

ПИКОСЕКУНДНАЯ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ЩЕЛОЧНОГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ С РЕШЕТКОЙ ТИПА NaCl

В работе исследована радиационно-индуцированная проводимость кристаллов KCl, KBr, NaCl при возбуждении пучками электронов (0,2 МэВ, 50 пс) в интервале плотностей возбуждения 10^2 – 10^4 А/см² и температурном интервале 12–300 К. Показано, что проводимость обладает пикосекундной инерционностью и связана с термализованными электронами, избежавшими рекомбинации в генетических электронно-дырочных парах. Время жизни и квазистационарная концентрация электронов в зоне проводимости контролируется тремя процессами: во-первых – захватом на дефекты структуры и предварительно накопленные стабильные радиационные дефекты; во-вторых – бимолекулярной рекомбинацией с дырками (V_K -центрами); в-третьих – захватом на нестабильные радиационные дефекты, которые генерируются в момент импульса возбуждения.

Введение

В настоящее время на ионных кристаллах накоплен достаточно большой материал о быстропротекающих релаксационных процессах с участием зонных носителей заряда (электронов и дырок) в пико и субнаносекундном временном интервале при возбуждении лазерными и электронными пучками при использовании техники оптических измерений. В подобных работах изучаются оптические эффекты, обусловленные зонными электронами и дырками: затяжки формирования 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 (см., например, обзор [1]).

Однако наиболее прямую информацию о релаксации зонных носителей заряда можно получить из электрофизических экспериментов, например, при измерении радиационно-индуцированной проводимости. До недавнего времени временное разрешение в измерениях проводимости не удавалось сделать лучше ~1 нс [2]. В этом случае при интерпретации экспериментов остается поле для спекуляций, так как в субнаносекундном временном интервале во многих объектах уже возможен захват зонных носителей заряда на неглубокие ловушки, и невозможно разделить когерентный перенос и прыжковое движение по уровням прилипания (эффекты подобного рода с помощью техники описанной ниже нами наблюдались, например в кристаллах CsI [3] и α -Al₂O₃ [4]).

Экспериментальная техника, применяемая в настоящей работе, позволяет получить временное разрешение ~100 пс, что резко снимает поле для спекуляций при интерпретации экспериментов.

Объекты и методика эксперимента.

В работе использовались монокристаллы NaCl, KCl, KBr марки ОСЧ с содержанием неконтролируемых примесей менее 10^{16} см⁻³. В образцах размером 10×10×3 мм высверливалась цилиндрическая лунка диаметром 2,5 мм таким образом, чтобы толщина образца в месте облучения составляла величину 50 мкм меньшую, чем пробег электронов в кристаллах. В лунку и с противоположной стороны методом катодного распыления наносились платиновые электроды и для улучшения контакта с электродами, подводящими напряжение, смачивались индий-галлиевой смесью.

Функциональная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Источником возбуждения является ускоритель электронов ГИН-540 с разрядником-обострителем (1). Параметры ускорителя: максимальная энергия электронов ~200 КэВ, длительность импульса 50 пс, плотность тока пучка до 10^4 А/см².

Образец (8) находится в вакуумированной экспериментальной камере (2) на коллиматоре (4) с диаметром отверстия 1 мм, состоящем из двух заземленных (5) и одной потенциальной (3) плоскопараллельных пластин, разделенных диэлектрическими прокладками (6). К пластинам (3) и (5) припаян конденсатор $C_m = 47$ пФ. Часть пучка электронов попадает через коллиматор на образец, остальная задерживается потенциальной пластиной (3), создавая на ней заряд, который заряжает конденсатор C_m и далее регистрируется на осциллографе С8-12 (7) и служит для мониторинга плотности тока пучка. Через зарядное сопротивление $R_n = 1$ МΩ на электроды образца подается напряжение от источника постоянного тока (11), регулируемое в пределах -500 до +500 В. При появлении в образце проводимости в момент импульса облучения, коаксиальная кабельная линия частично разряжается через образец. Импульс падения напряжения передается по той же линии через разделительный конденсатор C_R , аттенуатор R на вход осциллографа С7-19 (10). Изображение осциллограмм с обоих осциллографов передается телевизионным считывающим устройством (ТСУ) (12) в компьютер IBM AT/286 (13), дополненный специальным устройством, запоминающим переданную информацию в виде графического растрового файла. Записанную информацию можно выводить на экран дисплея и проводить последующие необходимые обработки.

