

01

Моделирование поверхностно-объемного заряжения диэлектрика электронами с энергией от 6 до 30 keV

© В.М. Зыков, Д.А. Нейман

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050 Томск, Россия
e-mail: Neyman@tpu.ru

Поступило в Редакцию 11 февраля 2023 г.
В окончательной редакции 3 апреля 2023 г.
Принято к публикации 10 апреля 2023 г.

Предложена физико-математическая модель применительно к наземным стендовым испытаниям конструкционных диэлектриков на воздействие геомагнитной плазмы, основанная на совместном учете поверхностных и объемных процессов транспорта и накопления заряда для расчета кинетики заряжения высокоомных диэлектриков, облучаемых моноэнергетическими электронами средних энергий (от 6 до 30 keV). Модель учитывает вклад в заряжение диэлектрика цугов продольных оптических фононов, генерируемых каждым термализующимся первичным электроном с энергией ниже ширины запрещенной зоны диэлектрика, что дополняет ток индуцированной проводимости, обусловленный генерацией электронно-дырочных пар. В этой связи введен ток, индуцированный цугами продольных оптических фононов туннельной проводимости по свободным ловушкам в присутствии градиента их концентрации, а также ток, индуцированный в зоне проводимости из-за многофононной ионизации цугами продольных оптических фононов ловушек электронов в области существования электрического поля. На примере диэлектрика $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (сапфира) приведены результаты компьютерного моделирования распределений внутренних токов, зарядов и электрического поля в диэлектрике с открытой поверхностью, облучаемом моноэнергетическими электронами с энергией от 6 до 30 keV с достижением квазиравновесия в облучаемой части диэлектрика и с переключением энергии первичных электронов в процессе воздействия.

Ключевые слова: диэлектрик, поверхностное заряжение, объемное заряжение, объемно-поверхностная модель, вторичная электронная эмиссия, туннельный ток, фононы.

DOI: 10.21883/JTF.2023.06.55598.21-23

Введение

Актуальность исследования процессов радиационной электризации диэлектриков электронами средних энергий, соответствующих низкоэнергетической части электронов геомагнитной плазмы, обусловлена необходимостью предотвращения мощных электроразрядных процессов как на поверхностях, так и в силовой кабельной сети космических аппаратов (КА) [1]. Верхняя граница спектра ЭМ-помех, обусловленных электроразрядными процессами при радиационной электризации солнечных батарей электронами геомагнитной плазмы в режиме нормального градиента потенциала, достигает нескольких GHz [2–7], что указывает на то, что время нарастания разрядного тока может иметь величину порядка 1 ns. При этом среднее значение разрядного тока, протекающего через защитные стекла фотопреобразователей солнечных батарей и тыльный электрод, достигает 25 A, а амплитудное значение разрядного тока может достигать 100 A [1]. Кроме того, результаты исследования процессов электризации диэлектриков находят применение в таких сферах как электронная литография [8,9], сканирующая электронная спектроскопия и микроскопия [10]. Причиной тому является существенное различие процессов взаимодействия электронов с заряженным

и незаряженным диэлектриком, что особенно остро проявляется при энергиях до 30 keV.

В настоящее время информацию о запасаемых в конструкционных диэлектриках электрических зарядах и внутренних электрических полях получают по итогам наземных стендовых испытаний на воздействие геомагнитной плазмы, в которых зарядовое воздействие геомагнитной плазмы моделируется потоком моноэнергетических электронов с энергией порядка 10 keV, где основными информативными параметрами являются величины поверхностного электрического потенциала диэлектрика, по отношению к потенциалу металлической подложки и потенциалу стенок вакуумной камеры (собирающего коллектора), а также плотности тока, протекающего через металлическую подложку в процессе заряжения. Однако данные параметры являются малоинформативными для оценки внутренних электрических полей диэлектрика, поскольку слабо зависят от распределения избыточных внутренних зарядов в диэлектрике. Кроме того, процесс заряжения конструкционных диэлектриков с открытой поверхностью, как правило, происходит в присутствии электроразрядной плазмы, при которой отрицательный поверхностный потенциал диэлектрика полностью или частично нейтрализуется положительными ионами из электроразрядной плазмы и из иони-

зованной остаточной атмосферы. Именно в условиях нейтрализации поверхностного потенциала диэлектрика ионами электроразрядной плазмы создаются опасные внутренние заряды и электрические поля, приводящие как к внутренним электрическим пробоям диэлектрика с выбросом плазмы в сторону вакуума, так и к локальным пробоям диэлектрика по всей его толщине. Данный механизм имеет место в случае защитных стекол солнечных батарей КА, имеющих толщину порядка нескольких длин максимального пробега первичных электронов.

В силу изложенного выше, возникает потребность в создании и верификации компьютерной модели заряжения конструктивных диэлектриков электронами средних энергий, способной оценивать динамику внутренних распределений электрических зарядов в облучаемых диэлектриках электронами средних энергий с учетом электрического состояния поверхности диэлектрика и конкретных стендовых условий облучения, в том числе в присутствии электроразрядной плазмы. Такая компьютерная модель может быть использована для пересчета полученных на стенде результатов испытаний на натурные космические условия.

Большинство работ, посвященных процессам заряжения диэлектриков, построены на описании, главным образом, объемных процессов транспорта и накопления заряда. К данным работам можно отнести так называемую модель образования двойного слоя и ее модификации [11–14], в которых основными источниками полей являются заряды, образованные в результате выхода электронов вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) и инжектированные посредством первичных электронов с энергией от 1 до 30 keV.

В работе [15] было показано, что дополнительный учет поверхностного заряда, т.е. заряда, локализованного на открытой поверхности диэлектрика, а также проводящего окружения приводит к качественно иным результатам в кинетике заряжения. В частности, при длительном облучении может наблюдаться сильная инверсия подповерхностного поля, образованного за счет захваченных на поверхностные ловушки электронов (основные носители) объема.

В настоящей работе предложена модель, которая учитывает заряжение электронами тонкого поверхностного слоя диэлектрика, содержащего большую концентрацию ловушек заряда, связанных со структурными нарушениями поверхности, причем заряжение поверхности диэлектрика возможно как со стороны объема диэлектрика, так и с внешней стороны, контактирующей, например, с электроразрядной плазмой. Кроме того, модель принимает во внимание многофононный механизм туннелирования электронов по глубоким ловушкам и многофононный механизм освобождения электронов с глубоких ловушек, за счет цугов продольных оптических фононов (ЛО-фононов), генерируемых каждым термализующимся первичным электроном геомагнитной плазмы, замедлившимися до энергии порядка и ниже ширины запрещенной зоны диэлектрика.

Анализ результатов [16,17] показывает, что первичные электроны при своей термализации ответственны за большую скорость генерации цугов ЛО-фононов. Также отмечено, что скорость генерации фононов превышает скорость их поглощения, тем самым приводя к их накоплению. Наличие большой концентрации ЛО-фононов как результат облучения первичными электронами способствует повышению частотного фактора туннельного перехода электрона, вследствие многофононного процесса, из занятой ловушки в свободную. Кроме того, в реальных диэлектриках имеет место повышенная концентрация глубоких ловушек в приповерхностной области, среди которых имеются также более глубокие, чем в объеме [18], обусловленных дефектами в приповерхностной области. Данный механизм порождает дополнительный туннельный ток электронов, который при наличии роста концентрации глубоких ловушек к поверхности усиливается к поверхности диэлектрика и является дополнительным источником отрицательного заряжения поверхности.

В рамках модели, применительно к кристаллическому диэлектрику $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (сапфир), определены временные зависимости потенциала (подлетной энергии) открытой поверхности диэлектрика. Установлены основные закономерности изменения поверхностной плотности заряда, концентраций объемного избыточного заряда электронов и дырок, а также электрического поля в зависимости от координаты (по толщине диэлектрика) и времени. Приведены примеры моделирования процесса заряжения диэлектрика в вариативной обстановке, моделирующей вход космического аппарата в радиационный пояс Земли или последствия вспышки на Солнце. Выполнена оценка влияния процесса заряжения дефектной поверхности диэлектрика внутренними токами, которые инициируются внешним электронным облучением. Получены оценки изменений пространственных распределений электрического поля, а также электронов и дырок на ловушках в двухстадийном процессе установления зарядового квазиравновесия сначала в облучаемой, а затем в необлучаемой первичными электронами части диэлектрика. Расчетный алгоритм модели позволяет при необходимости вести расчет заряжения в условиях контакта поверхности диэлектрика с электроразрядной плазмой или с ионизованной остаточной атмосферой.

1. Физическая концепция модели

Построение модели выполнено в рамках одномерного приближения по аналогии со схемой, представленной на рис. 1 как дальнейшее развитие модели [15]. В эксперименте данная геометрия имеет место в случае, когда ширина пучка значительно превышает глубину проникновения первичных электронов в объем диэлектрика, что в большинстве случаев также отвечает сканирующим электронным микроскопам (СЭМ) в режиме сканирования или в режиме дефокусированного пучка.

