

На правах рукописи

Куликов Виктор Дмитриевич

**ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ
ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ**

Специальность 01.04.07-физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Томск 2005

Работа выполнена в Томском политехническом университете

Научный консультант: доктор технических наук, профессор
Овчаров Александр Тимофеевич

Официальные оппоненты: доктор ф.-м. наук, профессор
Адуев Борис Петрович

доктор ф.-м. наук, профессор
Зыков Владимир Михайлович

доктор ф.-м. наук, профессор
Носков Михаил Дмитриевич

Ведущая организация: Уральский государственный технический университет, г. Екатеринбург

Защита состоится “26” октября 2005 г. в 15⁰⁰ часов на заседании диссертационного Совета Д 212.269.02 при Томском политехническом университете по адресу: 634050 г. Томск, пр. Ленина, 30

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Томского политехнического университета

Автореферат разослан “23” “сентября” 2005 г.

Ученый секретарь диссертационного
Совета, д. ф.-м. н.



М.В. Коровкин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность исследований. Явление электризации диэлектриков под действием ионизирующего излучения занимает важное место в радиационной физике твердого тела, обусловленное необходимостью разработки высокоэффективных электретов, нашедших широкое применение в различных областях техники и технологии. Другим не менее важным вопросом являются создание научных методов прогнозирования поведения материалов и их защита в полях ионизирующих излучений. Опыт эксплуатации атомной и космической техники показал, что радиационная электризация определяет радиационную стойкость диэлектрических материалов. Нельзя не отметить влияние даже очень слабых электрических полей на чувствительную электронную аппаратуру.

При изучении радиационного заряжения основное внимание уделено электризации материалов под действием коронного разряда, низкоинтенсивных квазистационарных потоков заряженных частиц и γ -квантов. Установлено, что накопление заряда при облучении органических соединений, стекол, керамики связано с локализацией заряженных частиц центрами захвата. Характерными особенностями заряжения диэлектриков слаботочными электронными пучками являются высокая напряженность электрического поля, значения которой могут достигать пробивной (более $\sim 10^6$ В/см), и медленные процессы релаксации заряда с характеристическим временем до суток и более. Однако указанные исследования не исчерпывают наши потребности в знаниях о возможном поведении диэлектриков в поле радиации. Требуют оценки процессы электризации материалов при высоких уровнях инжекции электронов. Стимулом к таким исследованиям служит создание и интенсивное использование сильноточных электронных ускорителей. Сильноточные электронные ускорители обеспечивают мощное $\sim 10^9$ - 10^{10} Гр/с и сверхмощное свыше $\sim 10^{16}$ Гр/с радиационное воздействие и применяются для накачки газовых и твердотельных лазеров, радиационно-термической обработки материалов в технологических целях, генерации СВЧ колебаний, в термоядерных экспериментах и т.д.

Состояние вопроса. Имеющиеся к началу 1980 -1985 годов сведения об электризации диэлектриков под действием высокоинтенсивных пучков электронов были малочисленны и имели противоречивый характер. Это объясняется, в первую очередь, отсутствием прямых экспериментальных измерений напряженности электрического поля и накопленного заряда в процессе облучения. Так, из анализа результатов исследования радиационно- индуцированной проводимости (РИП) был сделан вывод о том, что электрический заряд в условиях высокоинтенсивного импульсного облучения не может существовать заметное время вследствие высоких значений проводимости и в результате релаксационных процессов напряженность поля не превышает $\sim 10^4$ – 10^5 В/см. С другой стороны, при воздействии импульсного электронного пучка (ИЭП) в диэлектриках надежно

регистрируются электрические пробои. Отрывочный характер данных по зарядению является также следствием сложных процессов, происходящих в материалах при воздействии ИЭП, и их взаимным влиянием друг на друга. Высокие скорости инъекции электронов приводят к возникновению термоупругих напряжений, генерации акустических и ударных волн, образованию плазмы, что существенно усложняет изучение процесса электризации.

За пределом внимания исследователей остались вопросы зарядения, связанные с локализацией носителей центрами захвата. Центры захвата существуют в диэлектрических материалах, и появляется неоднозначность в соотношении значений заряда, локализованного центрами захвата и свободного.

В теоретическом плане для построения динамической модели зарядения, описывающей пространственно-временное поведение избыточного заряда в образце, необходимо решение нелинейного уравнения полного тока с учетом временной и пространственной зависимости наведенной радиационной проводимости и тока пучка в образце, что представляет большие математические трудности.

Непосредственно соприкасаются с проблемой зарядения высокоомных материалов вопросы, связанные с электроразрядными явлениями в облученных диэлектриках. В общем случае в процессе электризации диэлектрика заряженными частицами могут формироваться сильные электрические поля, которые приводят к электрическому пробоему материала. Электрический пробой по отношению к зарядению диэлектрика выступает, в свою очередь, фактором, ограничивающим накопление заряда.

Для импульсного электрического пробоя характерно более высокое пробивное напряжение по сравнению с квазистатическим (длительность приложения поля ~ 1 мкс). Несмотря на значительное внимание, уделяющееся исследованию пробоя, остается актуальным вопрос об источнике первичных электронов на стадии формирования канала разряда. При высокой скорости движения канала пробоя и малом времени жизни носителей источник первичных электронов должен быть достаточно мощным, чтобы обеспечить начало развития процесса ударной ионизации. Не менее важно найти решение вопроса кристаллографической направленности канала пробоя, так как данный вопрос не решен до сих пор.

Цель работы. Установление закономерностей электризации диэлектрических материалов в процессе мощного импульсного электронного облучения.

Достижение поставленной цели потребовало решения следующих основных задач.

1. Экспериментальное и теоретическое исследование процесса зарядения диэлектриков при мощном импульсном электронном облучении, включая: измерения и теоретическое моделирование пространственных, амплитудно-временных характеристик напряженности электрического по-

ля, оценки соотношения захваченного и свободного зарядов первичных термализованных электронов пучка, зависимости напряженности поля от плотности тока пучка, геометрических размеров образца, сопротивления утечки.

2. Исследование процессов генерации, рекомбинации и захвата носителей заряда в ионных соединениях при импульсном рентгеновском возбуждении по данным измерения РИП.

3. Изучение процесса прохождения электронов через контакты металл-диэлектрик и диэлектрик-металл при протекании радиационно-наведенного тока проводимости в структуре металл-диэлектрик-металл.

4. Разработать модель механизма генерации первичных электронов в зону проводимости диэлектрика, необходимых для создания электронной лавины, на стадии формирования основного канала разряда в импульсных электрических полях наносекундной длительности.

Научная новизна работы

1. В процессе облучения диэлектриков импульсным электронным пучком в диапазоне значений мощности дозы ($10^9 - 10^{10}$) Гр/с с наносекундным временным разрешением сделаны оценки амплитудно-временных значений напряженности электрического поля в некоторых щелочно-галогенидных кристаллах, стеклообразном и кристаллическом кварце, полиметилметакрилате. Для широкозонного полупроводника ZnSe получено пространственное распределение напряженности электрического поля с учетом функций пространственных распределений: термализованных электронов пучка и наведенной радиационной проводимости. Эти данные необходимы для воссоздания реальной картины накопления избыточного заряда и построения динамической модели электризации диэлектрических материалов.

2. Установлено, что в процессе облучения диэлектрика мощным электронным пучком происходит эффективное опустошение ловушек, захвативших термализованные электроны, за счет ионизационного процесса под действием первичных электронов пучка и вторичных электронов, а в явлении заряжения диэлектрика определяющую роль играют термализованные электроны пучка в зоне проводимости диэлектрика. Свободные термализованные электроны пучка, их электрическое поле и радиационно-индуцируемая проводимость определяют: вид функции пространственного распределения плотности заряда в образце с пиком плотности заряда, смещенным в область экстраполированного пробега электронов; кинетику релаксации заряда по экспоненциальному временному закону с постоянной времени, определяемой эффективной емкостью образца и сопротивлениями объема и утечки; зависимость напряженности электрического поля в образце от плотности тока пучка, которая, при квадратичном характере рекомбинации неравновесных носителей, пропорциональна корню квадратному от плотности тока пучка.

3. Получено решение нелинейного дифференциального уравнения

полного тока с учетом зависимости наведенной радиационной проводимости и плотности тока пучка в образце от пространственной и временной координаты, геометрических размеров и диэлектрической проницаемости с помощью методики эквивалентных схем.

4. В рамках исследования радиационно–индуцированной проводимости сделаны оценки значения приповерхностного заряда на переходе металл-диэлектрик (на примере кристаллов KBr, CsI), возникающего при протекании тока проводимости в структуре металл-диэлектрик-металл под действием импульсного рентгеновского излучения. Установлено, что значения плотности заряда, переносимого током проводимости, и поверхностного заряда на момент завершения импульса радиации имеют близкие значения. Сделан вывод, что в процессе протекания тока проводимости на переходе металл-диэлектрик отсутствует инжекция электронов из металла в диэлектрик, а на переходе диэлектрик- металл нет накопления электронов.

5. Для условий возбуждения ЩГК наносекундным рентгеновским излучением, в рамках модели процесса термически активированного разделения генетических электронно-дырочных пар, сделаны оценки: энергии активации разделения носителей заряда, относительного выхода носителей заряда, времени жизни электронов зоны проводимости в кристаллах CsI, NaCl, а также концентрации центров захвата электронов и положения их энергетического уровня в запрещенной зоне чистых кристаллов CsI.

6. Предложена модель генерации первичных электронов в зону проводимости диэлектрика в сильном электрическом поле, основанная на межатомных каскадных Оже-переходах электронов в валентной зоне кристалла. Согласно модели, направление распространения каскадных Оже-переходов в кристалле определяется строением валентной зоны диэлектрика. Модель реализуется при изгибе зон на межатомном расстоянии, сравнимом с шириной запрещенной зоны диэлектрика. Модель объясняет экспериментальные закономерности пробоя: кристаллографический и анодный характер пробоя, значение скорости движения канала пробоя, зависимость электрической прочности от ширины запрещенной зоны диэлектрика.

Положения, выносимые на защиту

1. Основные характеристики процесса заряжения диэлектрика при мощном электронном облучении: вид функции пространственного распределения напряженности электрического поля и плотности заряда в облученном объеме, зависимость напряженности электрического поля от плотности тока пучка в различных по структуре и свойствам диэлектриках и их физическая интерпретация с учетом зависимости удельной радиационно-индуцированной проводимости от координаты и времени, процессов локализации электронов на центрах захвата.

2. Возникающий при облучении диэлектрика мощным электронным пучком эффект опустошения ловушек, захвативших термализованные

электроны, за счет ионизационного процесса под действием первичных электронов пучка и вторичных электронов, указывающий на определяющую роль свободных термализованных электронов пучка в явлении заряжения диэлектрика.

3. Динамическая модель заряжения диэлектрика в процессе облучения импульсным электронным пучком, основанная на положении об определяющей роли в накоплении заряда термализованных электронов пучка в зоне проводимости диэлектрика, проводимости зонного типа и решении уравнения полного тока с помощью методики эквивалентных схем.

4. Модель каскадных Оже-переходов для описания механизма генерации первичных электронов на стадии формирования основного канала пробоя щелочно-галогидных кристаллов. Модель позволяет сделать прогноз кристаллографической направленности канала пробоя в этих диэлектриках.

Практическая значимость работы

1. Полученные данные по пространственному распределению, амплитудно-временным параметрам напряженности электрического поля, проводимости в совокупности с моделью заряжения и моделью электрического пробоя могут быть использованы для прогнозирования поведения материалов в условиях воздействия импульсного электронного пучка, в частности, при: разработке радиационно-стойких материалов для нужд космической и ядерной техники; разработке методов защиты изделий от действия импульсных электрических полей; генерации электронно-дырочной плазмы с целью ее использования в импульсных источниках излучения; использования пробоя для разрушения материалов.

2. Явление накопления заряда при протекании радиационно-наведенного тока проводимости в структуре металл-диэлектрик-металл может быть применено для получения электретов.

3. Разработанные поляризационно-оптическая методика и методика исследования пространственного распределения короткоживущих центров окраски могут быть положены в основу дозиметрии поглощенной и распределенной в образце энергии электронного пучка.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на: V, VI, и VII Всесоюзных и XIII, IX, X, XI Международных конференциях по радиационной физике и химии ионных кристаллов (Рига, 1983, 1986, 1989, Томск 1993, 1996, 1999, 2000, 2003), Всесоюзном семинаре "Интерференционно-оптические методы механики твердого деформируемого тела и механики горных пород" (Новосибирск, 1985), Прибалтийских семинарах по физике ионных кристаллов (Рига, 1985, 1989), Всесоюзной научно-технической конференции "Материаловедение в атомной технике" (Свердловск, 1986), Всесоюзных совещаниях по радиационным гетерогенным процессам (Кемерово, 1986, 1990, 1995), Международных конференциях "Физико-химические процессы в неорганических материалах" (Кемерово, 1998, 2001), VI Всесоюзной конферен-

ции по физике диэлектриков (Томск, 1988), I Региональном семинаре "Физика импульсных радиационных воздействий" (Томск, 1989), Международных конференциях "Модификация свойств конструкционных материалов пучками заряженных частиц" (Свердловск, 1991, Томск, 1994, 1996, 2003), Всесоюзной научно-практической конференции по НИР "Электризация" (Томск, 1990), III Всесоюзном семинаре по нелинейной физике твердого тела при сильных радиационных воздействиях (Томск, 1991), IX Сессии по дозиметрии интенсивных потоков ионизирующих излучений (Обнинск, 1992), I Международной конференции "Оптические методы исследования потоков" (Новосибирск, 1993), Международной конференции "KORUS" (Томск, 1998), " 4th International conference on Electric Charges in Non-Conductive Materials (France, 2001), Международных конференциях по радиационно-термическим эффектам и процессам в неорганических материалах (Томск, 1998, 2000, 2002),

Публикации. Материалы диссертационной работы опубликованы в 59 работах. В коллективных работах автору принадлежат результаты и выводы, изложенные в диссертации.

Объем и структура диссертационной работы. Диссертация состоит из введения, восьми глав и основных выводов и результатов. Изложена на 262 страницах машинописного текста, содержит 74 рисунка, 6 таблиц и библиографию из 270 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обсуждены актуальность исследований, состояние вопроса, сформулированы цель, задачи, новизна, основные защищаемые положения, научная и практическая значимость работы.

