

05;06;12

Ток проводимости в структуре металл—диэлектрик—металл

© В.Д. Куликов

Томский политехнический университет,
634050 Томск, Россия
e-mail: kulikov@tpu.ru

(Поступило в Редакцию 25 ноября 2003 г.)

Рассмотрен процесс протекания тока проводимости в структуре металл-диэлектрик-металл при рентгено- и фотовозбуждении. Исследовано накопление положительного заряда у отрицательного электрода в кристаллах KBr, CsI. Для оценки величины приповерхностного заряда предложена методика рентгено- и фоторазрядного тока. Показано, что значения заряда, переносимого током проводимости и измеренного по сигналу разрядного тока, удовлетворительно совпадают. Сделаны оценки времени жизни приповерхностных зарядов дырок и анионных вакансий, значения напряженности электрического поля на переходе металл-диэлектрик. Предполагается, что электронейтральность образца устанавливается за счет движения электронов с поверхности в объем по дислокациям.

Введение

Структуры металл-диэлектрик-металл широко используются в оптоэлектронных приборах, в экспериментах по исследованию свойств радиационно-индуцированной проводимости высокоомных материалов. В соединениях металл-полупроводник-металл удается получить омические контакты и протекающий через структуру ток является сквозным током за счет инжекции электронов из металлического электрода. В структурах металл-диэлектрик-металл при большой ширине запрещенной зоны диэлектриков (6–14 eV) на границе металл-диэлектрик возникает неомический контакт, препятствующий переходу электронов из металла в диэлектрик. Свободные носители создаются в самом кристалле, и омический ток связан с движением неравновесных носителей в электрическом поле. Второй контакт диэлектрик-металл позволяет электронам покидать образец. При протекании тока проводимости на границе раздела металл-диэлектрик формируется положительно заряженный слой дырок за счет ухода электронов в глубь образца. При отсутствии инжекции с электрода положительный заряд дырок равен вытекшему заряду электронов. Приповерхностный заряд дырок экранирует внешнее электрическое поле и возникает проблема снижения и полного прекращения тока проводимости в образце. В условиях большой напряженности поля $\sim 10^6$ V/cm в области перехода картина протекания тока может быть более сложной за счет появления таких эффектов, как туннелирование электронов из металлического электрода, электрический пробой и т.д. В настоящее время в литературе отсутствуют количественные данные по амплитуде и пространственно-временному распределению электрического поля и заряда для структур металл-диэлектрик-металл в процессе генерации тока проводимости. Такая ситуация объясняется, в частности, отсутствием соответствующих экспериментальных методик оценки заряда и поля в диэлектриках и сложностью теоретических расчетов.

Перспективным методом исследования поверхностных зарядов является фотоэлектрический метод, основанный на изменении потенциала поверхности полупроводника при облучении ее квантами света. При экстремально больших уровнях освещения (10^{20} – 10^{22} q/cm²s) происходит полная экранировка всех внешних полей неравновесными носителями и полное спрямление зон на поверхности [1].

Цель данной работы — исследование процесса накопления положительного заряда на границе металл-щелочно-галогенидный кристалл при протекании тока проводимости: оценки величины приповерхностного заряда, значения напряженности электрического поля на переходе металл-диэлектрик, времени экранировки поля в образце, выяснение механизма установления электронейтральности образца. За основу метода измерения поверхностного заряда в диэлектриках взят фотоэлектрический метод.

Методика измерений

Схема измерения вольт-амперных и фотоэлектрических характеристик приведена на рис. 1, а. В работе использовались чистые монокристаллы KBr, CsI, выращенные из расплава соли марки ОСЧ. Образцами служили тонкие пластинки с поперечным размером 15 × 15 mm и толщиной ~ 300 – 350 μm. На образцы напылялись или наклеивались из фольги с помощью герметика (кремнийорганическое соединение) Al электроды диаметром 8 mm и охранное кольцо для предотвращения поверхностного протекания тока. Идентичным образом Al электроды наклеивались на металлическую подложку и определялась емкость контакта $C_1 \approx 2.5 \cdot 10^{-11}$ F. Толщина слоя герметика $d \approx 60$ μm. Использовались также контакты в виде электрода-сетки, которые прижимались к образцу.

