

Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 4. С. 151–161
Thermal processes in engineering, 2024, vol. 16, no. 4, pp. 151–161

Научная статья
УДК 621.455, 621.383.51

Математическая модель взаимодействия низкотемпературной плазмы электроракетного двигателя с поверхностью радиационно-заряженного диэлектрика

В.В. Валиуллин¹✉, А.Б. Надирадзе¹

¹Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия
✉valiullinvv@mai.ru

Аннотация. Электризация или радиационная зарядка диэлектрических поверхностей космических аппаратов является основной причиной отказа высокоорбитальных спутников. Существуют активные и пассивные методы защиты космического аппарата от электризации. Активный метод защиты космического аппарата представляет собой воздействие низкотемпературной плазмы электроракетного двигателя на радиационно-заряженные поверхности. В настоящей работе построена математическая модель релаксации электрического заряда радиационно-заряженного диэлектрика ионами низкотемпературной плазмы электроракетного двигателя в приближении конденсаторной модели. Расчеты по данной математической модели показали появление у поверхности диэлектрика слоя дырок, которые компенсируют накопленный электронный заряд, однако не приводят к рекомбинации этого заряда. Было выявлено, что пробойной напряженности электрического поля между слоем дырок и внедренным электронным зарядом в диэлектрике не возникает.

Ключевые слова: радиационно-заряженный диэлектрик, низкотемпературная плазма, релаксация электрического заряда, модель плоского конденсатора

Для цитирования. Валиуллин В.В., Надирадзе А.Б. Математическая модель взаимодействия низкотемпературной плазмы электроракетного двигателя с поверхностью радиационно-заряженного диэлектрика // Тепловые процессы в технике. 2024. Т. 16. № 4. С. 151–161. URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=180941>

Original article

Mathematical model of interaction of a low-temperature plasma of an electric propulsion thruster with the surface of a radiation-charged dielectric

V.V. Valiullin¹✉, A.B. Nadiradze¹¹Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, Russia

✉valiullinvv@mai.ru

Abstract. In this paper, we present a mathematical model of the interaction of low-temperature plasma generated during the operation of electric propulsion thruster with the surface of radiation-charged dielectric materials of high-orbit spacecraft. The aim of the work is to study the mechanisms of such interaction, as well as to assess the probability of electrical breakdown of a dielectric when plasma appears above its surface. The proposed model is based on well-known and proven models of Fitting describing the charging and relaxation of nonequilibrium charges in dielectrics. The kinetics of relaxation of the embedded electron charge during the formation of a large number of holes in the near-surface layers of the material immediately after the appearance of plasma is described within the framework of the flat capacitor model. We have compiled a balance of currents on the plates of this capacitor. We took into account charge generation currents, charge capture current on the traps of the dielectric crystal lattice, the current of injection of low-temperature plasma ions into the dielectric and the current of generation of secondary holes in the subsurface layer during ion-electron emission from the surface. In addition, the current balance includes currents of recombination of charge carriers opposite in sign, the current of release of charge carriers from traps by the Poole-Frenkel mechanism and the current of electrical conductivity due to radiation-induced electron-hole pairs in the material. These currents form the surface charge density of the capacitor plates and affect the value of the dielectric surface potential and the field strength between the charged layers. The presented model allowed us to obtain data on the relaxation time of the embedded charge, as well as to answer the question about the possibility of electrical breakdown of the dielectric at the moment of plasma appearance at its surface.

Keywords: radiation-charged dielectric, low-temperature plasma, relaxation of electric charge, model of a flat capacitor

For citation. Valiullin V.V., Nadiradze A.B. Mathematical model of interaction of a low-temperature plasma of an electric propulsion thruster with the surface of a radiation-charged dielectric. *Thermal processes in engineering*, 2024, vol. 16, no. 4, pp. 151–161. (In Russ.). URL: <https://tptmai.ru/publications.php?ID=180941>

Введение

Радиационная зарядка диэлектриков под действием электронов средних и высоких энергий является одной из наиболее сложных и актуальных научных проблем. Ее актуальность обусловлена широким применением электронно-пучковых технологий и методов диагностики, созданием вакуумных высоковольтных приборов и устройств [1, 2]. Радиационная зарядка порождает хорошо известную проблему электризации космических аппаратов, которая долгое

время являлась одной из основных причин отказа большого количества высокоорбитальных спутников [3].