В первой главе кратко описаны принцип действия сильноточного электронного ускорителя ГИН-400 конструкции Г. Месяца, Б. Ковальчука и параметры электронного пучка. Ускоритель обеспечивает плотность тока ~ 350 А/см², энергию ускоренных электронов до ~ 0.3 МэВ, длительность импульса $\Delta t \sim 7-18$ нс.

Приведены функции прохождения электронов (кривая трансмиссии) и пространственного распределения поглощенной энергии пучка в Al мишени. Для материалов с близким Z кривая трансмиссии в Al имеет почти универсальный характер. На этом основании и с учетом пробега первичных электронов в материале можно построить функции тока и для других кристаллов с близким Z.

В первой части второй главы приведены литературные данные по компьютерному моделированию процессов генерации и термализации носителей заряда в ШГК при фото- и электронном возбуждении.

В ионных кристаллах сильное электрон-фононное взаимодействие ограничивает длину свободного пробега электронов и их подвижность. В результате в генерируемых парах пространственное разделение электронов и дырок на стадии термализации достаточно мало. За счет кулоновского

взаимодействия велика вероятность их парной рекомбинации, что может существенно снизить выход и время жизни свободных носителей заряда.

Во второй части главы сделаны экспериментальные оценки энергии активации разделения носителей в генетических парах, относительного выхода носителей заряда и времени жизни электронов в зоне проводимости некоторых ЦГК при возбуждении импульсным рентгеновским излучением.

Основная часть экспериментов выполнена с использованием методики измерения импульсной проводимости. Генерация рентгеновского излучения осуществлялась при облучении Al мишени толщиной 300 мкм сильным электронным пучком ГИН-400. Для оценки поглощенной энергии рентгеновского излучения в образцах ЦГК строился калибровочный график зависимости интенсивности свечения исследуемого кристалла от флюенса энергии электронного пучка. Затем при возбуждении рентгеновским излучением по интенсивности свечения определялась удельная плотность энергии, поглощенная в образце ΔW_0 . Скорость генерации носителей $G_0 = \Delta W_0 / \Delta t W_{\text{ch}}$ в щелочно-галогидных кристаллах составляла $\sim 10^{23} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ (W_{ch} – средняя энергия, расходуемая на создание в данном веществе одной электронно-дырочной пары).

Исследовалась также фотопроводимость в кристаллах KBr, KCl при возбуждении F^+ и F^- центров окраски излучением соответственно первой ($\lambda=1.06 \text{ мкм}$, $\Delta W \sim 0.04 \text{ Дж/см}^2$, $\Delta t_2 \sim 30 \text{ нс}$) и в второй гармонике ($\lambda=0.53 \text{ мкм}$, эффективность преобразования $\sim 20\%$) лазера на YAG:Nd.

Экспериментальные оценки энергии активации и относительного выхода свободных носителей в монокристаллах KBr, CsI получены из данных температурной зависимости РИП в области температур 80-300K при возбуждении импульсным рентгеновским излучением. Для обоих материалов значения удельной концентрации электронов в кристаллах $n(T)$ увеличиваются более чем на порядок при переходе от температуры кипения жидкого азота к комнатной. Экспериментальные зависимости $n(T)$ кристаллов CsI, NaCl удовлетворительно описываются суммой двух экспоненциальных компонент: низкотемпературной и высокотемпературной. Такой закон изменения $n(T)$ соответствует термически активационному характеру разделения электронов и дырок в генетических парах. Наличие двух компонент в $n(T)$, видимо, связано с существованием электронно-дырочных пар, различающихся средней энергией генерируемых электронов.

Вероятность термического разделения носителей в парах или относительный выход свободных носителей f можно представить зависимостью

$$f = \exp(-W_a/kT), \quad (1)$$

где W_a – энергия активации процесса термического разделения носителей.

При квазистационарном процессе и квадратичном характере рекомбинации носителей ($n \approx p$) эффективная скорость генерации носителей $G_e = G_0 f$ имеет вид:

$$G_e = n^2 s v_T, \quad (2)$$

где s - сечение захвата электрона дыркой, v_T -тепловая скорость электрона.

Экспоненциальным зависимостям: низкотемпературной и высокотемпературной для кристаллов CsI и NaCl можно сопоставить два типа концентрации неравновесных электронов с различной скоростью генерации и вероятностью теплового разделения. Для этих компонент закон изменения концентрации носителей n_1, n_2 с температурой запишется

$$n_1 = \sqrt{G_{01}} \cdot (\exp(-\Delta W_{a1} / 2kT)) / \sqrt{sv_T}, \quad (3)$$

$$n_2 = \sqrt{G_{02}} \cdot (\exp(-\Delta W_{a2} / 2kT)) / \sqrt{sv_T}, \quad (4)$$

где $G_0 = G_{01} + G_{02}$.

Сравнивая (3), (4) с экспериментальными данными для CsI, находим: $W_{a1} = 0.025 \pm 0.003$ эВ, $W_{a2} = 0.1 \pm 0.01$ эВ, $G_{02}/G_{01} \approx 85$, относительный выход свободных носителей при $T=300$ К для первой и второй компонент составляет $f_1 \approx 0.37$ и $f_2 \approx 0.02$. Значение f находится из условия $\sqrt{G_{01}f_1} + \sqrt{G_{02}f_2} = \sqrt{G_0f}$, откуда $f \approx 0.04$.

Используя зависимость (1), представленную в виде $f = \exp(-r/r_0)$, (где r_c -радиус Онзагера, r_0 -расстояние между генетически связанными электроном и дыркой после процесса термализации), можно оценить пространственное распределение термализованных носителей в электронно-дырочных парах. В нашем случае при возбуждении рентгеновским излучением CsI имеем два пространственных пика термализованных электронов: низкоинтенсивный пик с $r_{01} \approx 10$ нм и высокоинтенсивный с $r_{02} \approx 2.5$ нм.

Для NaCl получаем $W_{a1} = 0.03 \pm 0.004$ эВ, $W_{a2} = 0.14 \pm 0.015$ эВ, $G_{02}/G_{01} \approx 200$, при $T=300$ К $f_1 \approx 0.3$, $f_2 \approx 0.004$, $f \approx 0.01$, $r_{01} \approx 8$ нм, $r_{02} \approx 1.7$ нм.

Вероятно, наличие пиков обусловлено существованием максимумов в структуре плотности электронных состояний N_c в зоне проводимости кристаллов. Можно предположить, что в кристалле NaCl пики с $r_{02} \approx 1.7$ нм и $r_{01} \approx 8$ нм связаны с электронами, заселявшими максимумы в N_c на 4 и 6 эВ, в CsI пик с $r_{02} \approx 2.5$ нм обусловлен электронами, заселявшими максимум на ~ 5 эВ.

Полученные значения выхода свободных носителей при комнатной температуре составляют в CsI $\sim 4\%$ и $\sim 1\%$ в NaCl, что не превышает аналогичных оценок в KCl при электронном возбуждении.

Для ЩГК методика оценки времени жизни электронов зоны проводимости, основанная на изучении кинетики спада амплитуды проводимости после окончания импульса возбуждения, ограничена временным разрешением аппаратуры $\sim 2 \cdot 10^{-10}$ с. В диссертационной работе предложено оценить время жизни носителей в зоне проводимости диэлектрика τ , используя, с одной стороны, экспериментально измеренную концентрацию носителей n по данным тока проводимости,

$$i = e\mu n E, \quad (5)$$

и с другой - зависимость

$$n = G_e \tau. \quad (6)$$

Для кристалла CsI $\Delta W_0 = 4.2 \cdot 10^{-3}$ Дж/см³, при $T = 300\text{K}$, $\mu = 46$ см²/В·с, $E = 10^4$ В/см находим из ВАХ $n = 1.1 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $G_0 = 2.9 \cdot 10^{23}$ см⁻³с⁻¹, $f \approx 0.04$, $G_e \approx 1.16 \cdot 10^{22}$ см⁻³с⁻¹, $\tau \approx 1.1 \cdot 10^{-9}$ с.

Для NaCl при $T = 300\text{K}$ $\mu = 20$ см²/В·с, $n = 1.15 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $G_0 = 2.9 \cdot 10^{23}$ см⁻³с⁻¹, $f \approx 0.01$, $G_e \approx 2.9 \cdot 10^{21}$ см⁻³с⁻¹, $\tau \approx 4 \cdot 10^{-10}$ с.

При фотовозбуждении в F -полосе поглощения образца KBr из ВАХ ($E = 10^4$ В/см) $n = 2.25 \cdot 10^{13}$ см⁻³. По данным эксперимента после возбуждения импульсом рентгеновского излучения концентрация F -центров составляет $N_F = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³. В предельном случае, полагая, что светом возбуждаются все F -центры находим $G_{0F} = N_F / \Delta t_2 = 10^{22}$ см⁻³с⁻¹, $\tau = 2 \cdot 10^{-9}$ с.

Полученные значения времени жизни удовлетворительно согласуются с характером рекомбинации носителей, квадратичной при рентгеновском возбуждении и линейной при фотовозбуждении.

В третьей части главы исследовались процессы локализации электронов центрами захвата. Важной особенностью поведения РИП щелочно-галогенидных кристаллов, стекла, кристаллического кварца при возбуждении рентгеновским излучением оказалось нелинейное увеличение проводимости σ в 1.5-2 раза в сильном электрическом поле 10^4 - 10^5 В/см. С увеличением напряженности поля появляется инерционная составляющая тока после окончания импульса рентгеновского излучения. Такое явление связано с освобождением электронов с центров захвата.

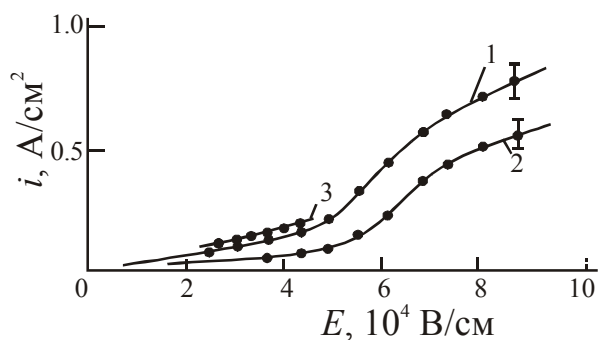


Рис.1. Вольт-амперные характеристики при возбуждении рентгеновским излучением образцов: 1 - кристаллический кварц, 2 - стекло К-208, 3 - поликристаллический Al_2O_3

На нелинейном участке ВАХ представлением $\sigma(E)$ может служить эмпирическая формула

$$\sigma(E) = \sigma_0 + \sigma_1 \exp(-b/E), \quad (7)$$

где σ_0 - значение проводимости до $E \sim 10^4$ В/см, b -параметр, определяющий наклон функции $\sigma(E)$; σ_1 -приращение проводимости на нелинейном участке. Такой закон изменения проводимости соответствует ударному механизму освобождения носителей из ловушек электронами проводимости.

Можно предположить, что в электрических полях 10^4 - 10^5 В/см способность для ионизации имеют те электроны, чья длина свободного пробега l превышает l_0 (l_0 -средняя длина свободного пробега электрона между столкновениями с фононами). Доля таких электронов определяется рас-

предделением $\beta \sim \exp(-l/l_0) \approx \exp(-W_t/el_0E)$, где $W_t = elE$ - энергия активации центров захвата. Сопоставляя (7) и зависимость $\beta(E)$, находим $W_t = el_0b$. В ионных кристаллах $l_0 \approx 10 \text{ \AA}$. Для ЩГК значения W_t лежат в диапазоне 0.025-0.05 эВ. При полях выше $E \sim 5 \div 8 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ вольт-амперные характеристики становятся линейными. Полагая, что при этих значениях напряженности поля ловушки опустошаются, их концентрация составляет $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Вероятно, центрами захвата в ЩГК являются бивакансии, образованные близкими катионными и анионными вакансиями. Процесс нагревания кристалла CsI в воздушной атмосфере при температуре 600°C в течение 1 часа с последующим резким охлаждением при комнатной температуре на Al пластинке приводил к увеличению поглощения в α -полосе в ~ 1.2 раза и уменьшению плотности тока проводимости в ~ 3 раза. Этот факт можно объяснить разделением бивакансий и захватом свободных носителей на V_a с образованием F - центров окраски. Нагрев образца KBr в течении 3 ч при температуре 600°C не приводил к изменению значений ни поглощения в α - полосе, ни проводимости, что является следствием более высокой энергии активации движения анионных вакансий в KBr ~ 0.92 эВ по сравнению с ~ 0.39 эВ в CsI.

В группе материалов кристаллический кварц, стекло K208 электроны, вероятно, захватываются на хвосты функций плотности электронных состояний. Хвосты состояний есть результат модуляции краев разрешенных зон флуктуациями плотности или напряженности внутренних электрических полей. Энергия активации центров составляет $\sim 0.1-0.2$ эВ, концентрация, видимо, не превышает $\sim 10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-3}$.

В третьей главе представлены результаты исследования процесса протекания радиационно-наведенного тока проводимости в структуре металл-диэлектрик-металл при облучении импульсным рентгеновским излучением. У отрицательного электрода за счет неомичности контакта металл-диэлектрик происходит накопление положительного приповерхностного заряда. Эффект накопления положительного заряда можно рассматривать как частный случай радиационного заряжения. Негативной стороной эффекта является экранирование внешнего электрического поля приповерхностным зарядом дырок, что приводит к снижению и полному прекращению тока проводимости в образце. Поэтому при измерении тока проводимости необходимы количественные данные по падению напряжения на переходе металл-диэлектрик и времени экранирования поля. Исследования по протеканию тока в структуре металл-диэлектрик -металл позволяют оценить степень омичности контактов металл-диэлектрик и диэлектрик-металл. Сопротивление контакта диэлектрик- металл играет важную роль в процессе релаксации инжектированного в образец заряда при электризации материалов электронным пучком.

Схема измерения вольт-амперных и фотоэлектрических характеристик приведена на рис. 2.

