

Сопротивление канала импульсного электрического пробоя в ионных кристаллах

© И.Ф. Пунанов,¹ Р.В. Емлин,¹ В.Д. Куликов,² С.О. Чолах³

¹ Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия

² Томский сельскохозяйственный институт,
634009 Томск, Россия

³ Уральский федеральный университет им. первого президента России Б.Н. Ельцина,
620002 Екатеринбург, Россия
e-mail: ivan.punanov@gmail.com

(Поступило в Редакцию 18 февраля 2013 г. В окончательной редакции 16 сентября 2013 г.)

Предложена методика оценки сопротивления канала электрического пробоя в ионных кристаллах. Методика основана на измерении скорости движения канала в образце при подключении балластного резистора в цепь игольчатого анода и использовании теоретической зависимости скорости движения канала от его проводимости. Сопротивление канала в KCl и KBr при напряжении 140 kV составляет соответственно $\approx 6.5 \text{ k}\Omega$ и $\approx 6.1 \text{ k}\Omega$. Показано, что данные сопротивления характеризуют газовую фазу. Обнаружена неоднородность сопротивления газовой фазы вдоль канала пробоя. Наибольшим сопротивлением обладает головная область длиной $\sim 1 \text{ mm}$. Сделан вывод, что головная область содержит кластеры вещества диэлектрика с их дальнейшим распадом на ионы металла и галогена. Время жизни кластеров $\sim 10^{-9} \text{ s}$.

Введение

Процесс формирования канала пробоя в твердых диэлектриках включает в себя механизмы генерации первичных электронов, распространения канала, образования газовой фазы [1,2]. В работе [3] рассмотрена модель канала электрического пробоя в кристаллическом NaCl с учетом генерации носителей заряда посредством каскадных оже-переходов. Внутренняя структура канала пробоя содержит области газовой фазы, переходного нагретого слоя и объемного заряда. Процесс продвижения фронта канала связан с межатомными оже-переходами и вытягиванием электронов из области объемного заряда. Скорость движения определяется напряженностью электрического поля, временем оже-перехода и проводимостью канала. Данные по электрическому сопротивлению канала пробоя представляют интерес при решении ряда теоретических и практических вопросов, в частности, возможностью уточнения механизма выделения тепла и образования газовой фазы в канале пробоя. К таким механизмам можно отнести либо джоулев нагрев при протекании предпробойного тока [1], либо безызлучательная рекомбинация свободных электронов и дырок [3]. Недостаточно изучен состав и уровень ионизации газовой фазы. Знание удельного сопротивления канала пробоя необходимо при расчете электровзрыва в твердом теле, однако прямые его измерения сложны, что связано с распространением канала в диэлектрической среде, высокой скоростью, малым диаметром канала пробоя.

В настоящей работе решается проблема оценки сопротивления канала электрического пробоя в щелочно-галогидных кристаллах, включая конкретизацию сопро-

тивления газовой фазы за счет измерения скорости распространения канала пробоя в образцах разной толщины. Подходом к определению сопротивления может служить изменение скорости пробоя с помощью методики, подразумевающей подключение балластного резистора в цепь игольчатого анода [4,5]. Результаты этих измерений и теоретическая связь скорости распространения канала с его проводимостью [3] позволяют рассчитать сопротивление канала.

Методика эксперимента и результаты

Источником наносекундных импульсов высокого напряжения в эксперименте служил импульсный генератор. Импульсы напряжения с амплитудой 140 kV длительностью $\approx 8 \text{ ns}$ с фронтами менее 0.5 ns генерировались в результате разряда коаксиальной формирующей линии генератора с $Z = 50 \Omega$, заряжаемой от трансформатора Тесла, через искровой газовый разрядник высокого давления [6]. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

Образцы щелочно-галогидных кристаллов KCl, KBr в виде пластинок толщиной $d \sim 0.5\text{--}3 \text{ mm}$ устанавливали между электродами конфигурации „острие—плоскость“ в ячейке, заполненной трансформаторным маслом. На острие подавали импульсы напряжения положительной полярности. К отрицательному электроду подключали токовый шунт и делитель напряжения, которые соединялись с цифровым запоминающим осциллографом Tektronix TDS644B.