Радиационная зарядка представляет собой накопление в диэлектрике большого количества неравновесных зарядов. Такое состояние диэлектрика называют электретным [4]. Оно проявляется в том, что после прекращения облучения у поверхности диэлектрика фиксируется квазипостоянное электрическое поле. Неравновесные заряды (гомозаряд) в электрете нахо-

дятся на глубоких ловушках, поэтому время их удержания может быть сколь угодно большим. В зависимости от ситуации такое состояние может быть как полезным, так и вредным.

В настоящее время процессы радиационной зарядки диэлектриков изучены достаточно основательно. Разработаны многочисленные математические модели поверхностной и объемной радиационной электризации и релаксации инжектированного в диэлектрик заряда [5–7]. Относительно сложным для моделирования является диапазон энергий электронов от 1 до 100 кэВ, в котором надо учитывать множество самосогласованных процессов, например зависимость вторичной электронной эмиссии от напряженности электрического поля на поверхности или зависимость энергии первичных электронов от потенциала диэлектрика. В комбинированной модели поверхностного и объемного заряжения диэлектриков В.М. Зыкова и Д.А. Неймана данные процессы объяснены за счет рекомбинации электронов индуцированной проводимости с дырками, образованными после вторичной электронной эмиссии с поверхности диэлектрика [8]. В моделях Фитинга описаны глубина проникновения и рассеяние первичных электронов в диэлектрике, захвата тепловых носителей заряда на ловушках кристаллической решетки, рекомбинации неравновесных носителей заряда на противоположных по знаку зарядах, сидящих на ловушках, и высвобождения заряда из ловушек по механизму Пула – Френкеля [9, 10].

Большое влияние на кинетику накопления и релаксации заряда в диэлектриках оказывают процессы радиационно-индуцированной проводимости, которые связаны с генерацией носителей зарядов в диэлектрике при воздействии на него потоков высокоэнергетических частиц [11]. Для описания радиационно-индуцированной проводимости в настоящее время наиболее часто применяется полуэмпирическая модель Роуза – Фаулера – Вайсберга, основанная на теории многократного захвата [12, 13].

Одним из очевидных способов управления электретным состоянием диэлектрика является воздействие на него потоками низкотемпературной плазмы. Поскольку заряженный диэлектрик имеет достаточно высокий отрицательной потенциал, ионы плазмы вытягиваются электриче-

ским полем и бомбардируют диэлектрик. Эксперименты показывают, что появление плазмы вблизи заряженной поверхности диэлектрика приводит к исчезновению электрического поля (этот эффект широко применяется в электронной микроскопии диэлектрических материалов). Причиной исчезновения поля могут являться релаксация внедренного заряда или компенсация этого заряда ионами низкотемпературной плазмы.

Кроме этого, неизвестна возможность пробоя диэлектрика при появлении плазмы у его поверхности за счет увеличения внутренней напряженности электрического поля до критических значений (порядка 10^8 В/м).

Материалы и методы

Целями данной работы являлись разработка математической модели релаксации накопленного заряда в радиационно-заряженных диэлектриках, находящихся в окружении низкотемпературной плазмы и оценка вероятности возникновения пробоя в приповерхностном слое диэлектрика при появлении низкотемпературной плазмы.

Основными задачами работы являются:

- построение математической модели релаксации заряда, включающей в себя модель вытягивания ионов из плазмы электрическим полем заряженной поверхностью диэлектрика, модель процессов взаимодействия ионов с заряженной поверхностью диэлектрика и модель процессов транспорта носителей заряда в диэлектрике;
- разработка и верификация программы численного расчета процессов релаксации на основе созданной математической модели;
- проведение расчетов, анализ полученных результатов.

Построение математической модели релаксации в полной постановке представляет чрезвычайно сложную задачу, требующую рассмотрения множества взаимосогласованных процессов. В связи с этим в рамках данной работы было принято решение ограничиться наиболее простой моделью «плоского конденсатора», позволяющей получить общие представления о механизмах релаксации заряда и значимости протекающих при этом процессов. В данной модели заряды разделены в пространстве между двумя

обкладками конденсатора. Внешняя обкладка соответствует тонкому приповерхностному слою диэлектрика, толщиной в несколько атомных слоев, в котором сосредоточены положительные заряды (дырки, образованные при ионной бомбардировке). Внутренняя обкладка соответствует области залегания радиационно-внедренных электронов, которая находится на глубине, равной средней длине пробега электрона (десятки и сотни нанометров).

