

УДК 621.384.6.01: 537.533

С.И.ТВЕРДОХЛЕБОВ, Т.А.ТУХФАТУЛЛИН

КРИТИЧЕСКАЯ (ВЗРЫВНАЯ) ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ ДИЭЛЕКТРИКОВ, ИНДУЦИРОВАННАЯ ИНЖЕКЦИЕЙ ПЛОТНОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ

Полевая электронная эмиссия из диэлектрика в вакуум является одним из каналов релаксации заряда, инжектированного в образец. Для инжекции отрицательного электрического заряда в диэлектрические материалы (монокристаллы, стекла, композиты, пластики) применены импульсные электронные пучки высокой плотности тока и наносекундной длительности. Показано, что при достижении критической величины электрического поля в объеме и на поверхности диэлектрика возникает мощная критическая электронная эмиссия. Локальная плотность тока из эмиссионных центров достигает рекордной для диэлектриков величины порядка 10^6 А/см². Эмиссия возникает в форме гигантского моноимпульса. Измеренная амплитуда среднего по эмиттирующей поверхности эмиссионного тока одного порядка с током инжектированного пучка электронов: 10–1000 А. Импульс тока эмиссии отстает от импульса тока первичного электронного пучка, инжектированного в образец. Время задержки лежит в интервале 1–20 нс и убывает с ростом плотности тока инжектированного пучка. Получено прямое экспериментальное доказательство интенсивной генерации носителей тока – зонных или квазисвободных электронов – в приповерхностном слое диэлектрика в сильном электрическом поле благодаря эффектам Пула – Френкеля и ударной ионизации ловушек, прежде всего разнообразных донорных уровней. Этот процесс приводит к гигантскому усилению автоэлектронной эмиссии из диэлектрика. Экспериментально показано, что эмиссия неоднородна и сопровождается «точечными взрывами» на поверхности диэлектрика, выбросами ионной плазмы в вакуумный промежуток и разрушением диэлектрика. Выбросы ионной плазмы являются главной причиной перехода автоэлектронной эмиссии во «взрывную» критическую, подобную той, которая ранее наблюдалась на металлах и полупроводниках. Однако имеется ряд существенных отличий. Например, критическая плотность тока автоэлектронной эмиссии, необходимая для перехода во «взрывную», на три порядка меньше, чем для металлов. Если обеспечить достаточный электронный ток по поверхности или из объема диэлектрика к эмиссионным центрам, то критическая эмиссия всегда сопровождается вакуумным разрядом между поверхностью диэлектрика и металлическим коллектором. Разработана подробная компьютерная модель процессов в диэлектрике при инжекции электронного пучка высокой плотности, которая позволила прояснить сложную физическую картину явления.

Введение

Полевая электронная эмиссия из диэлектриков, индуцированная инжекцией электронного пучка в образец, изучается экспериментально в течение шестидесяти лет. Наблюдалось несколько видов импульсной эмиссии. Наиболее известные были обнаружены Молтером (1936–1937 гг.) и Дау, Набло и Вотсоном (1967–1968 гг.).

Молтер изучал вторичную электронную эмиссию тонких слоев окиси алюминия (Al_2O_3), покрытых окисью цезия (Cs_2O), находящихся на алюминиевой подложке [1]. Измеренный коэффициент вторичной эмиссии достигал нескольких сотен и даже тысяч. Позднее «молтеровская эмиссия» наблюдалась на тонких слоях многих других диэлектриков [2, 3].

Импульсную электронную эмиссию объемных («толстых») диэлектриков, индуцированную инжекцией малоинтенсивного электронного пучка (1–2 МэВ, 1–6 мА/см², 40–50 мкс), который полностью поглощался образцом, впервые наблюдали Дау, Набло и Вотсон [4, 5]. Они обнаружили, что при достижении некоторой пороговой величины плотности поглощенного диэлектриком заряда инжектированного пучка поле вне образца резко падает и одновременно наблюдаются «вспышки» электронной эмиссии. Авторы [5] предположили, что наблюдаемая ими эмиссия электронов из диэлектрика обусловлена поверхностными явлениями, а не выходом первичных захваченных зарядов из объема материала.

Подобные повторяющиеся вспышки электронной эмиссии при различных условиях облучения на различных материалах наблюдались и в других работах, например в [6–8].

1. Мощная электронная эмиссия диэлектриков, индуцированная инжекцией плотных пучков электронов наносекундной длительности

Это явление было обнаружено в нашей лаборатории случайно, когда в ионных диэлектриках велись поиски явления, подобного келдышевской конденсации электронов в полупроводниках. Экспериментам предшествовала работа [9], в которой показано, что возникновение электроно-

дырочной конденсированной фазы в диэлектриках, из-за малого радиуса экситонов Френкеля, может сильно отличаться от сжижения экситонов большого радиуса в ковалентных полупроводниках. Ожидалось, что плотная электронно-дырочная плазма с плотностью $10^{16}-10^{18} \text{ см}^{-3}$ теряет устойчивость против экранированного кулоновского притяжения и сжимается в сверхплотные сгустки – конденсат Френкеля – с равновесной плотностью порядка 10^{22} см^{-3} . Одним из проявлений могло быть резкое уменьшение числа свободных носителей и, соответственно, электронно-дырочной проводимости диэлектриков. Поэтому, постепенно увеличивая плотность тока электронного пучка наносекундной длительности и высокой плотности, инжектируемого в образец, ожидали увидеть, что при некоторой критической амплитуде импульса облучения произойдет резкое уменьшение величины протекшего через диэлектрик заряда. Такие спады были действительно обнаружены. Однако они оказались следствием совершенно другого явления – мощной критической эмиссии электронов с поверхности диэлектрика, которая существенно изменяет баланс зарядов и приводит к выбросу ионно-электронной плазмы в вакуумный промежуток, вакуумному разряду между диэлектриком и металлическим анодом, объемному пробое диэлектрика [10, 11]. Впервые для инициирования электронной эмиссии из диэлектриков всех классов: кристаллов, стекол, полимеров, керамик, – были применены плотные электронные пучки наносекундной длительности. Скорость инжекции зарядов в диэлектрик, плотность электронно-дырочной плазмы и скорость нарастания электрического поля на поверхности образца была в 10^5-10^6 раз выше, чем в экспериментах Дау, Набло и Вотсона.

В качестве источника первичного электронного пучка использовался ускоритель типа ГИН-600 [12] со следующими параметрами пучка: верхняя энергия электронов 0,35 МэВ; плотность тока $(0,01-1,5) \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$; длительность импульса 2–30 нс. При столь высоких плотностях тока первичного пучка, инжектированного в диэлектрик, эмиссия из него обладает рядом особенностей. Для всех классов исследованных диэлектриков были найдены критические плотности инжектированного пучка, начиная с которых возникала мощная эмиссия, переходящая в вакуумный разряд между облученной поверхностью диэлектрика и металлическим анодом. Для исследованных диэлектриков они лежат в интервале $10^{-7}-10^{-6} \text{ Кл/см}^2$.

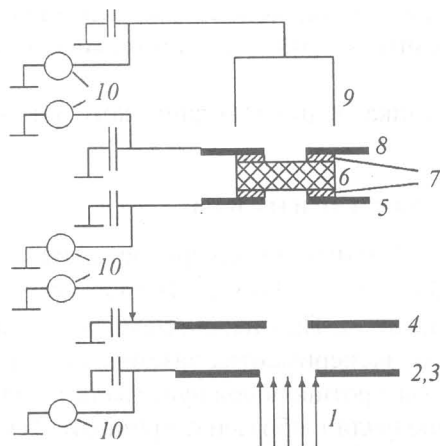


Рис. 1. Схема гальванометрического эксперимента [10, 11]: 1 – пучок электронов, 2 – коллиматор, 3 – токовый монитор, 4 – коллектор, 5 – лицевой электрод, 6 – образец, 7 – контактные пленки, 8 – тыльный электрод, 9 – цилиндр Фарадея, 10 – гальванометр

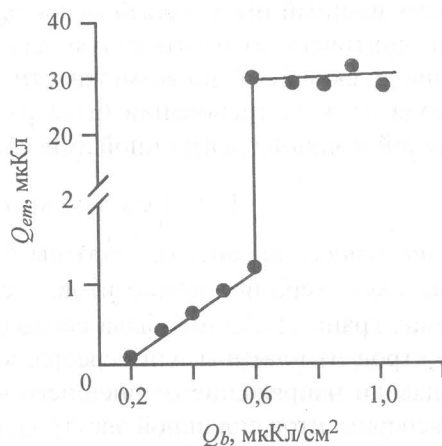


Рис. 2. Зависимость заряда Q , перенесенного током эмиссии, от плотности пучка J_b , поглощенного образцом NaCl, при напряжении на аноде-коллекторе +150 В

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Использовалась плоская геометрия с кольцевым анодом-коллектором эмиттированных электронов, который был расположен перед облучаемой поверхностью диэлектрика. Образцами служили пластины различных диэлектриков размером $10 \times 10 \text{ мм}^2$. Толщина образцов варьировалась в широком интервале, но, как правило, была больше пробега электронов. На обе поверхности образца предварительно напыляли кольцевые платиновые электроды, которые контактировали с кольцевыми катодами. Отверстие коллиматора первичного пучка было таким, что первичные электроны практически не попадали на анод-коллектор и катод, расположенный на лицевой грани образца. Существенно, что все электроды схемы и ци-

линдр Фарадея были безындуктивно соединены с конденсаторами. Это необходимо для снижения импульсных потенциалов, возникающих на этих элементах во время облучения первичным пучком и протекания тока эмиссии. В противном случае промежуток диэлектрик – анод быстро запирается для эмиссионного тока. Перед облучением конденсаторы анода-коллектора (позиция 2 на рис. 1) заряжались до фиксированного положительного потенциала. Изменения зарядов на электродах схемы измерялись гальванометрами, работающими в баллистическом режиме. Перенесенный ток эмиссии заряд определялся по изменению зарядов конденсаторов коллектора и независимо по приращению положительного заряда конденсаторов кольцевых катодов, соединенных с образцом. Эти данные совпадали в пределах 10 %. Эмиссия наблюдалась и в отсутствие кольцевых платиновых электродов. Авторы [10, 11] показали, что критическая эмиссия происходит с открытой поверхности диэлектрика, но исчезает, если поверхность образца покрыта слоем платины или тонкой алюминиевой фольгой.

На рис. 2 показано, как заряд, перенесенный током эмиссии, зависит от плотности тока пучка за импульс для кристалла NaCl при фиксированном напряжении на аноде-коллекторе +150 В. При достижении пороговой плотности пучка первичных электронов $6 \cdot 10^{-7}$ Кл/см² возникает мощная эмиссия, переходящая в вакуумный разряд, импульс которого способен перенести заряд в 10^2 – 10^3 раз больше внесенного в диэлектрик первичным пучком. Вакуумный разряд прерывается, когда промежуток диэлектрик – анод запирается в результате перезарядки электродов схемы его током.

