

04:05

Электрический пробой ионных кристаллов

© В.Д. Куликов

Томский сельскохозяйственный институт,
634009 Томск, Россия
e-mail: vdkulikov@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 5 февраля 2008 г.)

Представлена модель образования канала электрического разряда в щелочно-галоидных кристаллах. Генерация электронов в зону проводимости осуществляется посредством каскадных Оже-переходов в валентной зоне диэлектрика. Канал пробоя состоит из расплава и заряженных слоев. Модель объясняет кристаллографическую направленность и скорость движения канала разряда, а также генерацию предпробойного тока без привлечения механизма ударной ионизации валентной зоны кристалла электронами зоны проводимости.

PACS: 77.22.Jp

Введение

Процесс электрического пробоя конденсированных диэлектриков можно разделить на стадии: формирование канала разряда и интенсивное разрушение диэлектрика, как это сделано в [1]. Трудности теоретического описания стадии формирования канала разряда связаны с необходимостью объяснения совокупности сложных экспериментальных данных [1–4]. В первую очередь это касается установления механизма генерации первичных электронов в зону проводимости диэлектрика. В щелочно-галоидных кристаллах при высокой скорости движения головной части канала пробоя $\sim 10^7\text{--}10^8$ cm/s и малом времени жизни носителей $\sim 10^{-11}$ s источник первичных электронов должен быть достаточно мощным, чтобы обеспечить начало процесса электрического разряда.

Существует проблема кристаллографической направленности каналов пробоя в щелочно-галоидных кристаллах. Плотность тока в канале разряда на стадии неполного пробоя составляет $\sim 10^4$ A/cm² и достаточна для образования жидкой фазы [1]. Объяснение высокой плотности тока в канале пробоя за счет ударной ионизации валентной зоны электронами проводимости едва ли может быть удовлетворительным. Дело в том, что для рождения электронно-дырочной пары электрон в зоне проводимости должен обладать кинетической энергией, превышающей пороговое значение $\sim 1.5 W_g$, где W_g — ширина запрещенной зоны кристалла [5]. Щелочно-галоидные кристаллы имеют узкую первую зону проводимости. В кристаллах NaCl электроны проводимости могут ускоряться в направлении $\langle 100 \rangle$ до максимальной энергии ~ 2 eV [3], поэтому в электрическом поле свободные электроны не в состоянии приобретать энергию, сравнимую с $W_g \sim 7\text{--}14$ eV. В твердых и жидких диэлектриках существует зависимость электрической прочности от длительности импульса электрического поля [1–4].

В публикациях [6–8] предложен механизм генерации первичных электронов на стадии формирования основного канала пробоя щелочно-галоидных кристаллов посредством каскадных Оже-переходов в валентной

зоне диэлектрика. Механизм позволяет интерпретировать экспериментальные закономерности пробоя: кристаллографическую направленность и анодный характер пробоя, скорость движения канала разряда.

В данной работе сделана попытка создания модели формирования канала пробоя в щелочно-галоидных кристаллах с учетом механизма Оже-генерации первичных электронов.

Процессы в области контакта металл—диэлектрик

Исследования генерации тока в вакуумном диоде в сильных электрических полях [9,10] показали, что эмиссия электронов происходит с микроострий металлического электрода. Микроострия представляют собой неоднородные конфигурации с радиусом вершины r , составляющим десятки—сотни размеров атомов. Для количественной характеристики микроострий используют коэффициент усиления электрического поля β , равный отношению напряженности электрического поля на вершинах микроострий к средней напряженности поля в вакуумном диоде. Численная оценка $\beta \sim h/r \approx 100$ (h — высота микроострия) подтверждается экспериментальными данными [10].

При рассмотрении электрического разряда в структуре металл—диэлектрик—металл необходимо учитывать, что поверхности электрода и диэлектрика не могут быть идеально плоскими. В механическом контакте они соприкасаются выступами поверхности на расстоянии, близком к межатомному. При напряженности поля в диэлектрике $\sim 10^6$ V/cm реальная напряженность вблизи микроострия может быть более $\sim 10^8$ V/cm.