Методика измерения вольт-амперных характеристик при рентгено- и фотовозбуждении описана в рабо-

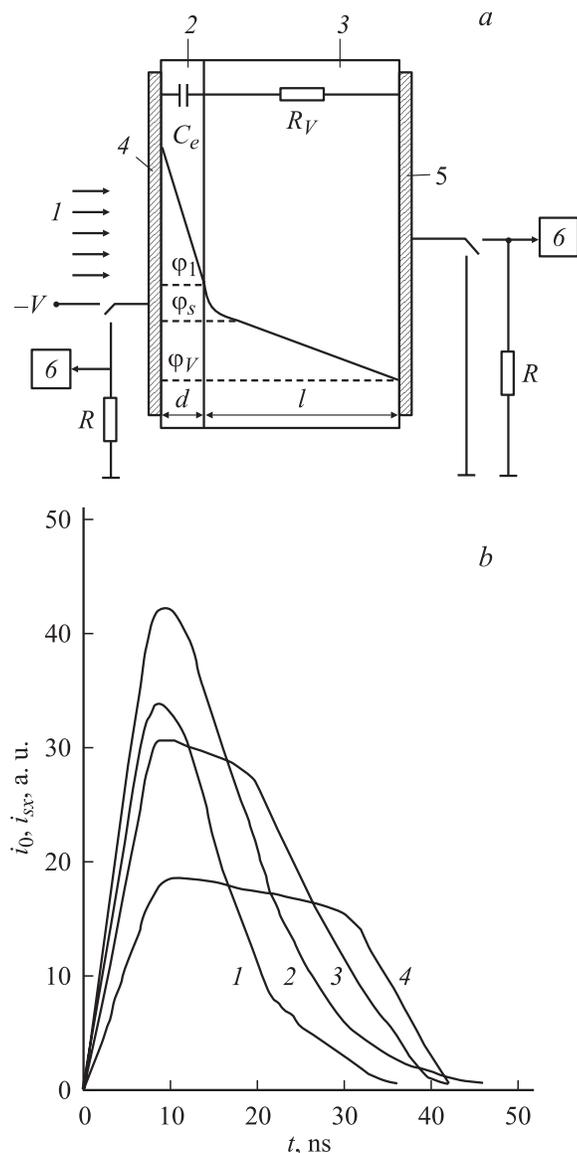


Рис. 1. *a* — схема эксперимента: 1 — рентгеновское излучение; 2 — герметик; 3 — образец щелочно-галогидного кристалла; 4, 5 — электроды; 6 — осциллограф, $R = 50 \Omega$ — сопротивление нагрузки. *b* — импульсы плотности тока проводимости i_0 при значениях напряженности поля $2 \cdot 10^4$ (1), $5 \cdot 10^4$ В/см (2) и разрядного тока i_{sx} с напыленного (3) и напыленного (4) электродов образца КВг при рентгеновском возбуждении.

тах [2,3]. Рентгеновское излучение генерировалось при облучении Al мишени толщиной $\sim 300 \mu\text{m}$ пучком электронов с параметрами: максимальная энергия электронов ~ 0.3 MeV, длительность импульса (на полувысоте) $\Delta t \sim 20$ ns, плотность тока ~ 300 А/см². Минимальный интервал между импульсами ~ 40 s. Объемная плотность генерации носителей G в щелочно-галогидных кристаллах составляла $\sim 10^{23}$ см⁻³ · с⁻¹. К электроду 4 образца (рис. 1, *a*) прикладывалось импульсное напряжение V длительностью $\sim 20 \mu\text{s}$ отрицательной

полярности. Через $\sim 8 \mu\text{s}$ после подачи напряжения генерировался импульс электронов.

При измерении фотопроводимости для создания центров окраски образец облучался рентгеновским импульсом. Начальная концентрация F -центров окраски в КВг составляла $\sim 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³ [2]. Затем через 10 s прикладывался импульс напряжения и фотоимпульс. В эксперименте использовался одномодовый лазер на YAG:Nd. Межэлектродное пространство образца освещалось либо через боковую грань, либо через контакт-сетку. Флюэенс энергии излучения лазера на основной длине волны $1.06 \mu\text{m}$ в месте расположения образца составлял ~ 0.04 Дж/см² при длительности импульса (на полувысоте) ~ 30 ns. На основной длине волны возбуждались F^- -центры окраски. Для возбуждения F -центров излучение лазера преобразовывалось с помощью кристалла ниобата лития во вторую гармонику с длиной волны $0.53 \mu\text{m}$ (плотности потока частиц $\sim 10^{24}$ q/см² · s).

