

01;05

Особенности заполнения центров захвата электронами в диэлектрических материалах при интенсивном электронном облучении

© В.Д. Куликов

Томский политехнический университет,
634050 Томск, Россия
e-mail: vdkulikov@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 16 января 2006 г. В окончательной редакции 11 сентября 2006 г.)

Исследована эффективность процесса локализации неравновесных электронов центрами захвата в щелочно-галогидных кристаллах, кварце, полиметилметакрилате при импульсном электронном облучении с плотностью тока пучка до $\sim 20 \text{ A/cm}^2$. В основу оценки накопления захваченного заряда положены данные по электризации высокоомных материалов при электронном облучении. Показано, что в образцах диэлектриков происходит опустошение ловушек, захвативших термализованные электроны, за счет процесса ударной ионизации под действием первичных электронов пучка и вторичных электронов.

PACS: 77.84.-s

Введение

В чистых ионных соединениях исходными дефектами решетки являются дефекты Шоттки — катионные и анионные вакансии, дефекты Френкеля — ионные вакансии и ионы в междоузлии [1]. Дефекты создают локальные энергетические уровни в запрещенной зоне кристалла, на которых происходит захват свободных электронов и дырок. В стеклах, плавном и кристаллическом кварце захват носителей заряда связан с энергетическими уровнями хвостов функций плотности электронных состояний разрешенных зон, обусловленных наличием континуальной неупорядоченности [2,3].

Захват неравновесных электронов и дырок актуален для процессов радиационной электризации, радиационно-индуцированной проводимости, люминесценции. Особое значение захват носителей заряда приобретает при использовании интенсивных пучков заряженных частиц, когда происходит образование дополнительных центров захвата и возникает неопределенность в соотношении между количеством носителей заряда, локализованных центрами захвата, и свободных.

Возможным вариантом оценки соотношения между захваченными и свободными носителями заряда могут служить данные по электризации диэлектрика захваченными и свободными термализованными электронами пучка. В свою очередь, разделение электронов пучка на захваченные и свободные позволяет сделать теоретический расчет накопления свободного заряда в материале без ловушек [4].

В настоящей работе представлены результаты исследования эффективности процесса локализации неравновесных электронов центрами захвата в некоторых диэлектрических материалах при интенсивном импульсном электронном облучении. Для оценки накопления захваченного заряда использовалось сопоставление экспе-

риментальных и расчетных зависимостей электризации материала от плотности тока электронного пучка.

Радиационное накопление заряда в диэлектриках

Схема эксперимента по электризации диэлектриков электронным пучком приведена на рис. 1. Использовались образцы чистых монокристаллов KCl, NaCl, LiF, плавного и кристаллического кварца, полиметилметакрилата, выполненные в виде пластинок с поперечными размерами $40 \times 40 \text{ mm}$ и толщиной $\sim 0.3\text{--}1 \text{ mm}$. Электронный пучок имел параметры: средняя энергия ускоренных электронов $\sim 0.25 \text{ MeV}$, длительность импульса (на полувысоте) $\sim 18 \text{ ns}$, плотность тока I регулировалась в диапазоне $\sim 4\text{--}30 \text{ A/cm}^2$. Временные зависимости плотности тока электронного пучка $I(t)$

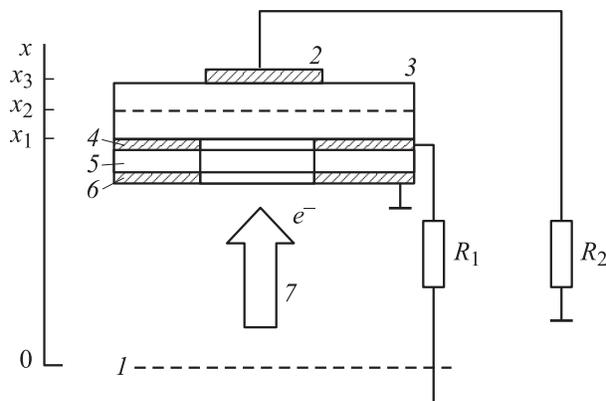


Рис. 1. Схема измерения токов в диэлектрике: 1, 2 — электроды, 3 — образец, 4 — коллектор электронов, 5 — изолятор, 6 — коллиматор, 7 — электронный пучок, $R_1 = R_2 = 4 \Omega$.