Скорость распространения канала пробоя определяли по отношению толщины образца ко времени задержки сигнала тока через образец t_c , т.е. промежутку времени

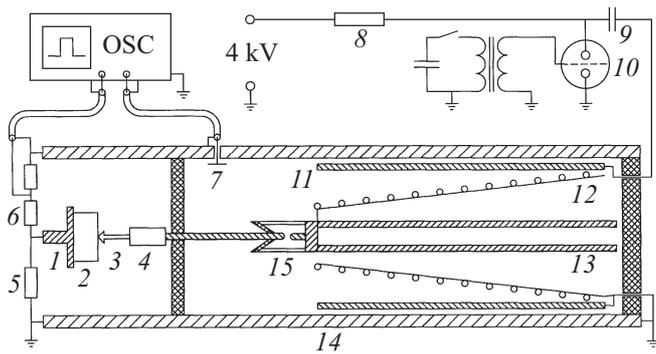


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Цифрами на рисунке обозначены: 1 — плоский катод, 2 — образец, 3 — игольчатый анод, 4 — балластный резистор, 5 — токовый шунт, 6 — резистивный делитель напряжения, 7 — емкостной делитель напряжения, 8 — ограничивающий (зарядный) резистор, 9 — батарея конденсаторов на $1\ \mu\text{F}$, 10 — управляемый газовый разрядник РУ-62, 11, 12 — первичная и вторичная обмотки трансформатора Тесла, 13, 14 — внутренний и внешний проводники формирующей линии генератора, 15 — неуправляемый газовый разрядник Р-43.

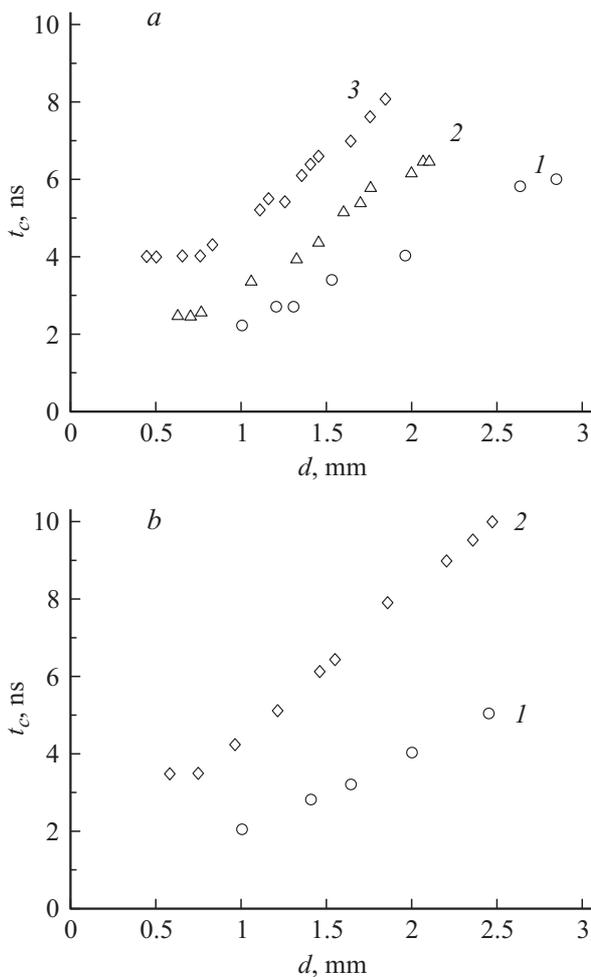


Рис. 2. Зависимость времени пробоя t_c от толщины образцов d : *a* — KCl: 1 — пробой с анода при $140\ \text{kV}$; при подключении балластных резисторов R_b в цепь анода: 2 — 1.2 , 3 — $2.7\ \text{k}\Omega$; *b* — KBr: 1 — пробой с анода при $140\ \text{kV}$, 2 — при подключении в цепь анода $R_b = 2.7\ \text{k}\Omega$.

между моментом подачи импульса и моментом резкого возрастания тока через образец, что фиксировалось осциллографом. Время пробоя измерялось при пробое с игольчатого анода, а также при пробое с включенным в цепь игольчатого анода маломощным балластным резистором R_b . В работе использовали углеродистые резисторы типа CF двух номиналов 1.2 и $2.7\ \text{k}\Omega$ мощностью $0.125\ \text{W}$.