Взаимодействие плазмы с заряженной поверхностью диэлектрика рассматривалось в приближении плоского зонда Ленгмюра.

При построении модели процессов, протекающих в объеме диэлектрика, были использованы модели Фиттинга, а также модели электронно-электронной эмиссии из диэлектриков Твердохлебова и Тухфатуллина [9, 14]. Данная модель включает токи генерации зарядов, таких как образование вторичных электронов и дырок в объеме диэлектрика в процессе ионизации, первичных электронов в объеме диэлектрика в процессе их торможения в диэлектрике и вторичных дырок в приповерхностном слое диэлектрика при релаксации накопленного заряда низкотемпературной плазмой. Далее образованные заряды захватываются на ловушках диэлектрика, представляющих собой потенциальные ямы в области запрещенной зоны диэлектрика в местах дислокаций кристаллической решетки. Данный процесс в модели учитывается токами захвата зарядов на ловушках. Кроме этого, баланс токов включает токи рекомбинации противоположных по знаку носителей заряда между собой, ток высвобождения носителей заряда из ловушек по механизму Пула – Френкеля и ток электропроводности, обусловленный радиационно-наведенными электронно-дырочными парами в материале [15].

По данной упрощенной модели были проведены численные расчеты, позволившие определить динамику изменения концентрации зарядов на обкладках конденсатора, а также пиковые значения напряженности электрического поля в диэлектрике в момент появления плазмы у его поверхности. Вывод о возможности пробоя был сделан путем сравнения расчетных значений напряженности с пороговой напряженностью поля (с электрической прочностью) диэлектрика.

Результаты

Модель взаимодействия низкотемпературной плазмы с заряженной поверхностью диэлектрика

Заряженную поверхность диэлектрика, находящуюся в окружении низкотемпературной плазмы, можно рассмотреть с точки зрения теории плоского зонда Ленгмюра в изотермической плазме. При высоком отрицательном потенциале плоского зонда Ленгмюра, а именно такой плавающий потенциал набирает поверхность диэлектрика при радиационном зарядении, плотность ионного тока j_i на диэлектрик можно оценить, зная концентрацию ионов плазмы n_i и потенциал поверхности диэлектрика U_0 [16]. Согласно этой теории ток на площадку находим по следующим выражениям:

$$j_i = 1,47 \left(\frac{8\pi k T_i}{m_i} \right)^{1/2} \times n_i \frac{R_C^2}{S_p}, \quad (1)$$

где j_i – плотность ионного тока на зонд; T_i – температура ионной компоненты плазмы; m_i – масса иона; n_i – концентрации ионов квазинейтральной плазмы в окрестности зонда; S_p – площадь зонда; R_C – радиус собирающей поверхности зонда:

$$R_C = 0,803 (R_p \times U_0)^{3/7} D_p^{4/7}, \quad (2)$$

где R_p – радиус зонда, U_0 – электрический потенциал зонда, D_p – радиус Дебая зонда.

Зависимости (1) и (2) справедливы до тех пор, пока $R_C/R_p \gg 1$. По мере уменьшения U_0 характер зависимости $j_i(U_0)$ меняется. Однако, учитывая приближенный характер модели, эти изменения будем считать не существенными.

Энергия ионов, бомбардирующих поверхность диэлектрика, в первом приближении может быть принята равной eU_0 .

Процессы в приповерхностном слое диэлектрика при бомбардировке ускоренными ионами

При ионной бомбардировке твердого тела над и под поверхностью тела протекает множество процессов [17]. Однако в конечном итоге все эти процессы приводят к образованию в тонком приповерхностном слое (масштаба 1–10 атомных слоев) множества дырок, локализован-

ных на глубоких ловушках в запрещенной зоне диэлектрика. Плотность тока генерации дырок определяется соотношением:

$$j_{SH} = j_i \times (1 + \gamma_p + \gamma_k), \quad (3)$$

где j_{SH} – плотность тока генерации дырок; γ_p , γ_k – коэффициенты потенциальной и кинетической ионно-электронной эмиссии соответственно.

Коэффициент потенциальной ионно-электронной эмиссии зависит от физических свойств ионов и материала диэлектрика:

$$\gamma_p \approx K_p \times (I_i - 2\phi), \quad (4)$$

где K_p – коэффициент пропорциональности, I_i – потенциал ионизации ионов, выпадающих на поверхность диэлектрика, ϕ – работа выхода электронов из диэлектрика.