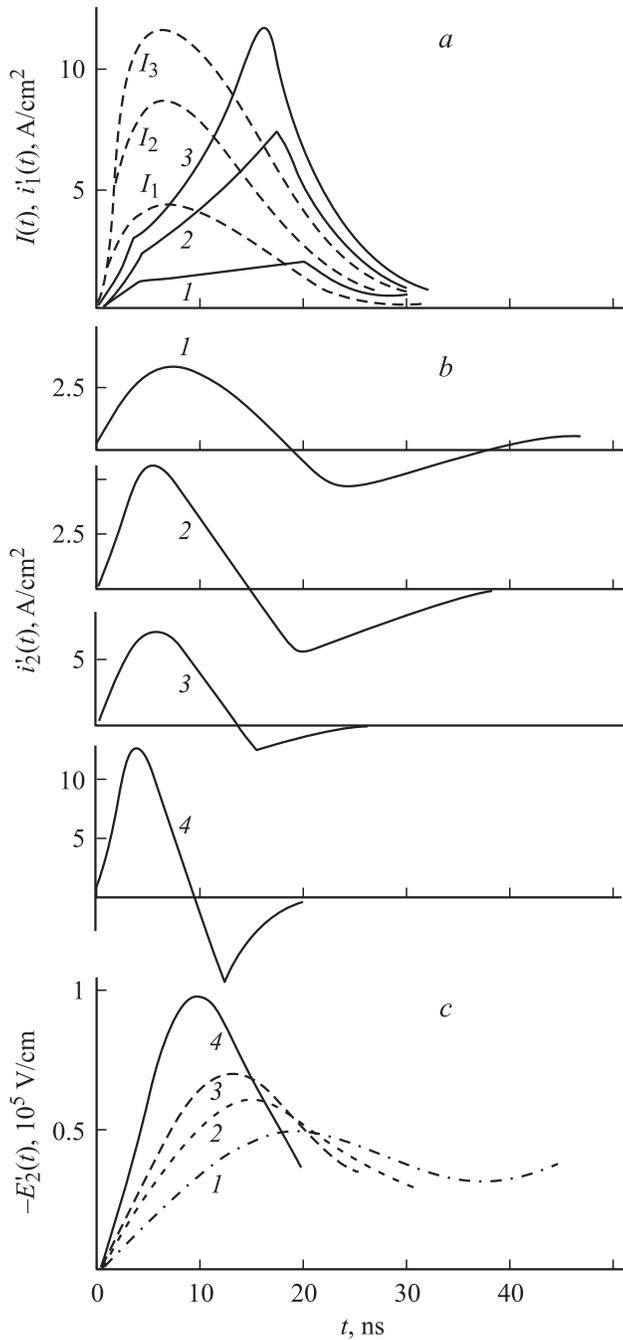


Рис. 2. Зависимости плотности токов проводимости $i_1'(t)$ (а), смещения $i_2'(t)$ (б) и напряженности электрического поля за границей пробега электронов $E_2'(t)$ (с) в образце LiF от плотности тока возбуждения. Кривые I_n — временные зависимости плотности тока пучка электронов (а), $E_2'(t)$ — получено интегрированием токов $i_2'(t)$ по времени. Кривые 1 — плотность тока возбуждения, 1; 2 — I_2 ; 3 — I_3 ; 4 — I_4 ($I = 22.5 \text{ A/cm}^2$).

приведены на рис. 2, а. Металлический коллиматор (диаметром 1.1 см) ограничивал размеры области облучения диэлектрика. Для сбора электронов, вытекающих из образца, был установлен коллектор электронов. Сопро-

тивление утечки R_1 было выбрано существенно меньше сопротивления облученного объема, чтобы исключить влияние R_1 на переходные процессы протекания тока в момент заряжения. Облучение проводилось при комнатной температуре в вакууме (0.13 Па). Пороговая чувствительность измерения тока составляла $\sim 0.5 \text{ A/cm}^2$, временное разрешение $\sim 0.2 \text{ ns}$ [4].

Для анализа экспериментальных результатов по электризации диэлектриков электронным пучком рассмотрим процесс накопления заряда в отсутствие захвата электронов ловушками.