В структуре металл–диэлектрик–металл (рис. 1, *a*) приложенное напряжение при генерации импульса тока проводимости делится между составляющими

$$\varphi_1 + \varphi_s + \varphi_v + \varphi_R = V, \quad (1)$$

где φ_1 , φ_s , φ_v , φ_R — падение потенциала в слое герметика, значение потенциала на поверхности образца, падение потенциала в объеме образца и на сопротивлении R соответственно.

В первом приближении для описания переходных процессов в системе можно ввести эффективный конденсатор C_e , образованный положительным зарядом в образце и отрицательным зарядом электронов в металлическом электроде 4. Для структуры с напыленным электродом пренебрегаем величиной φ_s по сравнению с φ_1 и падение потенциала в эффективном конденсаторе $\varphi_e = \varphi_1$, для напыленного электрода $\varphi_e \approx \varphi_s$. Уравнение (1) представится в виде

$$\frac{Q}{C_e} + i(R_v + R) = V, \quad (2)$$

где Q — плотность заряда на обкладке конденсатора, $i = \partial Q / \partial t$ — плотность тока в структуре, R_v — сопротивление объема образца.

Решение (2) на стадии накопления заряда имеет вид $Q = C_e V [1 - \exp(-t/\tau_1)]$, где $\tau_1 = (R_v + R)C_e$ — постоянная времени цепи. Постоянная времени цепи определяет время экранировки поля в структуре металл–диэлектрик–металл. Полная экранировка поля наступает при временах $\sim 3\tau_1$. При длительности импульса радиации $\Delta t \ll \tau_1$ плотность тока $i \approx V/R_v(1 - t/\tau_1)$ близка к постоянному значению. После окончания действия облучения и внешнего напряжения на электроде 4 находится отрицательный заряд, компенсирующий положительный заряд в объеме образца. Падение потенциала φ_e можно измерить, например, разряжая C_e через последовательно соединенные сопротивления R_v и R . Выражение, описывающее кинетику плотности тока разряжения

конденсатора C_e , имеет вид $i_s = Q_s \tau_1^{-1} \exp(-t/\tau_1)$, где $Q_s = C_e \varphi_e$ — плотность заряда на электроде 4. Начальная амплитуда $i_s \approx \varphi_e / (R_v + R)$, время релаксации заряда $\sim \tau_1$. В диэлектриках даже при облучении $R_v \gg R$ и на сопротивлении R выделится небольшая часть φ_e . В данном случае для оценки φ_e можно воспользоваться зависимостью $\varphi_e = Q_s / C_e$. Плотность заряда Q_s определяется интегрированием по времени либо плотности разрядного тока i_s , стекающего с электрода 4 при облучении, либо плотности тока i . На границе раздела металл–диэлектрик

$$Q_s = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E_1 = \varepsilon \varepsilon_0 E_s, \quad (3)$$

где $\varepsilon_1 \varepsilon_0$, $\varepsilon \varepsilon_0$ — абсолютные диэлектрические проницаемости герметика и кристалла; E_1 , E_s — напряженности поля в слое герметика и на поверхности кристалла соответственно.

Методика измерения разрядного тока в образцах КВr, CsI состояла в следующем: после протекания импульса тока проводимости электрод 4 отсоединялся от источника напряжения и подключался к осциллографу, а электрод 5 подключался на землю (рис. 1, а). Структура облучалась рентгеновским импульсом, и измерялась плотность рентгеновского тока i_{sx} , протекающего через сопротивление R . Время измерения ~ 40 с.

Фотоэлектрические измерения проводились на образцах КВr. Положительно заряженные вакансии возникают и накапливаются при ионизации F -центров окраски светом. При возбуждении F^- -центров возникает слой F -центров. После импульса фототока электрод 4 подключался к осциллографу, а электрод 5 — на землю. Затем подавался лазерный импульс и измерялась плотность фоторазрядного тока i_{sp} . Время измерения ~ 10 с.

Полярность импульсов рентгено- и фоторазрядного тока соответствовала стеканию отрицательного заряда с электрода 4.

В кристалле КВr существует возможность релаксации приповерхностного заряда, например дырок при облучении импульсом рентгеновского излучения или света. Значения пиковой амплитуды рентгено- и фоторазрядного тока удовлетворительно совпадали.