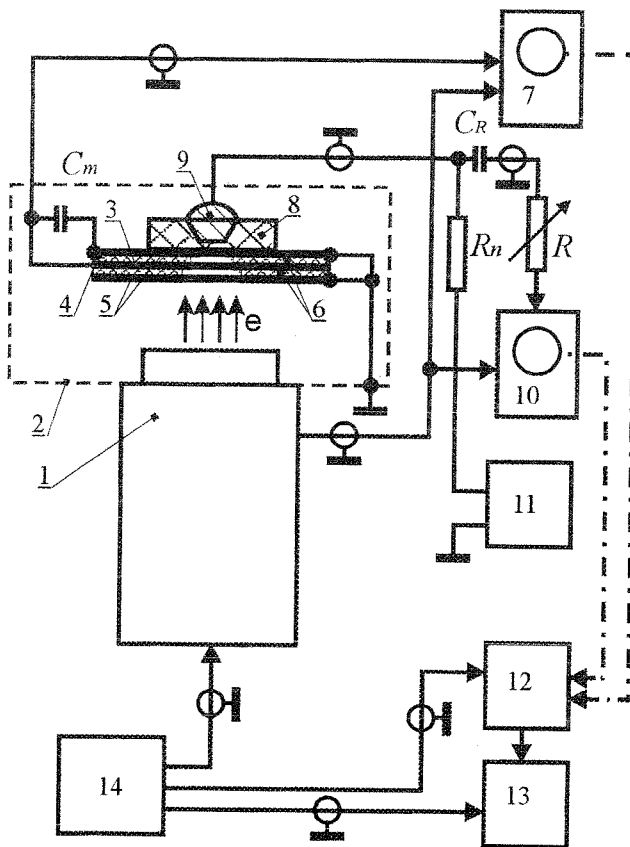


Рис. 1. Функциональная схема экспериментальной установки по измерению импульсной проводимости диэлектриков.

ние линии (в нашем случае $R_0 = 5 \Omega$), C_0 – емкость образца.

Прямое временное разрешение измерительного тракта составляет ~ 150 пс и обусловлена необходимостью применения кабельной линии задержки (8 метров) на время запуска развертки осциллографа С7-19, а также соединительных разъемов и аттенуаторов. Применение математической обработки осциллограмм с помощью техники интеграла свертки позволяет определить характеристические времена с простыми законами релаксации (экспонента, гипербола) с $\tau \geq 20$ пс.

Экспериментальные результаты.

1. Влияние плотности возбуждения на импульсную проводимость кристаллов.

Первая группа экспериментов проводилась при комнатной температуре при вариации плотности тока возбуждения в широких пределах. В кристаллах KCl и NaCl импульс тока проводимости безынерционно следует за импульсом тока пучка во всем исследованном диапазоне плотностей возбуждения. В кристалле KBr структура импульса тока проводимости зависит от предыстории образца и плотности тока возбуждения. Если кристалл не был предварительно облучен, то при воздействии электронным пучком малой плотности ($j \sim 30$ А/см²) импульс тока проводимости имеет два компонента: безынерционный и релаксирующий с $\tau \sim 1$ нс. По мере облучения вклад инерционной составляющей уменьшается и практически остается только безынерционный компонент. При плотностях тока $j > 100$ А/см² вклад инерционного компонента практически незаметен уже в первых импульсах облучения.

Экспериментальная процедура определения удельной проводимости σ состоит из следующих операций. При фиксированной плотности возбуждения осциллографируются импульсы тока проводимости при различных напряжениях U , приложенных к исследуемому образцу (рис. 2а). Затем строится зависимость амплитуды тока проводимости I от напряжения – вольт-амперная характеристика (ВАХ) (рис. 2б). Особенностью ВАХ является то, что они не проходят через начало координат, что связано с полем объемного заряда, вносимого в образец возбуждающим импульсом и электронами пучка, проходящими через кристалл [2]. ВАХ линейны в полях по крайней мере до $5 \cdot 10^4$ В/см, что

Синхронизация элементов установки осуществляется следующим образом. Блок синхронизации (14) запускает кадровую развертку ТСУ, устройство запоминания цифровой информации в компьютере и тиратрон в блоке питания ускорителя. Развертки осциллографов запускаются от емкостного делителя ускорителя электронов. Конструкция экспериментальной ячейки позволяет при комнатной температуре плавно изменять расстояние между диодом ускорителя электронов и коллиматором (4) без развакуумирования, в результате чего достигается изменение плотности возбуждения на образце.

Кроме того разработана миниатюрная экспериментальная ячейка, которую через тепловой контакт можно устанавливать в криостат, сочлененный с микрокриогенной системой, позволяющей варьировать температуру на образце в интервале 12 ± 300 К.

В схеме регистрации применен кабельный шунт, представляющий собой десять параллельно соединенных кабелей РК-50 в месте контакта передающей линии и исследуемого образца. Это позволяет снизить постоянную времени регистрирующего тракта $\tau = R_0 C_0$, где R_0 – волновое сопротивление