В короткозамкнутой модели (рис. 1) роль переднего электрода 1 ($x = 0$) выполняет заземленная алюминиевая фольга. Второй заземленный электрод 2 находится на необлучаемой поверхности диэлектрика. Толщина образца ($x_3 - x_1$) и максимальный пробег электронов пучка в материале ($x_2 - x_1$) много меньше продольных размеров области облучения. Формирование объемного заряда описывается системой уравнений непрерывности (1) и Пуассона (2) [5], которые в одномерном приближении имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(x, t) = \frac{\partial}{\partial x} (I(x, t) - i(x, t)), \quad (1)$$

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{\rho(x, t)}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (2)$$

где $\rho(x, t)$ — объемная плотность заряда; $I(x, t) = I(x)I(t)$ — плотность тока электронов пучка в материале, представленная в виде произведения пространственной $I(x)$ и временной $I(t)$ составляющих; $E(x, t)$ — напряженность электрического поля, ϵ и ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость образца и электрическая постоянная, $i(x, t) = \sigma(x, t)E(x, t)$ — плотность тока проводимости, $\sigma(x, t)$ — радиационно-индуцируемая проводимость, t — время.

Начальным (3) и граничными (4) условиями задачи являются

$$E(x, t) = 0. \quad (3)$$

При $x = x_1$ имеем

$$E(x_1, t) = E_1(t); \quad i(x_1, t) = i_1(t);$$

при $x \geq x_2$ значения

$$I(x_1, t) = 0, \quad \sigma(x_2, t) = 0, \quad E(x_2, t) = E(x_3, t) = E_2(t), \quad (4)$$

где $E_1(t)$, $E_2(t)$ — напряженности электрического поля на облучаемой грани образца x_1 и за границей облучения x_2 соответственно, $i_1(t)$ — плотность тока проводимости на поверхности образца x_1 .

После несложных преобразований (1), (2) и интегрирования по координате x с использованием граничного условия (4) получаем уравнение для напряженности поля $E(x, t)$ в пространстве $(0 - x_3)$

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = I(x, t) - i(x, t) + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E_2(t)}{\partial t}. \quad (5)$$

Уравнение (5) содержит информацию о плотности токов, протекающих через электроды 1 и 2. В плоскости $x = 0$ с учетом граничных условий (4) ток $I_1(t)$ равен сумме токов проводимости и смещения

$$I_1(t) = i_1(t) + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_1(t)}{\partial t}. \quad (6)$$

При отличной от нуля радиационно-индуцированной проводимости и незначительной емкости зазора между электродом 1 и образцом составляющей тока смещения можно пренебречь и считать $I_1(t) \approx i_1(t)$.

В плоскости x_3 имеем только ток смещения $i_2(t)$

$$i_2(t) = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_2(t)}{\partial t}. \quad (7)$$

В соответствии с (5)–(7) можно записать

$$I(t) = I_1(t) + i_2(t). \quad (8)$$

Уравнение (5) дает возможность найти пространственную и временную зависимости напряженности электрического поля в области $(0-x_3)$. Однако решение уравнения (5) относительно $E(x, t)$ с произвольными $I(x, t)$, $\sigma(x, t)$ является сложной задачей.

Наиболее приемлемым для аналитического расчета кинетики накопления объемного заряда является метод равномерной объемной высокоэнергетической инжекции [6,7], в котором проводимость и диэлектрическая проницаемость в уравнении (5) не зависят от пространственной координаты.

Для нахождения $E_2(t)$ проинтегрируем уравнение (5) по координате x от $x = 0$ до x_3 , добавим и вычтем член $\sigma(t) \int_{x_2}^{x_3} E_2(t) dx$ и воспользуемся условием короткозамкнутости

$$\int_0^{x_3} E(x) dx = 0. \quad (9)$$

Получим

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_2(t)}{\partial t} = -\frac{1}{x_3} \int_0^{x_2} I(x, t) dx - \sigma(t) \frac{(x_3 - x_2)}{x_3} E_2(t). \quad (10)$$

Решение для $E_2(t)$ находим в виде

$$E_2(t) = -\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0 x_3} \left[\int_0^t \left(\int_0^{x_3} I(x, t') dx \right) \exp\left(\int_0^{t'} \frac{dt''}{\tau} \right) dt' \right] \times \exp\left(-\int_0^t \frac{dt'}{\tau} \right), \quad (11)$$

где $\tau = \varepsilon\varepsilon_0 x_3 / \sigma(t)(x_3 - x_2)$ — постоянная времени цепи.