Исследование исходной поверхности образцов методом разрядного тока в пределах точности эксперимента показало отсутствие начального изгиба зон. Не обнаружено появление изгиба зон и при раздельном действии облучения или внешнего напряжения до $\sim 5 \cdot 10^4$ В/см.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Согласно данным работ [4–6], в щелочно-галоидных кристаллах после действия ионизирующего излучения дырки быстро (10^{-12} с) автолокализуются, образуя с соседними атомами конфигурацию типа X_2^- (X — атом

галоида) — так называемый V_k -центр. 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: $F-H$ -центров окраски. Этот распад происходит за времена $\sim 10^{-11}$ с. F -центр представляет собой положительно заряженную анионную вакансию, локализовавшую электрон. F -центр, захватив электрон, образует F^- -центр окраски. В зарядовом отношении F -центр нейтрален, F^- -центр имеет отрицательный заряд [5]. Подвижность дырок близка к нулю. В проводимости участвуют свободные электроны до момента их рекомбинации с V_k -центрами или захвата на F -центры и исходные дефекты кристалла. Исходными дефектами в щелочно-галоидных кристаллах можно считать бивакансии — близкие анионные и катионные вакансии [6].

В кристаллах КВr, CsI время жизни F - и F^- -центров окраски после рентгеновского возбуждения, а также время жизни приповерхностных зарядов дырок и анионных вакансий после протекания рентгено- и фототока оценивалось по спаду пиковой амплитуды импульсов тока фотопроводимости и разрядного тока, измеренных через разное время после импульса возбуждения. Уменьшение сигналов во времени удовлетворительно описывается экспоненциальной зависимостью $\sim \exp(-t/\tau_2)$, где τ_2 — время жизни частиц. Время жизни F -центров составляло ~ 4.8 min. Исключением являлось поведение фотопроводимости при возбуждении F^- -центров. Наблюдалось нарастание фототока в течение ~ 4.8 min, затем медленное падение. Такое явление можно объяснить перезарядкой F - и F^- -центров окраски. Наиболее быстро уменьшалось значение заряда дырок. При комнатной температуре в кристалле КВr как для напыленного, так и наклеенного электрода $\tau_2 \sim 2.1$ min. В образцах CsI время жизни приповерхностного заряда дырок менее ~ 40 с, однако при температуре кипения жидкого азота τ_2 увеличивалось до ~ 13 min. Время жизни приповерхностного заряда анионных вакансий наиболее длительное ~ 20 min.

В эксперименте не обнаружен сигнал фоторазрядного тока после фотоионизации F^- -центров, что согласуется с отсутствием заряда у поверхностного слоя нейтральных F -центров окраски.

Зависимости пиковой амплитуды плотности тока проводимости i_0 и разрядных токов i_{sx} , i_{sp} от напряженности электрического поля E для образцов КВr и CsI представлены на рис. 2. На пластинке КВr один из контактов был напылен, другой наклеен, на пластинке CsI оба контакта наклеены. Различия в значениях плотности рентгеновского тока при облучении со стороны напыленного и наклеенного контактов не превышали 10%. Измерения образца CsI выполнены при температуре жидкого азота. Вольт-амперные характеристики кристаллов КВr, CsI (кривые 1, 4 на рис. 2, а, б) в

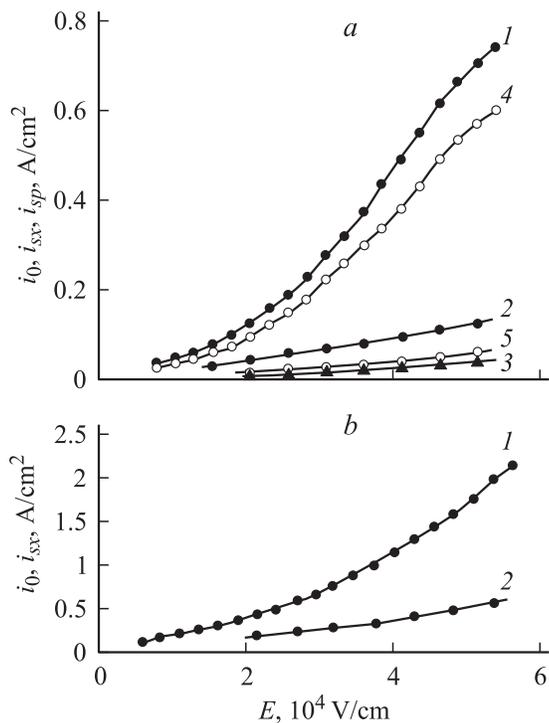


Рис. 2. Зависимости плотности тока проводимости i_0 (1, 4) и разрядных токов i_{sx} (2, 3), i_{spr} (5) от напряженности электрического поля в кристаллах KBr (a) и CsI (b). 1–3 — при рентгеновском возбуждении; 4, 5 — при лазерном возбуждении в полосе поглощения F -центров окраски. Амплитуда (3) увеличена в два раза.