Характерный вид зависимости времени пробоя t_c от толщины образцов d с балластными резисторами и без них представлен на рис. 2. Подключение балластного резистора R_b приводит к увеличению времени t_c и соответственно к уменьшению скорости пробоя в кристалле по сравнению с пробоем с игольчатого анода. Для тонких образцов (0.5 – $0.8\ \text{mm}$) при пробое с балластным резистором время пробоя t_c оказывается практически постоянным. В области $d \sim 1$ – $3\ \text{mm}$ время t_c увеличивается пропорционально толщине, в то время как при толщинах более $4\ \text{mm}$ растет быстрее. Линейный рост времени t_c с толщиной образцов, вероятно, связан с условиями формирования продольной составляющей напряженности электрического поля в кристалле за счет радиального распределения электрического поля в коаксиальной линии и неоднородности напряженности поля на границе головной части канала [7].

По данным измерений t_c в образцах KCl при напряжении $140\ \text{kV}$ средняя скорость движения канала пробоя V составляла $4.5 \cdot 10^7\ \text{cm/s}$ и при подключении балластных сопротивлений 1.2 и $2.7\ \text{k}\Omega$ скорость V_d уменьшалась соответственно до $\approx 3.2 \cdot 10^7$ и $\approx 2.2 \cdot 10^7\ \text{cm/s}$. В образцах KBr значение $V \approx 5 \cdot 10^7\ \text{cm/s}$ и $V_d \approx 2.4 \cdot 10^7\ \text{cm/s}$ при $R_b = 2.7\ \text{k}\Omega$.

Расчет сопротивления канала пробоя

Согласно модели движения канала пробоя [3] фронт канала совпадает с границей объемного заряда (ОЗ). На поверхности ОЗ в кристалле NaCl находятся ионы Cl^+ , а в KCl ионы K^{++} , Cl^+ , более глубокие слои содержат ионы Na^+ , Cl^0 и K^+ , Cl^0 соответственно [3,8–10]. Электрическое поле ОЗ будет искривлять энергетические зоны кристалла. Как показано в [10], локальное электрическое поле объемного заряда E_L за счет слоя двукратно положительно заряженных ионов Cl^+ в NaCl и K^{++} , Cl^+ в KCl способно на межатомных расстояниях создавать изгибы зон, сопоставимые с шириной запрещенной зоны кристалла.

Механизм движения канала пробоя в образцах щелочно-галогидных кристаллов, KCl, KBr с кристаллографическим направлением канала пробоя $\langle 100 \rangle$ имеет свои особенности по сравнению с рассмотренным в NaCl с направлением $\langle 110 \rangle$ [3,8–10]. В частности, 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 $\sim 6.1\ \text{eV}$. Последующий распад