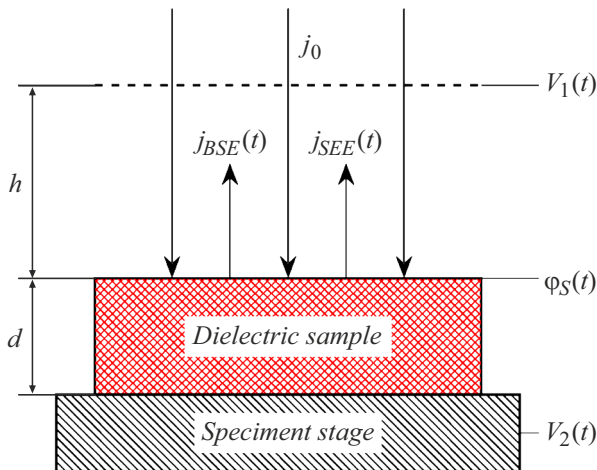


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки (испытательного стенда, микроскопа), отвечающей настоящей модели. Здесь $V_1(t)$ и $V_2(t)$ — потенциалы собирающего коллектора и примыкающей металлической подложки соответственно, $\varphi_S(t)$ — потенциал открытой поверхности диэлектрика, $j_{SEE}(t)$ — плотность тока ВЭЭ, $j_{BSE}(t)$ — плотность тока обратно рассеянных электронов.

Рассматривается модель заряжения $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, в которой образец толщиной d имеет тыльный электрод на необлучаемой поверхности, причем d может варьироваться в пределах от величины порядка пробега первичного электрона до нескольких миллиметров. Открытая поверхность облучается электронами средних энергий и отделена от проводящего окружения (например, от диафрагмирующего металлического коллектора или от границы, соответствующей радиусу Дебая плазмы) вакуумным промежутком толщиной h . В зависимости от условий испытаний величина h может принимать широкий диапазон значений, начиная от $h \sim 1$ см (условия СЭМ) [10] или $h \sim 1$ м (испытательный стенд Прогноз 2), либо ограничена радиусом Дебая плазмы на геостационарной орбите $h \sim 100$ м [1]. Коллектор и тыльный электрод могут находиться под потенциалами $V_1(t)$ и $V_2(t)$ соответственно.

1.1. Модель поверхности и приповерхностного слоя

Полагается, что реальный образец имеет тонкий нарушенный поверхностный слой (ТНПС), содержащий высокую концентрацию ловушек электронов и переходный приповерхностный слой (рис. 2) от высокой концентрации ловушек электронов на поверхности к более низкой концентрации ловушек электронов в объеме диэлектрика.

ТНПС может обмениваться электронами с объемом диэлектрика через токи, текущие в приповерхностном слое диэлектрика, такие как токи индуцированной проводимости, а также токи диффузии и дрейфа.

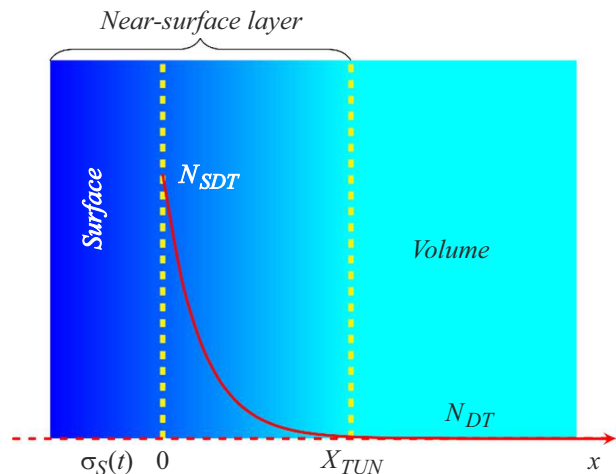


Рис. 2. Модель приповерхностного слоя диэлектрика.

Внешняя сторона ТНПС диэлектрика способна надолго удерживать заряд, в том числе осаждаемый на него со стороны вакуумного промежутка, например, за счет осаждения ионов из остаточной газовой атмосферы или ионов из окружающей низкотемпературной электроразрядной плазмы.

Полагается, что приповерхностная область содержит не менее чем на порядок большее число глубоких ловушек электронов, экспоненциально спадающее вглубь диэлектрика и выравнивающееся с объемной концентрацией ловушек:

$$N_t(x) = N_{SDT} \exp(-x/X_{TUN}) + N_{DT}, \quad (1)$$

где N_{SDT} — поверхностная концентрация свободных ловушек носителей заряда (электронов); N_{DT} — средняя по объему концентрация глубоких ловушек электронов; X_{TUN} — параметр, характеризующий крутизну спада приповерхностной концентрации.

1.2. Основная система уравнений

Описание кинетики заряжения диэлектрика, в общем виде, дается системой уравнений, состоящей из уравнения Пуассона и уравнения непрерывности [19].

Предполагается, что рассматриваемый диэлектрик $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (сапфир) имеет электронный тип проводимости [20], при этом подвижностью дырок пренебрегается. Объем диэлектрика рассматривается как структура, содержащая множество ловушек $N_{DT} \sim 10^{25} \text{ м}^{-3}$ [21], основную долю которых занимают глубокие ловушки электронного типа, роль которых выполняют кислородные вакансии ($F+$ и F центры) [20,22,23].

Ввиду вышесказанного настоящая модель строится в приближении, что все процессы в явном виде выражены посредством плотностей распределения заряда электронов $\rho_{DT}^-(x, t)$ и дырок $\rho_{DT}^+(x, t)$, находящихся на глубоких ловушках. Таким образом, для уравнения

Пуассона имеем

$$-\varepsilon_r \varepsilon_0 \nabla^2 \varphi(x, t) \approx \rho_{DT}^-(x, t) + \rho_{DT}^+(x, t), \quad (2)$$

где $\varphi(x, t)$ — потенциал электрического поля в объеме диэлектрика; ε_r — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика; ε_0 — электрическая постоянная.

Здесь и далее начало отсчета $x = 0$ привязано к границе раздела поверхностный слой/диэлектрик, а положительное направление задано в сторону нарастания толщины диэлектрика.

Для учета влияния стенки вакуумной камеры и тыльного электрода, находящихся под потенциалами $V_1(t)$ и $V_2(t)$, а также поверхностной плотности заряда поверхностного слоя $\sigma_S(t)$, уравнение (2) дополняется краевыми условиями:

$$\varphi(-h, t) = V_1(t), \quad (3)$$

$$(\varphi(0, t) - V_1(t)) \frac{\varepsilon_0}{h} - \varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla \varphi(x, t)|_{x=0} = \sigma_S(t), \quad (4)$$

$$\varphi(d, t) = V_2(t). \quad (5)$$

Динамическая составляющая модели задается уравнением непрерывности, которое представлено посредством системы уравнений баланса заряда, каждая из компонент которой описывает изменение концентраций захваченных на глубокие ловушки электронов (6) и дырок (7) соответственно:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{DT}^-(x, t)}{\partial t} = S_n(x, t) - \frac{\partial j_{DIF}^-(x, t)}{\partial x} - \frac{\partial j_{DFT}^-(x, t)}{\partial x} - \\ - \frac{\partial j_{TUN}(x, t)}{\partial x} - \frac{\partial j_{TF}(x, t)}{\partial x} + g_{RAD}^-(x, t) + \frac{\partial \rho_{REC}(x, t)}{\partial t}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_{DT}^+(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial j_{SEE}(x, t)}{\partial x} + g_{RAD}^+(x, t) - \frac{\partial \rho_{REC}(x, t)}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \sigma_S(t)}{\partial t} = -j_S(t). \quad (8)$$

В системе уравнений (6)–(8) правые части равенств: $S_n(x, t)$ — скорость захвата электронов первичного пучка на глубокие ловушки (определена методом Монте-Карло); $j_{DIF}^-(x, t)$ — плотность тока диффузии электронов; $j_{DFT}^-(x, t)$ — плотность тока дрейфа электронов; $j_{SEE}(x, t)$ — плотность тока электронов ВЭЭ; $g_{RAD}^-(x, t)$ и $g_{RAD}^+(x, t)$ — соответствуют неположительным и неотрицательным значениям производной $-\partial j_{RAD}(x, t)/\partial x$, где $j_{RAD}(x, t)$ — плотность тока собственной и радиационно-индуцированной проводимости, связанной с генерацией электронно-дырочных пар; $j_{TUN}(x, t)$ — плотность тока туннелирования захваченного на глубокие ловушки заряда и индуцируемого пучками ЛО-фононов, которые генерируются каждым термализующимся электроном, в области градиента свободных глубоких ловушек; $j_{TF}(x, t)$ — плотность тока

проводимости за счет многофононной ионизации индуцируемой пучками ЛО-фононов, генерируемых каждым термализующимся электроном; $j_S(x, t)$ — плотность тока, текущего на зарядку поверхности диэлектрика.

Отметим, что в системе (6)–(8) сделано приближение, в котором избыточный радиационно-индуцированный заряд считается сразу захваченным на глубокие ловушки. Такое приближение имеет место ввиду большой концентрации глубоких ловушек в объеме диэлектрика $N_{DT} \sim 10^{25} \text{ м}^{-3}$ [21], вероятность захвата на которые заметно превышает вероятность рекомбинации между свободными электронами и захваченными на глубокие ловушки дырками $\rho_{DT}^+(x, t)$. Дальнейшая корректировка происходит за счет рекомбинации с приповерхностными дырками, которые остались после выхода электронов ВЭЭ и были также захвачены на глубокие ловушки.