диапазоне от $2 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^4 V/cm$ нелинейны. Начиная с некоторого характерного значения $E \sim 5 \cdot 10^4 V/cm$, кривые выходят на зависимость, близкую к омической. Импульс тока при значениях $E \sim 2 \cdot 10^4 V/cm$ (рис. 1, b) ограничен по длительности временем рентгеновского излучения. С увеличением напряженности поля после окончания рентгеновского импульса появляется инерционная составляющая тока. Нелинейный ход вольт-амперных характеристик кристаллов KBr, CsI в полях $10^4 - 10^5 V/cm$, наиболее вероятно, связан с повышением концентрации носителей за счет перевода электронов по механизму ударной ионизации с центров захвата в зону проводимости диэлектрика. По результатам оценок [7] в CsI энергия активации центров составляет $\sim 0.05 eV$, концентрация — $\sim 10^{14} cm^{-3}$. Возможно, что центрами захвата являются исходные дефекты кристалла — близкие анионные и катионные вакансии. Нагрев кристалла CsI при $600^\circ C$ в течение 1 h привел к увеличению поглощения в α -полосе в ~ 1.2 раз (α -полоса — область поглощения ионов галоида, расположенных рядом с анионными вакансиями [6]), при этом плотность тока проводимости уменьшалась в ~ 3 раза. Этот факт можно объяснить разделением бивакансий и захватом электронов на анионные вакансии с образованием F -центров окраски. Нагрев образца KBr в течение 3 h при температуре $600^\circ C$ не привел к изменению значений ни

поглощения в α -полосе, ни проводимости, что является следствием более высокой энергии активации движения анионных вакансий в KBr $\sim 0.92 eV$ по сравнению с $\sim 0.39 eV$ в CsI [6].

Стационарная концентрация электронов n_0 (так как время жизни носителей $\sim 10^{-11} - 10^{-9} s$ [2–4] меньше длительности импульса возбуждения) оценивалась из уравнения $i_0 = en_0 \mu E$, где e — заряд и μ — подвижность электрона; для μ использовались данные [5, 8]. В случае рентгеновского возбуждения KBr на нелинейном участке вольт-амперных характеристик концентрация носителей увеличивалась в 2.6 раза от $\sim 1.6 \cdot 10^{12}$ до $\sim 4.2 \cdot 10^{12} cm^{-3}$. В кристалле CsI при 77 K концентрация n_0 менялась соответственно от $2.4 \cdot 10^{11}$ до $\sim 4.2 \cdot 10^{11} cm^{-3}$. Фотовозбуждение F -центров окраски в KBr при $E \sim 5 \cdot 10^4 V/cm$ создавало $n_0 \sim 3.3 \cdot 10^{12} cm^{-3}$. Большое значение n_0 при фотовозбуждении обусловлено значительным временем жизни электронов в зоне проводимости диэлектрика ($\sim 10^{-9} s$ [2]), что является следствием линейной рекомбинации носителей при захвате на центры окраски.

Имеющиеся данные по радиационно-индуцированной проводимости позволяют оценить значения постоянной времени цепи $\tau_1 \sim C_1 R_v$. При $E \sim 5 \cdot 10^4 V/cm$ в пике проводимости KBr $R_v \approx 4.4 \cdot 10^3 \Omega$ получаем $\tau_1 \approx 10^{-7} s$, в CsI $R_v \approx 1.8 \cdot 10^3 \Omega$ и время $\tau_1 \approx 4.2 \cdot 10^{-8} s$. Значения τ_1 превышают время выхода импульса тока на максимальное значение $\sim 10 ns$ в KBr и CsI в 10 и 4 раза соответственно. Можно считать, что основная часть внешнего напряжения падает в объеме диэлектрика.