Зависимость $E_{2m}(t_m)$ — временного экстремума функции $E_2(t)$ в момент времени t_m от плотности тока пучка

ка I , радиационной проводимости σ и геометрических размеров — имеет вид

$$E_{2m}(t_m) = \frac{1}{(x_3 - x_2)} \frac{\int_0^{x_2} I(x, t_m) dx}{\sigma(t_m)}. \quad (12)$$

Согласно (12), при увеличении $I(t)$ числитель растет линейно, радиационная проводимость в знаменателе, по данным экспериментальных исследований [8], изменяется пропорционально $\sim I^{0.5}$. В результате максимальное значение напряженности поля за границей облучения, в первом приближении, зависит от плотности тока пучка как $E_{2m} \sim I^{0.5}$. В уравнении (12) зависимость $E_{2m} \sim 1/(x_3 - x_2)$ отражает накопление заряда в эффективном конденсаторе, одной из обкладок которого служит инжектируемый отрицательный объемный заряд, а другой — металлический электрод 2 (рис. 1). Значение t_m определяется временной зависимостью импульса тока пучка и постоянной времени цепи зарядки образца τ .

Экспериментальные результаты и обсуждение

Теоретический анализ электризации диэлектриков электронным пучком позволяет интерпретировать экспериментальные токи, текущие через сопротивление R_1 и R_2 , как ток проводимости из облученного объема и ток смещения на необлучаемой поверхности диэлектрика, а с учетом площади облучаемой поверхности образца и электрода 2 оценить их плотность $i'_1(t)$ и $i'_2(t)$ соответственно. Характерный вид зависимости плотности токов проводимости $i'_1(t)$ и смещения $i'_2(t)$ от плотности тока пучка в образце LiF приведен на рис. 2, *a, b*. Плотность тока проводимости $i'_1(t)$ характеризует релаксацию заряда из образца. Следует отметить, что релаксация заряда начинается практически одновременно с действием облучения. Плотность тока смещения $i'_2(t)$ связана с инжекцией заряда в образец. Положительная составляющая $i'_2(t)$ соответствует накоплению заряда, смена направления протекания тока (отрицательная составляющая) — релаксации заряда (рис. 2, *b*). С увеличением плотности тока пучка I амплитуда $i'_2(t)$ растет, смена знака тока происходит в более ранние моменты времени. Для токов выполняется условие $I(t) \approx i'_1(t) + i'_2(t)$, что, в частности, позволяет считать основным каналом релаксации заряда, инжектированного в образец электронным пучком, электрическую цепь: коллектор электронов и сопротивление R_1 .

В данной методике временная зависимость напряженности электрического поля за границей пробега электронов $E'_2(t)$ получена интегрированием по времени $i'_2(t)$ в соответствии с условием (7). С ростом I экстремум функции $E'_2(t)$ смещается к началу координат, крутизна переднего фронта импульса напряженности поля и его максимальное значение E'_2 увеличиваются (рис. 2, *c*).

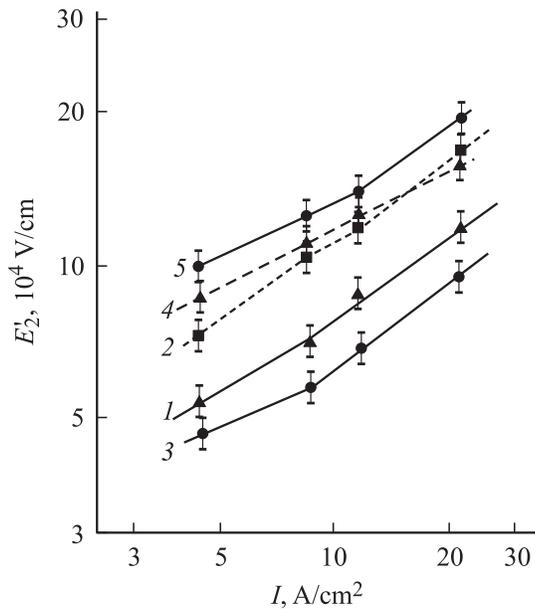


Рис. 3. Зависимость пиковой напряженности поля E'_2 в различных диэлектриках от плотности тока пучка I . В скобках указана толщина образцов, в мм: 1 — NaCl (0.75), 2 — KCl (0.5), 3 — LiF (0.75), 4 — SiO₂ (0.87), 5 — полиметилметакрилат (1.0).