Электронная часть распределения $\rho_{RAD}^-(x, t)$ локализована, главным образом, у открытой поверхности диэлектрика и участвует в процессах рекомбинации с приповерхностными дырками, оставшимися после выхода электронов ВЭЭ. Дырочная часть $\rho_{RAD}^+(x, t)$ распространена вглубь диэлектрика и имеет существенно меньшие значения плотности заряда как по сравнению со своей электронной компонентой $\rho_{RAD}^-(x, t)$, так и по сравнению с плотностью электронов $\rho_{DT}^-(x, t)$, захваченных на глубокие ловушки.

Рекомбинация в уравнениях (6) и (7) между электронами, вышедшими в зону проводимости, и дырками, захваченными на глубокие ловушки, определяется соотношением

$$\frac{\partial \rho_{REC}(x, t)}{\partial t} = \frac{k_{REC}}{e_0} W_{PF}(x, t) |\rho_{DT}^-(x, t) \rho_{DT}^+(x, t)|, \quad (9)$$

где k_{REC} — коэффициент, отвечающий за скорость рекомбинации; e_0 — элементарный заряд.

Скорость ионизации глубоких ловушек $W_{PF}(x, t)$ в выражении (9) в зависимости от электрического поля и температуры применительно к электронам вычисляется по формуле Пула-Френкеля, домноженной на функцию, учитывающую градиент концентрации свободных ловушек в приповерхностной области диэлектрика:

$$\begin{aligned} W_{PF}(x, t) = \left(1 - \left(1 - \frac{N_{DT}}{N_{SDT}} \right) \exp\left(-\frac{x}{X_{TUN}}\right) \right) \\ \times \exp\left(\frac{\beta_F \sqrt{|F(x, t)|}}{k_B T}\right), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\beta_F = (e_0^3 / \pi \varepsilon_r \varepsilon_0)^{1/2}$ — параметр Френкеля; $F(x, t)$ — электрическое поле; k_B — постоянная Больцмана; T — температура.

Скорость изменения поверхностного заряда учитывается посредством соотношения (8), причем плотность тока $j_S(t)$ складывается из токов, текущих на поверхность как со стороны объема диэлектрика, так и со стороны вакуумного промежутка, например токов ионов

низких энергий из газового окружения (плазмы). Если электрическое поле в вакуумном промежутке инвертировано, т.е. $F_V(t) < 0$, то ток $j_S(t)$ также включает возвращаемые на поверхность электроны. В частности, для случая высокого вакуума и подлетной энергии $E_L(t) > E_{k2}$, где E_{k2} — вторая кроссоверная энергия, можно воспользоваться соотношением

$$j_S(t) = j_{RAD}(0, t) + j_{DIF}^-(0, t) + j_{DFT}^-(0, t) + j_{TUN}(0, t) + j_{TF}(0, t). \quad (11)$$

В точке нулевого поля дрейф электронов прекращается, что приводит к локальному накоплению зарядов в прилегающих областях и возникновению больших градиентов их концентрации. Таким образом, создаваемый вблизи особых точек микрорельеф распределения электронов зоны проводимости $W_{PF}(x, t)\rho_{DT}(x, t)$ требует для своего учета при расчете методом конечных разностей малых значений шага расчетной сетки. Это, в свою очередь, из-за накопления ошибок затрудняет возможность вести расчет процессов на больших временах, ответственных за сдвиг второй критической энергии электронов для выхода электронов ВЭЭ.

В силу вышесказанного, расчет на больших временах, сравнимых со временем достижения подлетной энергией электронов $E_L(t)$ второй критической энергии E_{k2} для заряженного диэлектрика, возможен только путем усреднения распределений токов по интервалам, превышающим характерную длину микрорельефа указанных распределений вблизи особых точек и в локальной области сильного электрического поля.

1.3. Электрическое поле

Решая систему (2)–(5) и принимая во внимание соотношение $F(x, t) = -\text{grad}\varphi(x, t)$, получим формулу, описывающую распределение результирующего электрического поля внутри диэлектрика, т.е. поля, учитывающего распределение как объемного заряда внутри диэлектрика, так и заряда, который сосредоточен в поверхностном слое диэлектрика:

$$F(x, t) \approx F(0, t) + \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \int_0^x \rho(\xi, t) d\xi, \quad (12)$$

где $\rho(x, t) = \rho_{DT}^-(x, t) + \rho_{DT}^+(x, t)$ — суммарная плотность избыточного (неравновесного) заряда на глубоких ловушках в объеме диэлектрика.

В соотношении (12) внутреннее подповерхностное поле открытой стороны диэлектрика $F(0, t)$ дается формулой, которая включает в себя параметры геометрии окружения h и d , а также функцию влияния внешнего источника на распределение поля внутри диэлектрика в виде поверхностной плотности заряда $\sigma_S(t)$ на поверхности и величины потенциалов проводящего окружения

$V_1(t)$ и $V_2(t)$:

$$F(0, t) = \frac{1}{d + \varepsilon_r h} \left(\sigma_S(t) \frac{h}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \times \int_0^d (d - \xi) \rho(\xi, t) d\xi + V_1(t) - V_2(t) \right). \quad (13)$$

1.4. Ток вторичной электронной эмиссии

Плотность тока электронов ВЭЭ, зависящая от электрического поля в приповерхностной области диэлектрика, в простейшем случае может быть аппроксимирована выражением [15]:

$$j_{SEE}(x, t) = j_0 \delta_{SEE}(t) \exp\left(-\frac{1}{s_0} \int_0^x \exp(-\beta_E F(\xi, t)) d\xi\right), \quad (14)$$

где j_0 — плотность тока первичного пучка электронов; $\delta_{SEE}(t)$ — коэффициент выхода электронов ВЭЭ, который является функцией подповерхностного электрического поля $F(0, t)$; β_E — параметр ослабления тока электронов электрическим полем.

Зависимость выхода электронов ВЭЭ от времени в выражении (14) вычисляется по формуле [24]:

$$\delta_{SEE}(t) = A \frac{E_L(t)}{E_i} \alpha^{-1}(t) [1 - \exp(-\alpha(t))],$$

$$\alpha(t) = \frac{R(t)}{s(t)}, \quad s(t) = s_0 \exp(\beta_E F(0, t)), \quad (15)$$

где A — подбираемый параметр (вероятность выхода с глубины $s(t)$), E_i — энергия ионизации нейтрального атома диэлектрика, s_0 — средняя глубина выхода электронов ВЭЭ в отсутствие электрического поля, $R(t)$ — максимальная длина проникновения первичных электронов с подлетной энергией $E_L(t)$ в объем диэлектрика.

1.5. Токи диффузии и дрейфа

Плотность тока диффузии и дрейфа носителей заряда (электронов) определена выражениями

$$j_{DIF}^-(x, t) = -D_n^{\text{eff}} \frac{\partial}{\partial x} (W_{PF}(x, t) \rho_{DT}^-(x, t)), \quad (16)$$

$$j_{DFT}^-(x, t) = -\mu_n^{\text{eff}} W_{PF}(x, t) \rho_{DT}^-(x, t) F(x, t), \quad (17)$$

где $D_n^{\text{eff}} = D_n P_n$ — коэффициент диффузии свободных электронов, учитывающий вероятность P_n выхода электрона в зону проводимости с последующим захватом на глубокую ловушку, $\mu_n^{\text{eff}} = D_n^{\text{eff}} e_0 / k_B T$ — подвижность свободных электронов, выраженная посредством коэффициента диффузии в соответствии с формулой Эйнштейна.

1.6. Токи собственной и радиационно-индуцированной проводимости

Классическое выражение для плотности тока собственной и радиационно-индуцированной проводимости при условии, что электрическое поле относительно мало $F(x, t) \leq 10^6 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$ (применительно к $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$), описывается законом Ома

$$j_{RAD}(x, t) = (\sigma_D + \sigma_{RIC}(x, t))F(x, t), \quad (18)$$

где σ_D — собственная проводимость, а радиационно-индуцированная проводимость определяется, согласно формуле Роуза-Фаулера [25], $\sigma_{RIC}(x, t) = k_{RIC}\dot{D}(x, t)^\Delta$, в которой $\dot{D}(x, t)$ — распределение мощности дозы; k_{RIC} — коэффициент радиационно-индуцированной проводимости; Δ — параметр, который зависит от типа материала и изменяется в пределах от 0.5 до 1 ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$).

Учет цугов ЛО-фононов, генерируемых каждым первичным термализующимся электроном с энергией ниже ширины запрещенной зоны диэлектрика (для $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ниже 10 eV), приводит к наличию дополнительных компонент индуцированной проводимости. В частности, возникает необходимость учета туннельного тока $j_{TUN}(x, t)$ электронов по свободным глубоким ловушкам в области градиента концентрации данных ловушек, а также учета тока $j_{TF}(x, t)$, связанного с многофононной ионизацией вследствие цугов оптических фононов.

Таким образом, суммарная плотность тока собственной и радиационно-индуцированной проводимости в рамках модели принимает вид

$$j_{RAD}^\Sigma(x, t) = j_{RAD}(x, t) + j_{TUN}(x, t) + j_{TF}(x, t). \quad (19)$$

1.6.1. Туннельный ток по глубоким ловушкам за счет цугов ЛО-фононов

В имеющихся публикациях [17,20,26–38] по расчету поддерживаемого фононами туннельного тока электронов по ловушкам в диэлектрике не рассматривается ситуация, при которой в генерации фононов принимают активное участие замедляющиеся электроны первичного пучка с энергией ниже 10 eV.