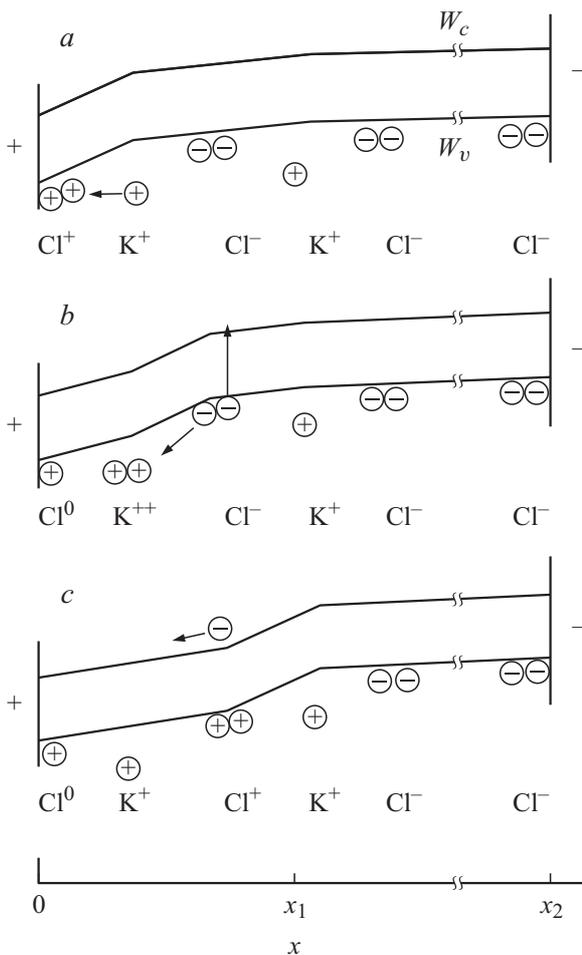


Рис. 3. Схема движения канала пробоя в кристаллическом KCl; W_c , W_v — уровни энергии: дна зоны проводимости и потолка валентной зоны кристалла, x_1 — длина канала пробоя, x_2 — положение отрицательного электрода.

дырки на K^{++} происходит в результате межатомного оже-перехода с рождением дырок на $3p$ -уровне Cl^- и электрона проводимости. Схема движения канала пробоя в образце KCl в принятом одномерном случае показана на рис. 3.

Единичный цикл движения канала пробоя можно представить в виде трех этапов. На первом этапе при достижении критической напряженности электрического поля $E_L \sim 10^8$ В/см происходит резонансный переход электрона от K^+ к иону Cl^+ за время τ_r и канал продвигается на межатомное расстояние (рис. 3, *a*). На втором этапе происходит межатомный оже-переход электронов с $3p$ -уровня Cl^- на K^{++} в зону проводимости за время τ , и канал продвигается еще на одно межатомное расстояние (рис. 3, *b*). Время оже-перехода τ может составлять $\sim 10^{-14} - 10^{-17}$ с [11]. Наличие отрицательного заряда электронов понижает поле заряда дырок и соответственно изгиб зон вблизи границы $x = x_1$. Третий этап связан с вытягиванием электронов из области положительного объемного заряда за время τ_1 и достижением критиче-

ской напряженности E_L для реализации резонансного перехода (рис. 3, *c*).

Длительность единичного цикла движения канала равна $\Delta t = \tau_r + \tau + \tau_1$. В кристалле KCl расстояние между разноименными ионами в решетке $a = 3.14$ Å число ионов на 1 см составляет $N = 3.2 \cdot 10^7$. Учитывая, что за единичный цикл движения канал пробоя продвигается на расстояние двух межатомных расстояний при скорости $V = 4.5 \cdot 10^7$ см/с время $\Delta t = 1 \text{ см} / (V \cdot N/2) = 1.4 \cdot 10^{-15}$ с. Таким образом, за единичный цикл канал пробоя продвигается на два межатомных расстояния при одном этапе вытягивания электрона из области положительного объемного заряда.

Сопротивление канала пробоя складывается из сопротивлений участка с газовой фазой R_g , переходного твердого слоя R_i и области объемного заряда R_{ch} [3]. Суммарное сопротивление канала $R_0 = R_g + R_i + R_{ch}$. В первом приближении можно считать удельную проводимость в пространстве $0 - x_1$ постоянной величиной $\sigma_0 = x_1 / SR_0 = en_0\mu$, где e , μ — электрический заряд и подвижность электрона, n_0 — эффективная концентрация электронов, S — площадь поперечного сечения канала пробоя. Временная зависимость электрического поля E_L моделировалась кинетикой поля пространственного заряда дырок в кристалле NaCl [3]. Формирование заряда с начальным равномерным распределением свободных электронов и неподвижных дырок при напряженности электрического поля в образце $E_0 \sim 10^6$ В/см описывалось уравнениями непрерывности и Пуассона. Получены выражения для напряженности электрического поля на границе пространственного заряда E_S и времени τ_1 . Расчет времени τ_1 в образце KCl не отличается от представленного в [3] для NaCl

$$\Delta t = \tau_r + \tau + \frac{n_1 \Delta x^2 \epsilon \epsilon_0 e}{E_0 \tau (1 - x_1/x_2) x_1 \sigma_0^2} \left(\exp\left(\frac{t_k}{\tau_c}\right) - 1 \right), \quad (1)$$

где $\Delta x \approx 3$ Å — толщина атомного слоя в кристалле. Исходная концентрация оже-электронов, вероятно, составляет $n_1 \approx 10^{21}$ см $^{-3}$, t_k — время от $t = 0$ до момента включения оже-генерации. Время действия оже-генерации от t_k до $t_k + \tau$, ϵ и ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость образца и электрическая постоянная соответственно, $\tau_c = \epsilon \epsilon_0 x_2 / \sigma_0 (x_2 - x_1)$ — постоянная времени цепи. Согласно (1), длительность цикла связана с проводимостью обратной квадратичной зависимостью, что дает повышенную чувствительность Δt к изменению σ_0 .