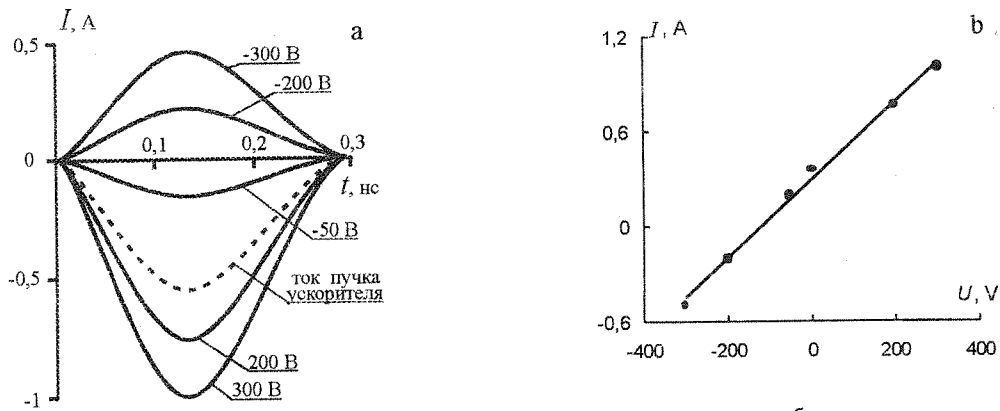


Рис. 2. а. – Осциллограммы импульса тока пучка ускорителя и токов проводимости образца при различных внешних напряжениях на образце.
 б. – Зависимость амплитуды тока проводимости I от напряжения – вольтамперная характеристика (ВАХ).

свидетельствует о выполнении закона Ома и отсутствии нелинейных эффектов. Из наклона ВАХ рассчитывалось сопротивление образца

$$R = \frac{\Delta U}{\Delta I} - \rho; \quad (1)$$

где ρ – волновое сопротивление измерительного тракта, которое в случае применения кабельного шунта равнялось 5Ω . Удельная электропроводность рассчитывалась по формуле

$$\sigma = \frac{1}{R} \frac{l}{S}; \quad (2)$$

где l – толщина образца, S – облучаемая площадь.

Эксперимент проводился в широком диапазоне плотностей возбуждения (j) на большом числе образцов. Типичные зависимости удельной электропроводности σ от плотности возбуждения для кристаллов KCl, KBr, NaCl, построенные в двойном логарифмическом масштабе, представлены на рис. 3. На всех кривых рис. 3 можно выделить два участка. На первом зависимость проводимости от плотности возбуждения формально можно аппроксимировать степенным законом $\sigma \sim j^\delta$ (3). При этом коэффициент δ зависит от конкретного образца и предварительной дозы облучения (для кривых рис. 3 $\delta = 0,53, 0,59$ и $0,65$ для KCl, NaCl и KBr соответственно). Переход от первого участка ко второму лежит в окрестности $j = 1 \text{ кА/см}^2$. При увеличении $j > 1 \text{ кА/см}^2$ для всех исследованных образцов рост проводимости резко замедляется и практически стремится к постоянному значению, начиная с некоторого значения j . Следует отметить, что для конкретного образца после предварительной дозы облучения (>100 импульсов) зависимости $\sigma(j)$ хорошо воспроизводятся. На рис. 3 представлены именно такие кривые.

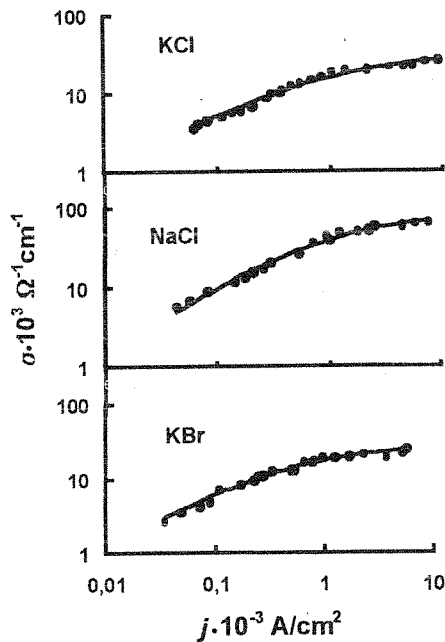


Рис. 3. Зависимости удельной электропроводности σ от плотности возбуждения для кристаллов KCl, KBr, NaCl.

2. Влияние температуры на импульсную проводимость кристаллов.

Следующая группа экспериментов была выполнена на тех же кристаллах при фиксированной плотности облучения на микрокриогенной установке, позволяющей изменять температуру на образце в интервале $12 \div 300 \text{ К}$.

Временная структура импульса тока проводимости одинакова во всем исследованном интервале температур. Как и на комнатной температуре импульс тока проводимости для всех кристаллов безинерционно следует за импульсом возбуждения.

Принцип действия микрокриогенной установки не позволяет фиксировать температуру на промежуточных точках (кроме 12 К) длительное время, достаточное для измерения вольт-амперной ха-

рактические. Поэтому процедура определения удельной проводимости несколько отличается от описанной выше. Вначале были измерены ВАХ при 12 К. Они как и при 300 К оказались линейными для всех исследуемых образцов. Следовательно, во всем температурном интервале выполняется закон Ома. В связи с этим мы применяли процедуру, описанную в [2]. При фиксированной температуре измерялись две осциллограммы тока в диэлектрике по полярности внешних напряжений U . Производилось вычитание осциллограмм. При этом получается осциллограмма импульса тока проводимости, очищенная от токов смещения, пучка и помех, не зависящих от внешнего напряжения. Для амплитуды тока I_p справедливо выражение

$$I_p = \frac{2U}{R + \rho}; \quad (4)$$

Дальнейший расчет удельной проводимости аналогичен описанному выше.