В энергетической схеме контакта металл—диэлектрик за нулевой уровень принимается энергия покоящегося электрона в вакууме. Уровень Ферми металла W_F находится ниже нулевого уровня на глубину работы выхода электрона в вакуум W_a . Дно зоны проводимости диэлектрика расположено ниже нулевого уровня

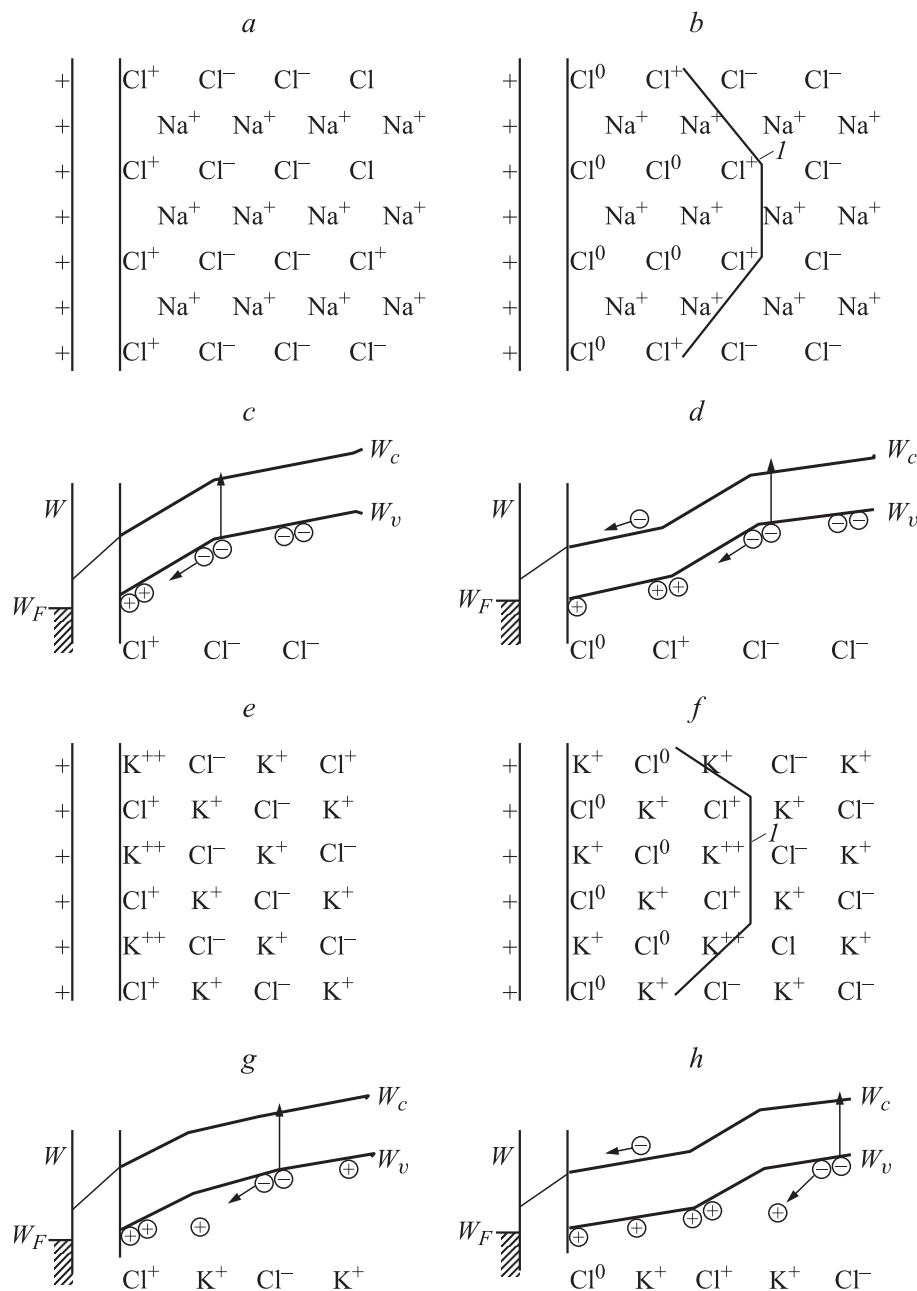


Схема развития разряда в кристаллах NaCl (a-d), KCl (e-h) с положительного электрода. W_c , W_v , W_F — уровни энергии: дна зоны проводимости, потолка валентной зоны кристалла и уровень Ферми металла соответственно.