Однако в [10, 11] полученная информация о критической эмиссии была интегральной и явно недостаточной для понимания механизма явления и построения количественной модели. Не были известны характеристики эмиссионного поля $\bar{J}_e(\bar{r}, t)$:

- 1) временные – форма импульса, длительность, время запаздывания;
- 2) пространственные – поперечная и продольная неоднородность;
- 3) амплитудные – максимальная плотность тока эмиссии.

Чтобы изучить временные свойства критической эмиссии, необходимо отделить ее в чистом виде от импульса пучка инжектированных электронов и импульса вакуумного разряда. Для этого необходим мощный импульсный пучок электронов, позволяющий за короткое время внести в диэлектрик критическую плотность заряда и опередить импульс эмиссии. Длительность импульса облучения должна быть, по возможности, короче.

Исходя из этих требований была разработана методика осциллографического исследования критической мощной электронной эмиссии [13, 14].

1.1. Техника и методика эксперимента

Схема измерений (рис. 3). Образцы *б* – пластинки различных диэлектриков: кристаллов, стекол, пластиков, керамик, композитов, – с размерами $15 \times 15 \times 0,5 \dots 3,0$ мм³. В ряде экспериментов облучаемая грань 15×15 мм² была свободной и изолированной. При необходимости на нее напыляли электрод из платины или серебра, который в одних экспериментах заземлялся, в других на него подавали напряжение от внешнего источника *12*. На противоположную грань напыляли для одних экспериментов сплошной электрод, а для других внедряли в образец острый электрод (иглу), который достигал облученной области образца (рис. 3) [13, 14]. Коллектор эмиттированных электронов *4* и монитор *3* падающего на образец пучка изготовлены из алюминиевой фольги толщиной 14 мкм. Вакуумный промежуток образец – коллектор варьировали в интервале 0,5–3,0 мм, а промежутки коллектор – монитор и монитор – коллиматор – в интервале 0,5–1,0 мм (рис. 3).

Параметры пучка варьировались в интервалах: 0,25 – 0,35 МэВ; 0,01 – 1,5 кА/см²; 2 – 30 нс. Заряд, инжектированный в образец электронным пучком *1* за импульс, измеряли гальванометром *10*. Эта схема калибровалась в абсолютных единицах с помощью цилиндра Фарадея *9*, который помещался вместо образца (рис. 3, а). Все сигналы передаются по коаксиальным кабелям и измеряются осциллографом *11*. Паразитные емкости и индуктивности сведены к минимуму и не искажают сигналы длительностью больше 0,2 нс. Пучок электронов *1* проходил через коллиматор *2*, пронизывал две фольги (монитор *3* и коллектор *4*) и проникал в образец *б* на глубину 0,25–0,5 мм. При достижении критической плотности заряда, инжектированного в диэлектрик первичным пучком электронов, возникает критическая эмиссия. Заряд, перенесенный током эмиссии, собирался коллектором.

Стандартный электротехнический анализ экспериментальной ситуации, основанный на решении уравнений Пуассона и непрерывности, дает следующий результат. Полный ток в рабочем промежутке коллектор + вакуум + диэлектрик + тыльный электрод (рис. 3) зависит только от времени и не зависит от координаты. Он складывается из четырех токов – пучка, эмиссии, проводимости и смещения:

$$J(t) = J_b(x, t) + J_e(x, t) + J_c(x, t) + \frac{\partial(\epsilon\epsilon_0 F)}{\partial t}, \quad (1)$$

$\{J\}$ – плотности соответствующих токов, усредненные по поперечному сечению. Если облучаемая поверхность образца электрически изолирована, а пробег пучка меньше толщины образца, то ток проводимости не влияет прямо на изменение суммарного заряда диэлектрика, а только перераспределяет его внутри. Измеряемые импульсы тока поступали на осциллограф по двум независимым каналам – с коллектора и тыльного электрода (рис. 3). Длины кабелей подобраны так, что сигналы обоих каналов наблюдаются на каждой осциллограмме, но хорошо отделены друг от друга (рис. 4).

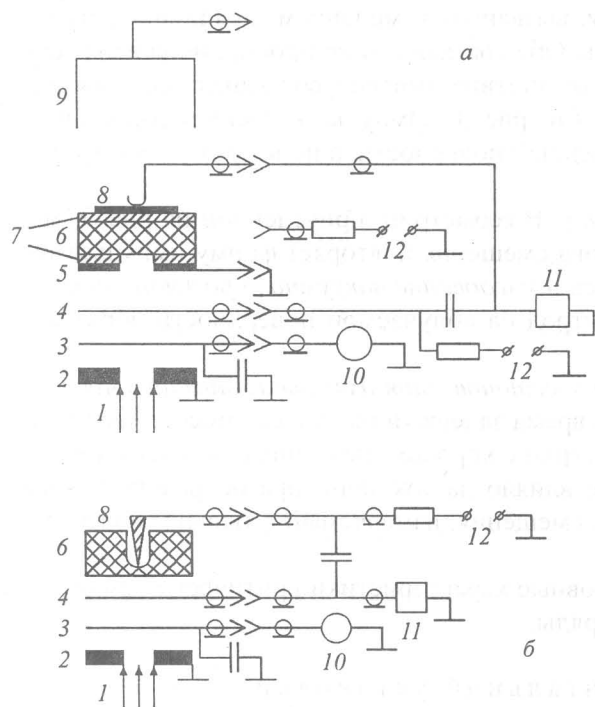


Рис. 3. Схема эксперимента при осциллографических измерениях [14] (а – плоская геометрия, б – геометрия с острым электродом): 1 – первичный электронный пучок, 2 – коллиматор, 3 – монитор, 4 – коллектор, 5 – лицевой электрод, 6 – образец, 7 – контактные пленки, 8 – тыльный электрод, 9 – цилиндр Фарадея, 10 – гальванометр, 11 – осциллограф, 12 – источник напряжения

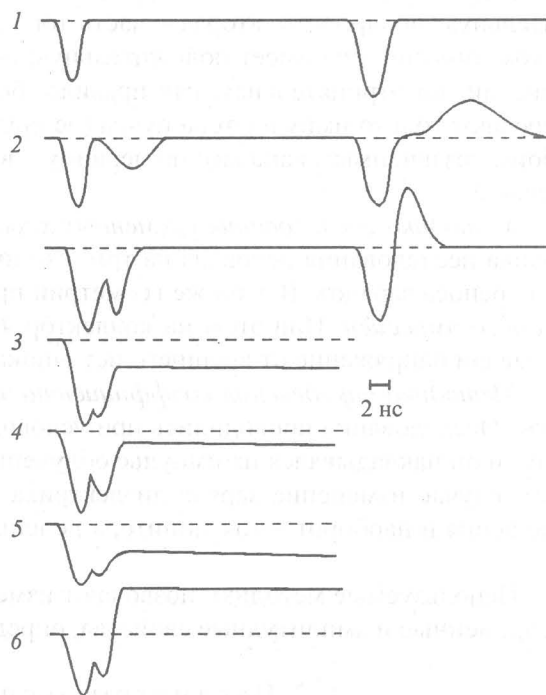


Рис. 4. Типичные осциллограммы коллекторного тока (импульсы слева) и тока смещения (импульсы справа): 1 – ток первичного пучка, эмиссии нет; 2 – импульс эмиссии следует за импульсом инжекции; 3 – эмиссия переходит в вакуумный разряд при отрицательном напряжении на кольцевом электроде; 4 – то же самое при отрицательном напряжении на остром электроде; 5 – то же самое при положительном напряжении на коллекторе; 6 – то же самое при отрицательном напряжении на коллекторе

Входящие в (1) составляющие могут вносить вклад двух полярностей в ток, снимаемый с каждого электрода. Как обычно, положительным считается ток, который приносит на электрод положительный заряд (или уносит отрицательный). Полный ток второго канала I_2 , снимаемый с тыльного электрода, состоит только из тока смещения, который, согласно уравнению Пуассона, пропорционален скорости изменения суммарного заряда диэлектрика (dq/dt), равной сумме токов эмиссии и инжектированного пучка:

$$I_2 = \text{const}(I_e + I_b). \quad (2)$$

При этом за положительное направление токов в рассматриваемом промежутке принято направление тока смещения, индуцированного в тыльном электроде импульсом эмиссии. Сказанное

четко проявляется на осциллограмме 2 рис. 4. Сигнал второго канала (справа) состоит из двух импульсов: первый, отрицательной полярности, – ток пучка; второй, положительной полярности, – ток эмиссии. Они измерены в одинаковых единицах, что позволяет найти коэффициент эмиссии как отношение интегралов (площадей) этих импульсов:

$$K_e = \left| \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I_e dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_b dt} \right|. \quad (3)$$

После калибровки тока пучка по цилиндру Фарадея определяли оба тока в абсолютных единицах. Полный ток первого канала I_1 , снимаемый с коллектора, состоит из двух импульсов отрицательной полярности (осциллограммы 2, 3, 5, 6 на рис. 4). Первый импульс пропорционален току пучка. Он складывается из двух составляющих отрицательной полярности – малой части электронного пучка, поглощенной коллекторной фольгой, и части тока смещения, вызванной изменением заряда диэлектрика при поглощении пучка. Обе составляющие пропорциональны току пучка. Второй импульс пропорционален току эмиссии. Он равен разности двух составляющих: первая – большая часть тока эмиссии, идущего с поверхности диэлектрика на коллектор, она имеет отрицательную полярность; вторая – часть тока смещения, вызванная изменением заряда диэлектрика током эмиссии, она имеет положительную полярность. Обе составляющие пропорциональны току эмиссии, но отрицательная, как правило, больше. В отсутствие эмиссии оба канала естественно передают только импульс тока пучка (осциллограмма 1 на рис. 4). Импульс эмиссии передается по обоим независимым каналам: по первому – в отрицательной полярности, а по второму – в положительной.

Методика исследования временных характеристик. В геометрии, приведенной на рис. 3, методика исследования основана на том, что импульс тока смещения повторяет форму импульса тока переноса зарядов. В этой же геометрии проводилось исследование вакуумного разряда, инициируемого эмиссией. При этом на коллектор 4 или электрод на облучаемой поверхности образца 5 подавали напряжение от внешнего источника 12.

Методика определения коэффициента эмиссии и восстановления импульса эмиссии в чистом виде. Исследования проводились при условиях, когда время задержки импульса эмиссии было малым, и он накладывался на импульс облучения в геометрии с хорошо заземленным коллектором. В этом случае изменение заряда диэлектрика (dq/dt) не влияло на ток монитора посредством тока смещения и наоборот – ток монитора не влиял на ток смещения, измеряемый с тыльного электрода.