Конструкция экспериментальной ячейки не позволяет выводить максимальные плотности возбуждения на исследуемые образцы, поэтому температурная зависимость проводимости изучалась при плотностях возбуждения, соответствующих первому, возрастающему участку зависимости от плотности возбуждения на рис. 3.

Типичные температурные зависимости для кристаллов KCl, KBr и NaCl представлены на рис. 4. Как видно из рис. 4, все кривые имеют одинаковый качественный характер. С уменьшением температуры проводимость плавно уменьшается.

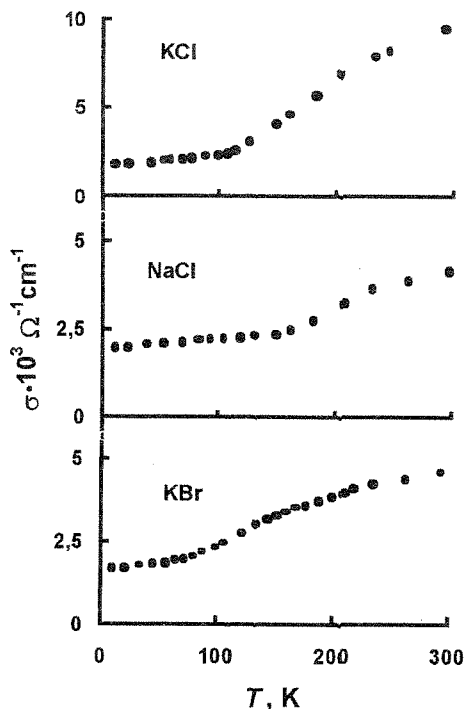


Рис. 4. Температурные зависимости для кристаллов KCl, KBr и NaCl.

Модель процессов релаксации зонных носителей заряда в кристаллах с решеткой типа NaCl.

Известно, что в щелочногалогенидных кристаллах эффективная масса дырок превосходит таковую для электронов, а время жизни их в валентной зоне ограничено процессом автолокализации и составляет величину $\sim 10^{-12}$ с [5]. Поэтому в проводимость ЦГК при импульсном возбуждении подавляющий вклад вносят электроны зоны проводимости. В связи с этим, эксперименты, описанные выше, несут информацию именно о процессах релаксации электронов зоны проводимости до рекомбинации или глубокого захвата.

1. Эффекты, связанные с плотностью возбуждения.

Как отмечалось выше, длительность импульсов тока проводимости практически во всем исследованном диапазоне плотностей возбуждения не превышает временного разрешения регистрирующего тракта. Отсюда следует, что время жизни электронов в зоне проводимости составляет величину $\tau \ll 100$ пс. Эта цифра хорошо согласуется с оптическими экспериментами по измерению времени образования F-центров в этих ЦГК с решеткой NaCl, которое составляет величину $\sim 10^{-11}$ с [6, 7].

Далее рассмотрим отдельно возрастающий участок зависимости $\sigma(j)$ при $j < 10^3$ А/см². Выше отмечалось следующее: зависимость можно аппроксимировать степенным законом (3), причем δ зависит от предыстории образца, и для конкретного образца стабилизируется после предварительной дозы облучения, то есть наблюдаются эффекты накопления. В подобном же выводу приводит временная структура импульса тока проводимости при воздействии на предварительно не облученный кристалл KBr при $j \approx 30$ А/см², где наблюдается инерционный компонент ~ 1 нс. Этот компонент, по-видимому, связан с термическим освобождением электронов, захваченных на структурные дефекты и пересадкой их на более глубокие центры захвата или рекомбинации. По мере накопления стабильных радиационных дефектов вклад этого компонента становится незначительным.

Совокупность выше изложенных фактов позволяет сделать вывод, что наблюдаемая проводимость связана с термализованными электронами зоны проводимости. При этом можно рассмотреть два процесса, которые ограничивают время жизни электронов в зоне.

Во-первых, это захват электронов на дефекты структуры и стабильные радиационные дефекты, которые после предварительной дозы облучения накапливаются до некоторой стационарной концентрации и в процессе эксперимента изменяются слабо. В этом случае для константы скорости этого процесса можно записать следующее выражение

$$\beta = v \sum S_i N_i ; \quad (5)$$

где v – тепловая скорость электронов; S_i , N_i – эффективные сечения захвата и концентрации стабильных радиационных дефектов и дефектов структуры.

Во-вторых, происходит бимолекулярная рекомбинация электронов зоны проводимости с дырками (V_k -центрами). Константа скорости этого процесса

$$\alpha = vS ; \quad (6)$$

где S – сечение ($e-V_k$)-рекомбинации; v – тепловая скорость электронов.

Характер зависимости $\sigma(j)$ на возрастающих участках рис. 3 определяется именно этими двумя процессами, при этом коэффициент δ в (3) определяется вкладом выше указанных процессов.