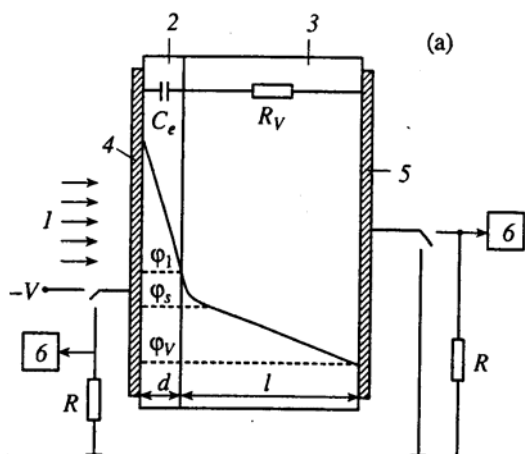


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 - рентгеновское излучение, 2 - герметик, 3 - образец щелочно-галоидного кристалла, 4, 5 - электроды, 6 - осциллограф, $R = 50 \text{ Ом}$ - сопротивление нагрузки

В работе использовались монокристаллы KBr , CsI в виде тонких пластинок с поперечными размерами $15 \times 15 \text{ мм}^2$ и толщиной $\sim 300\text{-}350 \text{ мкм}$. На образцы напылялись Pt или Al электроды либо наклеивались с помощью герметика (кремнийорганическое соединение) электроды из Al фольги и охранное кольцо для предотвращения поверхностного протекания тока. В последнем случае, при наличии зарядов в металлическом электроде 4 и диэлектрике, возникает фиксированная емкость C_1 . Идентичным образом Al электрод наклеивался на металлическую подложку, и определялось значение емкости $C_1 \approx 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ Ф}$. Толщина слоя герметика $d \approx 60 \text{ мкм}$.

При измерении фотопроводимости для создания центров окраски образец облучался рентгеновским импульсом. Затем через 10 с прикладывался импульс напряжения и фотоимпульс.

В структуре металл-диэлектрик-металл (рис.2) приложенное напряжение при генерации импульса тока проводимости делится между составляющими

$$\varphi_1 + \varphi_s + \varphi_v + \varphi_r = V, \quad (8)$$

где φ_1 , φ_s , φ_v , φ_r – снижение 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 на металлическом электроде 4. Для структуры с наклеенным электродом пренебрегаем величиной φ_s по сравнению с φ_1 , и падение потенциала в эффективном конденсаторе $\varphi_e \approx \varphi_1$, для напыленного электрода $\varphi_e \approx \varphi_s$. 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 . В диэлектриках даже при облучении $R_v \gg R$ и на со-

противлении R выделится небольшая часть φ_e . В данном случае для оценки φ_e можно воспользоваться зависимостью $\varphi_e = Q_s / C_e$, где Q_s - плотность заряда на электроде 4. Плотность заряда Q_s определяется интегрированием по времени плотности разрядного тока i_s , стекающего с электрода 4 при зондирующем облучении. На границе раздела металл-диэлектрик

$$Q_s = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E_1 = \varepsilon \varepsilon_0 E_s, \quad (9)$$

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 KBr, 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.2). Структура облучалась импульсом рентгеновского излучения и измерялась плотность рентгеноразрядного тока i_{sx} , протекающего через сопротивление R . Время измерения ~ 40 с.

Фотоэлектрические измерения проводились на образцах KBr. 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.

Зависимости пиковой амплитуды плотности тока проводимости i_0 и разрядного тока i_{sx} от напряженности электрического поля E для образца CsI представлены на рис. 3.

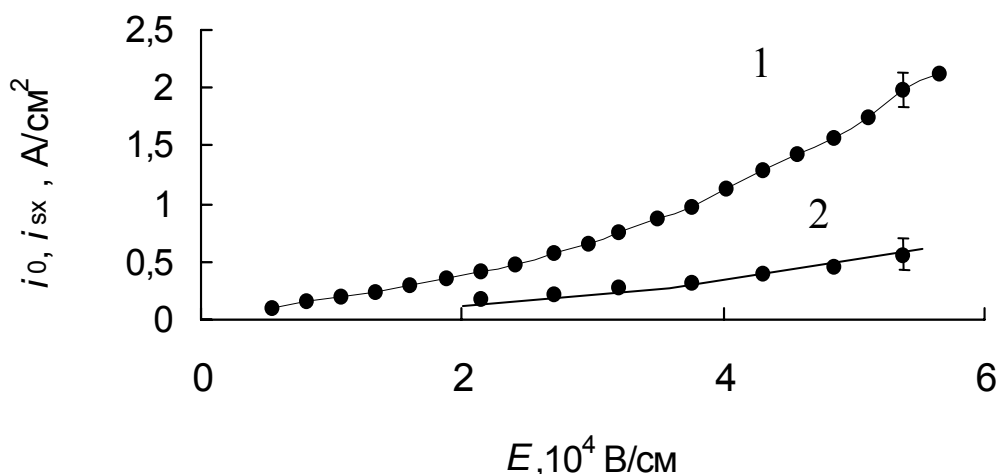


Рис. 3. Зависимости плотности тока проводимости i_0 (1) и разрядного тока i_{sx} (2) от напряженности электрического поля в кристалле CsI при возбуждении рентгеновским излучением

Для полного вытекания приповерхностного заряда требовалось 3-5 зондирующих рентгеновских или световых импульсов.

Эксперимент показывает, что плотность заряда Q_0 , определенного

интегрированием по времени плотности тока i_0 , и плотность приповерхностного заряда Q_s , оцененного с учетом суммирования заряда в импульсах тока i_s , имеют близкие, в пределах 10-30 %, значения. Такой результат свидетельствует об отсутствии как значительной инжекции электронов из металлического электрода в диэлектрик на стадии генерации тока проводимости, так и накопления электронов на переходе диэлектрик-металл.

Наиболее вероятно, что в дальнейшем электронейтральность образца устанавливается за счет движения электронов с поверхности по энергетическим уровням состояний дислокаций в запрещенной зоне кристалла. В пользу такого процесса говорит факт увеличения времени жизни положительного заряда дырок в CsI при охлаждении образца до температуры кипения жидкого азота.

В образцах CsI, KBr с наклеенным электродом падение потенциала в слое герметика φ_1 после протекания тока проводимости оценивалось по данным плотности зарядов Q_s , Q_0 и емкости C_1 . При напряжении на структуре 1500 В в CsI значение $\varphi_1 \approx 571$ В, напряженность поля $E_1 = \varphi_1/d \approx 10^5$ В/см, в KBr $\varphi_1 \approx 226$ В, что составляет 15% от V , $E_1 \approx 3.7 \cdot 10^4$ В/см, время экранирования поля $\sim 10^{-7}$ с.

Для напыленного контакта значения φ_s и пространственное распределение приповерхностной концентрации дырок получены расчетным путем. Пространственное распределение концентрации n и p в образце при квадратичной рекомбинации носителей можно найти из уравнений непрерывности (10), (11), Пуассона (12) и граничного условия задачи (13)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - npv_Ts - \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial n}{\partial x} + \mu n E \right), \quad (10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - npv_Ts, \quad (11)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e(p - n)}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (12)$$

$$n = n_s \text{ при } x=0, \quad (13)$$

где D - коэффициент диффузии электронов, n_s - поверхностная концентрация электронов. Представим концентрацию электронов в виде $n = n_0 \exp(e\varphi/kT)$, где φ - потенциал. В стационарном случае концентрация дырок $p = n_0^2/n$ и система уравнений (10) - (12), учитывая соотношения Эйнштейна $\mu = eD/kT$, может быть сведена к следующему уравнению для n

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right)^2 \frac{1}{n} + \frac{n^2}{L^2 n_0} - \frac{n_0}{L^2} = 0, \quad (14)$$

где $L = (kT\epsilon\epsilon_0/e^2 n_0)^{1/2}$ - длина экранирования Дебая. Уравнение (14) решалось методом Булирша - Штера.

На рис. 4 для кристалла KBr $n_0=p_0=4.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $L=1.27 \text{ мкм}$ показано распределение концентрации дырок по глубине образца при различной напряженности поля на поверхности диэлектрика E_s . Значения поверхностного потенциала $\varphi_s = \int_0^l E dx$ с увеличением E_s имеют тенденцию к насыщению $\sim 0.07, 0.16, 0.21 \text{ В}$. На глубине $x \sim 3L$ концентрация $p \approx p_0$, а значение E близко к нулю.

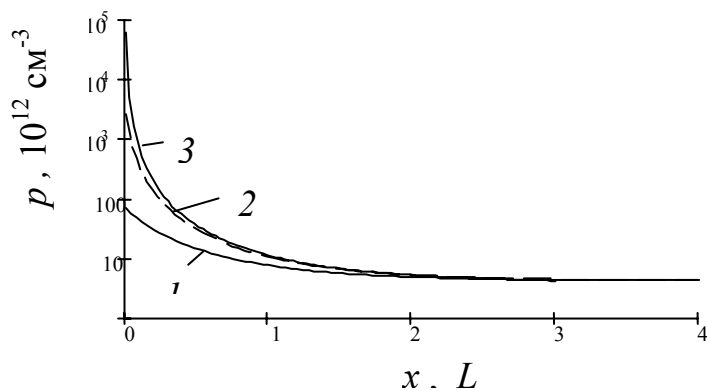


Рис. 4. Распределение концентрации дырок p по глубине образца KBr при различной напряженности поверхностного электрического поля E_s : 10^3 В/см (1), 10^4 В/см (2), 10^5 В/см (3)

Полагая, что пространственное распределение приповерхностного заряда в динамическом и стационарном режимах отличаются незначительно для образца KBr, при $E \sim 5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ по экспериментальной оценке заряда $P_s = Q_0/e \approx 7.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ находим $\varphi_s \approx 0.18 \text{ В}$. Если ввести для перехода напыленный контакт-диэлектрик эффективную емкость $C_e = Q_0/\varphi_s \approx 10^{-8} \text{ Ф}$, то время экранирования поля составит $\sim 10^{-4} \text{ с}$.

В четвертой главе исследовалась структура пространственного распределения напряженности электрического поля и объемного заряда (ОЗ) в образце высокоомного (удельное сопротивление $1.5 \cdot 10^{11} \text{ Ом}\cdot\text{см}$) кубического кристалла ZnSe в зависимости от плотности тока пучка и положения заземленных электродов. Методика измерения основана на применении линейного электрооптического эффекта Поக்கельса. Измерения проводились в вакууме (0.13 Па) при комнатной температуре.

В разработанной оптической схеме свет от He-Ne лазера падал нормально на боковую поверхность образца. Помещенная за образцом линза давала увеличенное изображение задней грани кристалла на экране с оптической щелью. При пятикратном увеличении и размере щели $0,1 \text{ мм}$ разрешение в вертикальной плоскости составляло $\sim 20 \pm 2 \text{ мкм}$. Ошибка в пространственном разрешении определяется уровнем расходимости лазерного луча и длиной кристалла в направлении распространения света. Оптическая щель перемещалась в вертикальном направлении с помощью микрометрической подачи. Численные значения напряженности электрического поля $E(x,t)$ в образце ZnSe определялись из данных эксперимента по известной формуле. Электрооптическая характеристика $n^3 r_{41} = 12.7 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ (n - показатель преломления света в ZnSe; r_{41} - электрооптический коэффициент) используемого ZnSe измерена экспериментально при приложении к

образцу импульсного напряжения. Полуволновая напряженность поля равна $\sim 10^5$ В/см. Пороговая чувствительность $E(x,t) \sim 2 \cdot 10^3$ В/см. Временное разрешение фотоумножителя ~ 7 нс.

Для анализа результатов $E(x,t)$ необходима информация о пространственных распределениях: наведенной радиационной проводимости $\sigma(x)$ и плотности первичных термализованных электронов пучка $\rho_0(x)$ в материале ZnSe.

Вид функции $\sigma(x)$ определяется распределением поглощенной энергии электронного пучка $D(x)$. Распределение $D(x)$ построено по данным профиля акустической волны, генерированной в материале ZnSe при облучении ИЭП (кривая 5 рис. 5, б). Максимальный пробег электронов в ZnSe $x_m \approx 240$ мкм.

Распределение $\rho_0(x)$ есть производная от функции плотности тока первичных электронов пучка $I_0(x)$ в материале по координате x . Экспериментальное измерение $I_0(x)$ в ZnSe является сложной задачей. В нашем случае для используемого ускорителя получена зависимость $I_0(x)$ в Al мишени при ослаблении пучка фольгами различной толщины. Для материалов с Z , близким к Al, кривая $I_0(x)$ имеет почти универсальный характер. Графики функции $I_0(x)$, $\rho_0(x)$ для Al, растянутые с учетом пробега электронов пучка в кристалле ZnSe, приведены на рис. 5, б, в. Значение экстраполированного пробега электронов составляет ~ 200 мкм.

Форма импульса тока пучка, в пределах временного разрешения фотоумножителя, представлена кинетикой свечения экситонной люминесценции J_L в кристалле KI (кривая 6, рис. 5, а).

Рассмотрены три наиболее характерных случая формирования электрического поля заземленными электродами в диэлектрике при облучении.

Короткозамкнутый образец - электроды находятся на облучаемой и необлучаемой гранях образца. Электрическое поле устанавливается между инжектируемым в объеме зарядом и наведенными в электродах зарядами противоположного знака. В эксперименте заземленным электродом на облучаемой грани кристалла служила алюминиевая фольга толщиной 10 мкм. В измерениях с точностью $\sim 10^3$ В/см, определяемой чувствительностью метода, не удалось зафиксировать электрических полей как в облучаемом пространстве, так и за границей облучения. Оценки для эквивалентной схемы, элементы которой формируются при облучении и состоят из: эффективных емкостей, у которых одной из обкладок служит инжектированный отрицательный заряд, а другой - металлические электроды и сопротивления облучаемого слоя, показывают, что постоянная времени цепи для релаксации заряда имеет достаточно малое значение ~ 2 нс, и заметного накопления заряда за время импульса не происходит.

Образец с открытой поверхностью - электрод на необлучаемой грани образца. Измерения $E(x,t)$ для образца с «открытой» поверхностью выполнены при четырех значениях тока пучка $I = 2, 4, 8$ и 12 А/см².

Сложный вид кинетических кривых $E(t)$ при $I=2 \text{ А/см}^2$ (кривая 1, рис. 5, а) можно объяснить зарядением поверхностной части образца низкоэнергетическими электронами, присутствующими в хвосте электронного импульса. При $I=8$ и 12 А/см^2 время релаксации поля уменьшается, форма кривых $E(t)$ становится близкой к форме кривой тока электронного импульса.