При подключении балластного резистора R_b общее сопротивление цепи R_z равно

$$R_z = R_b + R_0. \quad (2)$$

Роль балластного резистора при расчете напряженности электрического поля E_S и времени τ_1 [3] можно учесть, подключив его к образцу при $x = 0$ в виде

тонкого слоя толщиной $\Delta x_b \ll x_2$ с постоянной проводимостью и диэлектрической проницаемостью ϵ . Представим R_z через удельную проводимость σ_z , длину x_1 и площадь S

$$\frac{x_1}{\sigma_z S} = R_0 \left(\frac{R_b}{R_0} + 1 \right). \quad (3)$$

Дальнейший ход расчета E_S и τ_1 с проводимостью σ_z не отличается от рассмотренного ранее [3]. Для времени Δt при $x_1 > \Delta x_b$ получим

$$\Delta t = \tau_r + \tau + \frac{n_1 \Delta x^2 \epsilon \epsilon_0 e}{E_0 \tau (1 - x_1/x_2) x_1 \sigma_z^2} \left(\exp \left(\frac{t_k}{\tau_c'} \right) - 1 \right), \quad (4)$$

где $\tau_c' = \epsilon \epsilon_0 x_2 / \sigma_z (x_2 - x_1)$.

Оценка сопротивления канала пробоя по экспериментальным данным скорости и теоретическим расчетам (1) и (4) возможна с учетом ряда приближений. Значение $\exp(t_k/\tau_c')$ в (4), видимо, мало отличается от исходного в (1), так как с ростом τ_c' должно увеличиваться время срабатывания t_k . Для кристаллов KCl, KBr получены максимальные значения скорости $V \approx 2 \cdot 10^8$ cm/s для напряжения 240 kV [2,5], что дает $\Delta t \approx 3.1 \cdot 10^{-16}$ s. Вероятно, время электронных переходов τ_r и τ не превышает $\sim 10^{-16}$ s. Так как при напряжении 140 kV скорость значительно меньше и время $\Delta t \approx 1.4 \cdot 10^{-15}$ s, то в (1) и (4) значениями τ_r и τ можно пренебречь по сравнению с временем вытягивания τ_1 . В этом случае отношение скоростей пробоя с балластным сопротивлением и без него с учетом (1) и (4) будет иметь вид

$$\frac{V_b}{V} \approx \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_0} \right)^2. \quad (5)$$

Переходя от проводимости σ_0 и σ_z к сопротивлениям R_0 и R_z уравнение (5) запишется

$$\frac{V_b}{V} \approx \frac{1}{(R_b/R_0 + 1)^2}. \quad (6)$$

Под R_0 подразумевается значение сопротивления канала пробоя при $x_1 = x_2$. График зависимости (6) изменения относительной скорости движения канала пробоя V_b/V с ростом значения R_b/R_0 имеет вид падающей кривой. Уменьшение скорости пробоя с ростом балластного сопротивления связано с увеличением сопротивления цепи для протекания предпробойного тока. Расчет сопротивления канала в образцах KCl и KBr по данным отношениям скоростей V_b/V при подключении балластных резисторов 1.2 и 2.7 kΩ сводился к определению значения R_b/R_0 с использованием калибровочного уравнения (6) и затем R_0 .