Объяснение зависимости $\sigma(j)$ при плотностях возбуждения $j > 10^3$ А/см² вызывает наибольшие трудности. Слабую зависимость с $\delta \approx (0,1 \div 0,3)$ в определенном интервале доз на тех же объектах наблюдали авторы работы [8] при возбуждении пучками электронов наносекундной длительности. Для объяснения ими была предложена модель "внутрицентральной" проводимости [8]. В наших экспериментах этот эффект выражен более ярко: σ практически не зависит от j (рис. 3). Для объяснения этого результата мы предлагаем следующую модель. Известно, что при импульсном возбуждении в момент облучения генерируются нестабильные радиационные дефекты (электронные и дырочные центры), которые релаксируют в нано- и микросекундном диапазоне до значений $\sim (2 \div 5) \%$ от первоначальной величины в импульсе, которая остается в виде стабильных дефектов [9, 10]. Мы предполагаем, что при больших плотностях возбуждения время жизни электронов в зоне проводимости преимущественно контролируется захватом именно на эти дефекты в момент импульса облучения. Константа скорости этого процесса $\gamma = vSN_r$, где S , N_r – эффективное сечение захвата и концентрация нестабильных дефектов. Предполагается также, что выход этих дефектов пропорционален дозе в импульсе. В этом случае можно записать

$$N_r = k(G\tau_p)^{\epsilon} ; \quad (7)$$

где $k < 1$ – коэффициент, G – скорость генерации электронно-дырочных пар, τ_p – длительность импульса облучения, $G\tau_p$ – доза в импульсе, $\epsilon \leq 1$ – коэффициент. Согласно работе [5]

$$G = \frac{jE}{(1,5 \div 2)E_q d} = Aj ; \quad (8)$$

где E – эффективная энергия электронов в пучке, E_q – ширина запрещенной зоны исследуемого кристалла, d – толщина кристалла (в условиях нашего эксперимента $A \approx 10^{25}$ см⁻¹с⁻¹А⁻¹). Уравнение баланса для электронов в зоне проводимости в этом случае может быть записано в виде:

$$\frac{dn}{dt} = G - \alpha n^2 - \beta n - vSN_r n ; \quad (9)$$

Используя выражения (6-7), уравнение (9) можно преобразовать к виду:

$$\frac{dn}{dt} = Aj - \alpha n^2 - (\beta + Bj^{\epsilon}) \cdot n ; \quad (10)$$

где $B = k\tau_p^{\epsilon} A v S$ (11).

Так как импульс проводимости безынерционно следует за импульсом возбуждения, то для решения уравнения (10) можно использовать квазистационарное приближение ($dn/dt = 0$). В этом случае решение уравнения (10) имеет вид:

$$n = \frac{1}{2\alpha} (\beta + Bj^{\epsilon}) \left\{ \left[1 + \frac{4\alpha Aj}{(\beta + Bj^{\epsilon})^2} \right]^{1/2} - 1 \right\} . \quad (12)$$

Используя выражение $\sigma = ne\mu$ (13), где e – заряд электрона, μ – подвижность, а также экспериментальные значения σ и литературные значения μ [11], провели расчет n по формуле (13) с учетом (12). Оказалось, что расчетные кривые удовлетворительно согласуются с экспериментальными точками только при значении $\epsilon = 1$. Сплошные кривые на рис. 3 соответствуют расчетным значениям, параметры α , β и B для исследуемых кристаллов указаны в таблице 1.

Проанализируем полученные значения микроскопических параметров α и β . Из выражения (6) следует оценка эффективных сечений рекомбинации электронов и дырок S которые указаны в таблице 1. Величина тепловой скорости электронов рассчитывалась по формуле $v = (3kT/m^*)^{1/2}$, где m^* –

Таблица 1.

Параметры уравнения 10.

	KCl	KBr	NaCl
$\alpha, 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$	(31±5)	(18±4)	(4±1)
$\beta, 10^{11} \text{ с}^{-1}$	(1,6±0,4)	(1,4±0,4)	(1,2±0,3)
$B, 10^8 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ А}^{-1}$	(5,61±0,02)	(6,05±0,03)	(2,11±0,01)
$S, 10^{-12} \text{ см}^2$	1,7	1	0,2
$\tau, 10^{-12} \text{ с}$	6	7	8

эффективная масса электрона ($m^* \approx 0,5m_0$). Величина $1/\beta = \tau$ – время захвата электронов на стабильные радиационные дефекты (указаны в таблице 1).

Разумные значения микроскопических параметров α и β , полученные из расчета с использованием экспериментальных данных являются доводом в пользу предложенной модели.

2. Эффекты, связанные с влиянием температуры.

Как следует из модели, рассмотренной выше, квазистационарная концентрация электронов в зоне проводимости контролируется процессами ($e-V_k$)-рекомбинации и захвата на стабильные радиационные дефекты в диапазоне плотностей возбуждения, соответствующих кривым рис. 3.