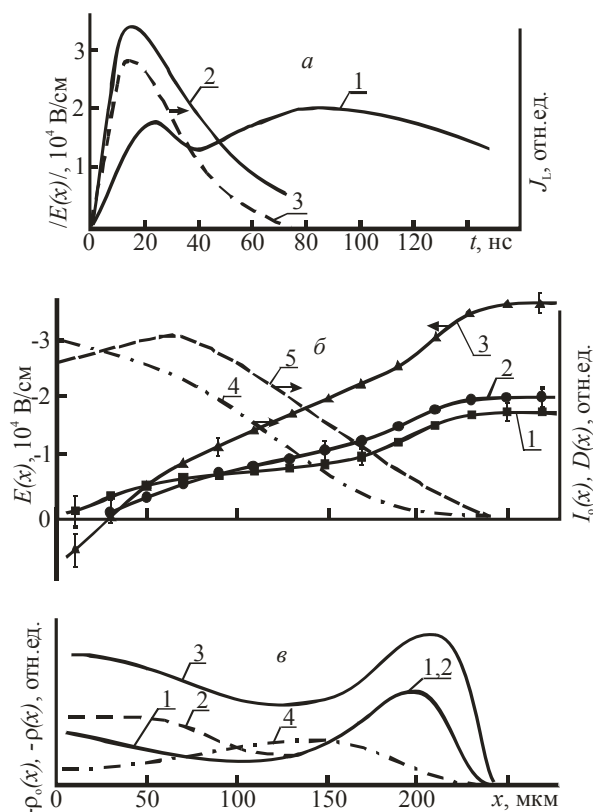


Рис. 5. Кинетики $E(t)$, измеренные на расстоянии 250 мкм от облучаемой грани образца ZnSe при различной плотности тока пучка I : 1 - 2 А/см^2 ; 2 - 12 А/см^2 ; 3 - J_L (а). Распределение $E(x)$, $\rho(x)$ через разное время после начала импульса радиации: 1 - 25 нс, 2 - 80 нс, $I=2 \text{ А/см}^2$; 3 - 17 нс $I=12 \text{ А/см}^2$ (б, в); 4 - $I_0(x)$, 5 - $D(x)$ (б); 4 - $\rho_0(x)$ (в), $x=0$ -облучаемая поверхность. Электрод на необлучаемой грани образца

Функции $E(x)$ в разные моменты времени после начала импульса радиации приведены на рис. 5, б. За границей $x=250 \text{ мкм}$ напряженность электрического поля не меняется до необлучаемой грани кристалла. Координата $x=250 \text{ мкм}$, полученная по измерениям поля, соответствует максимальной глубине пробега электронов пучка в ZnSe и удовлетворительно согласуется со значением $x_m=240 \text{ мкм}$, определенной по распределению $D(x)$. На основании уравнения Пуассона дифференцированием функции $E(x)$ по координате x получены распределения объемной плотности заряда $\rho(x)$ (кривые 1-3 рис. 5, в).

Анализ зависимости структуры распределения $E(x)$, $\rho(x)$ от плотности тока пучка показывает, что уже при $I = 2 \text{ А/см}^2$ положение максимума накопленного заряда находится в области $x = 200 \text{ мкм}$ и не совпадает с положением максимума на 150 мкм для функции $\rho_0(x)$. При $I = 8$ и 12 А/см^2 увеличивается уровень наведенной проводимости, и распределение $E(x)$ определяется релаксационными процессами. В распределении $E(x)$ у облучаемой поверхности происходит смена знака поля, а на глубине пробега электронов наблюдается наиболее резкий переход к постоянному значе-

нию напряженности поля, которое устанавливается за границей облучения. В результате идет релаксация заряда из облученного объема и накопление заряда в области экстраполированного пробега электронов в материале.

Образец без электродов. Кривые $E(x)$ и соответствующие им функции $\rho(x)$ приведены на рис. 6, з, д. Напряженность поля равна нулю в центральной области и имеет постоянное значение и разные знаки по обе стороны объемного заряда.

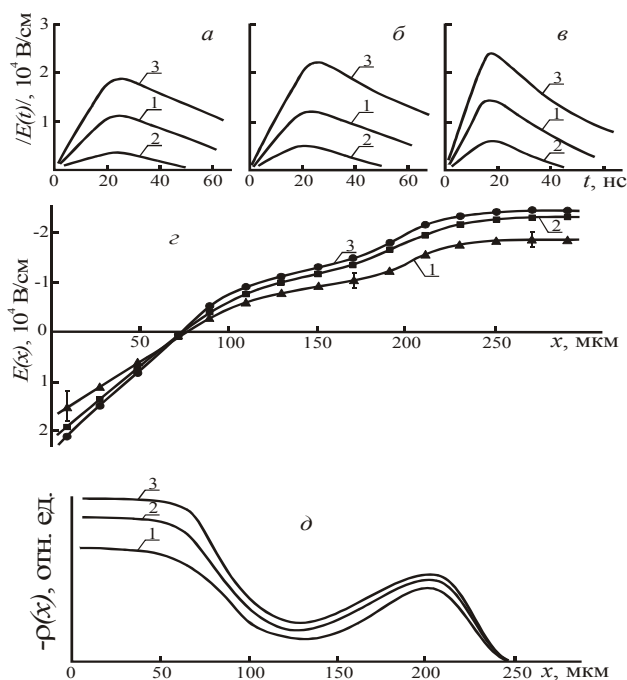


Рис 6. Кинетики $E(t)$, измеренные на разных расстояниях от облучаемой грани образца: 1 - 30; 2- 90; 3 - 250 мкм, $I=4 \text{ А/см}^2$ (а); $I=8 \text{ А/см}^2$ (б); $I=12 \text{ А/см}^2$ (в). Распределение $E(x)$, $\rho(x)$ через разное время после начала импульса радиации: 1 - 27 нс, $I=4 \text{ А/см}^2$, 2 - 25 нс, $I=8 \text{ А/см}^2$, 3 - 17 нс, $I=12 \text{ А/см}^2$ (з, д). Образец без электродов

Структуру $E(x)$ можно рассматривать как распределение поля заряженного слоя. На это указывает и сравнение значений $E(x)$ за границей x_m для двух конфигураций поля (рис.5, б и 6, з), которые отличаются в два раза при одних значениях I , что и должно выполняться для значений напряженности поля в конденсаторе и вне заряженного слоя.

Таким образом, в облученном объеме электрическое поле ОЗ и отличная от нуля наведенная радиационная проводимость приводят к возникновению пика плотности заряда в области экстраполированного пробега электронов и релаксации заряда из облученного пространства.

В пятой главе представлены результаты экспериментального исследования электризации группы различных по структуре и свойствам диэлектриков в процессе облучения мощным импульсным электронным пучком при различных условиях.

Измерения проводились с помощью двух методик: с применением линейного электрооптического эффекта Поккельса и измерения переходных токов. Методика на основе эффекта Поккельса позволяет измерять медленно меняющиеся и постоянные значения напряженности электрического поля, и использовалась для исследования накопления и релаксации накоп-

ленного заряда в различных материалах.

В эксперименте образцы в виде пластин с размерами $30 \times 30 \times 1$ мм³ облучались электронным пучком ускорителя ГИН-400 с параметрами: длительность импульса ~ 8 нс, плотность тока ~ 5 А/см². На исследуемый образец устанавливался электрооптический кристалл высокоомного кубического ZnSe с размерами основания 10×15 мм², высотой 2 мм и заземленный электрод. Для максимального накопления заряда образец устанавливался на диэлектрической подставке. Облучение проводилось в вакууме (0.13 Па) при комнатной температуре. Свет лазера проходил через электрооптический кристалл ZnSe. Напряженность электрического поля в образцах в момент импульса радиации определялась обработкой осциллограмм импульсов просветления электрооптического кристалла по известной формуле.

В данном эксперименте при облучении формируется конденсатор с отрицательным зарядом в диэлектрике и наведенным положительным зарядом в электроде, что соответствует геометрии облучения с открытой поверхностью. В образованном эффективном конденсаторе напряженность поля в исследуемом кристалле E_1 и электрооптическом ZnSe E_2 связаны зависимостью

$$\varepsilon_1 \varepsilon_0 E_1 = \varepsilon_2 \varepsilon_0 E_2, \quad (15)$$

где ε_1 , ε_2 - диэлектрические проницаемости образца и ZnSe соответственно.

Временные зависимости $Q(t) = \varepsilon_2 \varepsilon_0 E_2$ в различных диэлектриках: ПММА, плавленом кварце, LiF, KJ приведены на рис.7 (кривые 1-4).

Форма импульса тока ускорителя представлена кинетикой люминесценции в KJ (кривая 5). Кривой 6 показана временная зависимость плотности заряда Q_0 , полученная интегрированием по времени кинетики тока пучка ускорителя. Наибольшее накопление заряда происходило в ПММА и составляло $\sim 2.5 \cdot 10^{-8}$ Кл/см². Для других материалов максимальные значения накопленного заряда близки к $2 \cdot 10^{-8}$ Кл/см². Это меньше соответствующего по времени расчетного значения $Q_0 = 3.3 \cdot 10^{-8}$ Кл/см² (кривая 6) в ~ 1.7 раза и связано с релаксацией заряда из образца за счет наведенной радиационной проводимости. Пологий наклон графиков $Q(t)$ на временном интервале 20-50 нс объясняется некоторым зарядением образцов низкоэнергетическими электронами, присутствующими в хвосте электронного импульса. Важно отметить, что за границей $t = 50$ нс, при отсутствии радиационной проводимости, релаксация заряда не прекращается и идет более интенсивно для ЩГК и менее для ПММА, SiO₂. В данном случае, видимо, можно говорить о релаксации электронов, захваченных на ловушки с низкой энергией активации.

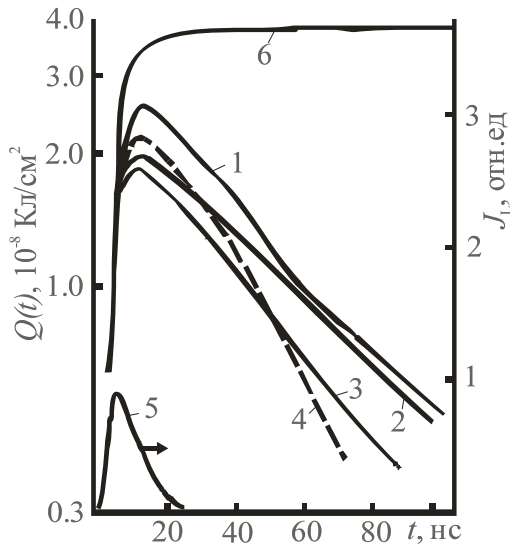


Рис. 7. Временные зависимости накопления заряда $Q(t)$ в различных диэлектриках: 1 - ПММА, 2 - плавленом кварце, 3 - L1F, 4 - КJ; 5 - кинетика люминесценции в КJ, 6 - временная зависимость Q_0

Второй цикл экспериментов проводился с помощью методики измерения импульсных токов в диэлектриках. Методика переходных токов основана на регистрации токов, протекающих в цепи зарядки диэлектрика в момент облучения электронным импульсом.

Схема подключения диэлектрика при облучении электронным пучком ускорителя ГИН-400 показана на рис. 8. Электроны инжектируются непосредственно в образец. Металлический коллиматор 1 ограничивал размеры области облучения диэлектрика. Для сбора электронов, вытекающих из облученного объема, установлен коллектор электронов 3, стекание заряда происходило по сопротивлению утечки $R_1=4$ Ом. Образцами служили пластинки диэлектриков толщиной $\sim 0.5-1$ мм. Облучение проводилось при комнатной температуре в вакууме (0,13 Па). Пороговая чувствительность измерения тока при использовании осциллографа И2-7 составляла ~ 0.5 А/см². Временное разрешение ~ 0.2 нс.

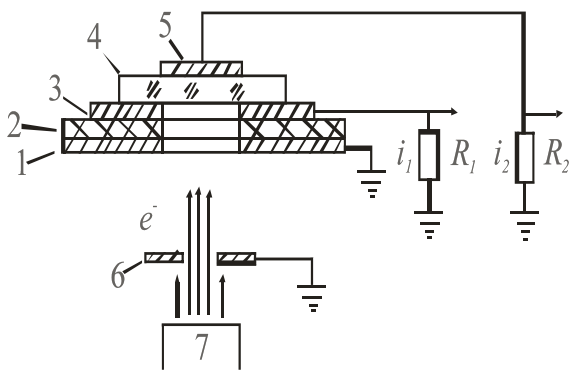


Рис. 8. Схема экспериментальной установки для измерения токов в диэлектрике: 1 - коллиматор, 2 - изолятор, 3 - коллектор электронов, 4 - образец, 5 - верхний электрод, 6 - диафрагма, 7 - сильноточный ускоритель электронов, $R_1 = R_2 = 4$ Ом

При облучении формируется эффективный конденсатор C_e с отрицательным зарядом в образце или в Al мишени и наведенным положительным зарядом в верхнем электроде. Плотность тока смещения i_2 на верхнем электроде образца связана с напряженностью электрического поля $E(t)$ за границей пробега электронов зависимостью

$$i_2 = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} . \quad (16)$$

Ток i_1 , снимаемый с коллектора электронов, равен сумме токов смещения и проводимости в облученном объеме. При отличной от нуля радиационно-индуцированной проводимости и незначительной емкости электрода коллектора $З$, составляющей тока смещения можно пренебречь и считать i_1 омическим током.

На рис. 9 показано семейство токов, измеренных при облучении кристалла NaCl электронным пучком различной плотности. Временные зависимости напряженности электрического поля $E(t)$ за границей пробега электронов получены графическим интегрированием кинетики тока i_2 в соответствии с условием (16). В эксперименте наблюдается смена направления протекания тока смещения. С увеличением плотности тока пучка I амплитуда $i_2(t)$ несколько растет, смена знака тока происходит в более ранние моменты времени. Для рассмотренных материалов ЩГК, кварца, ПММА ток i_1 появляется одновременно с током пучка I . Для токов выполняется условие $I=i_1+i_2$. С ростом I увеличивается крутизна переднего фронта импульса напряженности поля $E(t)$, экстремум функции $E(t)$ смещается к началу координат. Пиковое значение напряженности поля $E(t)$ увеличивается.

