для дырок носит экспоненциальный характер (причем  $\tau_e \neq \tau_p$ !), что свидетельствует о том, что в исследуемых образцах время жизни носителей в зонах ограничивается не рекомбинацией, а захватом на дефекты.

2) Поглощение в зоне проводимости наблюдается только при наносекундном возбуждении, а в валентной зоне — только при пикосекундном. Это странное, на первый взгляд, обстоятельство имеет простое объяснение, связанное с различной мощностью возбуждения в нано-и пикосекундном экспериментах, различием сечений поглощения для прямых и непрямых переходов и различием времен жизни электронов и дырок. В пикосекундных экспериментах мощность возбуждения оказывается достаточной, чтобы создать необходимую для регистрации концентрацию короткоживущих, но обладающих достаточно

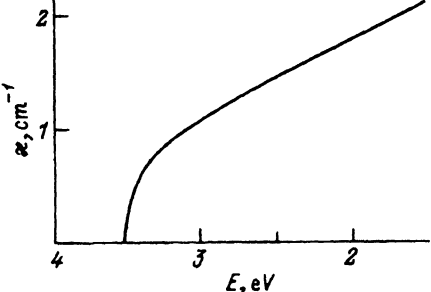


Рис. 4. Спектр короткоживущего компонента поглощения  $\text{SiO}_2$  ( $\tau \sim 10^{-7}$  s), обусловленного непрямыми внутризонными переходами (возбуждение наносекундными импульсами электронного ускорителя).

большим сечением поглощения дырок. Доза же в этих экспериментах оказывается недостаточной для создания измеримых концентраций электронов, обладающих малым сечением поглощения. В наносекундных же экспериментах ситуация обратная. Сравнительно небольшие мощности возбуждения не позволяют создать измеримые концентрации дырок, однако большие длительности импульса и, соответственно, большие дозы в импульсе позволяют накопить достаточные для измерения концентрации долгоживущих электронов.

В заключение следует отметить, что в  $\text{SiO}_2$  наблюдалось поглощение, обладающее свойствами, характерными для непрямых внутризонных переходов (рис. 4) [23]. Однако данных работы [23] недостаточно для идентификации зоны, переходы в которой ответственны за наблюдаемое поглощение.

### 3. Внутризонная люминесценция

Первые опыты по наблюдению внутризонной люминесценции были проведены на ряде щелочно-галогидных кристаллов при возбуждении наносекундными электронными импульсами [2]. Авторы обнаружили малоинерционную бесструктурную люминесценцию, наблюдаемую во всей области чувствительности измерительной аппаратуры, которая повторяла форму возбуждающего импульса, что позволило дать верхнюю оценку времени затухания  $\tau \leq 1$  ns. Энергетический выход этой люминесценции составлял  $10^{-4} - 10^{-5}$ . Обнаруженная люминесценция была интерпретирована авторами как внутризонная.<sup>1</sup>

В [24] при возбуждении электронными импульсами пикосекундного диапазона в CsI была обнаружена люминесценция с  $\tau \leq 10$  ps (рис. 2, б), обладающая следующими характерными свойствами: энергетический выход  $10^{-5}$ , отсутствие зависимости от чистоты кристалла (на выход и спектральный состав этой люминесценции не влияла даже преднамеренная активация кристаллов (рис. 1, д; 2, б)), независимость от температуры в интервале 7–300 К. Такая совокупность свойств однозначно указывала на зонный характер люминесценции.

Совпадение коротковолновой границы спектра люминесценции с шириной валентной зоны в CsI (2.5 eV [17]) позволило приписать, во всяком случае, коротковолновую часть люминесценции излучательным переходам внутри валентной зоны [24]. Дополнительные доводы в пользу такой интерпретации были получены при сопоставлении спектров

<sup>1</sup> В работе [2] авторы использовали термин «фундаментальная плазменная люминесценция».