на глубину сродства щелочно-галогидного кристалла к электрону. Для Al электрода $W_a = 4.25$ eV, сродство щелочно-галогидных кристаллов к электрону достаточно мало по сравнению с W_g и составляет $\sim 0.1-1$ eV. При комнатной температуре в электроде практически нет электронов, энергия которых была бы больше энергии Ферми в металле, а в диэлектрике практически отсутствуют свободные электроны, поэтому контактная разность потенциалов обычно не рассматривается [2].

Энергетические схемы контактов, образованные Al электродом с кристаллами NaCl, KCl, без учета сродства кристаллов к электрону, приведены на рисунке.

Для осуществления туннельного перехода электрона из диэлектрика в металл необходимо, чтобы середина верхней валентной подзоны была поднята электрическим полем хотя бы до уровня Ферми в металле. При этом формируется потенциальный барьер (близкий к треугольной форме) с высотой $\sim W_g$ и эффективной шириной $\sim W_g/e\beta E$, где e — заряд электрона, E — напряженность электрического поля. Вероятность туннелирования электрона сквозь потенциальный барьер резко увеличивается при уменьшении площади барьера выше уровня перехода электрона из валентной зоны. Это происходит при увеличении напряженности поля E или

при повышении энергии электрона в запрещенной зоне кристалла (например, при туннелировании электрона с уровней дислокации).

Для оценки вероятности туннелирования электрона P в единицу времени сквозь потенциальный барьер треугольной формы в поле напряженностью βE можно воспользоваться зависимостью [2,11]

$$P \cong \frac{eEa}{h} \exp\left(\frac{\pi^2 ma W_g^2}{eh^2 \beta E}\right), \quad (1)$$

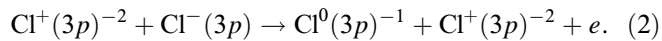
где m — масса электрона, a — расстояние между разноименными ионами в решетке, h — постоянная Планка. Для диэлектрика с $a = 3 \text{ \AA}$ и $W_g = 10 \text{ eV}$ в поле $\beta E = 2 \cdot 10^8 \text{ V/cm}$ при длительности процесса Δt , сравнимой с временем жизни ионизованного состояния атома галоида $\sim 10^{-14} \text{ s}$, получаем вероятность туннелирования $P \Delta t \approx 0.2$. Можно предположить, что при такой вероятности перехода в пределах области повышенной напряженности поля, составляющей 100×100 атомов металла, образуется участок 25×25 ионизированных атомов галоида в пограничном слое диэлектрика.

Механизм каскадных Оже-переходов

Основные положения механизма каскадных Оже-переходов сводятся к следующему.

Электрическое поле вблизи микроострия создает сильный наклон энергетических зон в приповерхностной области диэлектрика. В кристаллах NaCl, KCl (см. рисунок *a, c, e, g*, кристалл NaCl ориентирован в направлении $\langle 110 \rangle$) в результате туннельного перехода идет образование ионов Cl^+ с двумя дырками на $3p$ -уровне. Возможно, образуются также ионы K^{++} с дыркой на $3p$ -уровне в кристалле KCl. Движение канала разряда связано с релаксацией этих дырок и генерацией электронов в зону проводимости.

Для кристалла NaCl рекомбинация дырок не может идти за счет перехода электронов с низко лежащего $2p$ -уровня Na ($\sim 31.2 \text{ eV}$ ниже дна зоны проводимости). Наиболее вероятно, что в процессе рекомбинации дырки участвует соседний анион, расположенный в направлении $\langle 110 \rangle$ (см. рисунок, *a, c*), например, путем межатомного Оже-перехода с переносом электрона с $3p$ -уровня Cl^- на $\text{Cl}^+(3p)^{-2}$ и последующей генерацией Оже-электрона в зону проводимости по схеме



В кристалле KCl рекомбинация дырки на ионах галогена Cl^+ связана с переходом электрона с $3p$ -уровня K^+ . Для резонансного переноса электрона необходимо поднять $3p$ -уровень K^+ в KCl на $\sim 6.1 \text{ eV}$ (см. рисунок, *g*). Последующий распад дырки на K^{++} происходит в результате межатомного Оже-перехода с рождением дырок на $3p$ -уровне Cl^- и электрона проводимости



Для кристалла KCl направление распространения канала разряда соответствует кристаллографической ориентации $\langle 100 \rangle$.