Коэффициент кинетической ионно-электронной эмиссии пропорционален энергии выпадающих на диэлектрик ионов в области энергий $1,5 < E_0 < 10$ кэВ:

$$\gamma_k = a \times (E_0 - E_{th}), \quad (5)$$

где a – постоянный коэффициент, E_0 – энергия выпадающих на диэлектрик ионов, E_{th} – пороговая энергия, $E_0 \geq E_{th}$.

Из формулы (3) следует, что при любой энергии ионов, то есть при любом потенциале поверхности, за счет процессов вторичной эмиссии количество дырок, образующихся в диэлектрике, превышает количество выпавших на поверхность ионов.

Модель релаксации внедренного заряда

Баланс токов для каждой обкладки конденсатора определим как сумму всех токов (рис. 1):

$$\begin{cases} j_A = j_{SH} + j_{CA} - j_{PFA} - j_{ECA} - j_{HEA} \\ j_B = j_{CB} - j_{PFB} - j_{ECB} - j_{EHB} \end{cases}, \quad (6)$$

где j_A , j_B – суммарные плотности тока на внешнюю и внутреннюю обкладки конденсатора, соответственно, j_{SH} – плотность тока генерации дырок, j_{CA} , j_{CB} – плотности тока захвата дырок и электронов на ловушки соответственно, j_{PFA} , j_{PFB} – плотности тока высвобождения

дырок и электронов из ловушек по механизму модели Пула – Френкеля соответственно, j_{ECA} , j_{ECB} – плотности тока проводимости для дырок и электронов соответственно, j_{HEA} , j_{EHB} – плотности тока рекомбинации дырок на электронах и электронов на дырках, захваченных на ловушках, соответственно.

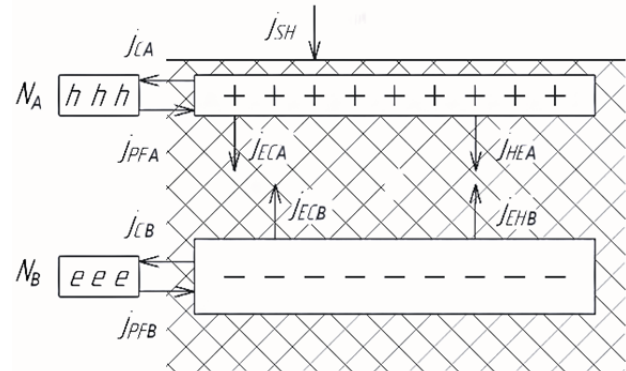


Рис. 1. Схема баланса токов по модели плоского конденсатора: N_A , N_B – концентрации дырок и электронов, локализованных на ловушках на внешней и внутренней обкладках соответственно (составлено авторами)

Ток рекомбинации дырок на электронах или электронов на дырках определим из процесса убывания концентрации экситонов – электронов, захваченных дырками [19]:

$$j_{HEA} = j_{EHB} = e\delta \frac{dN_{eh}}{dt}, \quad (7)$$

где δ – расстояние дрейфа дырок и электронов до противоположных по заряду обкладок конденсатора, $\frac{dN_{eh}}{dt}$ – скорость изменения концентрации экситонов.

Концентрацию экситонов определим как сумму процессов захвата электронов дырками (генерация экситонов) и рекомбинации этих зарядов между собой:

$$\frac{dN_{eh}}{dt} = \left(\frac{\partial N_{eh}}{\partial t} \right)_{gen} + \left(\frac{\partial N_{eh}}{\partial t} \right)_{HEA, EHB}, \quad (8)$$

где $\left(\frac{\partial N_{eh}}{\partial t} \right)_{gen}$ – скорость генерация экситонов;

$\left(\frac{\partial N_{eh}}{\partial t} \right)_{HEA, EHB}$ – скорость рекомбинации зарядов экситона между собой.

$$\left(\frac{\partial N_{eh}}{\partial t}\right)_{gen} = a N_{A,B} N_{AE,BH}, \quad (9)$$

где a – константа скорости захвата электрона дыркой в экситонную частицу [$\text{м}^3/\text{с}$] ($a \approx 10^{-13} - 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$), N_A , N_B – концентрации дырок и электронов на внешней и внутренней обкладках конденсатора соответственно, N_{AE} , N_{BH} – концентрации электронов и дырок, высвобожденных из ловушек по механизму модели Пула – Френкеля и перемещенных за счет проводимости в приповерхностный слой дырок и в слой залегания электронов соответственно.

$$\left(\frac{\partial N_{eh}}{\partial t}\right)_{HE_A, EH_B} = -\frac{N_{eh A,B}}{\tau_{eh}}, \quad (10)$$

где $N_{eh A,B}$ – концентрации экситонов в приповерхностном слое дырок A и слое залегания электронов B в глубине диэлектрика, τ_{eh} – время рекомбинации экситона ($\tau_{eh} \approx 10^{-8} \text{ с}$ для NaCl при 300 K) [14].