Таким образом, в предлагаемой модели выделяют следующие ключевые особенности туннелирования электронов в диэлектрике между глубокими ловушками в условиях облучения низкоинтенсивным пучком электронов средних энергий (6–30 keV):

- Каждый первичный электрон пучка после завершения процессов генерации электронно-дырочных пар, но перед термализацией, обладая энергией от величины, несколько превышающей порог генерации фонона до величин порядка 10 eV, интенсивно генерирует цуг колебаний оптических и акустических фононов за время около 200 fs [16].

- Каждый ловушечный электрон, находясь в глубокой потенциальной ловушке, вместе с удерживаемыми его

атомами диэлектрика, участвует в фононных колебаниях этих атомов, периодически приобретая достаточно высокую кинетическую энергию (до нескольких eV), которая определяется в основном цугом ЛО-фононов, создаваемым каждым термализующимся электроном пучка. В результате чего ловушечный электрон периодически поднимается к краю потенциальной ямы ловушки, получая возможность совершить туннельный переход или выйти в зону проводимости.

- Если диэлектрик имеет структуру кристалла, то ЛО-фононные колебания атомов этого кристалла и, следовательно, связанная с ними кинетическая энергия ловушечного электрона строго ориентированы относительно кристаллографического направления так, что ловушечный электрон может покинуть данную ловушку только в 2-х противоположных направлениях, ориентированных на ближайшие свободные ловушки кристаллической структуры, например, кислородные вакансии.

- Если захваченный на глубокую ловушку электрон находится в возбужденном состоянии вследствие взаимодействия с цугом ЛО-фононов, то он с большей вероятностью покинет ловушку в направлении, со стороны которого среднее расстояние до ближайшей свободной ловушки будет меньше.

Средний интервал между событиями генерации цугов ЛО-фононов, термализующимися в кристалле электронами:

$$\Delta t_{PE} = \frac{e_0}{j_{PE}(0, t)S_k}, \quad (20)$$

где $j_{PE}(0, t)$ — плотность тока первичного пучка электронов, инжектируемых в диэлектрик; S_k — площадь кристалла, которая облучается поперечным пучком.

Пусть число ловушечных электронов, принимающих участие в сдвиге к поверхности на величину среднего расстояния $\langle l_{TUN} \rangle = \sqrt[3]{N_i(x)}$ между ловушками, равно $\rho_{DT}^-(x, t)W(x, t)/e_0$, где $W(x)$ — вероятность участия ловушечного электрона в сдвиге к поверхности на расстоянии $\langle l_{TUN} \rangle$ за время действия очередного цуга ЛО-фононов. Тогда эффективная скорость движения ловушечных электронов по ловушкам равна

$$v_{ie}(x) = \frac{1}{\Delta t_{PE} \sqrt[3]{N_i(x)}}. \quad (21)$$

Вероятность $W(x)$ может быть представлена в виде произведения коэффициента пропорциональности k_{TUN} и градиента концентрации свободных ловушек электронов

$$W(x) \approx k_{TUN} |\text{grad} N_i(x)| = k_{TUN} \frac{N_{SDT}}{X_{TUN}} \exp\left(-\frac{x}{X_{TUN}}\right). \quad (22)$$

Для плотности туннельного тока на глубине x получаем выражение

$$j_{TUN}(x, t) = v_{ie}(x) \rho_{DT}^-(x, t) W(x) \quad (23)$$

или в явном виде

$$j_{TUN}(x, t) = k_{TUN} \frac{N_{SDT}}{X_{TUN}} j_{PE}(0, t) S_k N_i(x)^{-1/3} \times \rho_{DT}^-(x, t) \exp\left(-\frac{x}{X_{TUN}}\right). \quad (24)$$

Полагая, что вероятность туннелирования ловушечно-го электрона на соседнюю ловушку зависит от расстояния $\langle l_{TUN} \rangle$ до нее как [26]:

$$\propto \frac{1}{\langle l_{TUN} \rangle^2} \exp\left(-2\langle l_{TUN} \rangle \frac{\sqrt{2m^* E_T}}{\hbar}\right), \quad (25)$$

где m^* , E_T и \hbar — соответственно эффективная масса электрона, глубина ловушки и постоянная Планка.

Учитывая вышесказанное для плотности туннельного тока по глубоким ловушкам, имеем

$$j_{TUN}(x, t) = k_{TUN} P(x, L_{ph}) \frac{N_{SDT}}{X_{TUN}} j_{PE}(0, t) S_k N_i(x)^{1/3} \times \rho_{DT}^-(x, t) \exp\left(-\frac{x}{X_{TUN}}\right), \quad (26)$$

где $P(x, L_{ph})$ — величина, учитывающая долю всех электронов первичного пучка, которые вносят вклад в генерацию цугов ЛО-фононов в точке x , в зависимости и средней длины затухания оптических фононов L_{ph} .

Таким образом, вводя дополнительный параметр L_{ph} , который характеризует среднюю длину затухания оптических фононов, появляется возможность учета как ближнего, так и дальнего порядка в диэлектрике, перехода соответственно от аморфной фазы к кристаллической.

1.6.2. Ток за счет многофононной ионизации, стимулированной цугами ЛО-фононов

Наличие точки нулевого поля в глубине диэлектрика ($x \approx 10^{-6}$ м) приводит к росту концентрации электронов $n_{DT}^-(x, t)$ в этой области. Аналогичная ситуация возникает в приповерхностной области на глубине порядка 1 нм [15]. Учет тока $j_{TF}(x, t)$, зависящего от электрического поля в приповерхностной области диэлектрика, способствует, наряду с другими токами, дополнительному подавлению роста неоднородностей в распределении электронов на ловушках, что в том числе положительно сказывается на вычислительных характеристиках модели.

Полагая скорость генерации свободных электронов посредством цугов ЛО-фононов пропорциональной плотности тока первичных электронов, имеем

$$W_{ir}(x, t) \propto j_{PE}(x, t) \frac{S_k}{e_0}. \quad (27)$$

Средние длины дрейфа освобожденных электронов в противоположных направлениях, ортогональных открытой поверхности диэлектрика, определяются выражениями

$$\lambda_{RE}(F(x, t)) = \lambda_{E0} \exp(+\beta_E F(x, t)), \quad (28)$$

$$\lambda_{TE}(F(x, t)) = \lambda_{E0} \exp(-\beta_E F(x, t)), \quad (29)$$

где λ_{E0} — средняя длина дрейфа электрона при отсутствии электрического поля $F(x, t)$, а $\lambda_{TE}(F(x, t))$ и $\lambda_{RE}(F(x, t))$ — средние длины дрейфа электронов в прямом, т.е. к тыльному электроду, и обратном направлениях в присутствии электрического поля соответственно.

Если считать, что концентрации свободных глубоких ловушек в приповерхностной области достаточно велики $N_{SDT} \sim 10^{26} \text{ м}^{-3}$, то можно положить, что электроны, освобожденные за счет цуга ЛО-фононов, после совершения пробега $\lambda_E(F(x, t))$ захватываются на свободные ловушки, а не рекомбинируют с приповерхностными дырками. В этом случае средняя скорость движения электронов по ловушкам (учитывая выход в зону проводимости) дается выражениями

$$v_{RE}(x, t) = \lambda_{RE}(F(x, t)) W_{ir}(x, t), \quad (30)$$

$$v_{TE}(x, t) = \lambda_{TE}(F(x, t)) W_{ir}(x, t). \quad (31)$$

Тогда плотность тока по глубоким ловушкам (учитывая дрейф в зоне проводимости) можно выразить как алгебраическую сумму двух компонент плотностей тока:

$$j_{TF}(x, t) = j_{RE}(x, t) - j_{TE}(x, t) = \frac{1}{2} \rho_{DT}^-(x, t) [v_{RE}(x, t) - v_{TE}(x, t)], \quad (32)$$

где коэффициент 1/2 связан с равной долей электронов, перемещающихся в прямом и обратном направлениях при выходе в зону проводимости.

Учитывая выражения для скорости генерации электронов за счет цугов ЛО-фононов (27), а также транспортных средних скоростей (30) и (31), вышеприведенное выражение можно представить в виде

$$j_{TF}(x, t) = k_{TF} P(x, L_{ph}) \frac{S_k}{2e_0} j_{PE}(x, t) \rho_{DT}^-(x, t) \times [\lambda_{RE}(F(x, t)) - \lambda_{TE}(F(x, t))], \quad (33)$$

где k_{TF} — коэффициент, который может быть подобран на основе экспериментальных данных.

2. Результаты эксперимента

Ниже приведены результаты моделирования кинетики заряжения высокоомных диэлектриков на примере широко распространенного оксида $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (сапфир) (см. таблицу), отвечающие различным начальным условиям j_0, E_0 , при нулевых граничных условиях $V_1(t) = V_2(t) = 0 \text{ В}$ и $h = 1 \text{ м}$ (имитируя тем самым лабораторные условия заряжения в проводящем окружении, которые отвечают условиям космоса с радиусом Дебая порядка и более 1 м [1]).