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 (см. рисунок, *c*), а в KCl между $3p$ -уровнем K^{++} и $3p$ -уровнем Cl^- (см. рисунок, *g*), не меньше ширины запрещенной зоны кристалла. При среднем расстоянии между соседними атомами в решетке $\sim 3 \text{ \AA}$ (расстояние между $\text{Cl}^- - \text{Cl}^- \sim 4 \text{ \AA}$) напряженность поля должна составлять $\sim (2.5-3) \cdot 10^8 \text{ V/cm}$.

Схемы каскадных Оже-переходов (2) и (3) отражают кристаллографическую направленность канала пробоя. Согласно этим схемам, можно разделить щелочно-галогенидные кристаллы на две группы. Первая группа включает кристаллы, у которых энергетический зазор W_1 , равный разности энергий между серединой верхней валентной подзоны и верхним уровнем энергии катиона в валентной зоне, больше ширины запрещенной зоны W_g . К ним можно отнести соединения Li (LiF, LiCl, LiBr, LiI) и Na (NaF, NaCl, NaBr, NaI), а также KI [7,8]. Направление распространения канала разряда соответствует кристаллографической ориентации $\langle 110 \rangle$.

Вторая схема (3) применима к кристаллам, у которых значение энергии W_1 меньше W_g . Это условие выполняется для соединений K (KF, KCl, KBr) и Rb (RbF, RbCl, RbBr, RbI) [7,8]. Кристаллографическая ориентация канала разряда — $\langle 100 \rangle$.

Таким образом, передача электронного возбуждения в кристаллографической решетке идет от атома к атому с учетом электронного строения кристалла. Релаксация дырки может происходить только в направлении отрицательного электрода. Модельные оценки анодной и кристаллографической направленности канала пробоя подтверждаются экспериментально [1-4,7]. Для образца KBr близкие значения W_g и W_1 проявляются, видимо, в смене направленности пробоя с $\langle 100 \rangle$ на $\langle 110 \rangle$ при температуре выше 50°C [4] за счет уменьшения ширины запрещенной зоны кристалла.

Формирование изгиба зон

Как отмечалось выше, переход Оже-электрона в зону проводимости реализуется при изгибе зон на межатомном расстоянии, превышающем ширину запрещенной зоны кристалла. Такие изгибы зон могут возникать вблизи неоднородности металлического электрода, а в диэлектрике — за счет образования объемного положительного заряда.

В решетке хлористого натрия у отрицательного иона, взятого за исходный, на расстоянии $r_1 = a$ имеются шесть положительных ионов. Далее имеются двенадцать отрицательных ионов, для которых $r_1 = a\sqrt{2}$, восемь положительных с $r_1 = a\sqrt{3}$, шесть отрицательных с $r_1 = 2a$, двадцать четыре положительных с $r_1 = a\sqrt{5}$ и восемь отрицательных с $r_1 = a\sqrt{6}$ [12]. Кулоновская

энергия W_k в точке, занимаемой ионом, представляет собой сумму энергий взаимодействия этого иона со всеми ионами твердого тела. Основной вклад вносят ближайшие ионы. Образование положительно заряженных ионов галоида в пограничном с металлом слое кристалла увеличивает энергию взаимодействия на величину ΔW_k .

Для кристаллов первой группы, например NaCl, в точке, занимаемой отрицательным ионом Cl^- , находящимся во втором слое (см. рисунок, *a*), энергию взаимодействия можно представить в виде

$$W_k + \Delta W_k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 a} \left(\frac{6}{1} - \frac{11}{\sqrt{2}} + \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{8}{\sqrt{3}} - \frac{4}{2} + \frac{2}{2} + \frac{24}{\sqrt{5}} - \frac{6}{\sqrt{6}} + \frac{2}{\sqrt{6}} + \dots \right), \quad (4)$$

где ϵ и ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость образца и электрическая постоянная соответственно. Добавим к сумме в скобках члены $1/\sqrt{2}$, $-1/\sqrt{2}$, $2/2$, $-2/2$ и $2/\sqrt{6}$, $-2/\sqrt{6}$. Получим

$$\Delta W_k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 a} \left(\frac{2}{\sqrt{2}} + \frac{4}{2} + \frac{4}{\sqrt{6}} \right). \quad (5)$$