Зависимость пиковой напряженности поля E'_2 в различных диэлектриках от плотности тока пучка иллюстрирует рис. 3. Величина E'_2 зависит от плотности тока пучка, толщины образцов и удельного сопротивления объема. В образцах NaCl и KCl при близких значениях наведенной радиационной проводимости [8] значение E'_2 выше в 1.8 раза у KCl, что в соответствии с условием (12) удовлетворительно согласуется с отношением $(x_3 \text{ NaCl} - x_2) / (x_3 \text{ KCl} - x_2) \approx 2$.

Согласно (12), при изменении удельной радиационной проводимости от плотности тока пучка по закону $\sigma(t) \sim I^{0.5}$ напряженность поля в отсутствие захвата электронов ловушками должна увеличиваться пропорционально $\sim I^{0.5}$. Такая зависимость удовлетворительно выполняется для образцов NaCl, KCl, LiF начиная с низких значений ($\sim 8.8 \text{ A/cm}^2$) плотности тока пучка. Для плавленного SiO₂ полиметилметакрилата напряженность поля увеличивается более сложным образом. В диапазоне изменения плотности тока 4.4–12 A/cm² напряженность поля пропорциональна $E'_2 \sim I^{0.4}$ и затем при 22.5 A/cm² стремится к зависимости $E'_2 \sim I^{0.5}$.

Полученная картина электризации материалов указывает на уменьшение локализации электронов центрами захвата с увеличением плотности тока пучка. Представляет интерес обсудить физическую природу механизма опустошения ловушек электронов и проявление этого эффекта в процессах радиационно-индуцированной проводимости и дефектообразования.

В общем случае концентрация центров захвата в диэлектрике складывается из структурных дефектов и создаваемых ионизирующим излучением.

В щелочно-галлоидных кристаллах концентрация дефектов Шоттки, по мнению авторов [1], не превышает $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. В стеклах за счет флуктуации плотности или напряженности внутренних электрических полей возникают хвосты функций плотности электронных состояний краев разрешенных зон. Так как пространственная ширина хвостов значительно больше межатомного расстояния, то возникает не дискретный, а квазинепрерывный спектр электронных состояний, глубина модуляции составляет $\sim 0.2\text{--}0.4 \text{ eV}$ [3].

Ионизирующее излучение генерирует в щелочно-галлоидных кристаллах неравновесные электроны и дырки [1,9]. Неравновесные дырки быстро (10^{-12} s) автолокализуются, образуя с соседними атомами конфигурацию типа X_2^- (X — атом галоида) — так называемый V_k -центр. Дырочные V_k -центры захватывают свободные электроны с образованием автолокализованных экситонов в одном из возбужденных состояний. В дальнейшем автолокализованные экситоны либо релаксируют в нижнее энергетическое состояние с последующим актом излучательной рекомбинации, либо из возбужденного состояния распадаются на пару радиационных дефектов F - и H -центров. Этот распад происходит за время $\sim 10^{-12} \text{ s}$. Короткоживущие пары дефектов с минимальным расстоянием между ними рекомбинируют за времена $\sim 10^{-8} \text{ s}$, более удаленные пары дефектов могут сохраняться в течение длительного времени, поскольку их рекомбинация связана с тепловым движением. Основным каналом захвата неравновесных электронов является захват на F -центры с образованием F^- -центров окраски.

Можно предположить, что опустошение структурных дефектов и F^- -центров связано с действием электрического поля. В сильном электрическом поле $\sim 10^4\text{--}10^5 \text{ V/cm}$ при возбуждении щелочно-галлоидных кристаллов, стекла, кристаллического кварца импульсным рентгеновским излучением наблюдается нелинейное увеличение радиационно-индуцированной проводимости в 1.5–2 раза [4,8,10–12]. В работах [4,11,12] было показано, что закон изменения проводимости в электрическом поле соответствует опустошению ловушек по механизму ударной ионизации ускоренными в электрическом поле электронами проводимости. Значения энергии активации центров захвата в кристаллах KCl, NaCl, CsI, KBr, KI составляют $\sim 0.03\text{--}0.05 \text{ eV}$, концентрация центров $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Концентрация F -центров в кристалле KBr при возбуждении рентгеновским излучением $\sim 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Однако полученные значения энергии активации центров захвата значительно меньше энергии ионизации F - и F^- -центров окраски как из основного ($\sim 1.5\text{--}2 \text{ eV}$), так и из возбужденного состояний ($\sim 0.1 \text{ eV}$) [13].