Используемые методики позволяют измерять основные характеристики критической эмиссии, ее временные и амплитудные свойства, определять заряды.

1.2. Параметры экспериментальной установки

Максимальная энергия электронов	0,35 МэВ
Длительность импульса тока пучка	2 – 30 нс
Длительность фронта импульса	1 нс
Максимальная плотность тока пучка	1500 А/см ²
Длительность импульса облучения на уровне 0,5	2 нс
Диапазон внешних напряжений	±(0 – 6) кВ
Давление остаточных газов в рабочей камере не хуже	5·10 ⁻⁶ Торр
Чувствительность измерения тока пучка и эмиссии	0,02 А
Чувствительность измерения заряда не хуже	5·10 ⁻¹¹ Кл
Временное разрешение	0,2 нс
Относительная случайная погрешность измерения тока (пучка, эмиссии) и заряда, поглощенного образцом	20 %

1.3. Экспериментальные результаты

Основные экспериментальные результаты исследования даны в [14–17].

Критические параметры эмиссии. Для ряда диэлектриков определены критическая плотность инжектированного заряда ρ_s^{cr} , критическое поле F^{cr} . Они приведены в таблице. Для сравнения

здесь же даны результаты, полученные авторами [10, 11] с использованием гальванометрической схемы. Разброс ρ_s^{cr} существенно больше, чем разброс F^{cr} , которое является первичным критическим параметром эмиссии. Отметим, что F^{cr} порядка напряженности поля, при которой начинается электрический пробой диэлектрика в неоднородном поле. Напряженность электрического поля на эмиттирующей поверхности диэлектрика сильно зависит от граничных условий на его гранях, толщины образца d_2 и расстояния от образца до коллектора d_1 (рис. 5). Для оценки величины электрического поля предполагаем, что инжектированный пучок создает в диэлектрике заряженный слой с поверхностной плотностью заряда ρ_s и толщиной r , равной пробегу первичных электронов в образце. С учетом граничных условий из уравнения Пуассона получаем выражение для критического поля, определяемого в осциллографической схеме:

$$F^{\text{cr}} = -[(\rho_s^{\text{cr}} / \epsilon_0 \epsilon)(-d_2 + r/2) - V_0] / (d_2 + \epsilon d_1). \quad (4)$$

В гальванометрической схеме на облучаемую грань кристалла всегда были нанесены заземленные кольцевые металлические электроды. Толщина образца d_2 и расстояние до коллектора d_1 постоянны. В этом случае

$$F^{\text{cr}} = -[(\rho_s^{\text{cr}} / \epsilon_0 \epsilon)(-d_2 + r/2) - V_0] / d_2. \quad (5)$$

Критическая плотность инжектированного заряда ρ_s^{cr} и критическое поле F^{cr}

Материал	Параметр			
	$\rho_s^{\text{cr}} \cdot 10^{-7}$, Кл/см ²		$F^{\text{cr}} \cdot 10^5$, В/см	
	Методика			
	гальванометри- ческая	осциллографи- ческая	гальванометри- ческая	осциллографи- ческая
Полиэтилен	1	—	2,5	—
Фторопласт	3	4	8,5	6,5
Орган. стекло (ПММА)	—	6	—	6,5
Поливинил	—	7	—	5,6
LiF	3	6	1,9	2,1
NaF	4	—	4,5	—
NaCl	6	12	5,7	6,6
KCl	7	—	8,4	—
Кварцевое стекло	8	13	12	11

Эффекты накопления. Они наблюдались на диэлектриках, способных удерживать инжектированный заряд в течение длительного времени (LiF, оргстекло ПММА). На этих материалах эмиссия возникала после нескольких субкритических импульсов облучения, причем инжектированный заряд каждого был меньше, а суммарный больше критического. Число необходимых для возникновения эмиссии импульсов облучения сокращалось с ростом плотности пучка, и при критической плотности эмиссия наблюдалась после каждого импульса облучения. Заземленный кольцевой металлический электрод на эмиттирующей поверхности повышал ρ_s^{cr} , так как диэлектрик частично разряжается током наведенной проводимости за время импульса облучения. И для достижения F^{cr} необходимо внести в диэлектрик большой заряд.

Амплитудные свойства. Критическая мощная электронная эмиссия из диэлектрика, индуцированная инжекцией плотного наносекундного пучка электронов, наблюдалась в виде гигантского моноимпульса, следующего за импульсом облучения (рис. 4). Ток эмиссии примерно той же величины, что и ток первичного пучка, т.е. десятки ампер и более.

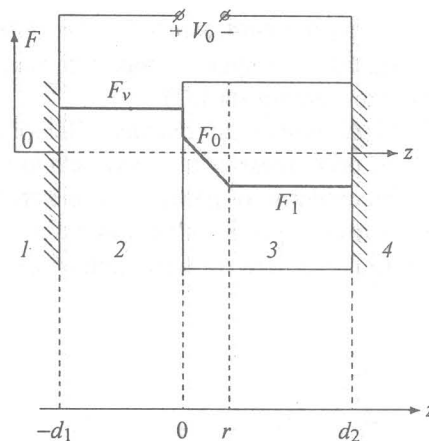


Рис. 5. Рабочий промежуток: 1 — коллектор, 2 — вакуумный промежуток длиной d_1 , 3 — диэлектрик толщиной d_2 , 4 — тыльный электрод, r — толщина заряженного слоя

Коэффициент эмиссии (без вакуумного разряда). $K_e^{cr} = 0,7-1,0$. У материалов, на которых наблюдались эффекты накопления, коэффициент эмиссии может превышать единицу (для LiF достигает значения 1,2).

Энергетический спектр. Высокое запирающее напряжение вплоть до -6 кВ в геометрии с открытой облучаемой поверхностью (без каких-либо электродов) не изменяло величину тока эмиссии. Расстояние образец – коллектор при этом было $0,5-1$ мм. Следовательно, внешнее электрическое поле при этих условиях не способно запереть эмиссию, так как в условиях эксперимента поле диэлектрика по меньшей мере на порядок больше задерживающего.

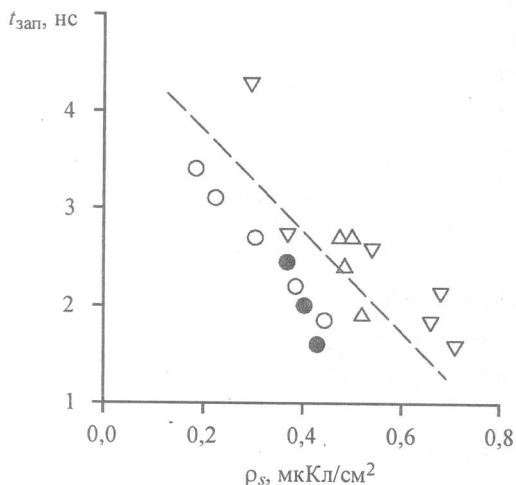


Рис. 6. Зависимость времени запаздывания $t_{зап}$ от плотности инжектированного заряда ρ_s для образца LiF при различных геометриях: ∇ – вакуумный зазор $r = 0,5$ мм, толщина образца $d = 2,1$ мм; $\circ$ – $r = 1,6$ мм, $d = 2$ мм; $\triangle$ – $r = 0,8$ мм, $d = 1,5$ мм; Δ – между образцом и коллектором на расстоянии $0,5$ мм размещена заземленная сетка, $d = 1,2$ мм

Форма импульса тока эмиссии. Она также зависела от плотности инжектированного заряда. При плотности, близкой к критической, импульс эмиссии имел симметричную колоколообразную форму с полушириной $3-10$ нс. С ростом ρ_s и соответствующим уменьшением $t_{зап}$ импульс эмиссии укорачивался до $2-4$ нс, и его передний фронт становился значительно круче заднего.

Пространственная неоднородность критической эмиссии. На фотографиях вакуумного промежутка в случае критической эмиссии зафиксированы яркие вспышки света, локализованные на поверхности диэлектрика (рис. 7.) Эти вспышки локализованы на эмиссионных центрах. Оценки показали, что диаметр одного эмиссионного центра составлял порядка 40 мкм. Площадь эмитти-



Рис. 7. Фотографии вакуумного промежутка: 1 – облучаемая область образца; 2 – коллектор. Видны точечные вспышки света на эмиссионных центрах. Эмиссия переходит в вакуумный разряд. Внешнее напряжение на кольцевом электроде, нанесенном на облучаемую грань диэлектрика, $-1,1$ кВ

рующей поверхности определялась числом эмиссионных центров: $S_{эм} \approx n_{ср} \cdot S_{эмис.ц}$, где $S_{эмис.ц}$ – площадь одного эмиссионного центра. Если коэффициент критической эмиссии близок к единице, то ток пучка приблизительно равен току эмиссии. Даже если считать ток эмиссии однородным, то в условиях эксперимента при критических плотностях он был выше 50 А. С учетом неоднородности локальная плотность тока эмиссии получалась примерно на 4 порядка больше плотности пер-

Вакуум. В интервале $10^{-5}-10^{-3}$ Торр степень вакуумного разрежения в экспериментальной камере не влияла заметно на порог критической эмиссии и амплитуду эмиссионного тока. В вакууме хуже 10^{-3} Торр появляется газовый разряд.

Временные свойства. Импульс эмиссии всегда запаздывал относительно импульса инжекции. Время запаздывания $t_{зап}$ лежало в интервале $1-20$ нс (рис. 4). При критической плотности $t_{зап}$ составляло, например, для LiF – 5 нс, для кварца – 17 нс. Оно сильно зависело от плотности инжектированного заряда и геометрии эксперимента, в частности от длины вакуумного промежутка между диэлектриком и коллектором. Время запаздывания с ростом плотности инжектированного заряда уменьшалось (рис. 6) и в условиях эксперимента сильно флуктуировало, что характерно для критических явлений. Существенно, что импульс критической эмиссии часто наблюдался после импульса облучения (осциллограммы 2 рис. 4), когда в диэлектрике исчезала мгновенная составляющая тока неравновесной проводимости, время релаксации которой меньше 10^{-10} с [18].

вичного пучка. Как видно из осциллограмм (рис. 4), амплитуда импульса тока эмиссии соизмерима с амплитудой импульса тока электронного пучка сильноточного ускорителя, плотность тока которого составляет $10\text{--}1500\text{ А/см}^2$. Если же учесть сильную поверхностную неоднородность тока эмиссии, то плотность тока эмиссии оказывалась значительно больше. Такие большие токи могли быть обеспечены только высокой концентрацией носителей, что обеспечивалось генерацией носителей в диэлектрике. Неслучайно полевой порог эмиссии порядка порога электрического пробоя. Ток критической эмиссии настолько велик, что он приводил к «взрыву» на поверхности диэлектрика и инжекции ионно-электронной плазмы в вакуумный промежуток.