Согласно (5), эффективный заряд Cl^+ в решетке равен $2e$. Так как время Оже-перехода $\tau \approx 10^{-14} - 10^{-15}$ с [5], то ионная поляризация не возникает, и можно считать $\epsilon \approx \epsilon_\infty$, где ϵ_∞ — оптическая диэлектрическая проницаемость. Для кристалла NaCl $a = 2.81 \text{ \AA}$, $\epsilon_\infty = 2.34$ [12] изгиб энергетических зон на расстоянии между ионами ($\text{Cl}^+ - \text{Cl}^-$) составляет $\Delta W_k = 11.14 \text{ eV}$. Это значение превышает ширину запрещенной зоны кристалла $W_g = 8.8 \text{ eV}$. У наиболее широкозонного диэлектрика LiF $a = 2.07 \text{ \AA}$, $\epsilon_\infty = 1.9$, $W_g = 14.2 \text{ eV}$ значение $\Delta W_k = 18.45 \text{ eV}$.

Для кристаллов второй группы, например KCl, в точке, занимаемой отрицательным ионом Cl^- , находящимся во втором слое, добавка к энергии взаимодействия с учетом зарядов иона K^{++} и четырех ионов Cl^+ в первом слое (см. рисунок, *e*) составляет

$$\Delta W_k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 a} \left(\frac{1}{1} + \frac{8}{\sqrt{2}} \right). \quad (6)$$

Применительно к кристаллу KCl $a = 3.14 \text{ \AA}$, $\epsilon_\infty = 2.17$, $W_g = 8.7 \text{ eV}$ получаем $\Delta W_k = 14.1 \text{ eV}$.

Видно, что электрическое поле слоя, состоящего из двукратно положительно заряженных ионов галоида и однократно (Me^+) или двукратно положительно заряженных ионов металла (Me^{++}), способно создать необходимый изгиб зон для реализации межатомных Оже-переходов.

Канал разряда с анода

Канал пробоя начинается с образования объемного положительного заряда, который на начальном этапе включает заряды металлического острия и слоя двукратно по-

ложительно заряженных ионов галоида, и одно- или двукратно положительно заряженных ионов металла Me^+ , Me^{++} . Объемный заряд вызывает перераспределение потенциала в диэлектрике, что приводит к образованию Оже-переходов и переносу положительного заряда в соседний слой с одновременной генерацией электронов в зону проводимости. Направленное движение заряженного слоя в глубь нейтрального кристалла реализуется при условии, что за слоем двукратно заряженных ионов галоида имеются положительно заряженные слои. Это возможно, если внешнее поле вытягивает электроны из области положительного объемного заряда, чтобы исключить процесс рекомбинации. Действительно, электроны в зоне проводимости под действием электрического поля приобретают дополнительную энергию, поэтому вероятность их рекомбинации с дырками минимальна. В кристаллах NaCl, KCl (см. рисунок, *b, f*) структура положительного объемного заряда в головной части канала разряда, вероятно, включает несколько слоев из ионов Me^+ и Cl^0 и в пограничном слое — ионы Me^+ , Cl^+ или Me^+ , Me^{++} и Cl^+ соответственно.

Подтверждением вытягивания электронов служит факт высокой плотности тока в канале неполного пробоя щелочно-галоидных кристаллов $\sim 10^4 \text{ A/cm}^2$ [1]. Протекание тока приводит к нагреву вещества и образованию расплава в канале пробоя. Согласно [3], особенностью контакта твердого диэлектрика со своим расплавом является отсутствие четко определенной геометрической границы между веществом, находящимся в различных фазовых состояниях. Электропроводность через жидкую фазу обеспечивает немедленный отвод электронов к положительному электроду.

Следует отметить, что уровень напряженности поля на краях заряженной плоскости, состоящей из ионов Me^+ , Me^{++} , Cl^+ , будет меньше, чем в центральной части. Недостаточный изгиб зон на краях приведет к прекращению каскадных Оже-переходов и уменьшению размеров плоскости в процессе ее продвижения в глубь кристалла. Краевых эффектов лишена сферическая поверхность и в меньшей степени — полусферическая. Вероятно, под действием электрических сил заряженная плоскость трансформируется в полусферическую поверхность с радиусом кривизны, составляющим десятки размеров атомов. Условный профиль такой поверхности показан кривой *l* на рисунке, *b, f*.