Наиболее вероятно, что наблюдаемые центры захвата электронов в щелочно-галлоидных кристаллах являются

бывакансиями, образованными близкими катионными и анионными вакансиями [4]. Процесс нагревания кристалла CsI в воздушной атмосфере при температуре 600°C в течение 1 h с последующим резким охлаждением до комнатной температуры приводил к увеличению поглощения в α -полосе (α -полоса — область поглощения ионов галоида, расположенная рядом с анионной вакансией [1]) в ~ 1.2 раза и уменьшению плотности тока проводимости в ~ 3 раза. Этот факт можно объяснить разделением бивакансий и захватом свободных носителей на анионные вакансии с образованием F -центров окраски. Нагрев образца KBr в течение 3 h при температуре 600°C не приводил к изменению значений ни поглощения в α -полосе, ни проводимости [4], что является следствием более высокой энергии активации движения анионных вакансий в KBr ~ 0.92 eV по сравнению с ~ 0.39 eV в CsI [1].

В группе материалов (кристаллический кварц, стекло K208) электроны, вероятно, захватываются на хвосты функции плотности электронных состояний. Основной причиной модуляции являются флуктуации плотности, обусловленные вариациями длин химических связей [3]. По данным [4,11], энергии активации выхода вольтамперных характеристик (ВАХ) на омическую зависимость составляет для кристаллического кварца ~ 0.1 и ~ 0.2 eV для стекла K208.

Возбуждение щелочно-галоидных кристаллов наносекундным и пикосекундным электронными пучками начиная с плотности тока 1–2 [10] и ~ 30 A/cm² [8] соответственно приводит ВАХ к линейному виду. Вероятно, существующий механизм перевода электронов в зону проводимости не зависит от действия электрического поля $\sim 10^4$ – 10^5 V/cm.

Исследования процесса дефектообразования в щелочно-галоидных кристаллах при облучении интенсивным наносекундным электронным пучком (параметры пучка аналогичны упомянутым выше) представлены в работе [14]. При температуре кипения жидкого азота происходит генерация короткоживущих F -центров, время жизни которых сравнимо с длительностью электронного возбуждения, и стабильных F -центров, связанных с наличием пространственно разделенных F -, H -пар. При комнатной температуре в доминирующем количестве проявляются стабильные F -центры, выход которых при облучении электронным пучком достаточно высок и составляет по данным оптического поглощения ~ 0.1 на одну электронно-дырочную пару (число электронно-дырочных пар = энергия пучка в импульсе / $1.5 \cdot W_g$, где W_g — ширина запрещенной зоны кристалла). Так, в кристалле KCl в момент облучения электронным импульсом с плотностью тока ~ 5 A/cm² концентрация F -центров $\sim 5 \cdot 10^{16}$ cm⁻³.

Существенно отметить, что с увеличением плотности тока пучка выход короткоживущих F -центров η_F и автолокализованных экситонов η_e , как было показано в работе [14], уменьшается (рис. 4). Наиболее значительное снижение выхода центров в 3–4 раза происходит

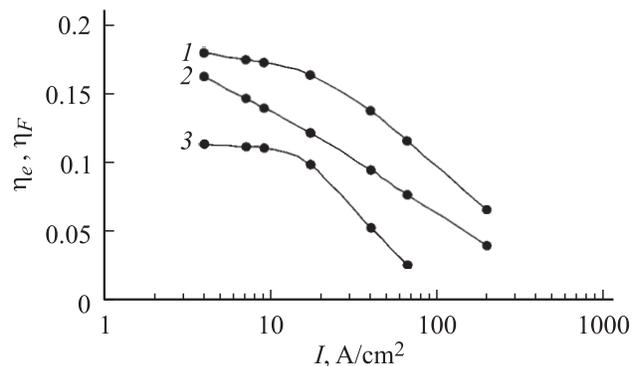


Рис. 4. Зависимости выхода автолокализованных экситонов η_e в кристаллах CsBr (1), KI (2) и короткоживущих F -центров η_F в KCl (3) от плотности тока пучка I при 80 K [14].