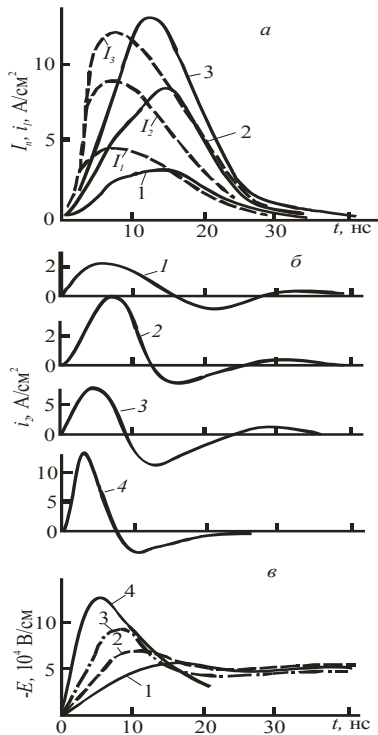


Рис. 9. Временные зависимости токов и напряженности электрического поля в образце NaCl при различной плотности тока пучка I_n . а, б- осциллограммы токов; i_1 - токи проводимости (а); i_2 - токи смещения (б), E - напряженность электрического поля за границей пробега электронов в образце (в). Нумерация 1 - 4 соответствует возбуждаемому току I_n ($I_4 = 22.5 \text{ A/cm}^2$)

Для оценки соотношения захваченного и свободного заряда могут служить зависимости накопления заряда от плотности тока пучка, эффективной емкости образца, сопротивлений облученного объема и утечки, для которых поведение свободного заряда хорошо известно.

Исследования характера изменения амплитуды и структуры переходных токов, а также напряженности электрического поля в образцах NaCl от значения эффективной емкости C_e с емкостным зазором ($d-x_m$) показывают, что с увеличением d амплитуда тока падает, точка пересечения кривой

тока с временной осью смещается к началу координат. Соответственно положение максимума кинетики E сдвигается к началу координат, время релаксации поля уменьшаются. Зависимость пиковой амплитуды E от значения $(d-x_m)$ образцов NaCl приведена на рис.10 (кривая 1).

В аналогичном эксперименте оценивалось влияние значения сопротивления утечки R_1 на уровень напряженности электрического поля в образцах NaCl. Сопротивление $R_1=4$ Ом отпаивалось и стекание заряда на землю происходило по поверхности диэлектрика изолятора 2 (см. рис.8), что максимально увеличивало сопротивление утечки. Измерения показывают, что для тех же четырех образцов NaCl различной толщины при утечке заряда по поверхности изолятора напряженность поля увеличивается более чем в 2 раза (кривая 2, рис.10).

На рис. 10 пунктирными кривыми 3 и 4 показаны расчетные зависимости $E \sim 1/(d-x_m)$, соответствующие закону зарядки плоского конденсатора. Хотя захват носителей происходит во всех образцах, уровень свободного заряда по отношению к захваченному выше у тонких образцов. Поэтому экспериментальные и теоретические кривые совмещены для самого тонкого образца с $d=0.75$ мм. Из рисунка видно, что экспериментальные значения напряженности поля для толстых образцов несколько превышают расчетные кривые, на 30-40%, что дает основание говорить о незначительном захвате электронов ловушками в кристалле NaCl. Такой уровень захваченного заряда дает соотношение 7% захваченного заряда к свободному для образца с $d=0.75$ мм.

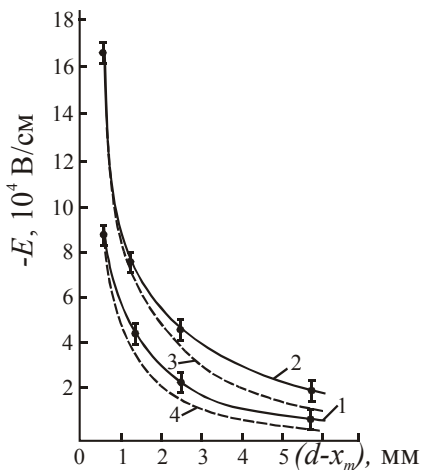


Рис.10. Зависимость пиковой амплитуды E от толщины $(d-x_m)$ образцов NaCl. $I=8.8$ А/ см²

Зависимость пиковой напряженности поля в различных диэлектриках от плотности тока пучка иллюстрирует рис. 11. Амплитуда сигнала E зависит от плотности тока пучка, эффективной емкости образцов и удельного сопротивления объема. В образцах NaCl и KCl при близких значениях наведенной радиационной проводимости значение E выше в 1.8 раза у KCl, что удовлетворительно согласуется с отношением $(d_{\text{NaCl}}-x_m)/(d_{\text{KCl}}-x_m) \approx 2$. При одинаковой толщине и близких значениях максимального пробега электронов в образцах LiF и NaCl напряженность электрического поля выше в NaCl, хотя LiF имеет более высокое сопротивление объема по

сравнению с NaCl, но и более высокое значение диэлектрической проницаемости. Для образцов NaCl, KCl напряженность поля увеличивается пропорционально $I^{0.5}$ в приведенной области значений плотности тока пучка. Такая зависимость, при квадратичной рекомбинации носителей, согласуется с теоретически рассчитанной в отсутствие захвата носителей ловушками. Однако для LiF, плавленного SiO₂, ПММА напряженность поля увеличивается более сложным образом. В диапазоне изменения плотности тока 4.4-12 А/см² напряженность поля увеличивается $E \sim I^{0.4}$ и затем при 22.5 А/см² стремится к зависимости $E \sim I^{0.5}$.

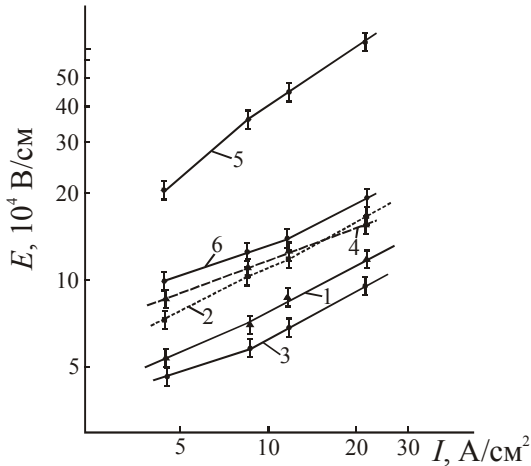


Рис. 11. Зависимость пиковой напряженности поля в различных диэлектриках от плотности тока пучка. В скобках указана толщина образцов, в мм: 1 - NaCl (0.75), 2 - KCl (0.5), 3 - LiF (0.75), 4 - SiO₂ (0.85), 5 - кристаллический кварц (0.27), 6 - ПММА (1.0)

Полученные закономерности можно объяснить с учетом захвата носителей ловушками и их освобождения, вероятно, по механизму ударной ионизации, электронами пучка и вторичными электронами, энергия которых сравнима со значением ширины запрещенной зоны кристаллов W_g .

В процессе облучения на ловушки захватываются как первичные, так и вторичные термализованные электроны. Количество вторичных электронов превышает количество первичных в $\sim 10^3$ раз, но их захват не нарушает электронейтральность образца. Концентрацию термализованных вторичных электронов можно представить в виде $G_e \tau$. Ионизация ловушек осуществляется вторичными электронами, находящимися на стадии термализации, с концентрацией $G_e \tau_1$, где τ_1 -время термализации. Кинетику изменения концентрации электронов на ловушках Δn можно записать как

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = (N_t - \Delta n) G_e \tau v_T s_0 - \Delta n G_e \tau_1 v_1 s_1 . \quad (17)$$

Здесь первое слагаемое в правой части описывает захват носителей, второе - опустошение ловушек. $(N_t - \Delta n)$ - концентрация пустых ловушек, v_1 - тепловая скорость электронов на стадии термализации, s_0, s_1 - сечение захвата и ионизации ловушки электроном соответственно. В квазистационарном случае

$$\Delta n = \frac{N_t \tau v_T s_0}{\tau_1 v_1 s_1 (\tau v_T s_0 / \tau_1 v_1 s_1 + 1)} . \quad (18)$$

Для ЩГК средние энергии для термализованных электронов при температурах близких к 300 К составляют ~ 0.02 эВ и для вторичных электронов на стадии генерации ~ 6 эВ. Учитывая, что тепловая скорость электронов пропорциональна корню квадратному от их энергии, отношение $v_T/v_1 \approx 0.06$. Время термализации электрона в зоне проводимости диэлектрика $\tau_1 \sim 10^{-12}$ с, время жизни электронов в зоне проводимости при возбуждении электронным пучком плотности 100 А/см^2 $\tau \sim 10^{-11}$ с. Полагая, что $s_0 \approx s_1$, значение $\Delta n \approx 0.4 N_t$. С увеличением плотности тока пучка за счет уменьшения времени жизни носителей в термализованном состоянии опустошение ловушек увеличивается. При плотности тока пучка $\sim 300 \text{ А/см}^2$ время жизни $\tau \sim 0.7 \cdot 10^{-11}$ с и $\Delta n \approx 0.28 N_t$.

Отсутствие заметного захвата электронов ловушками в кристаллах KCl, NaCl, видимо, обусловлено низкими значениями энергии активации центров захвата ~ 0.03 - 0.05 эВ и концентрации $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Отсутствует заметный захват и по данным накопления заряда в образцах NaCl различной толщины (рис.10). В плавном SiO₂ и кристаллическом SiO₂ ловушки более глубокие, чем у ЩГК, однако, с увеличением плотности тока пучка захваченный заряд уменьшается. Если разложить напряженность поля в плавном SiO₂ на две составляющие: за счет накопления свободного заряда и захваченного ловушками и считать, что в области 22.5 А/см^2 доля захваченного заряда близка к нулю, то в области $I=4.4 \text{ А/см}$ захваченный заряд составляет 30% от свободного.

Для кристаллического SiO₂ толщиной 270 мкм при $I=4.4$ и 8.8 А/см^2 кинетические кривые плотности тока i_2 практически повторяют импульсы плотности тока пучка, слабая и длительная стадия релаксации заряда появляется после окончания импульса возбуждения, значения E соответствуют практически полному накоплению заряда. Так как наведенная радиационная проводимость при этой плотности тока существует, то значительное накопление заряда, видимо, связано с большим значением эффективной емкости ($d-x_m=60$ мкм) и захватом заряда ловушками. С увеличением плотности тока пучка от $I=12$ до 22.5 А/см^2 процесс релаксации заряда усиливается, смена знака тока наступает во время действия импульса возбуждения, что является следствием увеличения проводимости и опустошения ловушек.

Таким образом, специфической особенностью заряжения диэлектриков ИЭП является низкий уровень захваченного заряда ловушками. При высоких уровнях возбуждения $>10 \text{ А/см}^2$ высокоэнергетичные электроны пучка и вторичные электроны ионизируют захваченный ловушками заряд и зарядение связано со свободными термализованными электронами пучка в зоне проводимости диэлектрика. При квадратичном характере рекомбинации неравновесных носителей напряженность электрического поля в образце увеличивается пропорционально корню квадратному от плотности тока пучка. Накоплению свободного заряда в диэлектрике способствует

увеличение значений эффективной емкости и сопротивления утечки, которое ограничивает стекание заряда из облученного объема на землю.

В шестой главе выполнено моделирование процесса накопления объемного заряда в диэлектриках при облучении ИЭП, в отсутствие захвата носителей ловушками, с помощью методики равномерной объемной высокоэнергетической инжекции (РОВИ) и разработанной методики эквивалентных схем.

Экспериментальная схема облучения диэлектрика представлена в виде одномерной модели с короткозамкнутой внешней цепью (рис.12, а). Рассмотрено два варианта, отличающихся положением заземленного электрода 1 по отношению к облучаемой грани образца: в первом случае электрод находится на поверхности образца, во втором - удален на конечное расстояние, как это показано на рис 12, а. Последний случай наиболее часто реализуется на практике, когда роль переднего электрода выполняет корпус вакуумной ячейки. Второй заземленный электрод 2 находится на необлучаемой поверхности диэлектрика. Размер образца в направлении оси x превышает максимальный пробег электронов в веществе $x_m = (x_2 - x_1)$. Сопротивление утечки r_1 определяет стекание инжектируемого заряда из облучаемого объема на землю.

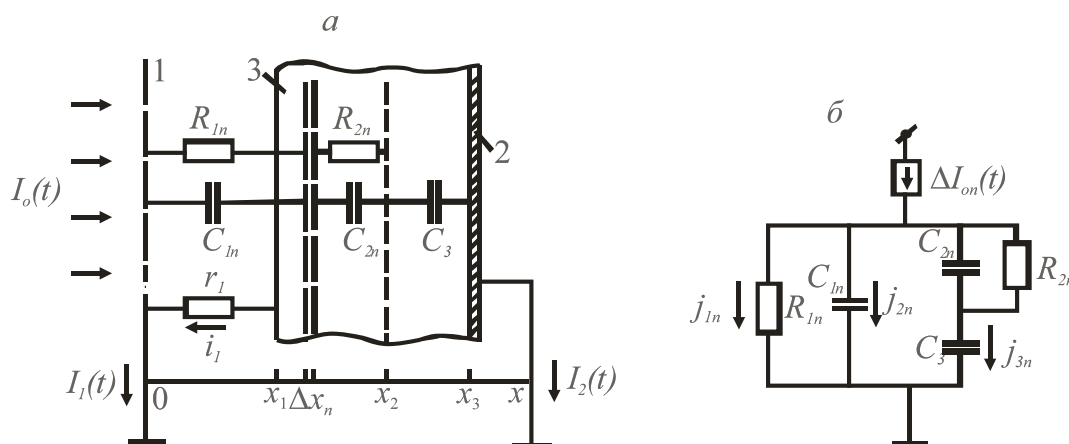


Рис.12. Одномерная модель заряжения диэлектрика электронным пучком (а) и эквивалентная схема, описывающая заряжение слоя Δx_n (б). 1, 2-электроды, 3 - образец, r_1 –сопротивление утечки, x_2 - граница максимального пробега электронов пучка в материале

В принятой одномерной модели (рис. 12, а) формирование ОЗ описывается системой уравнений, включающей уравнение непрерывности (19) и уравнение Пуассона (20), а также начальным (21) и граничным (22) условиями задачи.