Зависимость сопротивления канала пробоя от толщины образцов KCl, KBr при подключении балластных резисторов показана на рис. 4. Сопротивление R_0 в области 0.5–0.8 mm увеличивается практически линейно с длиной канала, в диапазоне 0.8–1.1 mm проходит стадию насыщения и затем остается постоянным до

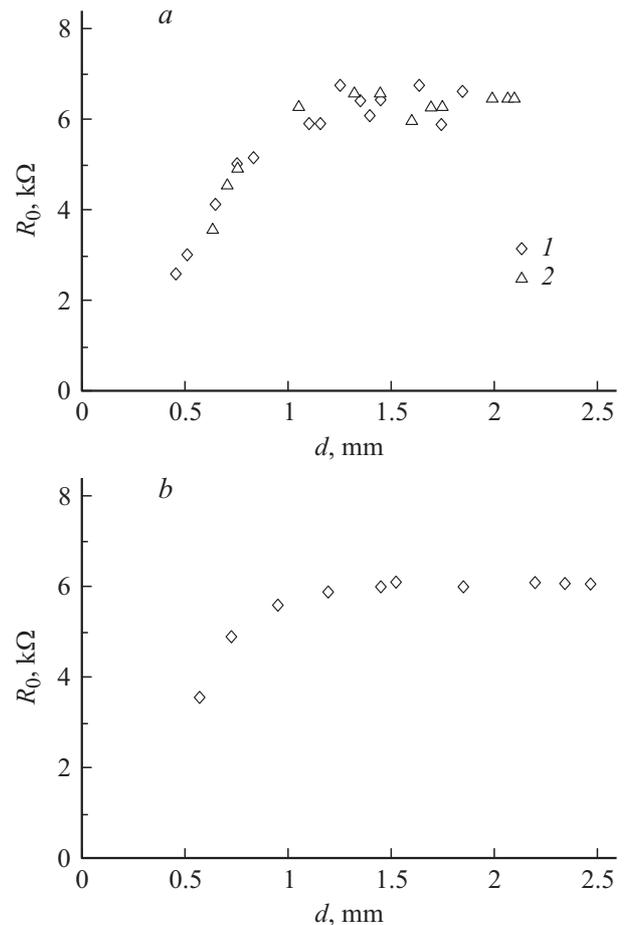


Рис. 4. Зависимость сопротивления канала пробоя R_0 от толщины образцов d : *a* — KCl при подключении балластных резисторов R_b : 1 — 2.7 kΩ, 2 — 1.2 kΩ; *b* — KBr при подключении $R_b = 2.7$ kΩ.

максимально измеренных толщин 2.5–3 mm. Усредненное сопротивление канала за границей насыщения в KCl составляет $R_0 \approx 6.5$ kΩ и несколько меньше в KBr ≈ 6.1 kΩ.

Удельная проводимость канала при напряжении на аноде 140 kV, диаметре канала в KCl и KBr близком к $\sim 10 \mu\text{m}$ [2], длине канала 1 mm, сопротивлении в KCl $R_0 \approx 6.5$ kΩ составляет $\sigma_0 \approx 20 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ и в KBr при $R_0 \approx 6.1$ kΩ равна $\sigma_0 \approx 21 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$. Более высокая проводимость в KBr по сравнению с KCl удовлетворительно согласуется с более высокой скоростью движения канала пробоя согласно уравнению (1). С учетом экспериментальной плотности предпробойного тока $\sim 10^5$ A/cm² [1] за время $\sim 10^{-9}$ s в единице объема KCl выделится джоулева энергия $\sim 5 \cdot 10^{-1}$ J/cm³, что значительно меньше теплоты плавления ~ 0.68 kJ/cm³.

Температуру, близкую к температуре плавления, обеспечивает механизм рекомбинационного выделения тепла за счет уменьшения концентрации носителей в переходном слое от $\sim 10^{21}$ cm⁻³ до 10^{16} cm⁻³ [3]. Переходная область находится, вероятно, в твердом состоянии, так

как тепловое давление составляет $\sim 10^9$ Па. Учитывая, что прочность на разрыв щелочно-галогидных кристаллов не превышает $\approx 5 \cdot 10^6$ Па, деформации в нагретой области вдоль оси канала в направлении положительного электрода приведут к разрушению вещества и образованию газовой фазы. Длина переходной области от твердого тела к газовой фазе оценивалась как произведение времени разрушения материала под действием упругих напряжений на скорость движения канала пробоя. Протяженность переходной области канала при скоростях $V \sim 10^7 - 10^8$ см/с составляет $\tau_a V \sim 10 - 100 \mu\text{м}$, где $\tau_a \approx 10^{-10}$ с — время акустической релаксации [3]. Результат оценки размера переходной области (десятики микрон) находится в согласии с данными работ [1,2], где показано, что свечение в канале пробоя связано с разрядом в газовой фазе, а протяженность свечения и длина канала имеют близкие значения.