начиная с плотности тока пучка ~ 20 и до 200 A/cm². Для автолокализованных экситонов зависимость η_e от плотности тока в кристалле CsBr составляет $\sim I^{-0.79}$ (кривая 1), в KI $\eta_e \sim I^{-0.78}$ (кривая 2) и для выхода короткоживущих F -центров окраски в кристалле KCl $\eta_F \sim I^{-1.1}$ (кривая 3). Выход стабильных F -центров окраски в кристалле KCl в диапазоне плотности тока пучка от 10 до 60 A/cm² увеличивается в 2.3 раза (от 0.012 до 0.027), в кристалле CsBr в области 10–200 A/cm² практически не меняется (от 0.014 до 0.015). Таким образом, уровень концентрации короткоживущих F -центров и автолокализованных экситонов, пропорциональный $\sim \eta I$, слабо меняется в диапазоне плотности тока от 20 до ~ 200 A/cm².

Авторы [14] считают, что обнаруженное явление резкого снижения выхода релаксированных автолокализованных экситонов и короткоживущих F -центров в щелочно-галоидных кристаллах с ростом плотности возбуждения обусловлено захватом части электронов не термализованными V_k -центрами, а находящимися в колебательно-возбужденном состоянии. Образование экситонов с избытком стартовой колебательной энергии, вероятно, повышает реализацию безызлучательных распадов, ведущих к рождению стабильных F -центров, по сравнению с переходами в релаксированное состояние автолокализованных экситонов.

В плавленом и кристаллическом кварце под действием ионизирующего излучения эффективно образуются короткоживущие центры окраски, однако радиационное накопление F -центров достаточно мало за счет высокой скорости аннигиляции дефектов [1,3,15].

Модель освобождения ловушек

По нашему мнению, при интенсивном электронном облучении процесс освобождения электронов, локализованных структурными центрами и F -центрами окраски, обусловлен ударной ионизацией электронами пучка и вторичными электронами, энергия которых сравнима со значением ширины запрещенной зоны диэлектриков.

Рассмотренное выше разрушение короткоживущих F -центров и автолокализованных экситонов (рис. 4) можно интерпретировать с позиции их ионизации вторичными электронами. Вероятно, и при 295 К, именно в момент облучения, происходит разрушение стабильных F -центров, уровень концентрации которых (соответствующий $\sim 20 \text{ A/cm}^2$) затем слабо меняется от плотности тока пучка. В явлении радиационной проводимости ионизация центров захвата проявляется в уменьшении уровня локализации носителей заряда.

Можно показать, что с увеличением плотности тока пучка заселенность ловушек уменьшается. В процессе облучения на ловушки с концентрацией N_t захватываются как первичные, так и вторичные термализованные электроны. Количество вторичных электронов превышает количество первичных в $\sim 10^3 - 10^3$ раз, но их захват не нарушает электронейтральность образца. Концентрацию термализованных вторичных электронов можно представить в виде $G_e \tau_0$, где G_e — объемная скорость генерации носителей заряда, τ_0 — время жизни электрона в термализованном состоянии. Ионизация заполненных ловушек осуществляется вторичными электронами, находящимися на стадии термализации, с концентрацией $G_e \tau_1$, где τ_1 — время термализации. Запишем кинетическое уравнение для концентрации электронов на ловушках Δn в виде

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = (N_t - \Delta n) G_e \tau_0 v_T s_0 - \Delta n G_e \tau_1 v_1 s_1. \quad (13)$$

В правой части (13) первое слагаемое описывает захват носителей, второе — опустошение ловушек; $(N_t - \Delta n)$ — концентрация пустых ловушек; v_T и v_1 — тепловые скорости электронов в термализованном состоянии и на стадии термализации; s_0, s_1 — сечения захвата и ионизации ловушки электроном соответственно. В квазистационарном случае

$$\Delta n = \frac{N_t \tau_0 v_T s_0}{\tau_1 v_1 s_1 (\tau_0 v_T s_0 / \tau_1 v_1 s_1 + 1)}. \quad (14)$$