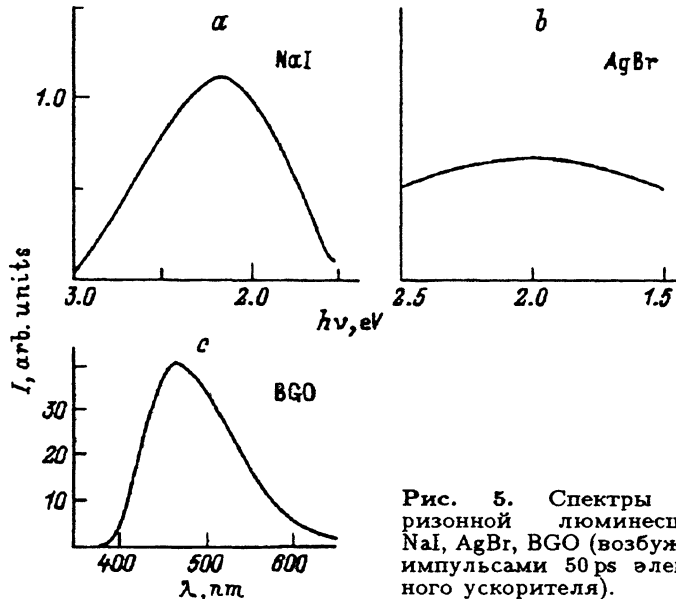


Рис. 5. Спектры внутризонной люминесценции NaI, AgBr, BGO (возбуждение импульсами 50 ps электронного ускорителя).

поглощения при электронном и фотовозбуждении (рис. 2, d) [25], которые демонстрируют еще одну интересную возможность использования внутризонной люминесценции. Различие спектров внутризонной люминесценции при различных видах возбуждения связано с различной начальной заселенностью возбужденных состояний, и, следовательно, внутризонная люминесценция может быть в принципе использована для получения информации об этих заселенностях.

Люминесценция, обладающая аналогичными свойствами, была обнаружена также в ряде систем (рис. 3, 5) [26-29] и интерпретирована как внутризонная.

Совпадение спектрального положения полосы внутризонной люминесценции с максимумом 2.5 eV в  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с полосой внутризонного поглощения (рис. 3) позволило связать полосу с переходами в валентной зоне (рис. 3, e). В остальных случаях идентификация переходов, ответственных за внутризонную люминесценцию, не проведена. Обращает на себя внимание тот факт, что в опытах с пикосекундным разрешением бесструктурный спектр, наблюдавшийся в [2], обнаружен только в AgBr. В остальных случаях в спектрах люминесценции наблюдается достаточно четко выраженная структура.

Как нам представляется, результаты, приведенные в этом небольшом обзоре, свидетельствует о том, что в настоящее время имеются достаточно надежные данные по наблюдению задержек в нарастании поглощения и люминесценции локальных центров, обусловленных временем жизни электронов в зоне, внутризонному поглощению и внутризонной люминесценции.

Из этих данных получены такие существенные величины, как сечения поглощения и сечения рекомбинации. Однако наиболее интересна, на наш взгляд, информация о зонной структуре и начальной заселенности возбужденных состояний, содержащаяся в спектрах внутризонного поглощения и внутризонной люминесценции. Извлечение этой информации требует разработки соответствующего теоретического аппарата.

га, что и представляется нам наиболее актуальной задачей на данном этапе исследований.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант NNY000) и Международного научного фонда и правительства России (грант NNY300).