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(x, t) = \frac{\partial}{\partial x} (I_0(x, t) - i(x, t)), \quad (19)$$

где $\rho(x, t)$ –объемная плотность заряда; $I_0(x, t) = I_0(x)I_0(t)$ – плотность тока электронов пучка в материале, представленная в виде произведения про-

пространственной $I_0(x)$ и временной $I_0(t)$ составляющих; $i(x,t)$ – ток проводимости,

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{\rho(x,t)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (20)$$

$$E(x,0) = 0. \quad (21)$$

При $x = x_1$ $E(x_1,t) = E_1(t)$; $x \geq x_2$ $I_0(x_2,t) = 0$, $\sigma(x_2,t) = 0$,

$$E(x_2,t) = E_2(t), \quad Q_s(t) = \int_0^t i(x_2,t') dt'; \quad x = x_3 \quad E_2(t) + \frac{Q_s(t)}{\varepsilon\varepsilon_0} = E_3(t), \quad (22)$$

где $i(x_2,t)$ – ток проводимости при $x \leq x_2$, $Q_s(t)$ – поверхностная плотность заряда в плоскости x_2 ; $E_1(t)$, $E_2(t)$, $E_3(t)$ – напряженности электрического поля на облучаемой грани x_1 в плоскости x_2 и в плоскости x_3 соответственно; t' – текущее значение времени.

Совместное решение (19), (20) с граничным условием (22) при $x = x_3$ дает уравнение полного тока

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = I_0(x,t) - i(x,t) + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_3(t)}{\partial t}. \quad (23)$$

Уравнение (23) устанавливает связь между плотностью токов во внешней среде $I_1(t)$, $I_2(t)$ и их составляющими в образце (рис. 13, а). Ток $I_1(t)$ равен сумме токов проводимости и смещения

$$I_1(t) = i_1(t) + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_1(t)}{\partial t}, \quad (24)$$

где $i_1(t)$ – ток через сопротивление r_1 .

Ток $I_2(t)$ является током смещения и равен

$$I_2(t) = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_3(t)}{\partial t}. \quad (25)$$

В соответствии с (23) – (25) можно записать

$$I_0(t) = I_1(t) + I_2(t). \quad (26)$$

Уравнение (23) дает возможность найти временную зависимость напряженности электрического поля $E_3(t)$ в пространстве (x_2-x_3) . Однако решение уравнения (23) относительно $E_3(t)$ с произвольными $I_0(x,t)$, $\sigma(x,t)$ является сложной задачей.

Если известна зависимость $I_2(t)$, то функцию $E(x,t)$ в пространстве $(0-x_2)$ найдем из уравнения (23)

$$E(x,t) = -\frac{I_0(x)}{\varepsilon\varepsilon_0} \left[\int_0^t (I_0(t') - I_2(t')) \exp\left(\int_0^{t'} \frac{dt''}{\tau}\right) dt' \right] \exp\left(-\int_0^t \frac{dt'}{\tau}\right), \quad (27)$$

где $\tau = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma(x,t)$ – имеет смысл мгновенного максвелловского времени релаксации. Распределение $E(x,t)$ можно найти при наличии расчетной или экспериментальной функции $I_2(t)$.

Как видно из уравнения (27), $E(x,t)$ разделяется на пространственную и временную составляющие, что является основанием для рассмотрения

процессов накопления и релаксации заряда в отдельном слое независимо от влияния других слоев облученного объема мишени.

Наиболее приемлемым для аналитических расчетов кинетики накопления ОЗ является метод РОВИ, в котором проводимость и диэлектрическая проницаемость в уравнении непрерывности не зависят от пространственной координаты. Из результатов расчетов, в частности, показано, что кинетика накопления заряда происходит по экспоненциальному временному закону с постоянной времени, определяемой геометрическими размерами образца, диэлектрической проницаемостью, сопротивлениями утечки и объема. Характер взаимосвязи указанных параметров позволяет интерпретировать заряджение диэлектриков в рамках представлений о процессах в RC -цепях. Элементами этой цепи, формируемыми при облучении, являются: эффективные конденсаторы, одной из обкладок которых служит инжектируемый отрицательный объемный заряд, а другими – металлические электроды; сопротивление облученного слоя и сопротивление утечки, которые включены последовательно в цепь заряджения конденсатора. Получена зависимость напряженности электрического поля E_{3m} за границей пробега электронов от плотности тока пучка $I_0(t)$ и $\sigma(t)$

$$E_{3m} = \frac{1}{(x_3 - x_2)} \frac{\int_0^{x_2} I_0(x, t) dx}{\sigma(t)} \quad (28)$$

Как видно из выражения (28), при увеличении $I_0(t)$ числитель растет линейно, знаменатель, за счет роста радиационной проводимости, имеет зависимость от плотности тока пучка $\sim I_0^{0.5}$. В результате максимальное значение плотности накопленного заряда и создаваемая этим зарядом напряженность поля за границей облучения зависят, в первом приближении, от плотности тока пучка как $E_{3m} \sim I_0^{0.5}$. Уравнение (28) учитывает процессы инъекции и релаксации заряда и выполняется при условии, что длительность импульса тока пучка больше времени максвелловской релаксации τ_M . Для ЩГК при $I_0 \sim 5 \text{ А/см}^2$, $\sigma \sim 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ и $\tau_M \sim 1 \text{ нс}$. Характер изменения зависимости E_{3m} от I_0 удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента для кристаллов NaCl, KCl.

Во второй части главы описано решение нелинейного уравнения полного тока с помощью предложенной методики эквивалентных схем.

Облученная область образца разбивалась на достаточно тонкие слои и рассматривалось накопление и релаксация заряда в отдельном слое независимо от влияния других слоев (основанием чему служит уравнение (27)).

Для n -го элемента объема с координатами x_n , $x_n + \Delta x_n$ и поперечным сечением 1 см^2 (рис.12, а) представим через E_{1n} , E_{2n} - напряженности поля, создаваемые зарядом в слое Δx_n , и i_{1n} , i_{2n} - плотности тока проводимости, определяющие релаксацию заряда, на левой и правой границах слоя Δx_n

соответственно. Из дифференциального уравнения полного тока (23) запишем уравнение полного тока для слоя Δx_n

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{1n}}{\partial t} + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{2n}}{\partial t} = \Delta I_{0n} - (i_{1n} + i_{2n}) + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{3n}}{\partial t}, \quad (29)$$

где $\Delta I_{0n} = (\partial I_0(x)/\partial x)_{x_n} \Delta x_n$, $E_{3n} = E_{2n} + \frac{Q_{sn}}{\varepsilon\varepsilon_0}$, $Q_{sn} = \int_0^t i_{2n} dt'$.

В уравнение (29) входят токи смещения и проводимости. Поэтому в качестве сосредоточенных элементов могут быть выбраны емкости и сопротивления как отвечающие характеру этих токов. Накопление заряда в плоскости x_2 можно представить как накопление на дополнительном электроде. С учетом (29) эквивалентная схема выбрана в виде, приведенном на рис. 12, б.

Полученный алгоритм расчета с применением эквивалентных схем применен для описания электризации кристалла KCl при облучении ИЭП. Исходные данные теоретической модели: геометрические размеры, плотность тока пучка, $D(x)$, сопротивление утечки соответствовали экспериментальным условиям облучения.

Пространственное распределение напряженности электрического поля $E(x)$ (рис.13, а) рассчитано по формуле (27). Напряженность поля в области $(0-x_1)$ E_0 в соответствии с (24) связана с $E_1(t)$ соотношением $\sigma_0 E_0 = \sigma(x_1, t) E_1(t)$, где $\sigma_0 = x_1/r_1$ - удельная проводимость в области $(0-x_1)$. Функции $E(x)$, $\rho(x)$ построены через различное время после начала импульса радиации.

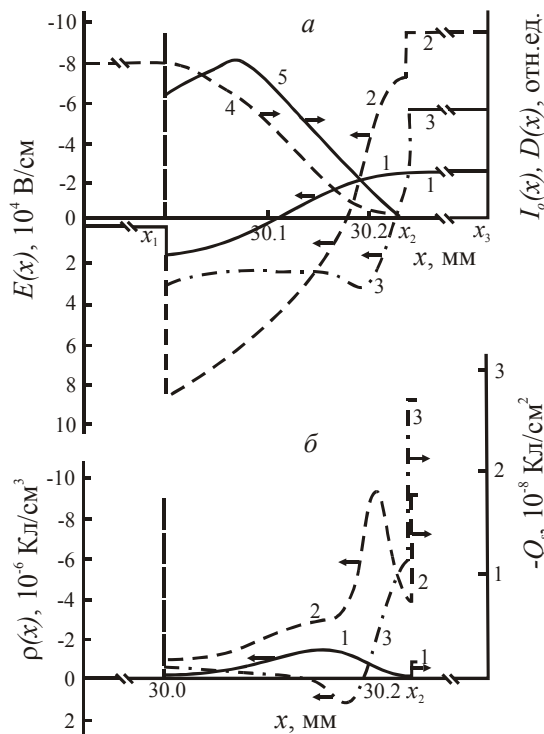


Рис.13. Расчетные функции пространственного распределения напряженности электрического поля и плотности заряда в образце KCl. а- $E(x)$; б- объемная $\rho(x)$ и поверхностная плотность заряда Q_s . Плотность тока пучка 22.5 A/cm^2 . Кривые построены через различное время после начала импульса радиации: 1 - 3, 2 - 12, 3 - 28 нс, 4 - $I_0(x)$, 5 - $D(x)$. Электрод 1 отнесен на конечное расстояние (рис.12, а)

На начальной стадии через 3 нс после облучения $\rho(x)$ можно считать близким по форме к распределению термализованных электронов пучка ρ_0 . С течением времени напряженность поля, так же как и наведенная проводимость, увеличивается. Это приводит к релаксации заряда из облученного объема и накоплению электронной плотности в области экстраполированного и максимального пробега электронов. Расчетное распределение $E(x)$ удовлетворительно согласуется с экспериментальным, за исключением скачка поля в плоскости x_2 . В реальном случае отсутствует резкая граница перехода наведенной радиационной проводимости к нулю и существует переходный слой с достаточно малой проводимостью. Действительно, расчет показывает, что при плавном снижении $\sigma(x,t)$ и плотности тока пучка к нулю в области максимального пробега электронов скачок $E(x)$ практически исчезает. Соответственно плотность заряда в плоскости x_2 уменьшается практически до нулевого значения и увеличивается в области экстраполированного пробега электронов $x \approx 200$ мкм. Следует отметить, что, при истечении достаточно длительного времени после начала импульса радиации в распределении $\rho(x)$ появляется область с положительным зарядом (кривая 3 на рис.13, б). Это явление, видимо, вызвано игнорированием диффузионных процессов при переходе к стационарным режимам облучения.

Седьмая глава посвящена исследованиям по установлению механизма генерации первичных электронов на начальной стадии формирования канала электрического пробоя.

Характерной особенностью импульсного пробоя как щелочно-галогидных кристаллов, так и сложных ионных соединений (например, перхлората аммония) является увеличение пробивного напряжения с укорочением длительности импульса. Сквозной канал пробоя в щелочно-галогидных кристаллах в электрических полях длительностью ~ 30 нс возникает при напряжениях, превышающих в ~ 2.5 раза квазистатические (длительность приложения поля ~ 1 мкс)¹⁾. Структура канала анодного пробоя зависит от напряженности электрического поля. В кристалле NaCl при напряжениях, близких к пробивным в квазистатическом режиме, в анодной области формируется первичный канал пробоя, ориентированный по “катодному” направлению $\langle 100 \rangle$. Протяженность этого участка колеблется в пределах 50-500 мкм. Затем канал разряда начинает распространяться по основному направлению $\langle 110 \rangle$. Первичный участок прорастает с дозвуковой скоростью, скорость по основному направлению $\sim 10^7$ см/с. С увеличением напряжения протяженность первичного канала уменьшается до визуально неразличимых размеров²⁾.

1) Воробьев А. А., Воробьев Г. А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Выс. школа, 1966. 234 с.

2) Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. Екатеринбург: 2000. 258 с.

Исходя из сказанного, можно предположить, что в формировании первичного и основного каналов участвуют различные физические процессы.

Вероятно, образование первичного канала пробоя обусловлено миграцией и генерацией линейных дефектов, способствующих созданию каналов и областей предпочтительного переноса заряда. Исследование действия предпробойного электрического поля в тонких слоях щелочно-галогидных кристаллов показало наличие генерации точечных и линейных дефектов ³⁾. Концентрация этих дефектов увеличивается пропорционально температуре образца и длительности действия поля.

Поэтому процесс образования первичных электронов целесообразно исследовать в импульсных электрических полях, чтобы снизить действие механизма генерации точечных и линейных дефектов по сравнению с механизмом генерации первичных носителей заряда, определяющих формирование основного канала разряда. Так как электрический пробой является фактором, ограничивающим уровень накопления заряда при облучении, то важно оценить значения электрической прочности диэлектрических материалов при соответствующих длительностях приложения поля, возникающих при применении ИЭП.

В работе сделана оценка значений электрической прочности ряда щелочно-галогидных кристаллов в электрическом поле длительностью ~ 10 нс. Такие поля возникают при облучении образцов диэлектриков электронным пучком с плотностью тока ~ 300 А/см². Образцы щелочно-галогидных кристаллов с поперечными размерами 40×40 мм² и толщиной $d \sim 0.3 - 3$ мм устанавливались между двумя Al электродами (чтобы исключить явление хрупкого раскалывания материала). Нижний электрод облучался электронным пучком и имел отрицательный потенциал, верхний - положительный. Пиковая напряженность поля в образце E_m зависит от толщины образца d как $E_m \sim 1/d$.

В эксперименте не удалось обнаружить в явном виде канал первичного пробоя в кристалле NaCl по направлению $\langle 100 \rangle$, хотя признаки такого пробоя имели место: слабое свечение и незначительное разрушение материала в прианодной области. Видимо, первичный канал разряда совмещен с основным в области анода и отдельно не проявляется. Критерием пробоя без начального участка разряда может служить образование сквозного канала пробоя с первого импульса.