Для щелочно-галоидных кристаллов средняя энергия термализованных электронов при температуре, близкой к 300 К, составляет $\sim 0.02 \text{ eV}$, а для вторичных электронов на стадии генерации $\sim 6 \text{ eV}$. Учитывая, что тепловая скорость электронов пропорциональна корню квадратному их энергии, отношение $v_T/v_1 \approx 0.06$. Время термализации электронов в зоне проводимости диэлектрика $\tau_1 \sim 10^{-12} \text{ s}$ [2], время жизни электронов в зоне проводимости кристалла KCl при возбуждении электронным пучком плотности $\sim 100 \text{ A/cm}^2$ $\tau_0 \sim 10^{-11} \text{ s}$ [8]. Так как захват электронов происходит, как правило, на нейтральные центры, а ионизация связана с заряженным центром, то $s_0/s_1 \leq 0.1$ [2], значение $\Delta n \approx 0.04 N_t$. С увеличением плотности тока пучка время термализации электронов в зоне проводимости диэлектрика τ_1 остается неизменным, но за счет уменьшения времени жизни

носителей в термализованном состоянии захваченный на ловушках заряд уменьшается. При плотности тока пучка $\sim 300 \text{ A/cm}^2$ с учетом квадратичной рекомбинации электронов и дырок время жизни $\tau_0 \sim I^{-0.5}$, что дает $\tau_0 \sim 0.6 \cdot 10^{-11} \text{ s}$, $\Delta n \approx 0.028 N_t$. С ростом плотности тока пучка Δn будет уменьшаться пропорционально $\sim I^{-0.5}$.

Если разложить напряженность поля в диэлектриках (рис. 3) на две составляющие (за счет накопления свободного заряда и захваченного ловушками) и считать, что при $\sim 22.5 \text{ A/cm}^2$ долей захваченного заряда можно пренебречь, то в области $I = 4.4 \text{ A/cm}^2$ отношение значений захваченного заряда к свободному в образце LiF составляет 0.13, в образцах плавленного SiO₂ и полиметилметакрилата достигает ~ 0.3 .

Заключение

Показано, что при облучении интенсивным электронным пучком щелочно-галоидных кристаллов, кварца, полиметилметакрилата происходит эффективное опустошение ловушек, захвативших термализованные электроны. Предложена модель освобождения ловушек, захвативших электроны, основанная на процессе ударной ионизации под действием первичных электронов пучка и вторичных электронов. Опустошение ловушек и разрушение F -центров окраски позволяет рассматривать радиационные процессы электризации и проводимости с позиции поведения термализованных электронов пучка и вторичных электронов в зоне проводимости диэлектрика. Значительный уровень ионизации F -центров и автолокализованных экситонов способен существенно менять характеристики поглощения света и интенсивности свечения в оптических материалах при облучении мощным электронным пучком.

Список литературы

- [1] Луцик Ч.Б., Луцик А.Ч. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. М.: Наука, 1989. 363 с.
- [2] Эланго М.А. Элементарные неупругие радиационные процессы. М.: Наука, 1988. 152 с.
- [3] Силинь А.Р., Закус Ю.Р. // Изв. АН Латвии. Сер. физич. и техн. наук. 1987. № 5. С. 68–73.
- [4] Куликов В.Д. Электризация высокоомных материалов в мощных полях импульсной радиации. Томск: Изд-во ТГУ, 2004. 176 с.
- [5] *Электреты* / Под ред. Г. Сеслера. М.: Мир, 1983. 486 с.
- [6] Евдокимов О.Б. // Изв. вузов. Физика. 1976. № 3. С. 7–12.
- [7] Евдокимов О.Б., Соловьев Ю.А. // Изв. вузов. Физика. 1980. № 5. С. 96–98.
- [8] Адуев Б.П., Швайко В.Н., Фомченко В.М. // Изв. Томского политехн. ун-та. 2000. Т. 303. Вып. 2. С. 26–34.
- [9] Fujiwara H., Susuki T., Tanimura K. // J. Phys.: Condens. Mater. 1997. N 9. P. 923–936.

- [10] *Высокоэнергетическая электроника твердого тела* / Под ред. Д.И. Вайсбурда. Новосибирск: Наука, 1982. 225 с.
- [11] Куликов В.Д., Лисюк Ю.В. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 9. С. 51–56.
- [12] Куликов В.Д. // Изв. вузов. Физика. 2001. № 7. С. 62–65.
- [13] Парфианович И.А., Пензина Э.Э. Электронные центры окраски в ионных кристаллах. Иркутск: ИГУ, 1977. 208 с.
- [14] Лисицын В.М., Корепанов В.И., Яковлев В.Ю. // Изв. вузов. Физика. 1996. № 11. С. 5–29.
- [15] Гриценко Б.П., Лисицын В.М., Степанчук В.Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 2. С. 393–396.