К амплитудным и временным свойствам плотности рентгенозарядного i_{sx} и фоторазрядного i_{spr} токов можно отнести следующие. Плотность тока i_{sx} и i_{spr} (рис. 2, a, b) для кристаллов KBr, CsI с наклеенным контактом (кривые 2, 5) и с напыленным (кривая 3) с ростом напряженности электрического поля увеличивается несколько сверхлинейно. Известное время жизни приповерхностного заряда τ_2 позволяет оценить плотность тока i_{sx}, i_{spr} на момент завершения формирования заряда. Амплитуда i_{sx} при релаксации заряда дырок в KBr должна превышать измеренное значение в 1.4 раз, в CsI — в 1.1 раз и при релаксации анионных вакансий i_{spr} имеет практически неизменное значение. В рамках модели RC-цепи после протекания тока проводимости можно оценить отношение амплитудных значений плотности тока разряда к плотности тока в структуре $i_{sx}/i \approx \Delta t/\tau_1$ (R_v взято при $E \sim 2 \cdot 10^4 V/cm$), которое составляет для KBr ~ 0.1 и для CsI ~ 0.25 . Экспериментальные отношения пиковых амплитуд i_{sx} и i_{spr} к i_0 в области высокой напряженности поля $E \sim 5 \cdot 10^4 V/cm$ в KBr с наклеенным контактом ~ 0.2 и ~ 0.1 соответственно, в CsI — ~ 0.25 . Для KBr с напыленным электродом ~ 0.07 . В области низкой напряженности поля $E \sim 2 \cdot 10^4 V/cm$ экспериментальные отношения плотности токов i_s/i_0 превышают оценки в $\sim 2 - 2.5$ раза.

Для полного вытекания приповерхностного заряда требовалось 3–5 зондирующих рентгеновских или световых импульсов. Кинетическая кривая релаксации приповерхностного заряда моделировалась графиком спада пиковых амплитуд импульсов i_{sx} , i_{sp} , отложенных во времени с интервалом 30 ns. Релаксационные зависимости удовлетворительно спрямляются в координатах $\ln i_s$ от t . В КВг с наклеенным контактом время релаксации заряда дырок τ_1 при низкой напряженности поля $E \sim 10^4$ V/cm составляло ~ 115 ns и при высокой $E \sim 5 \cdot 10^4$ V/cm $\tau_1 \sim 280$ ns. В CsI времена релаксации меньше: соответственно ~ 60 ns и ~ 100 ns. Время релаксации заряда анионных вакансий в КВг при низкой напряженности ~ 140 ns, при высокой ~ 350 ns. Наиболее медленно релаксирует приповерхностный заряд дырок в образце КВг с напыленным электродом, время релаксации заряда ~ 1.1 μ m. Приведенные значения времени релаксации заряда сопоставимы с оценкой $\tau_1 \approx C_1 R_v$ (R_v взято при $E \sim 2 \cdot 10^4$ V/cm), которая составляет для КВг ~ 290 ns и для CsI ~ 71 ns. Несомненно, точность измерения ухудшается при зондировании короткими импульсами. Следует отметить, что время релаксации приповерхностного заряда, сформированного при низкой E , меньшей в ~ 2 – 2.5 раза значения τ_1 для заряда, сформированного при высокой E . Возможно, за счет отрицательного заряда на ловушках протяженность приповерхностного заряда увеличивается. Эффективная емкость уменьшается, что приводит к увеличению амплитуды разрядного тока и уменьшению времени релаксации заряда.

В работе сравнивались значения плотности заряда, переносимого током проводимости Q_0 , и поверхностного заряда Q_s на момент завершения генерации тока. В КВг для приповерхностного заряда дырок, наклеенного электрода и с учетом суммирования заряда при $V = 500$ V ($E = 1.56 \cdot 10^4$ V/cm) наблюдается удовлетворительное согласие между значениями $Q_s = 1.2 \cdot 10^{-9}$ Q/cm² и $Q_0 = 1.3 \cdot 10^{-9}$ Q/cm². При высоких напряжениях $V = 1500$ V находим $Q_s = 7.7 \cdot 10^{-9}$ Q/cm², что составляет $\sim 70\%$ от заряда $Q_0 = 1.13 \cdot 10^{-8}$ Q/cm². В CsI при $V = 500$ V ($E \sim 1.6 \cdot 10^4$ V/cm) значение заряда $Q_s = 4.1 \cdot 10^{-9}$ Q/cm² удовлетворительно совпадает с $Q_0 = 4.83 \cdot 10^{-9}$ Q/cm². При 1500 V $Q_s = 2.15 \cdot 10^{-8}$ Q/cm² и $Q_0 = 2.86 \cdot 10^{-8}$ Q/cm². Видно, что значения зарядов Q_s и Q_0 различаются не более чем на $\sim 30\%$. В пределах точности эксперимента можно считать $Q_s \approx Q_0$. Такой результат свидетельствует об отсутствии значительной инжекции электронов из металлического электрода на стадии генерации тока проводимости и локализации положительного заряда у отрицательного электрода. Точность оценки значения Q_s для образцов с напыленным электродом низка.