Основные параметры $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (сапфир)

Параметр	Значения	Единицы
ϵ_r	10	
μ_n	$4 \cdot 10^{-4}$ [21]	$\text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$
μ_p	$2 \cdot 10^{-7}$ [21]	$\text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$
v_{th}	10^5 [21]	m/s
E_g	9 [21]	eV
ρ	3.98	kg/m^3
k_{RIC}	$4.6 \cdot 10^{-16}$ [39]	$\text{S}\cdot\text{s}^\Delta/(\text{m}\cdot\text{rad}^\Delta)$
N_{DT}	10^{25}	m^{-3}
N_{SDT}	10^{26}	m^{-3}

2.1. Толщина диэлектрика $d \gg R_{\max}(E_L)$

Подлетная энергия первичных электронов рис. 3 при начальных энергиях E_0 в диапазоне от 12 до 30 keV и плотности тока $j_0 = 10^{-4} \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$ достигает квазиравновесия в интервале времен облучения от 50 до 100 s при толщине диэлектрика $d = 1 \text{ mm}$. Плотность тока $j_{TUN}(0, t)$ в приповерхностной области диэлектрика, ввиду наличия большого градиента концентрации свободных ловушек, способствует сильному притоку электронов из объема на поверхность диэлектрика, что иллюстрируется зависимостью от времени суммарного тока $j_S(t)$, заряжающего поверхность (рис. 4), большую долю которого формируют токи $j_{TUN}(0, t)$, $j_{TF}(0, t)$ и $j_{RIC}(0, t)$. Как результат, возникает инверсия подповерхностного поля диэлектрика $F(0, t) < 0$ (рис. 5), что приводит к формированию точки нулевого поля вблизи открытой поверхности на глубине порядка 1 nm.

Из рис. 6 видно, что максимальная доля поверхностного заряда по отношению к запасенному в объеме при $N_{SDT}/N_{DT} = 10$ достигает порядка 8% при энергиях первичных электронов E_0 , близких E_{k2} . Выход электронов ВЭЭ, наряду с инжекцией первичных электро-

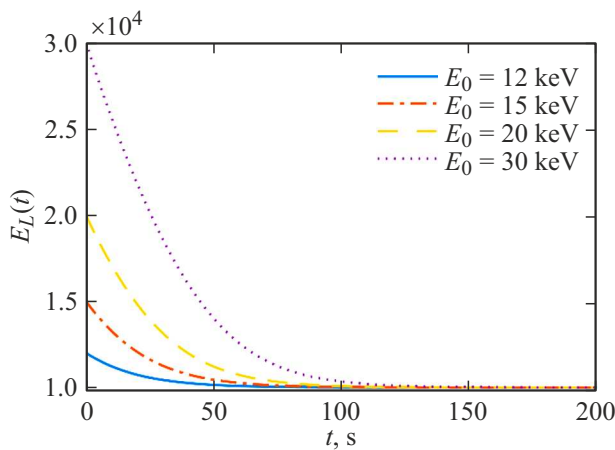


Рис. 3. Зависимость подлетной энергии первичных электронов от времени облучения при различных начальных энергиях E_0 . Здесь $j_0 = 10^{-4} \text{ A/m}^2$, $d = 1 \text{ mm}$, $h = 1 \text{ m}$.

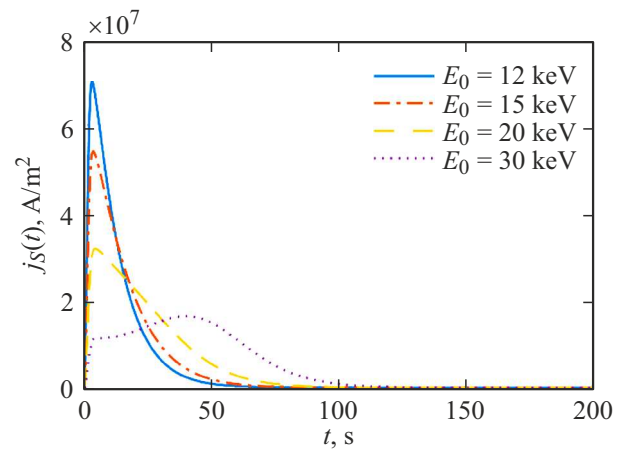


Рис. 4. Зависимость суммарной плотности тока, заряжающей поверхность диэлектрика от времени облучения при различных начальных энергиях первичных электронов E_0 . Здесь $j_0 = 10^{-4} \text{ A/m}^2$, $d = 1 \text{ mm}$, $h = 1 \text{ m}$.

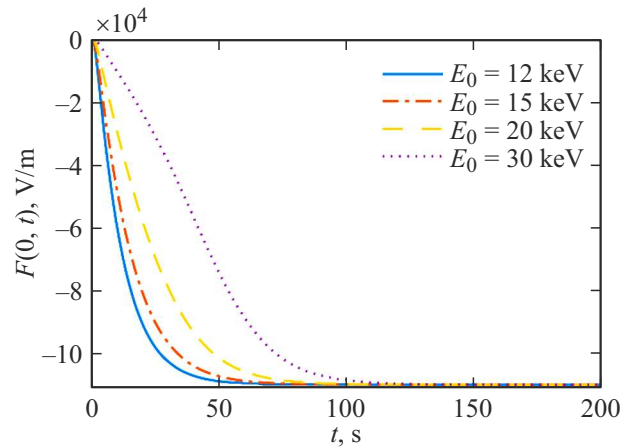


Рис. 5. Зависимость подповерхностного поля от времени облучения при различных начальных энергиях E_0 . Здесь $j_0 = 10^{-4} \text{ A/m}^2$, $d = 1 \text{ mm}$, $h = 1 \text{ m}$.

нов, приводит к образованию двух главных центров распределений дырок $n_{DT}^+(x, t)$ и электронов $n_{DT}^-(x, t)$, захваченных на глубокие ловушки. Первый из которых расположен в приповерхностной области, второй — в глубине облучаемой области диэлектрика. Изменение зависимостей данных распределений для энергии $E_0 = 15 \text{ keV}$ проиллюстрировано на рис. 7 и 8.

Анализируя данные, отвечающие начальной энергии $E_0 = 15 \text{ keV}$, видно, что квазиравновесие в кривых распределения заряда соответствует временам наступления равновесия для тока $j_S(t)$, заряжающего поверхность диэлектрика.

Наличие первого максимума электрического поля $F_{\max 1}$ ($x \approx 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ (рис. 9)) приводит к усиленной ионизации глубоких ловушек электронов, в результате эффекта Пула-Френкеля, с последующей рекомбинацией освободившихся электронов с дырками $n_{DT}^+(x, t)$, что

проявляется обеднением распределений как электронов, так и дырок на глубоких ловушках в указанной области (рис. 7 и 8).

Дырки, генерируемые в результате радиационно-индуцированной проводимости, приводят вследствие рекомбинации к постепенной нейтрализации центральной части ($x \approx 3.5 \cdot 10^{-7}$ м) распределения $n_{DT}^-(x, t)$ захваченных на глубокие ловушки электронов. Тоже находит отражение и на распределении электрического поля рис. 9. Скорость генерации дырок в глубине диэлектрика может превышать скорость их рекомбинации, что в нашем случае приводит к росту концентрации дырок в глубине диэлектрика ($x \approx 3.5 \cdot 10^{-6}$ м (см. вставку рис. 7)), формируя еще центр положительного заряда вблизи второго максимума электрического поля $F_{\max 2}$.

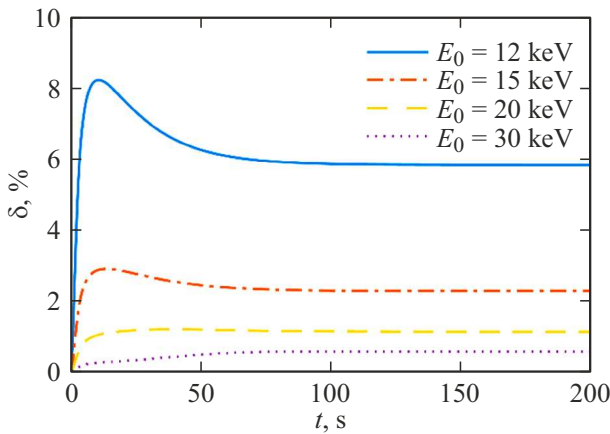


Рис. 6. Доля запасенного на поверхностных ловушках заряда по отношению к суммарному заряду в объеме диэлектрика E_0 . Здесь $j_0 = 10^{-4}$ А/м², $d = 1$ мм, $h = 1$ м.

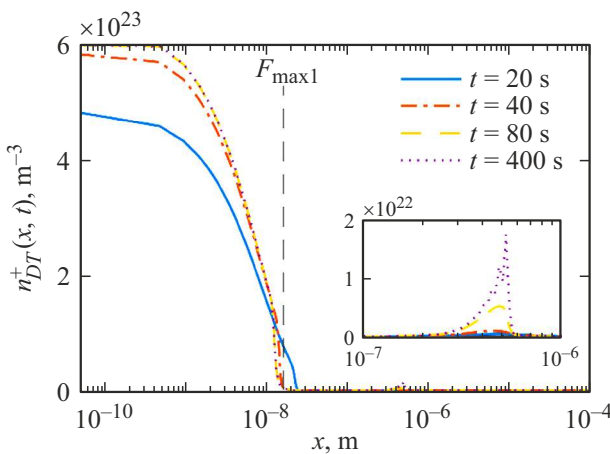


Рис. 7. Распределение дырок, оставшихся после выхода ВЭЭ, захваченных на глубокие ловушки при начальной энергии $E_0 = 15$ keV, отвечающее различным моментам времени. Здесь $F_{\max 1}$ — координата первого максимума электрического поля, $j_0 = 10^{-4}$ А/м², $d = 1$ мм, $h = 1$ м.