Переход критической эмиссии в вакуумный разряд. Известно, что инжекция ионно-электронной плазмы в вакуумный промежуток является необходимым условием вакуумного разряда [19, 20]. Если обеспечить приток электронов к эмиссионным центрам, то критическая электронная эмиссия индуцирует неравновесный фазовый переход возникновения вакуумного разряда между поверхностью диэлектрика и металлическим коллектором. Использовали два способа снабжения эмиссионных центров электронами – по поверхности и через объем.

Первый способ снабжения эмиссионных центров электронами основан на использовании электрического разряда по поверхности (flashover) [19]. На поверхность диэлектрика напыляли кольцевые металлические электроды, соединенные с землей или источником отрицательного потенциала (рис. 3,а). Эмиссия индуцировала поверхностный разряд (flashover) между кольцевым электродом и эмиссионными центрами. Приток электронов обеспечивался током проводимости поверхностной плазмы. Вакуумный разряд, индуцированный критической эмиссией, всегда следовал за импульсом эмиссии (рис. 4). Ток разряда, являющийся квазистационарным, пропорционален внешнему напряжению на кольцевом электроде либо коллекторе. Следует отметить, что инжекция ионной плазмы из диэлектрика в вакуум и вакуумный разряд происходили как при положительном, так и отрицательном напряжении на коллекторе (осциллограммы 5, 6 рис. 4). При отрицательном потенциале на коллекторе ток вакуумного разряда менял знак на противоположный. Вакуумный разряд не наблюдался при положительном напряжении на кольцевом электроде, так как не было условий для поддержания электронейтральности образца. Если диэлектрик облучался последовательностью субкритических импульсов, то эмиссия либо происходила благодаря эффекту накопления заряда, либо не возникала, если накопления не было. Вакуумный разряд появлялся только в первом случае, т.е. индуцировался эмиссией. Наконец, вакуумный разряд никогда не появлялся даже при плотностях облучения значительно больше критической, если образец диэлектрика заменяли металлической пластинкой. Если на коллектор или сетку, расположенную между ним и образцом, подавалось внешнее напряжение, то критическая эмиссия индуцировала вакуумный разряд между сеткой и коллектором. И в этом случае ток разряда пропорционален внешнему напряжению. Если вместо сетки была 14-микрометровая алюминиевая фольга, то вакуумный разряд между двумя фольгами не наблюдался.

Второй способ снабжения эмиссионных центров электронами основан на объемных токах [13]. Металлический острый электрод (игла) внедрялся с тыльной стороны в диэлектрик так, что достигал облученного слоя образца (рис. 3,б). В этом случае эмиссия индуцировала инжекцию электронов с острия в диэлектрик. В случае, когда в диэлектрик внедрен острый электрод, порог эмиссии приблизительно тот же, что и в таблице. Критическая эмиссия происходила с открытой поверхности диэлектрика, на которой нет никаких металлических электродов. Она переходила в вакуумный разряд, который сопровождался пробоем объема диэлектрика между острым электродом и эмиссионными центрами. Чтобы индуцировать переход эмиссии в вакуумный разряд и пробой диэлектрика, необходимо было приложить к внедренному острию отрицательный потенциал не меньше (200–250 В).

Пробой по поверхности диэлектрика (flashover). В геометрии с открытой облучаемой поверхностью без кольцевых электродов при плохом вакууме (10^{-3} Торр) и высоком внешнем напряжении на коллекторе (–6 кВ) в результате эмиссии может произойти пробой вакуумного промежутка и перекрытие по поверхности диэлектрика. В этом случае ток разряда виден на сигнале с коллектора и с тыльного электрода.

Объемный пробой диэлектрика, индуцированный критической эмиссией. После неоднократных актов эмиссии диэлектрик может пробиться. В результате последующих импульсов облучения и эмиссии канал прорастал сильнее, иногда в области облучения могло возникнуть ответвление от основного канала пробоя. Более подробно пробой диэлектрика, индуцированный критиче-

ской эмиссией, исследовался на ЩГК в геометрии с внедренным острым электродом (иглой), приведенной на рис. 3,б. При наличии отрицательного напряжения на остром электроде пробой образца всегда сопровождался вакуумным разрядом, ток которого измерялся осциллографом с коллектора. Вакуумный разряд всегда следовал за импульсом эмиссии (осциллограмма 4 на рис. 4). Пробой кристаллов происходил после нескольких (5–20) импульсов облучения при плотностях инжектированного в образец заряда приблизительно полутора ρ_s^{cr} [21]. Пробой не зависел от величины приложенного к электроду напряжения. В случае хорошо проросшего канала пробоя, что происходило после нескольких импульсов (1–4), ток вакуумного разряда становился постоянным и зависел только от величины внешнего напряжения. На рис. 8 приведены фотографии поверхности образцов диэлектриков после пробоя. Хорошо видны эрозия поверхности, откольные разрушения, канал сквозного пробоя образца.

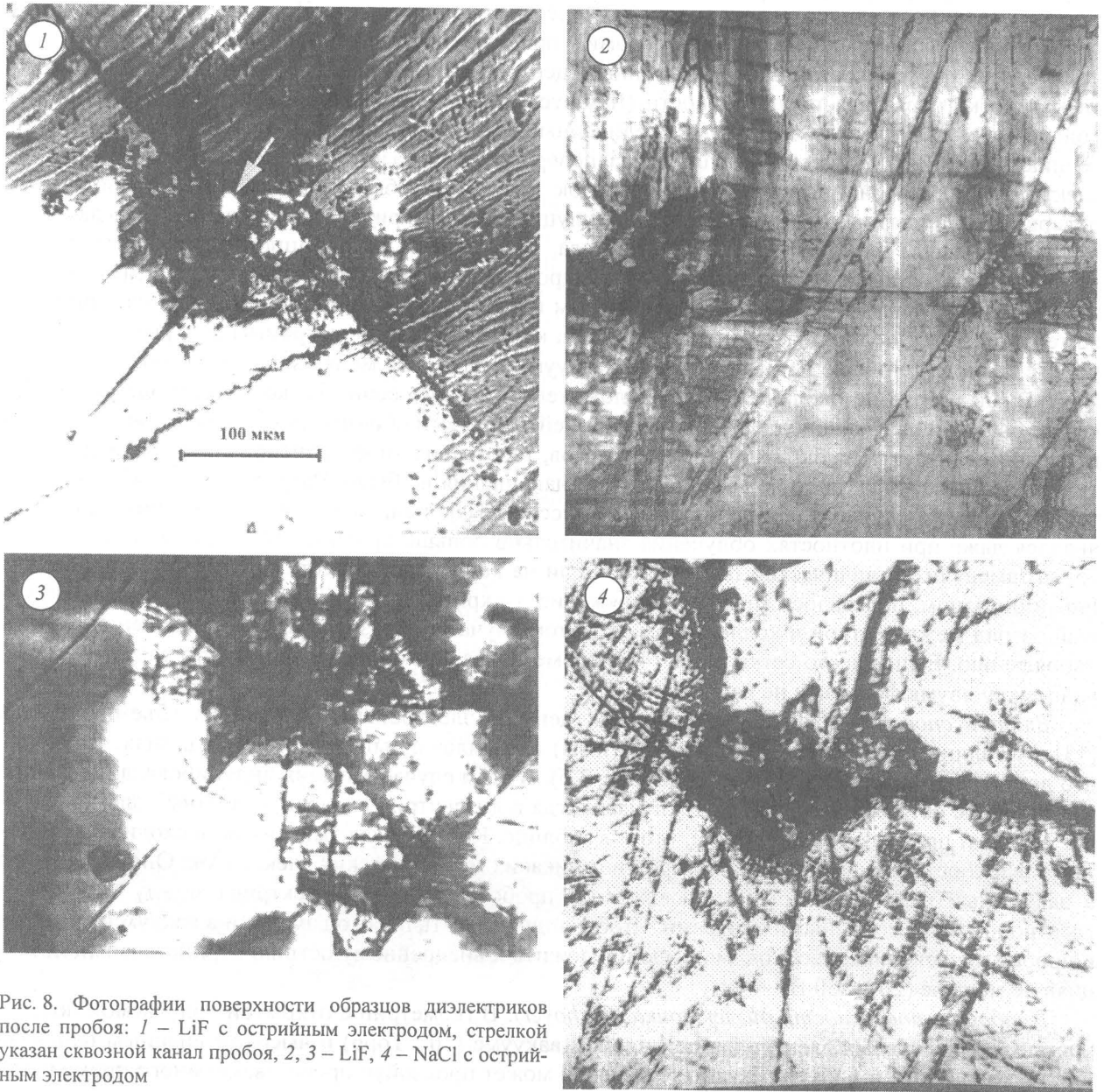


Рис. 8. Фотографии поверхности образцов диэлектриков после пробоя: 1 – LiF с острым электродом, стрелкой указан сквозной канал пробоя, 2, 3 – LiF, 4 – NaCl с острым электродом

Если облучаемая грань кристалла накрывалась заземленной металлической фольгой, то критическая эмиссия не возникала. В этом случае и после 50–60 импульсов облучения при напряжении на острие до 2,5 кВ пробой диэлектрика не наблюдался. Учитывая то обстоятельство, что вакуумный разряд в результате критической эмиссии наблюдался при минимальном напряжении между коллектором и острым электродом, равном 200–250 В (сквозной пробой диэлектрика

при столь низких внешних полях порядка 10^4 В/см не возникает), можно сделать вывод, что пробой диэлектрика в условиях эксперимента индуцировался критической эмиссией, а не наоборот. Подтверждением этому служит и тот факт, что на ЦГК толщиной порядка 200 мкм в однородном поле и поле отрицательного острия время разряда не бывает меньше 10^{-8} с. В случае критической эмиссии в геометрии с острым электродом при тех же толщинах кристаллов вакуумный разряд наблюдался сразу после импульса эмиссии, т.е. до возникновения сквозного канала пробоя. Доказательством того, что объемный пробой – следствие эмиссии, а не наоборот, служат осциллограммы тока эмиссии и вакуумного разряда. Видно, что пробой всегда запаздывал относительно эмиссии.

2. Сводка основных экспериментальных данных о мощной электронной эмиссии диэлектриков, индуцированной инжекцией в образец плотного пучка электронов наносекундной длительности

2.1. Применение наносекундного электронного пучка высокой плотности для инжекции отрицательного заряда в диэлектрики дало возможность определить собственные пространственно-временные свойства эмиссии.