Свечение канала, экспериментальная зависимость хода сопротивления R_0 от толщины образцов (рис. 4) с ростом сопротивления, последующей стабилизацией и постоянством от длины канала в области 1.5–3 мм, дают основание считать полученные сопротивления в KCl, KBr (6.5 и 6.1 кОм), в большей степени соответствующими газовому промежутку. Сопротивления переходного слоя и пространства объемного заряда, вероятно, достаточно малы при высокой концентрации носителей и малой длине областей [3].

Следует отметить, что неоднородность сопротивления газовой фазы вдоль канала пробоя отражает временной процесс формирования газовой фазы по составу и уровню ионизации. Вероятно, головная область газовой фазы с повышенным сопротивлением включает в состав микрочастицы кристалла. Под действием температуры кластеры распадаются на ионы металла и галогена. Время жизни таких кластеров можно определить как $\sim 0.1 \text{ см} / 4.5 \cdot 10^7 \text{ см с}^{-1} = 2.2 \cdot 10^{-9}$ с.

Высокое сопротивление головной части газовой фазы канала пробоя за счет низкого уровня содержания ионов согласуется с данными исследования энергомассового состава плазмы, образующейся в первичном канале пробоя образцов KCl и при последующих разрядах в капилляре канала [12]. При первичном пробое не удалось обнаружить многозарядные ионы материала диэлектрика в потоке плазмы, истекающей из канала пробоя как по измерениям ионного тока цилиндром Фарадея, так и по показаниям масс-спектрометра. Тем не менее при последующем пробое по уже образованному каналу резко возрастает ионный ток и регистрируются высокозарядные ионы с энергиями 0.1–2 кэВ. По мнению авторов [12] отсутствие многозарядных ионов материала образца при первом пробое KCl позволяет предположить либо недостаток условий для ускорения тяжелых ионов до энергий в 100–300 эВ, либо их малое количество.

Заключение

Предложена и реализована методика оценки сопротивления канала электрического пробоя в ионных кристаллах. Сопротивления каналов при напряжении 140 кВ составляют соответственно в KCl ≈ 6.5 кОм и несколько меньше в KBr ≈ 6.1 кОм. Полученные сопротивления характеризуют в большей степени сопротивление газовой фазы вдоль канала пробоя. Наибольшим сопротивлением обладает головная область длиной ~ 1 мм. Вероятно, эта область содержит кластеры вещества диэлектрика. В дальнейшем за время жизни $\sim 10^{-9}$ с кластеры распадаются на ионы металла и галогена. Более низкое сопротивление канала пробоя в KBr по сравнению с KCl удовлетворительно согласуется с более высокой скоростью движения канала. Выбор рекомбинационного механизма выделения тепла подтверждается экспериментально.

Оценка проводимости позволит уточнить механизм формирования канала и выйти на более высокий уровень моделирования сложного явления электрического пробоя.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 11-08-01003).

Список литературы

- [1] Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высшая школа, 1966. 234 с.
- [2] Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. Екатеринбург: Издательство УрО РАН, 2000. 258 с.
- [3] Куликов В.Д. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 2. С. 35–40.
- [4] Емлин Р.В. Патент РФ № 2108592 от 10.04.1998 г.
- [5] Емлин Р.В., Белоглазов В.А. Труды 6-й научной школы „Физика импульсных воздействий на конденсированные среды“. Николаев, 1993. С. 195.
- [6] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 704 с.
- [7] Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1970. 440 с.
- [8] Куликов В.Д. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 4. С. 77–82.
- [9] Куликов В.Д. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 12. С. 26–30.
- [10] Куликов В.Д. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 1. С. 60–65.
- [11] Немошкаленко В.В., Алешин В.Г. Электронная спектроскопия кристаллов. Киев: Наукова думка, 1976. 336 с.
- [12] Барахостов С.В., Музюкин И.Л. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 5. С. 29–32.