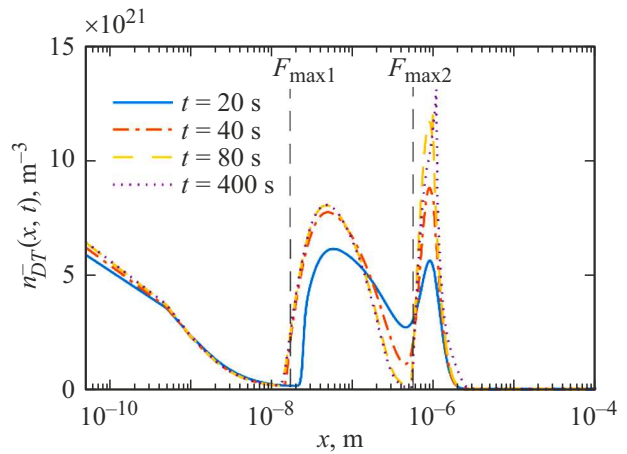


Рис. 8. Распределение электронов, захваченных на глубокие ловушки при начальной энергии $E_0 = 15$ keV, отвечающее различным моментам времени. Здесь $F_{\max 1}$ и $F_{\max 2}$ — координаты первого и второго максимума электрического поля соответственно, $j_0 = 10^{-4}$ А/м², $d = 1$ мм, $h = 1$ м.

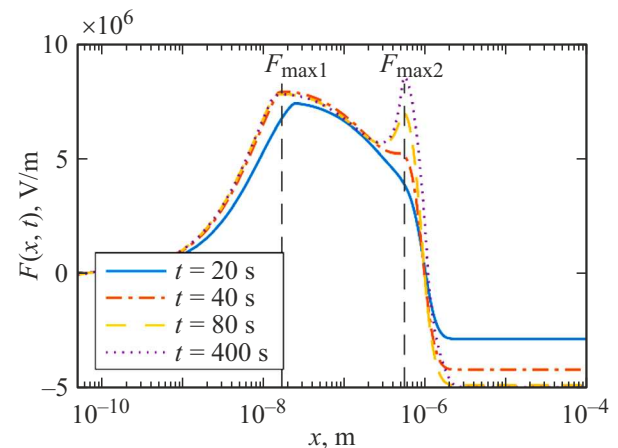


Рис. 9. Распределение электрического поля при начальной энергии $E_0 = 15$ keV, отвечающее различным моментам времени. Здесь $F_{\max 1}$ и $F_{\max 2}$ — координаты первого и второго максимума электрического поля соответственно, $j_0 = 10^{-4}$ А/м², $d = 1$ мм, $h = 1$ м.

2.2. Толщина диэлектрика d близка к $R_{\max}(E_L)$

Актуальны вопросы, связанные с зарядением диэлектриков, реальная толщина которых достигает $\sim 100 \mu\text{m}$ (например, светопроводящие защитные покрытия солнечных батарей КА).

При толщине диэлектриков, сравнимой с максимальной длиной пробега первичных электронов, в кинетике зарядения появляется особенность, связанная с двухстадийностью процесса установления зарядового квазиравновесия.

В частности, для начальной энергии $E_0 = 15$ keV на графике суммарного тока электронов заряжающего поверхность $j_S(t)$ (рис. 10), текущего из объема диэлектри-

ка, наблюдается двухстадийный процесс: первая стадия быстрого изменения токов на сравнительно небольших временах ~ 50 s, вторая стадия — это длительное отрицательное заражение поверхности.

В отличие от аналогичных процессов при толщинах $d \gg R_{\max}(E_L)$, поверхностный потенциал (подлетная энергия $E_L(t)$) не достигает равновесного состояния за времена выхода поверхностного тока $j_S(t)$ на квазиравновесие. В частности, из рис. 11 и 12 видно, что наступление квазиравновесного состояния в облучаемой области (глубина до $2 \cdot 10^{-6}$ m) не соответствует моменту времени завершения первой стадии на зависимостях токов $j_S(t)$ рис. 10.

Дальнейшее заражение диэлектрика приводит к росту распределения захваченных на глубокие ловушки электронов в окрестности второй точки нулевого поля ($x \approx 10^{-6}$ m) со стороны положительных значений

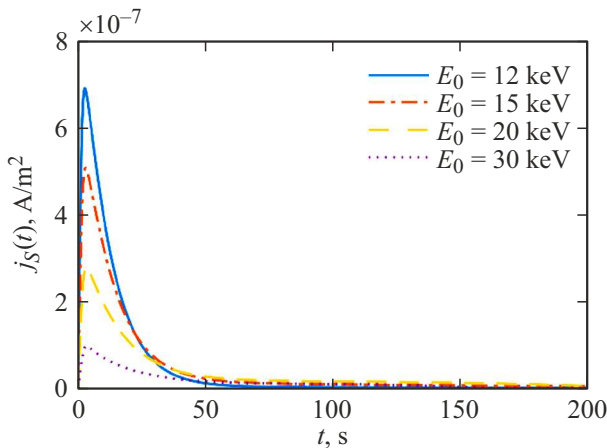


Рис. 10. Зависимость суммарной плотности тока, заряжающей поверхность диэлектрика от времени облучения при различных начальных энергиях первичных электронов E_0 . Здесь $j_0 = 10^{-4} \text{ A/m}^2$, $d = 100 \mu\text{m}$, $h = 1$ m.

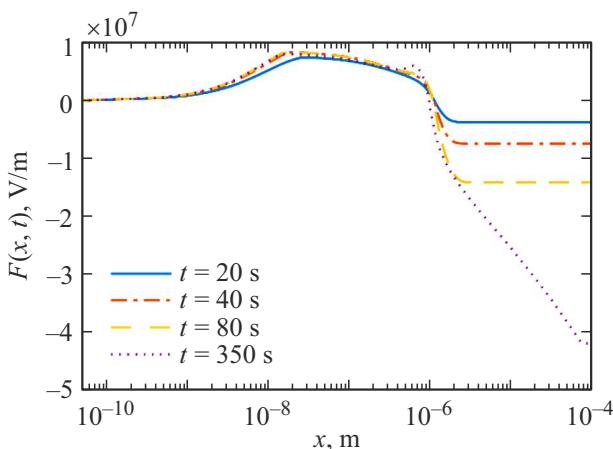


Рис. 11. Распределение электрического поля при начальной энергии первичных электронов $E_0 = 15$ keV, отвечающее различным моментам времени. Здесь $j_0 = 10^{-4} \text{ A/m}^2$, $d = 100 \mu\text{m}$, $h = 1$ m.

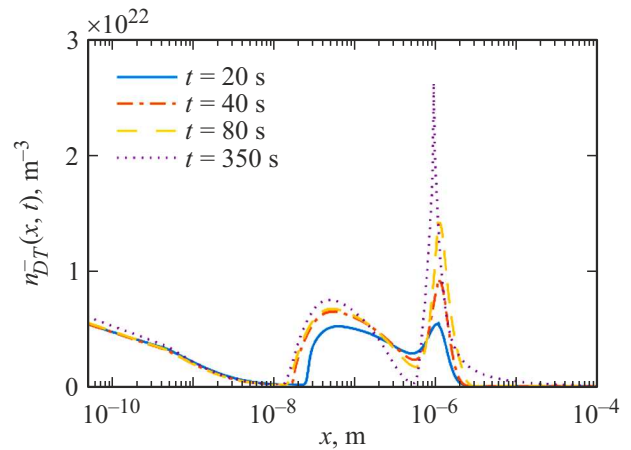


Рис. 12. Распределение электронов, захваченных на глубокие ловушки при начальной энергии $E_0 = 15$ keV, отвечающее различным моментам времени. Здесь $j_0 = 10^{-4} \text{ A/m}^2$, $d = 100 \mu\text{m}$, $h = 1$ m.

электрического поля. В области отрицательного электрического поля (рис. 11), ввиду большой его величины, происходит сильный отток электронов в сторону тыльного электрода в связи с ионизацией глубоких ловушек с последующим дрейфом в электрическом поле.

2.3. Вариативная радиационная обстановка

При входе КА в радиационный пояс Земли или вследствие вспышки на Солнце могут меняться начальные условия заряжения диэлектрика. Данная ситуация часто встречается в натуральных условиях, но пока не воспроизводится в стандартных методах испытаний на радиационную электризацию.

Настоящая модель позволяет имитировать подобную ситуацию как переключение начальной энергии E_0 и/или начальной плотности тока j_0 , что дает больше возможностей провести верификацию модели и приблизить результат к натурной обстановке.

Одним из преимуществ переключения начальных условий (на примере переключения начальной энергии E_0) можно отметить возможность реализовать случай, отвечающий подлетной энергии $E_L(t)$, меньше чем E_{k2} для заряженных диэлектриков. В частности, из рис. 13 видно, что после изменения начальной энергии E_0 от 20 до 12 keV происходит снижение подлетной энергии до $E_L \approx 6$ keV. Далее подлетная энергия $E_L(t)$ меняется до второй кроссовой энергии E_{k2} в условиях отсутствия возврата электронов ВЭЭ на эмитирующую поверхность.