### Список литературы

- [1] Э.Д. Алукер, В.В. Гаврилов, Р.Г. Дейч, С.А. Чернов. Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в щелочно-галоидных кристаллах. Зинатне. Рига (1987). 184 с.
- [2] Высокoэнергетическая электроника твердого тела / Под ред. Д.И. Вайсбурда. Новосибирск (1982). 227 с.
- [3] Э.Д. Алукер, Д.Ю. Лусис, С.А. Чернов. Электронные возбуждения и радиoluminesценция щелочно-галоидных кристаллов. Зинатне. Рига (1979). 251 с.
- [4] М.А. Эланго. Элементарные неупругие радиационные процессы. Наука. М. (1988). 149 с.
- [5] T. Shibata, S. Iwai, T. Tokizaki, K. Tanimura, A. Nakamura, N. Itoh. Phys. Rev. **B49**, 18, 13255 (1994).
- [6] Ю.И. Уханов. Оптические свойства полупроводников. Наука. М. (1977). 366 с.
- [7] Э.Д. Алукер, Б.З. Горбенко, Г.С. Думбадзе, А.Д. Тальвирский, В.Г. Шпак. ФТТ **28**, 10, 3154 (1986).
- [8] R.T. Williams, J.N. Bradford, W.L. Faust. Phys. Rev. **B18**, 12, 7038 (1978).
- [9] Э.Д. Алукер, В.В. Гаврилов, Р.А. Гадонас, Р.Г. Дейч, В.В. Красаускас, А.С. Пискарскас. ФТТ **29**, 5, 1600 (1987).
- [10] Э.Д. Алукер, Р.Г. Дейч, Г.С. Думбадзе. Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, **4**, 17 (1987).
- [11] В.В. Антонов-Романовский. Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров. Наука. М. (1966). 324 с.
- [12] Э.Д. Алукер, С.А. Чернов. В кн.: Исследования по химии, технологии и применению радиоактивных веществ. Межвуз. сб. трудов. Л. (1983). С. 44.
- [13] Э.Д. Алукер, В.В. Гаврилов, Р.Г. Дейч, В.М. Коняев, С.А. Чернов. Опт. и спектр. **62**, 6, 1290 (1987).
- [14] B.D. Evans, M. Stapelbrock. Phys. Rev. **B18**, 2, 7089 (1978).
- [15] Э.Д. Алукер, О.Е. Аксенов, Н.Л. Романенко. ФТТ **11**, 11, 3403 (1969).
- [16] T. Shibata, S. Iwai, T. Tokizaki, K. Tanimura, A. Nakamura, N. Itoh. Phys. Rev. **B49**, 18, 13255 (1994).
- [17] T.H. diStefano, W.E. Spicer. Phys. Rev. **B7**, 4, 1554 (1973).
- [18] Э.Д. Алукер, В.В. Гаврилов, Р.Г. Дейч, А.М. Ситдииков, С.А. Чернов. ФТТ **29**, 5, 1470 (1987).
- [19] А.Э. Алукер, Б.З. Горбенко, Р.Г. Дейч, Г.С. Думбадзе, А.Д. Тальвирский. Опт. и спектр. **64**, 4, 954 (1988).
- [20] Р.Г. Дейч. ФТТ **30**, 8, 2542 (1988).
- [21] А.Э. Алукер, Р.Г. Дейч, Г.С. Думбадзе, А.М. Ситдииков. Опт. и спектр. **66**, 3, 569 (1989).
- [22] S. Ciraci, I.P. Batra. Phys. Rev. **B26**, 2, 982 (1983).
- [23] Э.Д. Алукер, В.В. Гаврилов, Р.Г. Дейч, С.А. Чернов. ФТТ **27**, 11, 3448 (1985).
- [24] Э.Д. Алукер, В.В. Гаврилов, Р.Г. Дейч, С.А. Чернов. Письма в ЖЭТФ **4**, 2, 116 (1988).
- [25] R.G. Deich, M. Karklina, L. Nagli. Solid State Commun. **71**, 10, 859 (1989).
- [26] Р.Г. Дейч, А.П. Куянов, С.С. Эцин, М.С. Абдрахманов. ФТТ **32**, 5, 1513 (1990).
- [27] R.G. Deich, M.S. Abdrakhmanov, S.A. Chernov. Phys. Stat. Sol. (b) **166**, K53 (1991).
- [28] R.G. Deich, M.S. Abdrakhmanov. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **B65**, 525 (1992).
- [29] М.С. Абдрахманов, В.В. Гаврилов, К. Мендыбаев, С.А. Чернов. Опт. и спектр. **72**, 3, 625 (1992).