Таким образом, в твердом диэлектрике канал электрического разряда состоит из расплава и заряженных слоев, которые играют роль острейного электрода. Движение канала разряда в глубь нейтрального кристалла представляет собой процесс последовательного переноса слоя двукратно положительно заряженных ионов галоида посредством Оже-переходов с одновременной генерацией электронов в зону проводимости.

Плотность предпробойного тока

Согласно экспериментальным данным [1], предпробойный ток в канале неполного пробоя щелочно-галоидных кристаллов составляет $\sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ A}$, что

при диаметре канала $\sim 1.5\text{--}2\ \mu\text{m}$ дает плотность тока $\sim 10^4\ \text{A}/\text{cm}^2$.

В рассматриваемой модели предпробойный ток обусловлен движением электронов проводимости, генерированных каскадными Оже-переходами. Полагая, что каждый ион Cl^- после Оже-перехода дает электрон в зону проводимости диэлектрика, а рекомбинация электронов с дырками подавлена, концентрация электронов $n \approx 10^{22}\ \text{cm}^{-3}$. Плотность тока проводимости $i = en\mu E$, где $\mu \approx 10\ \text{cm}^2/\text{Vs}$ — дрейфовая подвижность электронов в щелочно-галлоидных кристаллах. При $E \sim 10^6\ \text{V}/\text{cm}$ плотность тока $\sim 10^{10}\ \text{A}/\text{cm}^2$. В этом случае для создания тока в канале неполного пробоя $\sim 10^{-4}\text{--}10^{-3}\ \text{A}$ необходима генерация электронов в головной части канала пробоя с площади $\sim 5 \times 5\ a^2$.

Очевидно, что представленная модель позволяет получить высокую плотность тока в канале пробоя без привлечения механизма ударной ионизации валентной зоны кристалла электронами зоны проводимости.

Скорость движения канала разряда

Экспериментально установлено [1,3], что длина канала неполного пробоя и протяженность свечения практически совпадают. Скорость распространения свечения разряда, измеренная при импульсных напряжениях, достигает $\sim 10^8\ \text{cm}/\text{s}$.

В предлагаемой модели скорость движения канала пробоя определяется временем Оже-перехода $\tau \approx 10^{-14}\text{--}10^{-15}\ \text{s}$ [5]. Учитывая, что в каскадном Оже-процессе передача электронов идет от атома к атому, скорость пробоя $v = 1\ \text{cm}/N\tau$, где N — число ионов на длине $1\ \text{cm}$. Для NaCl $N \approx 10^7$ получим $v \approx 10^7\text{--}10^8\ \text{cm}/\text{s}$, что удовлетворительно согласуется с данными эксперимента.

Электрическая прочность кристалла

Пробивная напряженность при электрическом пробое как в однородном поле (электрическая прочность кристалла E_b), так и в неоднородном (например, в системе электродов острие—плоскость), является основной характеристикой образования канала разряда. Квазистатическая (длительность приложения поля $\sim 1\ \mu\text{s}$) электрическая прочность щелочно-галлоидных кристаллов изменяется от $5 \cdot 10^5\ \text{V}/\text{cm}$ для RbI до $3.1 \cdot 10^6\ \text{V}/\text{cm}$ для LiF [2].

В случае импульсного пробоя наблюдается увеличение пробивного напряжения с укорочением длительности импульса. Сквозной канал пробоя в щелочно-галлоидных кристаллах в электрических полях длительностью $\sim 30\ \text{ns}$ возникает при напряжениях, превышающих в ~ 2.5 раза квазистатические [1]. При длительности приложения поля $\sim 10\ \text{ns}$ электрическая прочность превышает квазистатическую в 3.7–4 раза, для образцов LiF — в 6 раз [7]. По данным [1], в импульсных

полях длительностью $\sim 30\ \text{ns}$ электрическая прочность кристаллов NaCl , KCl , KBr , KI с ростом температуры образца от -150 до $+150^\circ\text{C}$ практически не меняется.

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 $50\text{--}500\ \mu\text{m}$. Затем канал разряда начинает распространяться по основному направлению $\langle 110 \rangle$. Первичный участок прорастает с дозвуковой скоростью, яркость собственного свечения канала существенно меньше по сравнению со свечением основного канала. С увеличением напряжения протяженность первичного канала уменьшается до визуально неразличимых размеров [1,3].