2.2. Эмиссия возникает, когда плотность инжектированного заряда достигает критической величины ρ_s^{cr} и создает критическое электрическое поле в объеме и на поверхности диэлектрика F^{cr} . Значения ρ_s^{cr} и F^{cr} приведены в таблице.

2.3. Эмиссия возникает в виде интенсивного моноимпульса. Амплитуда эмиссионного тока того же порядка, что и первичного пучка, инжектированного в образец, и лежит в интервале 10 – 1000 А.

2.4. Импульс эмиссии отстает от импульса инжекции. Время задержки убывает с ростом плотности тока импульса инжекции и лежит в интервале 1 – 20 нс.

2.5. Эмиссия сильно неоднородна. Ее источниками являются несколько эмиссионных центров на поверхности диэлектрика. Локальная плотность эмиссионного тока на много порядков превосходит среднюю и лежит в интервале 10^5 – 10^7 А/см².

2.6. Эмиссия всегда сопровождается выбросом ионной плазмы из эмиссионных центров в вакуумный промежуток и, при наличии разности потенциалов порядка 100 В между поверхностью диэлектрика и металлическим коллектором, переходит в вакуумный разряд. Последний, если происходит, всегда следует за импульсом эмиссии и никогда наоборот.

2.7. При определенных условиях эмиссия вызывает объемный (сквозной) пробой диэлектрика.

3. Модель мощной электронной эмиссии из диэлектрика в вакуум, индуцированной инжекцией пучка электронов высокой плотности

Предложены и исследованы три теоретические модели эмиссии. Каждая служила основой соответствующего компьютерного расчета свойств эмиссии, которые сравнивались с экспериментальными данными. Расхождения анализировались и побуждали к дальнейшему совершенствованию теоретической модели эмиссии.

Первая модель одномерная [15], не учитывает пространственную неоднородность эмиссии. Вторая двумерная [16, 17, 22, 23]. Рассматривается небольшой участок эмиттирующей поверхности диэлектрика, содержащий неоднородность – коническое острие, которое усиливает электрическое поле во много раз и является основным эмиссионным центром. Ни первая, ни вторая модель не содержат каких-либо критических параметров. Они описывают по существу своеобразную автоэлектронную эмиссию из диэлектрика, индуцированную инжекцией пучка электронов. А «псевдокритическое» возникновение эмиссии обусловлено сильной экспоненциальной зависимостью тока эмиссии от напряженности электрического поля, согласно обобщенной теории Фаулера – Нордгейма. Первые две модели только частично согласуются с экспериментом. Это явилось веским основанием того, что необходимо ввести критический параметр – пороговую плотность энерговыведения на вершине острия (эмиссионного центра), при которой происходит выброс ионной плазмы в вакуумный промежуток и автоэлектронная эмиссия переходит в критическую («взрывную»). Последняя во многом подобна взрывной электронной эмиссии металлов, которую детально исследовали в течение многих лет [19, 20, 24, 25].

3.1. Модель мощной автоэлектронной эмиссии из диэлектрика

Первая и вторая модели учитывают следующие процессы:

- 1) Поглощение и распределение заряда и энергии первичного пучка в диэлектрике.
- 2) Пространственно-временное распределение электрического поля, созданного инжектированным в диэлектрик зарядом.
- 3) Дополнительное торможение первичного электронного пучка электрическим полем в диэлектрике.
- 4) Генерацию и рекомбинацию зонных и квазисвободных электронов, дырок и экситонов.
- 5) Захват электронов проводимости на «биографических» ловушках (примесях и собственных дефектах), а также на экситонах. Автолокализация (self-trapping) дырок.
- 6) Ионизация ловушек и генерация носителей тока в сильных электрических полях диэлектрика благодаря эффекту Пула – Френкеля [26] и ударной ионизации донорных уровней, согласно теории Келдыша [27].
- 7) Перенос и перераспределение заряда в диэлектрике благодаря наведенной проводимости.
- 8) Электронная эмиссия с поверхности диэлектрика в вакуум в соответствии с обобщенной теорией Фаулера – Нордгейма [28].

Качественное описание процессов, приводящих к критической эмиссии, состоит в следующем. При облучении диэлектриков электронными пучками большой плотности создается высокий уровень ионизации: максимальная энергия образующихся электронно-дырочных пар намного больше удвоенной ширины запрещенной зоны. Электроны и дырки высоких энергий (ионизационно-активные) производят соответственно ударную и оже-ионизацию среды. При этом за $10^{-15} - 10^{-14}$ с они создают новые электронно-дырочные пары. Число их быстро растет, а энергия уменьшается. Этот процесс продолжается до тех пор, пока ионизационно-активные электроны и дырки не потеряют способность ионизовать среду и становятся ионизационно-пассивными.

Объемная скорость образования ионизационно-пассивных электронов $\partial n_e / \partial t$ и дырок $\partial n_h / \partial t$ определяется выражением

$$G = \left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_{\text{ген}} = \left(\frac{\partial n_h}{\partial t} \right)_{\text{ген}} = \frac{M_D(z, t) \rho}{\langle E_{eh} \rangle} = \frac{J_b(\bar{r}, t) \langle dE_e / dz \rangle}{(1,5 E_g e)}, \quad (6)$$

где M_D – мощность дозы [Вт/кг]; ρ – плотность вещества [кг/м³]; $J_b(z, t)$ – плотность тока пучка, поглощенного образцом [А/м²]; $dE_e(z, t)/dz$ – распределение линейных потерь энергии по глубине проникновения пучка [эВ/м] (один из наиболее удобных алгоритмов вычисления поглощенной энергии пучка предложен в работе [24], он позволяет вычислить $\langle dE_e/dz \rangle$ и пробеги с точностью 1%); $\langle E_{eh} \rangle$ – средняя энергия, необходимая для создания одной ионизационно-пассивной электронно-дырочной пары [эВ] (обычно принимают $\langle E_{eh} \rangle \approx 1,5 E_g$, где E_g – ширина запрещенной зоны диэлектрика [18]).

Ионизационно-пассивные электроны и дырки отдают энергию решетке путем испускания фононов. Скорость релаксации их энергии уменьшается в $10^3 - 10^5$ раз по сравнению с ионизационно-активными.

Спектр неравновесных носителей в ионизационно-пассивной области состоит из двух основных частей – низкоэнергетической (НЭ) и высокоэнергетической (ВЭ) [18]. НЭ занимает узкую полосу у дна зоны. Средняя энергия носителей в ней равна $\frac{3}{2} kT$, где T – температура решетки, k – постоянная Больцмана. ВЭ простирается от границы НЭ вверх до границы пассивной зоны. Соотношение между числом ВЭ- и НЭ-электронов определяется только временем жизни НЭ-электронов на дне зоны проводимости (на дне зоны подвижности в неупорядоченных материалах). Время жизни высокоэнергетических носителей порядка 10^{-12} с.

Подвижные электроны и дырки пробегают некоторый путь и локализуются. В некоторых материалах, например в ЩГК, дырки автолокализуются и образуют V_k -центры. Пробег дырок до автолокализации мал, и модель пренебрегает их вкладом в процессы переноса. Электроны локализуются путем захвата на всевозможных собственных и примесных дефектах. При средних и высоких плотностях ионизации одним из главных каналов стока электронов с дна зоны проводимости становится захват дырками. В совершенных кристаллах преобладает прямой захват электронов дырками валентной зоны или самозахваченными дырками. Электрон, захваченный дыркой, образует экситон, а электрон, захваченный автолокализованной дыркой (V_k -центром), – автолокализо-

ванный экситон. Процесс локализации электронов на дырках и образование экситонов описывается уравнением

$$-\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{eh} = -\left(\frac{dn_h}{dt}\right)_{eh} = \left(\frac{dn_{eh}}{dt}\right)_{eh} = an_en_h, \quad (7)$$

где n_e , n_h – концентрация электронов и дырок [$1/\text{м}^3$]; n_{eh} – концентрация экситонов [$1/\text{м}^3$]; a – константа скорости захвата электрона дыркой в экситонное состояние [$\text{м}^3/\text{с}$] (оценка дает $a \approx 10^{-13} - 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$).

Электроны и дырки, связанные в экситоны (eh -центры), способны прорекомбинировать. Этот процесс приводит к убыванию концентрации экситонов по закону

$$\left(\frac{dn_{eh}}{dt}\right)_{рек} = -\frac{n_{eh}}{\tau_{eh}}, \quad (8)$$

где τ_{eh} – время рекомбинации экситона (оценка для NaCl при 300 К дает $\tau_{eh} \approx 10^{-8}$ с).

Рекомбинацией электронов и дырок на других центрах модель пренебрегает.

В материалах с высокой концентрацией уровней захвата (ловушек), образовавшихся в результате ионизирующего облучения, происходит интенсивная локализация электронов на этих уровнях. Глубина залегания уровней захвата 0,1–0,6 эВ.

Анализ экспериментальных результатов показывает, что, рассматривая кинетику электронно-дырочных процессов в диэлектрике при мощном электронном облучении, необходимо учитывать не только генерацию электронов и дырок и их бинарные столкновения с образованием экситонов, донорно-акцепторных пар, рождение френкелевских дефектов типа $F + H$ -центров, но и тройные столкновения типа захвата электрона экситоном и образования eeh -центра или захвата электрона парой $F + H$ и образования $F' + H$ -центров. Наиболее однозначный экспериментальный результат, требующий учета тройных столкновений, – это зависимость проводимости от мощности дозы (или плотности тока пучка электронов), измеренная в нашей лаборатории А. М. Котляревским, который показал, что $\sigma = \sqrt[3]{J_b}$, то есть концентрация носителей формируется в результате тройных столкновений типа оже-рекомбинации.

Вся совокупность электронно-дырочных центров, возникших в результате тройных столкновений, обозначается условно: eeh , включая в их число экситоны, захватившие второй электрон, $F' + H$ -пары и т.д.

Процесс образования eeh -центров приводит к уменьшению концентрации электронов и экситонов по следующему закону:

$$-\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{eeh} = -\left(\frac{dn_{eh}}{dt}\right)_{eeh} = \left(\frac{dn_{eeh}}{dt}\right)_{eeh} = bn_en_{eh}, \quad (9)$$

где b – константа скорости захвата электрона нейтральным центром в eeh -центр [$\text{м}^3/\text{с}$] (оценка $b \approx 10^{-14} - 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$).

Электроны и дырки, связанные в eeh -центры, способны прорекомбинировать. Этот процесс приводит к убыванию их концентрации по закону

$$\left(\frac{dn_{eeh}}{dt}\right)_{рек} = -\frac{n_{eeh}}{\tau_{eeh}}, \quad (10)$$

где τ_{eeh} – время туннельной рекомбинации внутри eeh -центра. Время туннельной рекомбинации в диэлектриках простирается от 10^{-8} с до макроскопических времен (минуты, часы). Модель ориентируется на наиболее неблагоприятный случай – время рекомбинации минимальное, т.е. 10^{-8} с.