Как видно из рис. 4, для всех кристаллов удельная проводимость уменьшается с уменьшением температуры. Из формулы $\sigma = ne\mu_d$ следует, что поведение проводимости определяется зависимостью от температуры квазистационарной концентрации электронов в зоне проводимости n и их дрейфовой подвижностью μ_d . Известно, что холловская подвижность μ_h в соответствующем интервале температур для ПДГК возрастает более, чем в 10^3 раз [11, 12].

Отсюда следует, что, на первый взгляд, в нашем случае $\mu_d \neq \mu_h$ и процесс релаксации носителей заряда протекает более сложно, чем в описанной в предыдущем параграфе модели. Качественно это можно описать следующим образом. Электроны зоны проводимости вначале захватываются на уровне прилипания, далее термически выбрасываются обратно в зону и в результате прыжкового термоактивированного движения доходят до уровней рекомбинации или глубокого захвата. Уменьшение температуры ведет к “вымораживанию” мелких ловушек, уменьшению проводимости σ и увеличению времени жизни относительно глубокого захвата или рекомбинации. Однако, ниже мы покажем, что в действительности процесс релаксации носителей происходит не так. Воспользуемся выражением для дрейфовой подвижности

$$\mu_d = \mu_h \frac{1}{1 + \tau_0/\tau_t}; \quad (14)$$

где τ_0 – время жизни электрона на центре захвата, τ_t – среднее время жизни электрона в зоне проводимости.

$$\tau_0 = \frac{1}{\nu} e^{E/kT}; \quad (15)$$

где ν – частотный фактор (обычно $10^{12} + 10^{13} \text{ с}^{-1}$), E – глубина уровня захвата.

Сделаем некоторые оценки. Эксперимент показал, что время жизни электронов относительно глубокого захвата или рекомбинации $\tau < 10^{-10} \text{ с}$ даже при 12 К. Предположим, что $\tau_0 \leq 10^{-10} \text{ с}$ при 12 К. Тогда по формуле (15) можно оценить глубину ловушки как $E \leq (4 \div 7) \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$. С другой стороны из измерений времени образования F-центров в ПДГК при возбуждении лазерными и электронными пучками можно сделать оценку $\tau_t \approx 10^{-11} \text{ с}$. Используя оценки E , τ_t и формулу (13) можно рассчитать, что $\mu_d \approx \mu_h$ уже при $T \geq 20 \text{ К}$. Эти простые оценки показывают, что, во-первых, в нашем случае отсутствует влияние на проводимость уровней прилипания в актуальном диапазоне плотностей возбуждения и температур, во-вторых, для анализа результатов температурной зависимости проводимости можно воспользоваться известными из литературы экспериментально измеренными значениями μ_h для соответствующих кристаллов [11, 12]. На рис. 5 представлены зависимости $n(T)$ для кристаллов KCl, KBr, NaCl, полученные при фиксированной j , рассчитанные по формуле $n(T) = \sigma(T)/e\mu(T)$.

Анализ возможных причин снижения концентрации n с понижением температуры в качестве наиболее вероятной позволил предложить следующую модель. Как показано выше, время жизни электронов в зоне проводимости и, следовательно, квазистационарная концентрация (при плотностях возбуждения соответствующих кривым рис. 4 и 5) определяется рекомбинацией их с дырками и за-

хватом на стабильные радиационные и структурные дефекты. В выражение для констант скоростей этих процессов (5), (6) входят эффективные сечения рекомбинации и захвата, которые, как правило, зависят от температуры. Увеличение эффективных сечений при понижении температуры приведет к

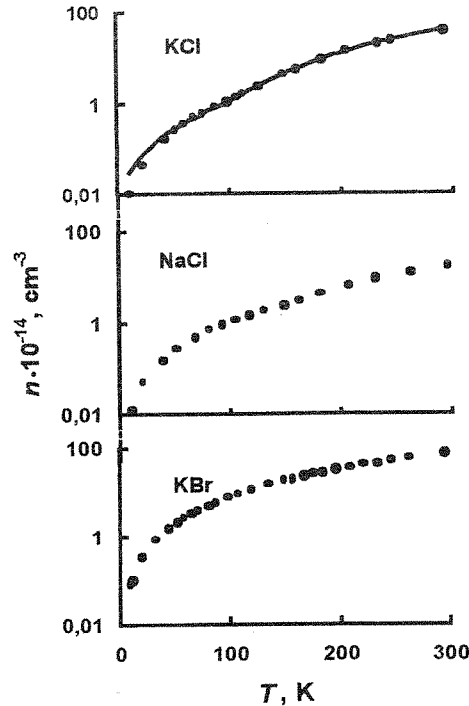


Рис. 5. Зависимости $n(T)$ для кристаллов KCl, KBr, NaCl, полученные при фиксированной j .

релаксации разлетаются на малые расстояния, что значительно уменьшает вероятность “перепутывания” частиц, созданных в разных актах ионизации. В этом случае вероятность рекомбинации генетически связанных электронов и дырки (генетической пары) довольно велика, что может обусловить значительный вклад мономолекулярной составляющей в рекомбинационный процесс. В ряде работ на ШГК экспериментально показано, что доля генетических пар действительно велика [5].