Для кристаллов KI, NaCl, LiF каналы основного пробоя ориентированы в направлении $\langle 110 \rangle$, для KBr, RbCl, KCl - в направлении $\langle 100 \rangle$. При длительности приложения поля ~ 10 нс средние значения электрической

³⁾ Воробьев Г.А., Еханин С.Г., Несмелов Н.С. Физика твердых диэлектриков, область сверхсильных электрических полей//Изв. вуз. Физ. 2000.№ 8. С.26–35.

прочности, соответствующие началу образования канала сквозного пробоя с одного импульса составляют для KI~2.24 МВ/см, KBr~2.8 МВ/см, RbCl~3.1 МВ/см, KCl~3.73 МВ/см, NaCl~5.6 МВ/см, LiF~18.5 МВ/см. Согласно этим данным, импульсная электрическая прочность превышает квазистатическую в 3.7-4 раза, для образцов LiF - в 6 раз. В эксперименте при длительности приложения поля ~10 нс и длине канала основного разряда ~1 мм получаем значение скорости движения канала ~10⁷ см/с, что удовлетворительно согласуется с литературными данными.

В работе обнаружена генерация *F*-центров окраски в KBr в предпробойном электрическом поле.

Электронный пучок ускорителя ГИН-400 служил одновременно для создания сильного электрического поля и рентгеновского излучения. Явление генерации центров окраски исследовалось при напряженности поля ~1.6·10⁶ В/см в пластинке толщиной *d* =3 мм. При таких значениях напряженности поля каналы неполного пробоя отсутствовали. Действие электрического поля на поглощение в *F*-полосе оценивалось в двух режимах: в "отсутствии" поля, при заземленной Al мишени и при его наложении.

Зондирование уровня поглощения *F*-центрами в объеме образца с помощью *He-Ne* лазера показало, что в отсутствие поля поглощение у положительного электрода практически не фиксировалось, а максимум поглощения находился у отрицательного электрода. Наоборот, поглощение, вызванное приложением поля, наблюдалось около краев положительно заряженного верхнего электрода и составляло $\lg J_0/J=0.033$ на глубине 0.5 - 0.7 мм от верхней грани образца. При рентгеновском облучении интенсивность поглощения увеличивается в течение всего импульса, а при приложении поля нарастание концентрации *F*-центров ограничено временным отрезком ~ 10 нс. В обоих случаях постоянная времени релаксации наведенного поглощения имеет близкие значения.

Спектр поглощения *F*-центров окраски получен при просвечивании световым лучом по всей толщине образца KBr. Наложение поля напряженностью ~1.6·10⁶ В/см приводит к возрастанию интенсивности поглощения образца в 1.22 раза. По данным спектров поглощения с помощью формулы Смакулы определена концентрация *F*-центров, генерированных рентгеновским излучением ~10¹⁴ см⁻³, и в области положительного электрода $n_F \approx 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

Основным механизмом создания *F*-центров окраски в щелочно-галогенидных кристаллах является безызлучательный распад автолокализованных экситонов. В свою очередь экситоны создаются при захвате электронов проводимости на свободное состояние автолокализованных дырок. Следовательно, наблюдаемый эффект генерации *F*-центров скорее всего связан с генерацией в электрическом поле электронно-дырочных пар.

Факт генерации *F*-центров в предпробойных электрических полях свидетельствует о наличии эффективного механизма образования первич-

ных электронов. Такие электроны необходимы для развития процесса ударной ионизации при пробое твердых диэлектриков.

Для описания механизма генерации первичных электронов на стадии формирования основного канала пробоя предложена модель каскадных Оже-переходов.

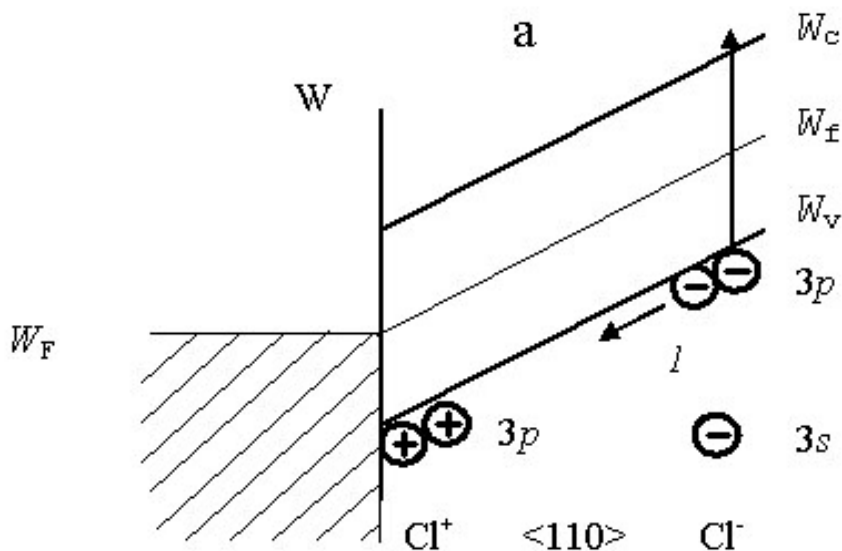
Анализ модели целесообразно провести с учетом протекания тока через границу раздела металл-диэлектрик.

В зазоре толщиной l между металлическим электродом и диэлектриком напряженность поля составляет $E_1 = \epsilon E_m$, где E_m - напряженность поля в диэлектрике. Следует принять во внимание, что на поверхности электрода всегда имеются микроострия высотой $h < l$. Напряженность поля на вершинах этих микроострий будет $E_2 = E_1 h / r = E_1 \mu$, где r - радиус микроострия, μ - коэффициент усиления поля. Если $l \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ см, $\mu \approx 10^2$ раз. Следовательно, реальная напряженность поля на вершинах микроострий может быть $\geq 10^8$ В/см.

В диэлектрике уровень Ферми лежит приблизительно на середине запрещенной зоны. При контакте металла с диэлектриком положения уровней Ферми выравниваются (рис.14). На поверхности металла находится слой, обедненный электронами. Электрическое поле $\sim 10^8$ В/см вызывает туннельный переход электронов из валентной зоны диэлектрика в металл.

Основные положения данной модели сводятся к следующему.

1. Передача электронного возбуждения в кристаллической решетке идет от атома к атому с учетом электронного строения кристалла.



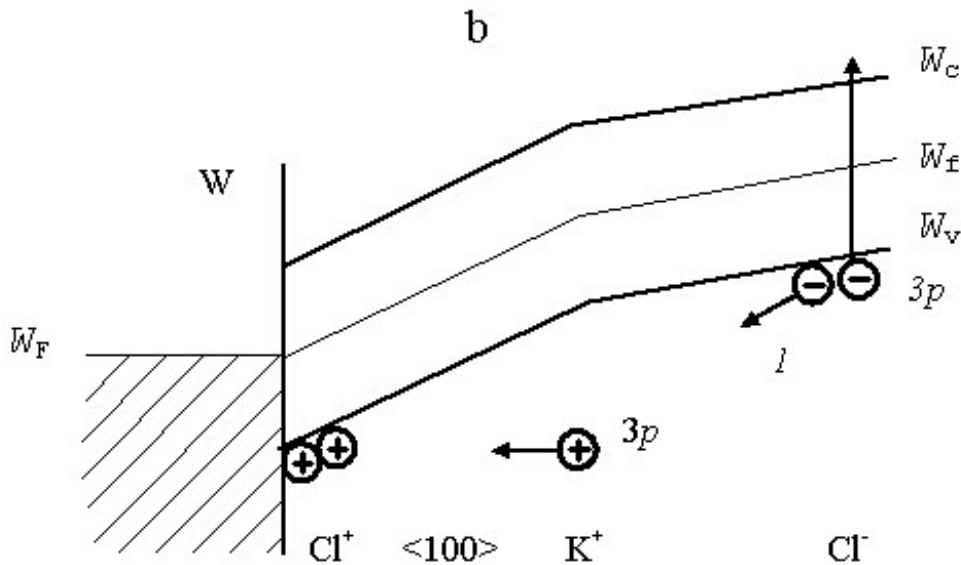


Рис.14. Схема каскадных Оже-переходов в кристаллах NaCl (a), KCl (b) в сильном электрическом поле. W_c , W_v - уровни энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, W_f , W_F - уровни энергии Ферми диэлектрика и металла соответственно

Можно выделить 2 схемы формирования канала разряда. Первая схема - для группы кристаллов, у которых ширина энергетического зазора между центром верхней валентной подзоны и верхним уровнем энергии катиона в валентной зоне W_1 больше ширины запрещенной зоны W_g . К таким кристаллам можно отнести соединения Li (LiF, LiCl, LiBr, LiI) и Na (NaF, NaCl, NaBr, NaI), а также KI.

В кристаллах второй группы релаксация дырки на ионах галогена идет с верхних уровней катиона. Так, в KCl релаксация дырки на ионах Cl^+ идет с $3p$ -уровня K^+ . Для резонансного переноса электрона необходимо поднять $3p$ -уровень K^+ в KCl на ~ 6.1 эВ (рис.14, б). Последующая релаксация дырки на K^{++} происходит в результате межатомного Оже-распада с $3p$ -уровня Cl^- . Для кристаллов второй группы направление распространения канала разряда соответствует кристаллографической ориентации $\langle 100 \rangle$. Из данной модели следует, что релаксация дырки может идти только в направлении отрицательного электрода. Модельные оценки анодной и кристаллографической направленности пробоя подтверждаются экспериментально. Для образца KBr близкие значения W_g и W_1 проявляются, видимо, в смене направления пробоя с $\langle 100 \rangle$ на $\langle 110 \rangle$ при температуре выше $50^\circ C$.

2. Изгиб энергетических зон на межатомном расстоянии составляет значение, сравнимое с шириной запрещенной зоны диэлектрика. Вероятность перехода Оже-электрона в зону проводимости становится отличной от нуля при условии, что минимальный зазор энергии между $3p$ -уровнями соседних ионов хлора в NaCl (рис.14, a), а в KCl между $3p$ -уровнем K^{++} и

Зр-уровнем Cl^- (рис. 14, б) не меньше ширины запрещенной зоны кристалла. При среднем расстоянии между соседними атомами в решетке $\sim 3 \text{ \AA}$ (расстояние между $Cl^-Cl^- \sim 4 \text{ \AA}$), внешняя напряженность поля должна составлять $\sim 2.5 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^8 \text{ В/см}$. Такие напряженности могут реализоваться только вблизи неоднородности электрода или на конце проводящего канала. В соответствии с моделью следует зависимость E_b от W_g близкая к линейной. При высокой напряженности поля возможны два типа генерации электронов в зону проводимости из валентной зоны: по туннельному или по Оже-механизму. Для щелочно-галогидных кристаллов (как будет показано ниже) наблюдается близкая к линейной зависимость значений электрической прочности E_b от ширины запрещенной зоны, что говорит в пользу Оже-перехода. При туннельном переходе зависимость E_b от W_g должна быть близкой к экспоненциальной.

3. Многочарядные ионы создают сильные электрические поля. Две дырки на ионе хлора образуют эффективный заряд Cl^{2+} , дырка на ионе K^+ дает K^{2+} . Заряд e^+ на межатомном расстоянии $3 - 4 \text{ \AA}$ создает напряженность поля $\sim 3 \cdot 10^7 \text{ В/см}$, а на $1 \text{ \AA} \sim 10^8 \text{ В/см}$. Такие сильные внутренние поля могут быть сравнимы с внешними.

4. Значение скорости движения канала пробоя определяется временем Оже-перехода. Учитывая, что в каскадном Оже-процессе передача электронов идет от атома к атому, можно оценить скорость пробоя как $v = 1 \text{ см} / N\tau$, где N - число ионов на длине 1 см , а $\tau \approx 10^{-14} \text{ с}$ - время Оже-перехода. Для $NaCl$ $N \approx 3 \cdot 10^7$, $v \approx 10^7 \text{ см/с}$, что удовлетворительно согласуется с данными эксперимента.

Представляет интерес сравнение зависимости значений квазистатической и импульсной электрической прочности E_b от ширины запрещенной зоны для различных диэлектриков (рис. 15). При анализе данных учитывалась взаимная направленность напряженности электрического поля и канала пробоя. В кристаллах второй группы поле E и канал пробоя ориентированы вдоль направления $\langle 100 \rangle$. Для первой группы пробой идет вдоль $\langle 110 \rangle$. В этом случае составляющая поля в направлении $\langle 110 \rangle$ меньше E_b в 1.41 раза (на рисунке стрелками показаны уменьшенные в 1.41 раза значения электрической прочности кристаллов $NaCl$, NaF , LiF). Из рис. 15 видно, что для статических режимов зависимость E_b от W_g близка к линейной, но не проходит через начало координат: $E_b = E_0 + kW_g$ (k - коэффициент пропорциональности, E_0 - напряженность поля при $W_g = 0$). Возможно, изгиб зон формируется внешним полем и полем дырки в канале пробоя, что приводит к снижению электрической прочности на величину E_0 . Характер изменения E_b от W_g для 30 нс импульсного режима близок к квазистатическому. Для 10 нс длительности импульса поля зависимость E_b от W_g более крутая.