Таким образом, подобный подход позволяет проводить моделирование заряжения диэлектриков при облучении электронами с энергиями как выше, так и ниже второй кроссовой энергии E_{k2} .

Повышение плотности тока первичного пучка до 100 nA/cm^2 способствует усилению плотности тока

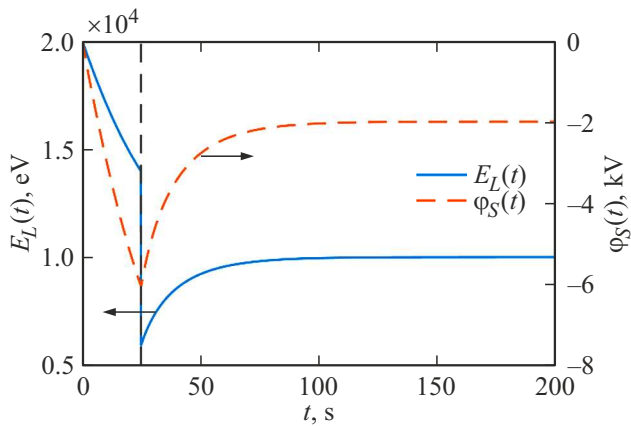


Рис. 13. Зависимость подлетной энергии первичных электронов от времени в режиме переключения начальной энергии E_0 с 20 до 12 keV, отвечающей моменту времени $t_s = 25$ s. Здесь $j_0 = 10^{-3}$ A/m², $d = 1$ mm, $h = 1$ m.

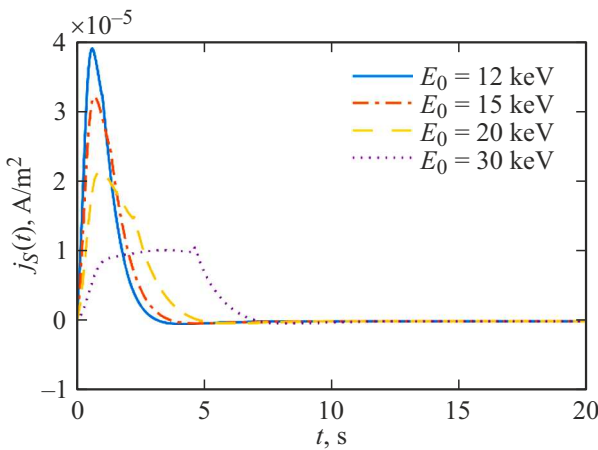


Рис. 14. Зависимость суммарной плотности тока, заряжающей поверхность диэлектрика от времени облучения при различных начальных энергиях первичных электронов E_0 . Здесь $j_0 = 10^{-3}$ A/m², $d = 1$ mm, $h = 1$ m.

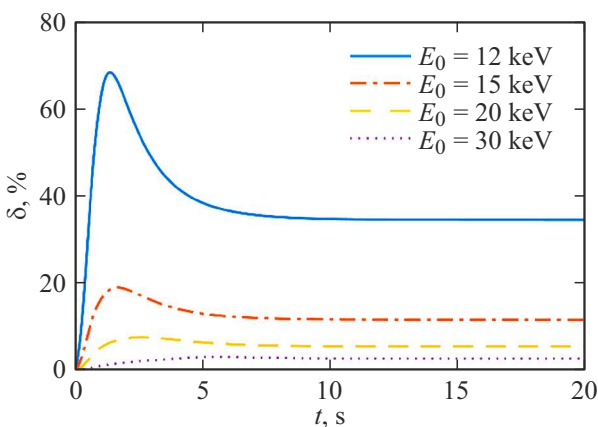


Рис. 15. Доля запасенного на поверхностных ловушках заряда по отношению к суммарному заряду в объеме диэлектрика при различных энергиях первичных электронов E_0 . Здесь $j_0 = 10^{-3}$ A/m², $d = 1$ mm, $h = 1$ m.

$j_S(t)$, заряжающего поверхностные ловушки (рис. 14). При этом относительная доля запасенного отрицательного заряда на поверхности диэлектрика в пике достигает 70% (рис. 15) от суммарного запасенного заряда захваченных на глубокие ловушки электронов и дырок объема.

2.4. Обсуждение результатов

Генерация цугов LO-фононов наряду с градиентом концентрации свободных глубоких ловушек в приповерхностной области диэлектрика приводит к стабильной отрицательной зарядке поверхности диэлектрика. При этом доля поверхностного заряда может достигать величин порядка 70% по отношению к суммарному объемному заряду захваченных на глубокие ловушки электронов и дырок. Хотя модель может давать, в виду выполненных в теоретической части приближений, несколько завышенные результаты.

Значения начальной энергии $E_0(t)$, близкие ко второй кроссоверной энергии E_{k2} , наряду с повышенной плотностью тока первичного пучка j_0 , приводят к росту доли заряда, захваченного на поверхность диэлектрика. Как результат, образуются сильные отрицательные электрические поля $F(0, t) \sim 10^7$ V/m, что может смещать вторую кроссоверную энергию к новому значению $E'_{k2} < E_{k2}$.

Разработанная модель пригодна для учета наличия плазменного окружения. В этом случае вместо величины вакуумного промежутка следует говорить о длине Дебая. Изменение вакуумного промежутка h в меньшую сторону приводит к сильному росту электрического поля внутри диэлектрика, что впоследствии может привести к электрическому пробою диэлектрика. Такая ситуация может иметь место в случае рассмотрения реальных диэлектриков в геомагнитной плазме, тогда как при случайной вспышке плазмы в окружении длина Дебая резко может уменьшиться, а поверхность диэлектрика зарядиться положительными ионами плазмы до полной нейтрализации поверхностного потенциала, $\phi_S = 0$. Наличие положительного заряда на поверхности диэлектрика и малой величины h может привести к сильному росту электрического поля внутри диэлектрика до критических значений и, как следствие, пробоем диэлектрика.

В диэлектриках толщиной $\sim R_{\max}(E_0)$ происходит сильный отток электронов в сторону тыльного электрода после квазистабильзации распределений захваченных на глубокие ловушки электронов и дырок. Наибольший вклад, наряду с темновым током, вносит ток дрейфа (усиленный эффектом Пула-Френкеля) в сильном электрическом поле. Отток электронов в необлучаемую область диэлектрика приводит к смещению центра масс распределения захваченных на глубокие ловушки электронов в сторону тыльного электрода. Потенциал открытой поверхности продолжает расти до тех пор, пока распределение электронов $n_{DT}(x, t)$ не достигнет

тыльного электрода, после чего рост потенциала резко замедлится вплоть до квазиравновесного состояния, при этом подлетная энергия $E_L(t)$ не достигнет второй кроссоверной энергии E_{k2} .

Заключение

Таким образом, на примере $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ показано, что перенос электронов под действием цугов ЛО-фононов может играть заметную роль при наличии градиента концентрации свободных глубоких ловушек электронов, а также сильных электрических полей, что имеет место, в частности, в приповерхностной области реальных диэлектриков. Учет данных процессов дополняет ток „классической“ индуцированной проводимости, связанной с генерацией электронно-дырочных пар. В частности, плотность тока, связанного с ионизацией глубоких ловушек за счет цугов ЛО-фононов, приводит к обеднению концентрации электронов, захваченных на глубокие ловушки в приповерхностной области сильного электрического поля. Наличие плотности тока, связанного с градиентом свободных глубоких ловушек в приповерхностной области в присутствии цугов ЛО-фононов способствует большому оттоку электронов объема за счет туннельных процессов по глубоким ловушкам из приповерхностной области на поверхностные ловушки.

Вклад токов на основе цугов в суммарную индуцированную проводимость растет пропорционально росту тока первичных электронов, что сказывается на зарядении поверхностных глубоких ловушек и приводит к инверсии подповерхностного электрического поля $\sim -10^5$ V/m. При этом доля захваченного на поверхностные ловушки заряда достигает $\sim 70\%$ от суммарного избыточного заряда объема диэлектрика для первичной плотности тока 100 nA/cm².

В модели показано, что в простейшем случае суммарное распределение заряда электронов и дырок в объеме диэлектрика имеет форму „трехмодового“ распределения, что отличается от представлений, в которых учитываются распределения, отвечающие двум модам (двум слоям): распределение дырок, оставшихся после выхода электронов ВЭЭ; распределение остановившихся первичных электронов. Наличие такого рода распределения обязано учету рекомбинационных процессов, связанных с усиленной ионизацией глубоких ловушек посредством цуга ЛО-фононов в областях сильного электрического поля, а также наличие максимума рекомбинации инжектированных вглубь диэлектрика электронов с дырками, оставшимися после генерации электронно-дырочных пар, вблизи второй точки нулевого поля $x \approx 10^{-6}$ m.

Режим переключения первичной энергии электронов позволяет моделировать зарядение диэлектрика электронами с подлетной энергией ниже второй кроссоверной энергии $E_{k2} \approx 10$ keV отвечающей незаряженному диэлектрику $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. В режиме, не учитывающем переключение начальной энергии электронов, прямое

моделирование с энергией, ниже второй кроссоверной энергии, может приводить к трудностям, связанным с учетом возвращаемых электрическим полем части электронов ВЭЭ.