Возможно, образование первичного канала пробоя обусловлено миграцией и генерацией линейных дефектов, способствующих созданию каналов и областей предпочтительного переноса заряда. Авторами работы [13] обнаружена генерация точечных и линейных дефектов в субмикронных слоях щелочно-галлоидных кристаллов (приготовленных методом анизотропного растворения) при приложении предпробойного электрического поля. Концентрация этих дефектов увеличивается пропорционально длительности действия поля и температуре образца.

Вариант объяснения процесса образования основного канала электрического пробоя в щелочно-галлоидных кристаллах представлен рассмотренной моделью. Согласно модели, напряженность электрического поля βE_b вблизи микроострия электрода создает смещение края валентной зоны диэлектрика относительно уровня Ферми в металле (см. рисунок, a, g), при котором туннельный ток электронов из диэлектрика в металл достигает критической плотности. Туннельный ток критической плотности приводит к образованию слоя двукратно положительно заряженных ионов галоида в диэлектрике, необходимого для развития электрического пробоя. Возможно, такое смещение близко к разности $\sim (W_g - W_a)$ и увеличивается с ростом W_g кристаллов. Действительно, наблюдается корреляция между шириной запрещенной зоны кристалла и его электрической прочностью, хотя такая зависимость и не является линейной [7].

Эффект увеличения пробивного напряжения с уменьшением длительности импульса поля, вероятно, связан с наличием поверхностных уровней в запрещенной зоне кристалла, образованных выходом на поверхность точечных и линейных дефектов. Снижение длительности действия поля уменьшает концентрацию вновь созданных дефектов и их движение к поверхности. Соответственно уменьшается количество электронов валентной зоны, туннелировавших через уровни дефектов, что приводит к увеличению электрической прочности образца.

Численную оценку импульсной электрической прочности E_b можно сделать по данным плотности туннель-

ного тока из диэлектрика в металл. Однако неопределенность значений коэффициента усиления поля β , времени формирования заряженного слоя и необходимость замены плотности туннельного тока на известную плотность тока пробоя снижает точность оценки. Вероятно, теоретические и экспериментальные E_b сопоставимы для пробоя в субнаносекундных временах. Расчет E_b с учетом процессов туннелирования электронов с уровней дефектов в запрещенной зоне кристалла требует дополнительных исследований.

Заключение

Предложена модель формирования канала электрического пробоя в щелочно-галогидных кристаллах. Генерация электронов в зону проводимости осуществляется посредством каскадных Оже-переходов в валентной зоне диэлектрика. Канал электрического пробоя состоит из расплава и заряженных слоев, которые играют роль острейшего электрода. Значение электрической прочности кристалла определяет критическую плотность туннельного тока электронов из диэлектрика в электрод, при котором формируется слой двукратно положительно заряженных ионов галоида.

Достоинством модели является возможность количественной оценки ряда параметров процесса пробоя: кристаллографической направленности, скорости движения канала разряда, а также плотности предпробойного тока, значения которых удовлетворительно согласуются с данными эксперимента.

Список литературы

- [1] Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высш. школа, 1966. 234 с.
- [2] Сканава Г.И. Физика диэлектриков (Область сильных полей). М.: Физматгиз, 1958. 907 с.
- [3] Вершинин Ю.А. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. Екатеринбург: УрО РАН, 2000. 258 с.
- [4] Gaspari M.E. // Phys. Rev. 1955. Vol 98. N 9. P. 1679–1691.
- [5] Эланго М.А. Элементарные неупругие радиационные процессы. М.: Наука, 1988. 150 с.
- [6] Куликов В.Д. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 4. С. 77–82.
- [7] Куликов В.Д. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 12. С. 26–30.
- [8] Куликов В.Д. // Электризация высокоомных материалов в мощных полях импульсной радиации. Томск: Изд.-во ТГУ, 2004. 176 с.
- [9] Little R.P., Whitney W.F. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 8. P. 2430–2436.
- [10] Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
- [11] Houston W.V. // Phys. Rev. 1940. Vol. 57. P. 184.
- [12] Уэрт Ч., Томпсон Р. Физика твердого тела. М.: Мир, 1969, 558 с.
- [13] Воробьев Г.А., Еханин С.Г., Несмелов Н.С. // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 6. С. 1048–1052.