Кроме обычной туннельной рекомбинации внутри eeh -центров с пространственно разделенными электронами и дырками, возможна туннельная оже-рекомбинация. Вероятность собственно оже-перехода очень высока, если выполняется закон сохранения энергии. Поэтому время туннельной оже-рекомбинации того же порядка, что и время туннельной рекомбинации. В результате туннельной оже-рекомбинации концентрация eeh -центров убывает, а концентрация свободных электронов в зоне проводимости увеличивается по закону (10).

Кроме того, необходимо учитывать захват электронов на «биографических» ловушках (дефектах, присутствующих в материале до облучения). Скорость захвата электронов на такие ловушки определяется уравнением

$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{захв}} = -cn_e(N - n_{eN}), \quad (11)$$

где N – концентрация ловушек ($N \approx 10^{23} \text{ л/м}^3$); n_{eN} – концентрация ловушек, захвативших электроны; c – константа скорости захвата электрона на ловушку [$\text{м}^3/\text{с}$] (оценка дает $c \approx 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$).

Уровень захвата с локализованным на нем электроном является донорным уровнем. При наличии в диэлектрике электрического поля F потенциальная диаграмма атома (ловушки, уровня захвата) искажается, и энергия ионизации Q уменьшается на величину $\Delta Q = 2\sqrt{e^3 F / 4\pi\epsilon\epsilon_0}$. В электрическом поле уровень захвата становится источником свободных электронов благодаря эффектам типа Пула – Френкеля. Эффект Пула – Френкеля становится заметен при полях F , равных $10^3 - 10^4 \text{ В/см}$. Скорость ионизации донорных уровней определяется выражением

$$\frac{\partial n}{\partial t} = v \exp\left(-\frac{Q - \Delta Q}{kT}\right) N_g = \gamma(F) N_g, \quad (12)$$

где N_g – число центров захвата, способных к ионизации; $\gamma(F)$ – константа скорости ионизации; T – температура; v – частотный фактор, равный частоте колебания электрона, $v \approx 10^{15} \text{ л/с}$.

С увеличением поля энергия, приобретаемая электроном на длине свободного пробега, начинает превышать энергию, передаваемую электроном колебаниям решетки. Постепенно накапливая энергию, свободный электрон приобретает возможность ионизовать центры захвата. Концентрация свободных электронов при этом увеличивается, согласно формулам

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{\text{ген } eh} = k_{eh}(F) v_d n_e n_{eh}, \quad \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{\text{ген } eeh} = k_{eeh}(F) v_d n_e n_{eeh}, \quad (13)$$

где $k_{eh}(F)$, $k_{eeh}(F)$ – коэффициенты ударной ионизации eh - и eeh -центров соответственно [27]; v_d – дрейфовая скорость.

Таким образом, концентрация свободных электронов в диэлектрике увеличивается за счет тока пучка, объемной генерации в результате каскадной ионизации вещества (описывается уравнением (6)), ионизации донорных уровней в сильных электрических полях в результате эффектов типа Пула – Френкеля, согласно (12), и ударной ионизации, согласно (13), туннельной оже-рекомбинации eeh -центров по закону (10), уменьшается за счет захвата электронов на ловушках (11) и за счет процессов образования экситонов и eeh -центров, согласно (7) и (9) соответственно.

Квазисвободные электроны, созданные в диэлектрике первичным пучком, переносятся током проводимости к поверхности диэлектрика. Как показали исследования проводимости диэлектриков, при импульсном облучении плотными наносекундными пучками электронов в образце наблюдается несколько видов неравновесной электронно-дырочной проводимости. Проводимость – сложное явление, она зависит от температуры, плотности пучка, содержания примесных и собственных дефектов, от структуры материала, внешних и внутренних полей. Импульс тока проводимости в диэлектрике при импульсном облучении плотными электронными пучками состоит из двух составляющих – мгновенной и инерционной. Вклад в эти составляющие вносят различные неравновесные электроны, подвижность которых определена экспериментально [18]. Для NaCl подвижность неравновесных электронов лежит в интервале $(3-9) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. В модели берется усредненная подвижность электронов μ_e . Плотность тока проводимости определяется выражением $\bar{J}_c(\vec{r}, t) = en_e \mu_e \vec{F}$.

Электрическое поле в диэлектрике образуется объемным зарядом $\rho_v(\vec{r})$ и вычисляется, согласно уравнению Пуассона. Поле достигает наибольшей величины в приповерхностном слое и в ϵ раз увеличивается при выходе из диэлектрика в вакуум. Объемный заряд в диэлектрике создают свободные и автолокализованные дырки с концентрацией n_h , свободные электроны – n_e и электроны, локализованные на центрах захвата, – n_{eeh} , n_{eN} . Таким образом, получаем $\rho_v = (n_h - n_e - n_{eeh} - n_{eN})e$, где e – элементарный положительный заряд.

Через некоторое время после начала облучения поле в диэлектрике достигает критической величины, достаточной для того, чтобы электроны зоны проводимости диэлектрика могли образовывать заметный автоэмиссионный ток из образца. Вероятность выхода электронов в вакуум описывается обобщенной теорией Фаулера – Нордгейма, плотность тока автоэмиссии из диэлектрика вычисляется по формуле, учитывающей эмиссию электронов только из зоны проводимости [29]:

$$J_e = \frac{2e}{h^3} \int_{E=0}^{\infty} f(E) \left[\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{E_n^{\max}} D(E_n) dE_n \right] dE, \quad (14)$$

где h – постоянная Планка ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с); E – полная энергия электрона; $f(E)$ – распределение электронов в зоне проводимости; $D(E_n)$ – коэффициент прозрачности потенциального барьера, определяет вероятность прохождения электрона с энергией E_n сквозь потенциальный барьер в вакууме вблизи поверхности (E_n – нормальная составляющая кинетической энергии электрона); $E_n^{\max}$ – максимальное значение E_n при данной полной энергии E .

Коэффициент прозрачности $D(E_n)$ для диэлектрика (полупроводника) при наличии электрического поля имеет вид [23]

$$D(E_n) = \exp \left[-\frac{8\pi\sqrt{2m_e}}{3eF(z_s(r))h} (\psi - E_n)^{3/2} \times \theta \left(\frac{\Delta\psi}{\psi - E_n} \right) \right], \quad (15)$$

где $\theta(\Delta\psi/(\psi - E_n)) = \theta(u)$ – функция Нордгейма; $E(z_s(r))$ – напряженность электрического поля у эмиттирующей поверхности в вакууме; $z_s(r)$ – форма эмиттирующей поверхности (принята осевая симметрия; $\Delta\psi$ – уменьшение работы выхода в электрическом поле:

$$\Delta\psi = \sqrt{\frac{e^3 F}{4\pi\epsilon_0}} \cdot \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1}, \quad (16)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды ($\epsilon = 5,62$); ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

В эмиссии участвуют низкоэнергетические электроны, занимающие узкую полосу у дна зоны проводимости шириной $\frac{3}{2} kT$. С учетом спектра низкоэнергетических электронов в зоне проводимости ток эмиссии

$$J_e = \frac{en_e(z_s, t)}{2(kT)^{3/2} \sqrt{3m_e}} \int_0^{\frac{3}{2}kT} \left[\int_0^{E_n^{\max}} D(E_n) dE_n \right] dE, \quad (17)$$

где коэффициент прозрачности $D(E_n)$ вычисляется по формуле (15). Следовательно, плотность автоэмиссионного тока из диэлектрика определяется полем на его поверхности и концентрацией электронов у поверхности диэлектрика, которая поддерживается током проводимости в приповерхностной области.

Система уравнений, описывающих критическую электронную эмиссию, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e(\vec{r}, t)}{\partial t} = G - an_en_h - bn_en_{eh} - cn_e(N - n_{eN}) + \gamma(F)n_{eeh} + \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{J} + \\ + \frac{n_{eeh}}{\tau_{eeh}} + k_{eh}v_d n_en_{eh} + k_{eeh}v_d n_en_{eeh}; \end{aligned} \quad (18)$$

$$\frac{\partial n_{eN}(\vec{r}, t)}{\partial t} = cn_e(N - n_{eN}); \quad (19)$$

$$\frac{\partial n_h(\vec{r}, t)}{\partial t} = G - an_en_h + k_{eh}v_d n_en_{eh}; \quad (20)$$

$$\frac{\partial n_{eh}(\vec{r}, t)}{\partial t} = an_en_h - bn_en_{eh} + \gamma(F)n_{eeh} - \frac{n_{eh}}{\tau_{eh}} - k_{eh}v_d n_en_{eh} + k_{eeh}v_d n_en_{eeh}; \quad (21)$$

$$\frac{\partial n_{eeh}(\vec{r}, t)}{\partial t} = bn_en_{eh} - \gamma(F)n_{eeh} - \frac{n_{eeh}}{\tau_{eeh}} - k_{eeh}v_d n_en_{eeh}; \quad (22)$$

$$\nabla[\epsilon(\vec{r})\nabla U(\vec{r}, t)] = \frac{\rho_v}{\epsilon_0}, \quad (23)$$

где U – потенциал электрического поля; $\vec{J}$ – сумма плотностей токов пучка проводимости и эмиссии $\vec{J} = \vec{J}_e + \vec{J}_b + \vec{J}_c$,