Применительно к нашему случаю можно сделать вывод, что в проводимости могут участвовать только статистические пары. Однако, существует некоторая вероятность ухода электрона от своего генетического партнера (дырки) в результате тепловых флуктуаций. Обозначим энергию активации процесса разделения генетических пар E_Γ . В этом случае для рассматриваемого квазистационарного приближения для скорости генерации электронов, участвующих в наблюдаемой проводимости, можно записать следующее выражение

$$G(T) = G_S + G_\Gamma e^{-E_\Gamma/kT}; \quad (17)$$

где G_S , G_Γ – скорости генерации соответственно статистических и генетических электронно-дырочных пар. Суммарная скорость генерации электронно-дырочных пар, создаваемых импульсом возбуждения

$$G_0 = G_S + G_\Gamma. \quad (18)$$

Из выражения (17) видно, что при низких температурах ($T \rightarrow 0$) в проводимости участвуют, в основном, “статистические” электроны. При повышении T возрастает вклад в проводимость электронов, возникающих в процессе разделения генетических пар.

В свете положений, рассмотренных выше, кривые рис. 5 в общем случае должны аппроксимироваться решением уравнения (9), что приводит к громоздкому математическому выражению с большим числом подгоночных параметров. Однако, если учесть условия эксперимента, ситуация упрощается. Так как кривые рис. 4 получены при относительно невысокой плотности возбуждения, соответствующей возрастающему участку зависимости проводимости от плотности возбуждения (см. рис. 3), то четвертым членом в правой части уравнения (9) можно пренебречь. Еще проще экспериментальная ситуация в кристалле KCl, в рассматриваемом диапазоне плотностей возбуждения коэффициент δ в (3) в погрешности эксперимента равен 0,5 ($\delta = 0,53$). Отсюда следует, что в данном случае основным процесс, который контролирует время жизни электронов в зоне проводимости есть рекомбинация их

уменьшению квазистационарной концентрации электронов зоны проводимости. Обычно зависимость эффективных сечений S от температуры аппроксимируют степенным законом [13]. В этом случае для S можно записать

$$S = CT^{-\alpha}; \quad (16)$$

где C – не зависящее от температуры выражение для конкретного вида сечения, α – численный коэффициент, зависящий от типа центра захвата или рекомбинации и механизма рассеяния импульса и энергии носителя заряда в поле центра.

Однако, можно рассмотреть еще один процесс, который может внести вклад в наблюдаемый эффект. Рассмотрим судьбу электронно-дырочной пары, созданной в результате воздействия ионизирующим излучением, как это сделано в работе [5]. При большой длине свободного пробега генетически связанные электрон и дырка разлетаются на большие расстояния, что приводит к “перепутыванию” частиц, образованных в результате различных актов ионизации. В этом случае генетическая связь между партнерами теряется и процесс рекомбинации описывается бимолекулярной схемой. Такие “перепутанные” частицы будем называть статистическими.

При малой длине свободного пробега компоненты электронно-дырочной пары в процессе

с дырками (V_k -центрами) и третьим членом уравнения в правой части (9) также можно пренебречь. Действительно, уравнение баланса для электронов зоны проводимости в этом случае имеет вид: $dn/dt = G - \nu S n^2$, откуда в квазистационарном приближении имеем

$$n = \sqrt{\frac{G(T)}{\nu S}} \quad (19)$$

Используя выражения (16-18) и для тепловой скорости электронов $\nu = (3kT/m^*)^{1/2}$ получим формулу

$$n = \left(\frac{G_S \left[1 - \left(\frac{G_0}{G_S} - 1 \right) e^{-E_\Gamma/kT} \right]}{\left(\frac{3kT}{m^*} \right)^{1/2} C T^{-\alpha}} \right)^{1/2} \quad (20)$$

Сплошная кривая на рис. 5а получена аппроксимацией экспериментальных результатов формулой (20) при следующих значениях параметров: $G_0/G_S = 1500$ (21), $E_\Gamma = 0,07$ эВ (22), $\alpha = 3,5$ (23) и масштабном коэффициенте $G_S/C = 2,5 \cdot 10^{27}$ (см $\cdot$ с $\cdot$ К 3,5) $^{-1}$ (24).

Как видно из рис. 5а расчетная кривая хорошо коррелирует с экспериментальными точками при $T \geq 40$ К. Значение $\alpha = 3,5$ в формуле (16) для сечения рекомбинации неплохо коррелирует со значением $\alpha = 3$ при рассеянии энергии электрона на DA-фононах и $\alpha = 4$ на PA-фононах при захвате на положительно заряженный центр [13].

Из рассчитанного значения энергии активации генетических пар (22) можно оценить радиус Онзагера – расстояние, на котором термализуется генетически связанная электронно-дырочная пара

$$r_0 = \frac{e^2}{4 \pi \epsilon \epsilon_0 E_\Gamma} \quad (25)$$

После подстановки численных значений получается величина $r_0 = 43$ Å.