Значение потенциала ϕ_1 после протекания тока проводимости оценивалось по данным плотности зарядов Q_s , Q_0 и емкости C_1 . В КВг при $V = 500$ V по значению Q_s определяем $\phi_1 \approx 26$ V. При высоких напряжениях $V = 1500$ V по заряду Q_0 находим

$\phi_1 = 226$ V, что составляет 15% от V . Поверхностная напряженность поля по формуле (3) $E_s = 2.5 \cdot 10^4$ V/cm, $E_1 = \phi_1/d \approx 3.7 \cdot 10^4$ V/cm. С увеличением проводимости падение потенциала на слое герметика увеличивается. В CsI при 1500 V по заряду Q_0 значение $\phi_1 \approx 571$ V, что составляет 38% от приложенного V , $E_1 \approx 10^5$ V/cm. Следует отметить, что в процессе протекания тока значения E_1 , E_s и ϕ_1 будут меньше полученных оценок, так как напряженности поля и падение потенциала определяются плотностью приповерхностного заряда $\rho = \int_0^l (p - n) dx$ (где n , p — пространственное распределение концентрации электронов и дырок в образце).

Значения ϕ_s можно получить, используя расчетные оценки. Считаем, что для структуры металл–диэлектрик–металл (рис. 1, а) с напыленным электродом все величины зависят от одной координаты x , которую будем отсчитывать от левой поверхности образца. Пространственное распределение концентрации n и p в образце при квадратичной рекомбинации носителей можно найти из уравнений непрерывности (4), (5), Пуассона (6) и граничного условия задачи (7)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - npv\sigma - \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial n}{\partial x} + \mu n E \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - npv\sigma, \quad (5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e(p - n)}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (6)$$

$$n = n_s \quad \text{при} \quad x = 0, \quad (7)$$

где D — коэффициент диффузии электронов, v — тепловая скорость электрона, σ — сечение рекомбинации электрона с дыркой, n_s — поверхностная концентрация электронов.

Представим концентрацию электронов в виде $n = n_0 \exp(e\phi/kT)$, где ϕ — потенциал, k — постоянная Больцмана, T — температура. В стационарном случае концентрация дырок $p = n_0^2/n$ и система уравнений (4)–(6), учитывая соотношения Эйнштейна $\mu = eD/kT$, может быть сведена к следующему уравнению для n :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right)^2 \frac{1}{n} + \frac{n^2}{L^2 n_0} - \frac{n_0}{L^2} = 0, \quad (8)$$

где $L = (kT\epsilon\epsilon_0/e^2 n_0)^{1/2}$ — длина экранирования Дебая.

Уравнение (8) решалось методом Булирша–Штеера [9]. На рис. 3 для кристалла КВг $n_0 = p_0 = 4.2 \cdot 10^{12}$ cm⁻³, $L = 1.27$ μ m показано распределение концентрации дырок по глубине образца при различной напряженности поля на поверхности диэлектрика $E_s \sim 10^3, 10^4, 10^5$ V/cm. С увеличением E_s концентрация дырок p растет преимущественно в приповерхностном слое толщиной 0.02 – $0.04L$ и при $x = 0$ составляет $\sim 7 \cdot 10^{13}, 2.6 \cdot 10^{15}, 6 \cdot 10^{16}$ cm⁻³. Суммарная плотность

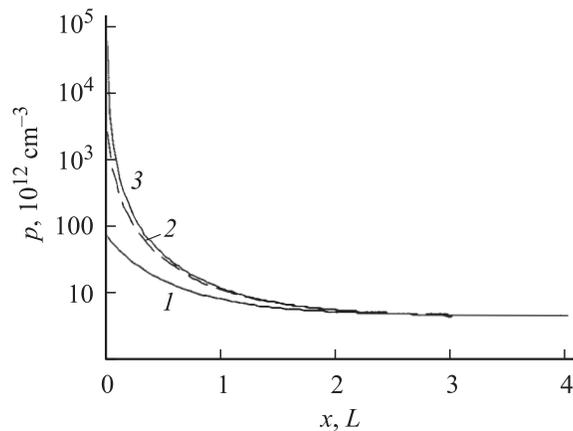


Рис. 3. Распределение концентрации дырок p по глубине образца KBr при различной напряженности поверхностного электрического поля $E_s = 10^3$ (1), 10^4 (2), 10^5 V/cm (3).