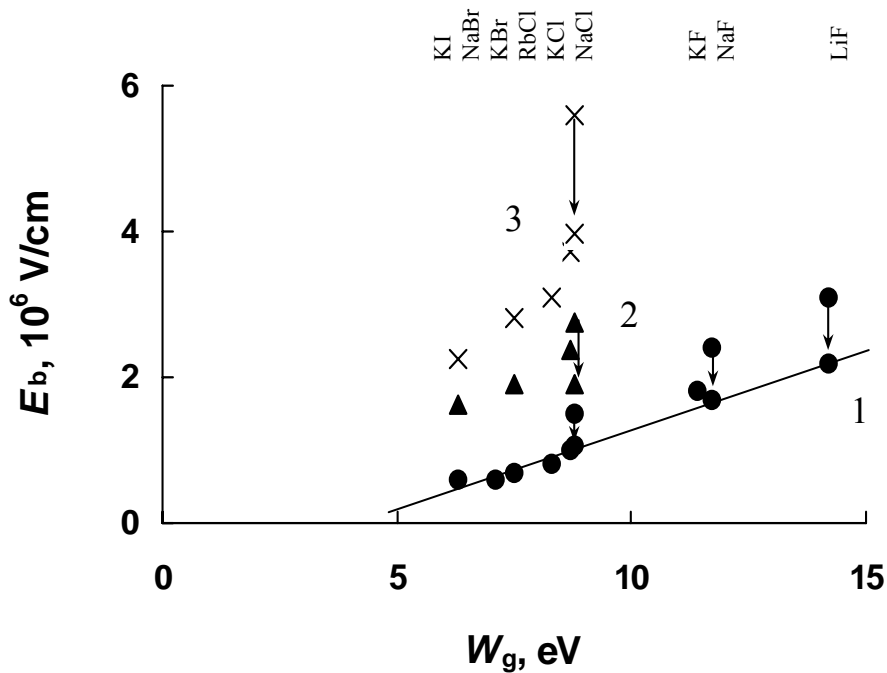


Рис.15. Зависимость электрической прочности E_b от ширины запрещенной зоны W_g для различных диэлектриков. 1-данные квазистатического режима, 2 - при длительности импульса поля 30 нс (толщина образцов ~ 0.15 мм)¹⁾, 3 -результаты эксперимента

Видно, что для квазистатического и импульсного режимов пробоя свойства основного разряда: анодная и кристаллографическая направленность, значение скорости движения канала пробоя, линейный рост значений электрической прочности с увеличением ширины запрещенной зоны диэлектрика удовлетворительно описываются моделью каскадных Оже-переходов, что может служить прямым экспериментальным доказательством работоспособности модели.

Увеличение пробивных напряжений с уменьшением длительности импульса поля может быть связано с условиями протекания тока через границу металл-диэлектрик. Возможно, на поверхности диэлектрика существует запирающий изгиб зон, препятствующий одновременно и туннелированию электронов из валентной зоны, и выходу свободных электронов в металл. В этом случае положительный заряд в диэлектрике не накапливается. Снизить влияние изгиба зон можно либо за счет образования на поверхности линейных дефектов, либо за счет спрямления энергетических зон. Первый случай требует длительного действия поля и реализуется при квазистатическом пробое. Второй случай имеет место в наносекундном диапазоне при высокой напряженности поля.

В восьмой главе рассмотрены вопросы дозиметрии поглощенной энергии ИЭП с помощью разработанных поляризационно-оптической методики регистрации акустических волн и методики измерения распределе-

ния центров окраски в облученном слое. Оптическая схема экспериментальных установок аналогична описанной в главе 4. Временное разрешение методик составляло ~ 7 нс, пространственное - 20 ± 2 мкм.

Измерены профили акустических волн в различных материалах: ЩГК, ПММА, кварце, Al.

Исследовано влияние электрического поля заряда, вносимого электронным пучком, на пространственную структуру распределения поглощенной энергии в образцах NaCl, KCl, KBr. Установлено, что профиль упругих напряжений и максимальный пробег при изменении флюенса энергии пучка от 0.1 до 0.5 Дж/см², в пределах точности измерения ~ 20 мкм, не изменяются. Полученный результат согласуется с оценками, которые показывают, что для ускоренных электронов с энергией $W \sim 0.3$ МэВ и средним максимальным пробегом в ЩГК ~ 300 мкм приращение энергии и дополнительный пробег в электрическом поле $\sim 10^6$ В/см составляют $\sim 10\%$ от W и x_m .

Возможное проявление действия электрического поля на распределение упругих напряжений рассмотрено на пьезоэлектрическом кристалле ZnSe.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Проведено экспериментальное исследование электризации большой группы различных по структуре и свойствам диэлектриков: ЩГК, плавленного и кристаллического кварца, ПММА в процессе облучения мощным импульсным электронным пучком при различных условиях. В образце ZnSe установлена пространственная структура электрического поля. Впервые показано, что специфической особенностью заряжения диэлектриков ИЭП является низкий уровень заполнения ловушек электронами за счет ионизационного процесса под действием первичных электронов пучка и вторичных электронов, а электризация связана с термализованными электронами пучка в зоне проводимости диэлектрика. Свободные термализованные электроны пучка, их электрическое поле и радиационно-индуцируемая проводимость определяют: вид функции пространственного распределения плотности заряда в образце с пиком плотности заряда, смещенным в область экстраполированного пробега электронов; кинетику релаксации заряда по экспоненциальному временному закону с постоянной времени, определяемой эффективной емкостью образца и сопротивлениями объема и утечки; зависимость напряженности электрического поля в образце от плотности тока пучка, которая, при квадратичном характере рекомбинации неравновесных носителей, пропорциональна корню квадратному от плотности тока пучка.

2. Впервые получено решение нелинейного дифференциального уравнения полного тока с учетом зависимости наведенной радиационной проводимости и плотности тока пучка в образце от пространственной и временной

координаты, геометрических размеров и диэлектрической проницаемости с помощью методики эквивалентных схем.

3. Разработана динамическая модель заряжения диэлектрика в процессе облучения ИЭП, основанная на положении об определяющей роли в накоплении заряда термализованных электронов пучка в зоне проводимости диэлектрика, проводимости зонного типа и решении уравнения полного тока с помощью методики эквивалентных схем. Модель позволяет проводить расчеты временного и пространственного поведения избыточного заряда в образце при различных условиях облучения. Модель применима к широкому классу диэлектрических твердых тел: ЩГК, плавленого и кристаллического кварца. Модель реализуется при граничных условиях плотности тока пучка: нижняя - $5-20 \text{ А/см}^2$, при которой можно пренебречь захватом носителей ловушками, верхняя - до наступления порога хрупкого разрушения и электрического пробоя образца. Экспериментально подтверждены основные положения концепции.

4. Для условий возбуждения ЩГК наносекундным рентгеновским излучением, в рамках модели процесса термически активированного разделения генетических электронно-дырочных пар, сделаны оценки: энергии активации разделения носителей заряда, относительного выхода носителей в кристаллах CsI, NaCl. Предложена методика оценки времени жизни электронов зоны проводимости, определение которого методом, основанным на изучении кинетики спада амплитуды проводимости после окончания импульса возбуждения, ограничено временным разрешением аппаратуры. Сделаны оценки концентрации центров захвата электронов и положения их энергетического уровня в запрещенной зоне в чистых кристаллах CsI. Установлен механизм ударной ионизации ловушек электронами проводимости.

5. В рамках исследования радиационно-индуцированной проводимости изучен процесс формирования приповерхностного заряда на переходе металл-диэлектрик при протекании тока проводимости в структуре металл-диэлектрик-металл при возбуждении импульсным рентгеновским излучением. Сделаны оценки значения приповерхностного заряда на переходе металл-щелочно-галогидный кристалл (на примере кристаллов KBr, CsI) и времени экранирования электрического поля. Установлено, что значения плотности заряда, переносимого током проводимости, и поверхностного заряда на момент завершения импульса радиации имеют близкие значения: в пределах 10-30 %. Сделан вывод, что в процессе протекания тока проводимости на переходе металл-диэлектрик отсутствует инжекция электронов из металла в диэлектрик, а на переходе диэлектрик - металл нет накопления электронов.

6. Обнаружена генерация F -центров окраски в кристалле KBr в предпробойных электрических полях напряженностью $\sim 1.6 \cdot 10^6 \text{ В/см}$. Факт генерации F -центров в предпробойных электрических полях свидетельствует о наличии эффективного механизма образования первичных электронов.

Такие электроны необходимы для развития процесса ударной ионизации при пробое твердых диэлектриков.

7. Предложена модель межатомных каскадных Оже-переходов электронов в валентной зоне кристалла для описания механизма генерации первичных электронов в зону проводимости, необходимых для создания электронной лавины, на стадии формирования основного канала электрического пробоя ЩГК. Согласно модели направление распространения каскадных Оже-переходов в кристалле определяется строением валентной зоны диэлектрика. Модель реализуется при изгибе зон на межатомном расстоянии, сравнимом с шириной запрещенной зоны диэлектрика. На основе модели интерпретированы экспериментальные закономерности пробоя: кристаллографический и анодный характер пробоя, значение скорости движения канала пробоя, зависимость электрической прочности от ширины запрещенной зоны диэлектрика. Полученный на основе модели критерий классификации энергетического строения валентной зоны кристаллов, заключающийся в сравнении ширины энергетического зазора между серединой верхней валентной подзоны и верхним уровнем энергии катиона в валентной зоне с шириной запрещенной зоны, позволяет сделать прогноз кристаллографической направленности канала пробоя в этих диэлектриках.

8. Разработанные поляризационно-оптическая методика и методика исследования пространственного распределения короткоживущих центров окраски могут быть положены в основу дозиметрии поглощенной и распределенной в образце энергии электронного пучка.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Куликов В.Д., Лисицын В.М. Поляризационно-оптическая регистрация акустических волн, генерированных сильными электронными пучками в твердых телах (КС1)//ЖТФ. 1983. Т. 53, вып. 12. С. 2417-2419.
2. Калеева В.А., Бобкова Л.А., Куликов В.Д., Санников В.А. Обработка поверхности германия// Электронная техника. 1983. сер.6, вып. 7(180) С.75-76.
3. Куликов В.Д., Яковлев В.Ю. Пространственное распределение центров окраски, генерируемых импульсным электронным пучком// Тез. докл. IV Всесоюзное совещание по воздействию ионизирующего излучения и света на гетерогенные системы: Кемерово, 1986. Часть 2. С. 52-53.
4. Гаврилов В.В., Куликов В.Д., Чернов С.А. Радиационная тряска и макроакустические волны в щелочно-галоидных кристаллах//ФТТ. 1990. Т. 32, вып.4. С.1124-1127.
5. Куликов В.Д. Процесс заряжения диэлектриков при импульсном электронном облучении // Изв. Латв. АН. Сер. физ. и техн. наук. 1990. № 5. С. 97-105.
6. Куликов В.Д. Возбуждение акустических волн импульсным электронным пучком в широкозонных полупроводниках// Тез. докл. II Всесоюзная конф. по модификации свойств конструкционных материалов пучками за-

ряженных частиц. Свердловск, 1991. Т.2. С. 112-113.

7. Куликов В.Д., Лисюк Ю.В. Моделирование процесса заряжения диэлектриков при электронном облучении с помощью эквивалентных схем // ЖТФ. 1993. Т.63, вып.7. С.74-86.

8. Куликов В.Д. Акустическая дозиметрия поглощенной энергии импульсного электронного пучка// Химия высоких энергий. 1994. № 2. С. 105-113.

9. Куликов В.Д., Ананьин П.С., Кривообоков В.П., Пащенко О.В., Сапульская Г.А. Регистрация акустических волн в твердых телах при мощном импульсном электронном облучении// Изв. вузов. Физика. 1995. № 4. С. 120-121.

10. Куликов В.Д. Пространственное распределение электрического поля и заряда в монокристаллическом ZnSe при импульсном электронном облучении// Изв. вуз. Физика. 1995. № 5. С. 26-34.

11. Куликов В.Д., Лисицын В.М. Рентгенолюминесценция ионных кристаллов в сильных электрических полях// ФТТ. 1995. Т. 37, вып. 8. С. 2424-2427.

12. Куликов В.Д. Рентгеновская проводимость диэлектриков в сильных электрических полях// ЖТФ. 1996. Т.66, вып. 8. С.181-186.

13. Куликов В.Д., Ципилев В.П. Прохождение акустических волн высокой интенсивности через границу раздела сред// Тез. докл. IV Всероссийской конф. по модификации свойств конструкционных материалов пучками заряженных частиц. Томск, 1996. С. 338.

14. Куликов В.Д., Лисюк Ю.В. Проводимость щелочно-галогидных кристаллов в сильных электрических полях при рентгено- и фотовозбуждении// Деп. в ВИНТИ 16.01.98, №. 101-В98.

15. Kulikov V.D. Radiation-induced conductivity of ionic crystals in strong electrical fields // Proceedings of 2 International conference KORUS. Tomsk, 1998.

16. Куликов В.Д. Пробой ионных кристаллов в импульсных электрических полях. Деп. в. ВИНТИ 29.06.99, № 2124-В99.

17. Куликов В.Д. О механизме стримерной стадии пробоя кристаллических диэлектриков // Письма в ЖТФ. 2000. Т.26, вып.4. С. 77-82.

18. Куликов В.Д., Лисюк Ю.В. Радиационно-индуцированная проводимость щелочно-галогидных кристаллов в сильных электрических полях при рентгено- и фотовозбуждении // ЖТФ. 2000. Т.70, вып. 9. С. 51-56.

19. Kulikov V.D. Breakdown of crystal dielectrics in pulse electrical fields // Proceedings of 11th International conference on Radiation physics and chemistry of condensed matter. Tomsk, Russia. 2000. P. 356-357.

20. Kulikov V.D. The streamer stage of crystal dielectrics breakdown// Proceedings of " 4th International conference on Electric Charges in Non-Conductive Materials. (France). 2001. P. 396-399.

21. Куликов В.Д. Кинетика радиационно-индуцированной проводимости кристаллов CsI в сильных электрических полях// Изв. вуз. Физика. 2001. № 7. С.62-65.

22. Куликов В.Д. Концентрация и время жизни неравновесных носителей в CsI, NaCl при рентгеновском возбуждении//ФТТ. 2001. Т.43, вып. 9. С. 1580-1583.
23. Куликов В.Д. Влияние термообработки кристалла CsI на радиационно-индуцированную проводимость//Тез. докл. 2 Международной конференции по физико-химическим процессам в неорганических материалах. Кемерово, 2001. Т. 1. С.62-64.
24. Куликов В.Д. Генерация носителей заряда в кристалле KBr в предпробойных импульсных электрических полях // Письма в ЖТФ. 2002. Т.28, вып.3. С. 36-41.
25. Куликов В.Д. Электрический пробой ионных кристаллов при облучении импульсным электронным пучком// Труды 6 Международной конф. по модификации материалов пучками заряженных частиц. Томск. 2002. С. 300-303.
26. Куликов В.Д. Исследование механизма электрического пробоя ионных кристаллов в наносекундном диапазоне// ЖТФ. 2003. Т. 73, вып. 12. С. 26–30.
27. Куликов В.Д. Ток проводимости в структуре металл-диэлектрик-металл // ЖТФ. 2004. Т.26, вып.10. С. 122-127.
28. Куликов В.Д. Электризация высокоомных материалов в мощных полях импульсной радиации. Томск: Изд. ТГУ, 2004. 176 с.