Далее, используя (8) сделали оценку G_0 , затем из (21) оценку G_S и далее из (24) оценку $C = 0,0008$ см 2 К 3,5 . Отсюда получили температурную зависимость сечения рекомбинации электронов и дырок в количественном выражении (по формуле 16), которая представлена на рис. 6а.

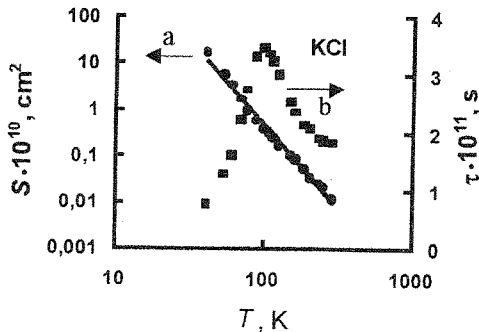


Рис. 6. а – Температурная зависимость сечения рекомбинации электронов и дырок S для кристалла KCl.

б – Температурная зависимость времени рекомбинации τ для кристалла KCl.

Кроме того, появляется возможность рассчитать температурную зависимость времени рекомбинации $\tau(T) = (\nu S n)^{-1}$, используя рассчитанные значения $S(T)$ и $n(T)$. Результат представлен на рис. 6б. Как видно $\tau(T)$ имеет немонотонный характер. С уменьшением температуры τ вначале возрастает из-за уменьшения квазистационарной концентрации электронов и дырок в результате увеличения вероятности рекомбинации в генетических парах. При $T < 100$ К, когда второй член в формуле (17) становится малым и скорость генерации носителей в основном определяется не зависящим от температуры членом G_S (см. ур.17), уменьшение концентрации электронов компенсируется возрастающим сечением рекомбинации.

Таким образом, на примере кристалла KCl можно сделать вывод, что предложенная модель удовлетворительно описывает экспериментальные результаты, по крайней мере до 50 К. Возможная причина расхождения эксперимента и расчета при $T < 50$ К на наш взгляд состоит в следующем. При $T < 50$ К на подвижность электронов начинает оказывать влияние рассеяние на F -центрах [12]. Мы использовали литературные данные для подвижности [12], полученные при малых концентрациях F -центров, что не соответствует нашей экспериментальной ситуации. Если при $T > 50$ К использование данных [12] корректно, то при $T < 50$ К необходимо вводить поправки в сторону уменьшения подвижности, что приведет к лучшему согласию модели с экспериментом в низкотемпературной области.

Количественная обработка результатов для кристаллов NaCl и KBr не проводилась, так как в этих случаях коэффициент δ отличен от 0,5 ($\delta = 0,59$ для NaCl и $\delta = 0,65$ для KBr) и необходимо учитывать процесс захвата электронов на стабильные радиационные дефекты и, следовательно, применение простой формулы (20) некорректно.

Отметим, что качественный характер экспериментальных результатов для этих кристаллов с определенной долей уверенности позволяет предположить, что рассмотренная модель применима для всех кристаллов с решеткой типа NaCl.

Работа выполнена при поддержке гранта МОиПО РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, В.В. Гаврилов, Р.Г. Дейч, С.А. Чернов. // ФТТ.-т.38.- 12.- 3521.- 1996.
2. Д.И. Вайсбурд, Б.Н. Семин, Э.Г. Таванов, С.Б. Матлис, И.Н. Балычев, Г.И. Геринг. Высокоэнергетическая электроника твердого тела. Новосибирск: Наука.-1982.- 227 с.
3. Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, В.Н. Швайко. в кн.: труды IX Международного совещания "Радиационная физика твердого тела" // МГИЭМ, Москва.- 2.- 1116.- 1999.
4. Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, В.Н. Швайко. // ФТТ.-т.39.- 11.- 1995 (1997).
5. Э.Д. Алукер, Д.Ю. Лусис, С.А. Чернов. Электронные возбуждения и радиолуминесценция щелочно-галогидных кристаллов. Зинатне. Рига.-1979.- 251 с.
6. J. D'Hertoghe, G. Jacobs. //Phys. Stat. Sol.- B95.- 1.- 291.- 1979.
7. R.T. Williams, Liu Hanli, G.P. Williams. // Rev. of Sol. State Science. -4.- 2.-3.- 445.- 1990.
8. Д.И. Вайсбурд, Г.А. Месяц, В.Л. Наминов, Э.Г. Таванов. // ДАН СССР.- 265.- 5.- 1113.- 1982.
9. Y. Kondo, M. Hirai, M. Ueta. // J. Phys. Soc. Jap.- 33.- 1.- 151.- 1972.
10. И.П. Денисов, В.Ю. Яковлев. // Изв. АН Латв. ССР. сер. физ. и тех. Наук.- 3.- 61.- 1990.
11. C.H. Seager, D. Emin. // Phys. Rev.- B2.- 8.- 3421.- 1970.
12. R.K. Ahrenkiel, F.C. Brown. Phys. Rev.- A36.- 1.- 223.- 1964.
13. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. Москва.-Наука.-1977.- 672 с.

Кемеровский государственный университет