дырок $P_s = \int_0^l p dx$ и плотность заряда ρ принимают близкие значения $\sim 4.6 \cdot 10^9$, $2.83 \cdot 10^{10}$, $2.8 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} и $2.8 \cdot 10^9$, $2.8 \cdot 10^{10}$, $2.8 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} соответственно. Значения поверхностного потенциала $\varphi_s = \int_0^l E dx$ с увеличением E_s имеют тенденцию к насыщению ~ 0.07 , 0.16 , 0.21 V. На глубине $x \sim 3L$ концентрация $p \approx p_0$, а значение E близко к нулю. Полагая, что пространственное распределение приповерхностного заряда в динамическом и стационарном режимах отличаются незначительно для образца KBr, при $E \sim 5 \cdot 10^4$ V/cm по экспериментальной оценке заряда $P_s = Q_0/e \approx 7.1 \cdot 10^{10}$ cm^{-2} находим $\varphi_s \approx 0.18$ V. Если ввести для перехода напыленный контакт–диэлектрик эффективную емкость $C_e = Q_0/\varphi_s \approx 10^{-8}$ F, то время экранирования поля составит $\tau_1 \sim 10^{-4}$ s.

Электронейтральность в образце может устанавливаться только за счет инжекции внешних электронов с поверхности. Известно, что туннельный эффект наступает при напряженности поля $\sim 10^6$ V/cm и в данном случае не реализуется. Наиболее вероятно, механизм переноса носителей связан с активационным характером движения электронов по энергетическим уровням состояний дислокаций в запрещенной зоне кристалла. В пользу такого процесса говорит факт увеличения времени жизни заряда в CsI при охлаждении образца до температуры кипения жидкого азота.

Заключение

Специфической особенностью протекания тока в структуре металл–диэлектрик–металл является накопление положительного приповерхностного заряда у отрицательного электрода. Для измерения приповерхностного заряда в широкозонных материалах предложена методика рентгено- и фоторазрядного тока, основанная на

генерации тока разрядки эффективного конденсатора на переходе металл–диэлектрик и оценке стекающего заряда. По значению заряда и проводимости образца рассчитывались поверхностная напряженность поля и поверхностный потенциал. Согласно данным работы, в образце KBr с напыленным электродом при интенсивном рентгеновском возбуждении длительностью ~ 30 ns и напряженности электрического поля $\sim 5 \cdot 10^4$ V/cm плотность тока проводимости достигает ~ 0.6 A/cm², напряженность поля и потенциал на переходе металл–диэлектрик составляют соответственно $\sim 2.5 \cdot 10^4$ V/cm, ~ 0.18 V, эффективная емкость перехода $\sim 10^{-8}$ F, время экранировки поля $\sim 10^{-4}$ s. Низкие значения поверхностной напряженности электрического поля, близкие значения заряда, переносимого током проводимости и измеренного по сигналу разрядного тока, указывают на отсутствие туннельной инжекции электронов с отрицательного электрода в процессе протекания тока проводимости. Наиболее вероятно, что электронейтральность образца устанавливается за счет движения электронов с поверхности по дислокациям.

Автор выражает признательность Ю.В. Лисюку за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Зуев В.А., Попов В.Г. Фотоэлектрические МДП приборы. М: Радио и связь, 1983. 160 с.
- [2] Куликов В.Д., Лисюк Ю.В. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 7. С. 74–86.
- [3] Куликов В.Д. // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 9. С. 1580–1583.
- [4] Williams R.T., Bredford J.N., Faust W.L. // Phys. Rev. B. 1978. Vol. 18. N 12. P. 7038–7957.
- [5] Алукер Э.Д., Лусис Д.Ю., Чернов С.А. Электронные возбуждения и радиолоуминесценция щелочно-галогидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979. 252 с.
- [6] Луцкич Ч.Б., Луцкич А.Ч. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. М.: Наука, 1989. 164 с.
- [7] Куликов В.Д. // Изв. вузов. Физика. 2001. № 1. С. 74–86.
- [8] Seager C.H., Emin D. // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 2. N 8. P. 3421–3431.
- [9] Кудрявцев Е.М. Mathcad 2000 Pro. М.: ДМК Пресс, 2001. 570 с.