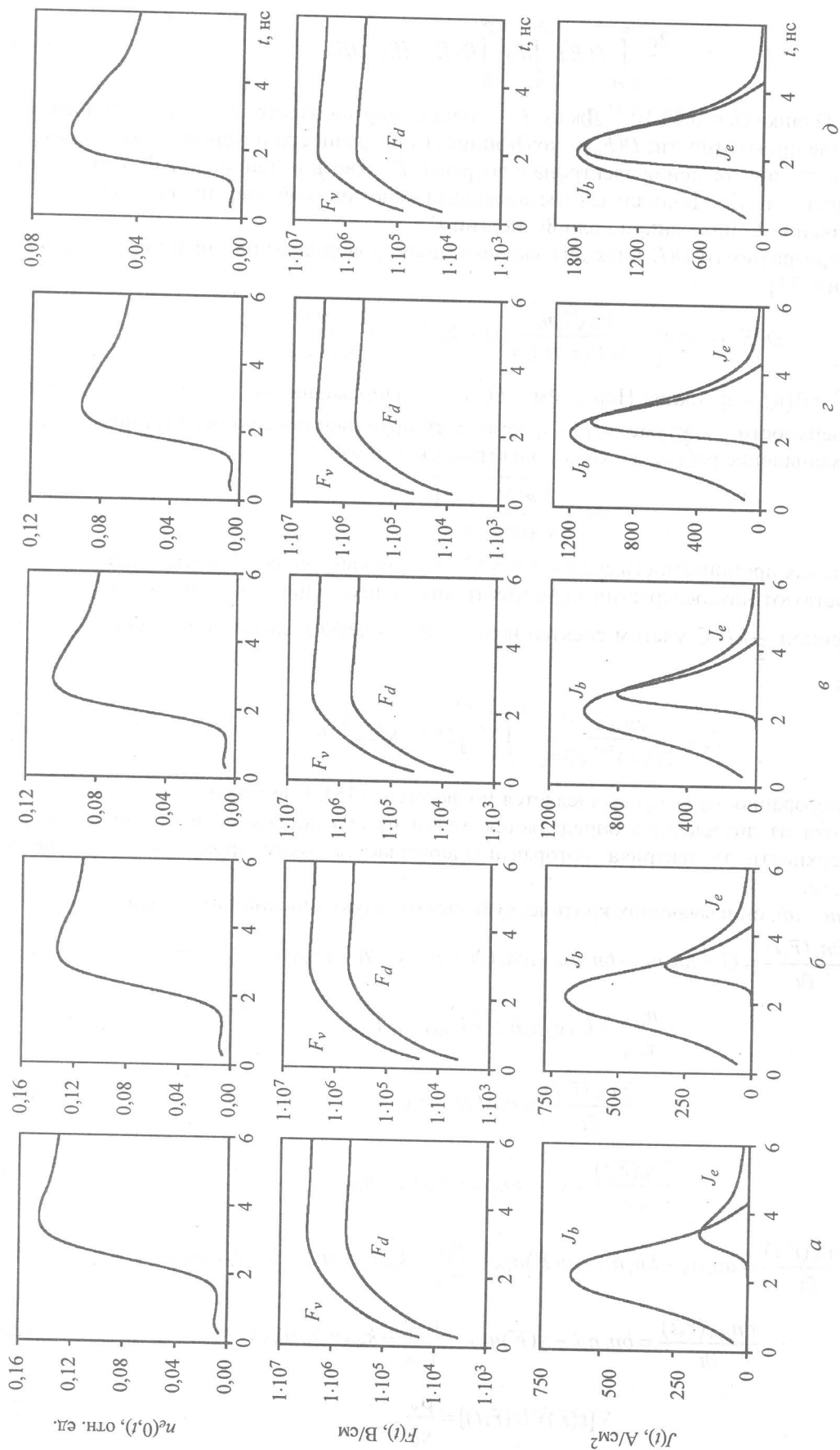


Рис. 9. Результаты расчета одномерной модели [16, 17]. Изменение концентрации свободных электронов у поверхности диэлектрика $n_e(+0, t)$, поля на поверхности диэлектрика в вакууме $F(-0, t) = F_v$ и под его поверхностью $F(+0, t) = F_d$ во время импульса облучения и после него. Импульсы плотности тока пучка J_b и эмиссии J_e при различных плотностях инжектированного в образец NaCl заряда ρ_s : а - $\rho_s = 1,25 \cdot 10^{-6}$ Кл/см², $K_e = 0,2$, $t_{зап} = 1,2$ нс; б - $\rho_s = 1,46 \cdot 10^{-6}$ Кл/см², $K_e = 0,31$, $t_{зап} = 0,94$ нс; в - $\rho_s = 2,1 \cdot 10^{-6}$ Кл/см², $K_e = 0,5$, $t_{зап} = 0,5$ нс; г - $\rho_s = 2,5 \cdot 10^{-6}$ Кл/см², $K_e = 0,58$, $t_{зап} = 0,35$ нс; д - $\rho_s = 3,76 \cdot 10^{-6}$ Кл/см², $K_e = 0,71$, $t_{зап} = 0,1$ нс

$$J_b(\bar{r}, t) = J_b^{\max} f_1(t) f_2(z - z_s), \quad (24)$$

$J_b^{\max}$ – амплитуда плотности тока пучка; $f_1(t)$ – нормированная форма импульса облучения; $f_2(z)$ – нормированная функция распределения затормозившихся электронов пучка по глубине, рассчитанная с учетом спектра пучка по алгоритму [24].

Система уравнений (18) – (23) решена для следующих *граничных условий*:

$$U(r, -d_1, t) = U_1; \quad U(r, d_2, t) = U_2; \quad (25)$$

$$\frac{\partial J}{\partial z} = \begin{cases} \left. \frac{\partial J_b}{\partial z} \right|_{z=z_s} + \frac{J_c(r, z_s, t) - J_e(r, t)}{\delta}, & \text{если } z_s(r) < z < z_s(r) + \delta, \\ \frac{\partial J_c}{\partial z} + \frac{\partial J_b}{\partial z}, & \text{если } z_s(r) + \delta < z < d_2. \end{cases} \quad (26)$$

Ток эмиссии протекает в приповерхностном слое, равном глубине выхода эмиттируемых электронов $\delta = 10^{-5}$ см

$$n_h(\bar{r}, 0) = n_e(\bar{r}, 0) = n_{eN}(\bar{r}, 0) = n_{eh}(\bar{r}, 0) = n_{eeh}(\bar{r}, 0) = 0; \quad (27)$$

$$\varepsilon(\bar{r}) = \begin{cases} \varepsilon, & \text{если } z < z_s, \\ 1, & \text{если } z > z_s. \end{cases} \quad (28)$$

Граничное условие (25) соответствует следующей экспериментальной ситуации: на необлучаемой тыльной поверхности диэлектрика находится заземленный электрод ($d_2 = 0,2$ см – толщина диэлектрика), над облучаемой поверхностью на расстоянии $d_1 = 0,1$ см находится коллектор, потенциал которого равен $U_1 = 10$ В (рис. 5).

4. Результаты расчета и сравнение с экспериментом

4.1. Результаты расчета одномерной системы уравнений

В одномерном приближении можно применить следующие упрощения: диэлектрик представляет собой бесконечную плоскость; все векторы имеют один компонент z ; форма эмиттирующей поверхности – плоскость $z_s(r) = 0$; $\text{div} \equiv \partial/\partial z$. Для решения уравнения (18), содержащего первую производную по времени и координате, был использован метод Мак-Кормака [30], хорошо зарекомендовавший себя для уравнений такого типа. Для уравнений (19) – (22) была использована явная, а для уравнения Пуассона (23) неявная конечноразностная схема [31].

Рассчитанная плотность тока эмиссии $J_e(t)$ представляет собой гигантский моноимпульс, который возникает во время облучения, когда поле под поверхностью диэлектрика превосходит $E(+0, t) \approx 5 \cdot 10^5$ В/см (см. рис. 9). Это соответствует экспериментальным результатам. Расчет показывает, что при коэффициенте эмиссии $K_e = 0,5\text{--}0,7$ амплитуда плотности тока эмиссии для NaCl того же порядка, что и амплитуда плотности тока первичного пучка. Временные свойства эмиссии (*время запаздывания, форма импульса эмиссии*), полученные в результате расчета, имеют те же закономерности, которые были определены в ходе экспериментальных исследований критической эмиссии (см. рис. 6, 10). Расчетные зависимости временных свойств эмиссии не имеют флуктуаций, свойственных экспериментальным результатам и связанных с неустойчивым характером эмиссии как критического явления.

Одномерная модель не учитывает *пространственную неоднородность эмиссии*. Вероятность выхода электрона из диэлектрика возрастает на всегда имеющихся на поверхности диэлектрика микронеровностях и выступах, на которых происходит усиление поля. Пространственная неоднородность эмиссии, обнаруженная экспериментально, приводит к увеличению плотности тока из эмиссионных центров на несколько порядков по сравнению со средней плотностью тока.

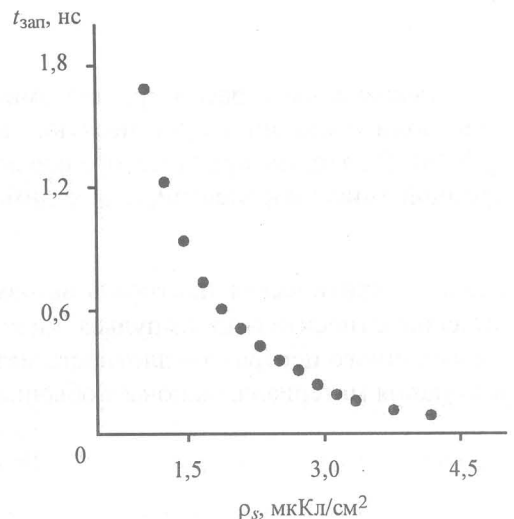


Рис. 10. Расчетная зависимость времени запаздывания $t_{\text{зап}}$ от плотности инжектированного в образец NaCl заряда ρ_s

4.2. Результаты расчета двумерной системы уравнений

Разработана модель, учитывающая пространственную неоднородность критической электронной эмиссии [16, 23]. Область интегрирования содержит один эмиссионный центр – микроострие на поверхности диэлектрика (рис. 11). Радиус области на порядок больше радиуса основания острия, и на границе области интегрирования можно пренебречь влиянием острия. На границе $r = R$ были использованы граничные условия для U , полученные из решения одномерного уравнения Пуассона.

Результаты расчета двумерной системы уравнений приведены на рис. 12. Рассчитанная плотность тока эмиссии J_e представляет гигантский моноимпульс, начинающийся с временем задержки 2–3 нс. Плотность тока эмиссии зависит от r . Среднее значение плотности тока эмиссии $\langle J_e \rangle$ составляет приблизительно 1/5 плотности тока первичного пучка J_b . Коэффициент эмиссии $K_e \approx 0,5$. Плотность тока эмиссии достигает максимального значения 10^5 – 10^6 А/см² на вершине острия, где усиление напряженности электрического поля максимально. Этот результат имеет принципиальное значение для понимания явления. Автоэлектронная эмиссия из диэлектрика в вакуум, индуцированная инъекцией в образец пучка электронов высокой плотности и наносекундной длительности, способна развить на микронеоднородностях поверхности огромную плотность эмиссионного тока, порядка 10^6 А/см². Как будет показано ниже, этого достаточно, чтобы обеспечить взрывное вскипание приповерхностного слоя диэлектрика и выброс ионно-атомной плазмы в вакуум.