Уменьшение толщины диэлектрика до величин порядка максимального пробега первичных электронов приводит к критическому быстрому росту электрического поля в необлучаемой части диэлектрика, что в дальнейшем может являться причиной электрического пробоя до выхода режима зарядения на квазиравновесие относительно поверхностного потенциала. В частности, для толщины диэлектрика ~ 100 μm на квазиравновесие успевают выйти только токи, заряжающие поверхность.

Учет гетероструктуры вакуумный промежуток–поверхность–объем диэлектрика позволяет проводить моделирование, включающее зарядение поверхности диэлектрика, в том числе низкоэнергетическими ионами вакуумного окружения (плазмы, остаточной атмосферы).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] М.И. Панасюк, Л.С. Новиков. *Модель космоса* (КДУ, М., 2007), т. 2, с. 1144.
- [2] D.C. Ferguson, R.C. Hoffmann, E.A. Plis, D.P. Engelhart. *J. Spacecraft Rockets*, **55** (3), 698 (2018). DOI: 10.2514/1.A34017
- [3] D.P. Engelhart, E.A. Plis, D. Ferguson, K. Artyushkova, D. Wellem, R. Cooper, R. Hoffmann. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **47** (8), 3848 (2019). DOI: 10.1109/TPS.2019.2921937
- [4] D. Ferguson, S. White, R. Rast, E. Holeman. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **47** (8), 3834 (2019). DOI: 10.1109/TPS.2019.2922556
- [5] T. Paulmier, D. Lazaro, B. Dirassen, R. Rey, J.-C. Matéo-Velez, D. Payan. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **47** (8), 3776 (2019). DOI: 10.1109/TPS.2019.2922256
- [6] D.C. Ferguson, R.C. Hoffmann, D.P. Engelhart, E.A. Plis. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **45** (8), 1972 (2017). DOI: 10.1109/TPS.2017.2694387
- [7] D. Ferguson, P. Crabtree, S. White, B. Vayner. *J. Spacecraft Rockets*, **53** (3), 464 (2016). DOI: 10.2514/1.A33438
- [8] K.D. Cummings, M. Kiersh. *J. Vac. Sci. Technol. B: Microelectron. Process. Phenom.*, **7** (6), 1536 (1989). DOI: 10.1116/1.584528
- [9] K.T. Arat, T. Klimpel, A.C. Zonneville, W.S.M.M. Ketelaars, C.T.H. Heerkens, C.W. Hagen. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **37** (5), 051603 (2019). DOI: 10.1116/1.5120631
- [10] S. Fakhfakh, O. Jbara, S. Rondot, A. Hadjadj, J.M. Patat, Z. Fakhfakh. *J. Appl. Phys.*, **108** (9), 093705 (2010). DOI: 10.1063/1.3499692
- [11] J. Cazaux. *J. Appl. Phys.*, **59** (5), 1418 (1986). DOI: 10.1063/1.336493
- [12] X. Meyza, D. Goeuriot, C. Guerret-Piécourt, D. Tréheux, H.-J. Fitting. *J. Appl. Phys.*, **94** (8), 5384 (2003). DOI: 10.1063/1.1613807

- [13] Э.И. Рау, Е.Н. Евстафьева, М.В. Андрианов. ФТТ, **50** (4), 599 (2008). [É.I. Rau, E.N. Evstaf'eva, M.V. Andrianov. Phys. Solid State, **50** (4), 621 (2008). DOI:10.1134/S1063783408040057]
- [14] Э.И. Рау, А.А. Татаринцев. ФТТ, **63** (4), 483 (2021). DOI: 10.21883/FTT.2021.04.50713.246 [E.I. Rau, A.A. Tatarintsev. Phys. Solid State, **63** (4), 628 (2021). DOI: 10.1134/S1063783421040181]
- [15] В.М. Зыков, Д.А. Нейман. Известия вузов. Физика, **60** (12), 135 (2017). [V.M. Zykov, D.A. Neyman. Russ. Phys. J., **60**, 2201 (2018). DOI: 10.1007/s11182-018-1347-0]
- [16] H.-J. Fitting, V.S. Kortov, G. Petite. J. Lumin., **122/123**, 542 (2007). DOI: 10.1016/j.jlumin.2006.01.188
- [17] К.А. Насыров, В.А. Гриценко. УФН, **183** (10), 1099 (2013). DOI: 10.3367/UFNr.0183.201310h.1099 [K.A. Nasyrov, V.A. Gritsenko. Physics-Uspekhi, **56** (10), 999 (2013). DOI: 10.3367/UFNe.0183.201310h.1099]
- [18] T. Hosono, K. Kato, A. Morita, H. Okubo. IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., **14** (3), 627 (2007). DOI: 10.1109/TDEI.2007.369523
- [19] G.M. Sessler, M.T. Figueiredo, G.F.L. Ferreira. IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., **11** (2), 192 (2004). DOI: 10.1109/TDEI.2004.1285887
- [20] Ю.Н. Новиков, В.А. Гриценко, К.А. Насыров. Письма в ЖЭТФ, **89** (10), 599 (2009). [Yu.N. Novikov, V.A. Gritsenko, K.A. Nasyrov. JETP Lett., **89** (10), 506 (2009). DOI: 10.1134/S0021364009100075]
- [21] B. Raftari, N.V. Budko, C. Vuik. J. Appl. Phys., **118** (20), 204101 (2015). DOI: 10.1063/1.4936201
- [22] M. Belhaj, S. Odof, K. Msellak, O. Jbara. J. Appl. Phys., **88** (5), 2289 (2000). DOI: 10.1063/1.1287131
- [23] С.В. Никифоров. Докт. дисс., Екатеринбург, Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 2016.
- [24] J. Cazaux. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At., **244** (2), 307 (2006). DOI: 10.1016/j.nimb.2005.10.006
- [25] J.F. Fowler. Proc. R. Soc. London A — Math Phys. Sci., **236** (1207), 464 (1956). DOI: 10.1098/rspa.1956.0149
- [26] К.А. Насыров, В.А. Гриценко. ЖЭТФ, **139** (6), 1172 (2011). [K.A. Nasyrov, V.A. Gritsenko. J. Exp. Theor. Phys., **112**, 1026 (2011). DOI: 10.1134/S1063776111040200]
- [27] M.E. Banda, S.L. Roy, V. Griseri, G. Teyssède. J. Phys. D: Appl. Phys., **53** (8), 085503 (2019). DOI: 10.1088/1361-6463/ab5692
- [28] V.A. Gritsenko, A.A. Gismatulin, A. Chin. Mater. Res. Express, **6** (3), 036304 (2019). DOI: 10.1088/2053-1591/aaf61e
- [29] Ю.Н. Новиков. ФТТ, **55** (5), 888 (2013). [Yu.N. Novikov. Phys. Solid State, **55** (5), 966 (2013). DOI: 10.1134/S1063783413050272]
- [30] Y.N. Novikov, A.V. Vishnyakov, V.A. Gritsenko, K.A. Nasyrov, H. Wong. Microelectron. Reliab., **50** (2), 207 (2010). DOI: 10.1016/j.microrel.2009.11.004
- [31] Ю.Н. Новиков, А.В. Вишняков, В.А. Гриценко, К.А. Насыров. Известия РГПУ им. А.И. Герцена, (122), 46 (2010).
- [32] К.А. Насыров, В.А. Гриценко, Ю.Н. Новиков, Д.В. Гриценко, Д.-В. Ли, Ч.В. Ким. Известия РГПУ им. А.И. Герцена, **5** (13), 147 (2005).
- [33] Ю.Н. Новиков. ФТТ, **47** (12), 2142 (2005). [Yu.N. Novikov. Phys. Solid State, **47** (12), 2233 (2005). DOI: 10.1134/1.2142883]
- [34] К.А. Насыров, Ю.Н. Новиков, В.А. Гриценко, С.Ю. Юн, Ч.В. Ким. Письма в ЖЭТФ, **77** (7), 455 (2003). [K.A. Nasyrov, Yu.N. Novikov, V.A. Gritsenko, S.Y. Yoon, C.W. Kim. JETP Lett., **77**, 385 (2003). DOI: 10.1134/1.1581966]
- [35] S.D. Ganichev, I.N. Yassievich, W. Prettl. J. Phys.: Condens. Matter, **14** (15), R1263 (2002). DOI: 10.1088/0953-8984/14/50/201
- [36] К.А. Насыров, В.А. Гриценко, М.К. Ким, Н.С. Чае, С.Д. Чае, В.И. Ryu, J.H. Sok, J.-W. Lee, В.М. Ким. IEEE Electron Device Lett., **23** (6), 336 (2002). DOI: 10.1109/LED.2002.1004227
- [37] А.Ф. Зацепин, В.Г. Мазуренко, В.С. Кортов, В.А. Калентьев. ФТТ, **30** (11), 3472 (1988).
- [38] В. Карпус, В.И. Перель. ЖЭТФ, **91** (6), 2319 (1986). [V. Karpus, V.I. Perel. J. Exp. Theor. Phys., **91** (6), 2319 (1986).]
- [39] A. Melchinger, S. Hofmann. J. Appl. Phys., **78** (10), 6224 (1995). DOI: 10.1063/1.360569