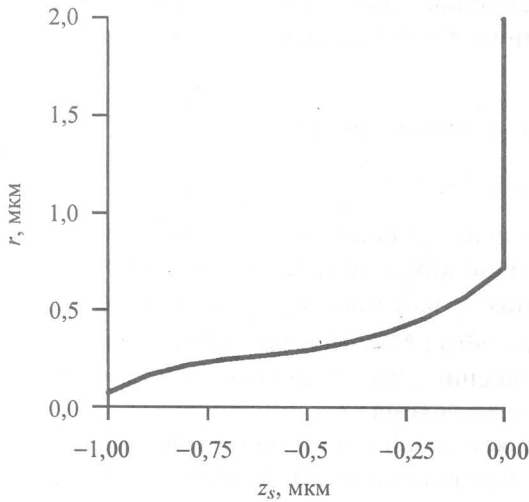


Рис. 11. Форма поверхности эмиссионного центра $z_s(r)$

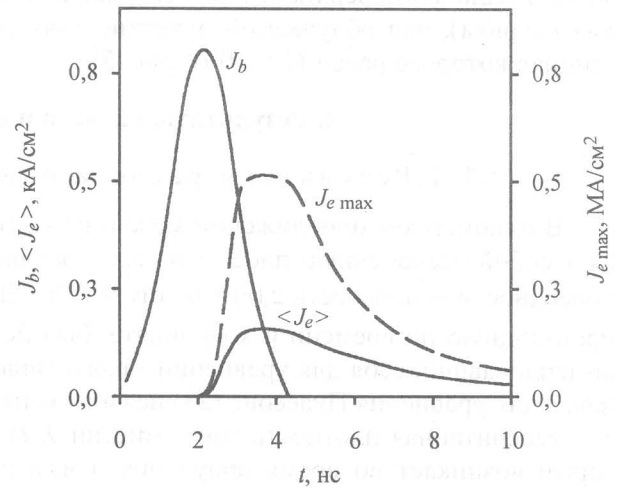


Рис. 12. Результаты расчетов двумерной модели: J_b – плотность тока инъекции первичного пучка, $\langle J_e \rangle$ – усредненная по эмиттирующей поверхности плотность тока эмиссии, $J_{e \max}$ – плотность тока эмиссии на вершине острия

Третья модель рассматривает эмиссию как критическое явление и описывает переход автоэлектронной стадии в критическую, «взрывную», подобно изученной на металлических остриях [17–20]. В качестве критического параметра выбираем отношение энергоснабжения тока автоэлектронной эмиссии к энергии, необходимой для вскипания материала, равным или больше 1:

$$J_{cr}^2 t_{зап} / (\sigma r W) \geq 1, \quad (29)$$

где J_{cr} – критическая плотность автоэмиссионного тока; $t_{зап}$ – время запаздывания критической эмиссии относительно импульса инъекции; σ – электропроводность диэлектрика на вершине эмиссионного центра; ρ – плотность материала; W – удельная плотность энергии, необходимая для вскипания материала, включает обычные слагаемые теплового баланса:

$$W = \int_{T_0}^{T_{кип}} C_v dT + W_{пл} + W_{кип}, \quad (30)$$

где первое слагаемое – удельная теплота, необходимая для нагрева вещества до температуры кипения; $W_{пл}$, $W_{кип}$ – удельная теплота плавления и кипения соответственно. Для кристалла NaCl $W \approx 5 \cdot 10^6$ Дж/кг. Время запаздывания критической эмиссии лежит в интервале 1–20 нс. Принципи-

ально важно, что электропроводность диэлектрика в приповерхностном слое эмиссионного центра порядка $10^{-1} - 1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} = 10^1 - 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Такая высокая электропроводность создается в результате интенсивной ионизации разнообразных донорных уровней, накопивших электроны во время облучения диэлектрика мощным первичным пучком. Однако столь высокая для диэлектрика электропроводность меньше электропроводности нормальных металлов в 10^6 раз. Из этого фундаментального обстоятельства следует, что критический ток перехода автоэлектронной эмиссии во взрывную для возбужденных диэлектриков оказывается в 10^3 раз меньше, чем для металлов. Оценка по формуле (29) дает

$$J_{\text{cr}} \approx 10^6 \text{ А/см}^2, \quad (31)$$

что согласуется с экспериментом и результатами компьютерного расчета автоэлектронной эмиссии по второй модели.

Выводы

Применение электронных пучков высокой плотности тока и наносекундной длительности для инжекции отрицательного электрического заряда в диэлектрики позволило определить собственные временные характеристики критической (взрывной) электронной эмиссии из диэлектриков.

Эмиссия возникает в форме гигантского моноимпульса, когда электрическое поле в объеме и на поверхности диэлектрика достигает критической величины. Импульс тока эмиссии имеет длительность несколько наносекунд и отстает от импульса тока первичного электронного пучка, инжектированного в образец. Время задержки лежит в интервале 1–20 нс и убывает с ростом плотности тока инжектированного пучка. Измеренная амплитуда среднего по эмиттирующей поверхности эмиссионного тока одного порядка с током инжектированного пучка электронов: 10–1000 А. Этот факт доказывает, что происходит интенсивная генерация носителей тока – зонных или квазисвободных электронов – в приповерхностном слое диэлектрика в сильном электрическом поле благодаря эффектам Пула – Френкеля и ударной ионизации ловушек, прежде всего донорных уровней.

Генерация носителей тока в диэлектрике приводит к гигантскому усилению автоэлектронной эмиссии из образца. Критическая эмиссия неоднородна, она происходит из эмиссионных центров. Локальная плотность тока из эмиссионных центров достигает величины порядка 10^6 А/см^2 . Этого достаточно для вскипания вершины эмиссионного центра. На поверхности диэлектрика происходят «точечные взрывы» и выброс ионной плазмы в вакуумный промежуток. Эти выбросы являются главной причиной перехода автоэлектронной эмиссии во «взрывную» критическую, подобную той, которая ранее наблюдалась на металлах и полупроводниках.

Критическая эмиссия всегда сопровождается вакуумным разрядом между поверхностью диэлектрика и металлическим коллектором, если обеспечен достаточный электронный ток по поверхности или из объема диэлектрика к эмиссионным центрам.

Предложена модель и проведен компьютерный расчет эмиссии в одномерном и двумерном приближении. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом, позволяющее прояснить сложную физическую картину явления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Malter L. // Phys. Rev. – 1936. – V. 49. – № 11. – P. 879–880; Ibid. – 1936. – V. 50. – № 1. – P. 48–58.
2. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия. – М.: ГИФМЛ, 1958. – 272 с.
3. Добрецов Л. М., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. – М.: Наука, 1966. – 564 с.
4. Dow J., Nablo S. V. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1967. – V. NS-14. – № 6. – P. 231–236.
5. Watson A., Dow J. // J. of Appl. Phys. – 1968. – V. 39. – № 13. – P. 5935–5940.
6. Frederickson A. R., Chesley A. L. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1983. – V. NS-30. – № 6. – P. 4296–4301.
7. Blaise G., Le Gressus C. // C. R. Acad. Sci. Paris. – 1992. – V. 314, serie II. – P. 1017.
8. Le Berre P. // Proc. 2 Int. Conf. on Space Charge in Solid Dielectrics. Antibes. France. – 1995. – P. 322–328.
9. Вайсбурд Д. И., Балычев И. Н. // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 15. – № 9. – С. 537–540.
10. Балычев И. Н., Вайсбурд Д. И., Геринг Г. И. // Изв. вузов. Физика. – 1975. – № 3. – С. 157–158.
11. Балычев И. Н., Вайсбурд Д. И., Геринг Г. И. // Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2. – № 7. – С. 327–330.
12. Ковальчук Б. М., Месяц Г. А., Сёмин Б. Н., Шпак В. Г. // Приборы и техника эксперимента. – 1981. – № 4. – С. 15–18.
13. Вайсбурд Д. И., Пичугин В. Ф., Таванов Э. Г., Твердохлебов С. И., Чмух В. Н. // VI Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике: Тезисы докладов. – Томск. – 1986. – Ч. 1. – С. 9–11.
14. Vaisburd D., Tverdokhlebov S., and Kotlyarewski A. // Proc. XIV Intern. Symp. on Discharge and Electrical Insulation in Vacuum. – Santa-Fe, New-Mexico, USA. – 1990. – P. 395–399.

15. Tverdokhlebov S., Vaisburd D. // Proc. 2 Int. Conf. on Space Charge in Solid Dielectrics (CSC'2). – Antibes, France. – 1995: Published by Societe Francaise du Vide – P. 118–125 (invited paper).
16. Вайсбурд Д.И., Твердохлебов С.И., Тухфатуллин Т.А. // Изв. вузов. Физика. – 1997. – № 11. – С. 45–67.
17. Vaisburd D.I., Tverdokhlebov S.I., and Tukhfatullin T.A. // Russian Physics Journal. – 1998. – V. 40. – № 11. – P. 1064–1083.
18. Вайсбурд Д.И., Сёмин Б.Н., Таванов Э.Г. и др. Высокоэнергетическая электроника твердого тела. – Новосибирск: Наука, 1982. – 227 с.
19. Бугаев С. П., Искольдский А.М., Месяц Г.А., Проскуровский Д. И. // ЖТФ. – 1967. – Т. 37. – № 12. – С. 2206–2208.
20. Фурсей Г.Н., Воронцов-Вельяминов П.Н. // ЖТФ. – 1967. – Т. 37. – № 10. – С. 1870–1888.
21. Вайсбурд Д.И., Твердохлебов С.И., Чмух В.Н. // VII Всесоюзная конференция по радиационной физике и химии неорганических материалов: Тезисы докладов. – Рига. – 1989. – Ч. 1. – С. 130–131.
22. Vaisburd D.I. // Proceedings of 3rd International Conference on Electric Charge in Solid Insulators (CSC'3) Tours (France), 29 June – 3 July 1998 / Editor: Gilles Damamme. – SFV, Paris, 1998. – P. 185–195.
23. Vaisburd D.I. and Tukhfatullin T.A. // Proceedings of 18-th International Symposium on Discharge and Electrical Insulation in Vacuum. – Eindhoven, Netherlands, August 17 – 21. – 1998. – V. 1. – 1998. – P.160–169.
24. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. – Новосибирск: Наука, 1984. – 256 с.
25. Месяц Г.А. Эктоны. – Екатеринбург: Наука, 1993. – Ч. 1. – 183 с.; 1994. – Ч. 2. – 243 с.; Ч. 3. – 262 с.
26. Френкель Я.И. // ЖЭТФ. – 1938. – Т. 8. – Вып. 12. – С. 1292–1301.
27. Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. – 1965. – Т. 48. – Вып. 6. – С. 1692–1707.
28. Фишер Р., Нойман Х. Автоэлектронная эмиссия полупроводников. Современные проблемы физики. – М.: Наука, 1971. – 215 с.
29. Tabata T., Ito R. // Nucl. Sci. and Eng. – 1974. – V. 52. – P. 226–239.
30. Андерсон Д., Танненхилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. – М.: Мир, 1990. – Т. 1. – 384 с.
31. Самарский А. А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1977. – 656 с.