Плотность тока высвобождения носителей заряда из ловушек за счет электрического поля определяется энергетической высотой потенциального барьера ловушек и концентрацией заполненных ловушек [14]:

$$\begin{cases} j_{PH A} = e\delta \left(\frac{\partial N_A}{\partial t}\right)_{PF} = e\delta v N_A \exp\left(-\frac{Q - \Delta Q}{kT_{diel}}\right) \\ j_{PH B} = e\delta \left(\frac{\partial N_B}{\partial t}\right)_{PF} = e\delta v N_B \exp\left(-\frac{Q - \Delta Q}{kT_{diel}}\right) \end{cases}, \quad (11)$$

где $\left(\frac{\partial N_A}{\partial t}\right)_{PF}$, $\left(\frac{\partial N_B}{\partial t}\right)_{PF}$ – скорости высвобождения дырок и электронов из ловушек по механизму модели Пула – Френкеля соответственно; $\nu(F)$ – частотный фактор, равен частоте колебания электрона, $\nu \approx 10^{15} [1/\text{с}]$; Q – энергия ионизации носителя заряда из ловушки; ΔQ – величина снижения высоты энергетического барьера за счет напряженности поля; T_{diel} – температура диэлектрика.

Энергетическая высота барьера ловушки уменьшается на величину ΔQ – величину снижения высоты барьера за счет напряженности электрического поля:

$$\Delta Q = 2\sqrt{e^3 F_{int} / 4\pi\epsilon\epsilon_0}, \quad (12)$$

где F_{int} – напряженность поля в конденсаторе; ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость материала.

Плотность тока проводимости носителей заряда найдем из плотности тока высвобождения носителей заряда из ловушек и вероятности ослабления плотности тока за счет свободных ловушек:

$$\begin{cases} j_{ECA} = j_{PHA} \exp\left(-\frac{\delta}{\lambda_{CA}}\right) \\ j_{ECB} = j_{PHB} \exp\left(-\frac{\delta}{\lambda_{CB}}\right) \end{cases}, \quad (13)$$

где δ – расстояние прохождения носителей заряда в диэлектрике; λ_{CA} – длина свободного пробега дырки из приповерхностного слоя дырок в сторону области залегания электронов в глубине диэлектрика; λ_{CB} – длина свободного пробега электрона из области залегания электронов в глубине диэлектрика в сторону приповерхностного слоя дырок.

$$\begin{cases} \lambda_{CA} = \lambda_{CA0} \left(\frac{N_N}{N_N - N_A}\right) \exp(\beta_H F_{int}) \\ \lambda_{CB} = \lambda_{CB0} \left(\frac{N_N}{N_N - N_B}\right) \exp(\beta_E F_{int}) \end{cases}, \quad (14)$$

где λ_{CA0} , λ_{CB0} – длины свободного пробега дырок и электронов в отсутствие напряженности электрического поля, соответственно; N_N – концентрация ловушек; β_H , β_E – параметры ослабления напряженности электрического поля для дырок и электронов соответственно; F_{int} – напряженность поля между обкладками конденсатора;

Длину свободного пробега дырок и электронов в отсутствие напряженности электрического поля оценим как кубический корень обратной величины концентрации ловушек в диэлектрике:

$$\lambda_{CA0} = \lambda_{CB0} = \sqrt[3]{\frac{1}{N_N}}. \quad (15)$$

Плотность захвата зарядов на ловушки определим из плотности тока высвобождения носителей заряда из ловушек и вероятности захвата носителей на свободных ловушках:

$$\begin{cases} j_{CH} = j_{PHA} \exp\left(1 - \frac{\delta}{\lambda_{CA}}\right) \\ j_{CE} = j_{PHB} \exp\left(1 - \frac{\delta}{\lambda_{CB}}\right) \end{cases} \quad (16)$$

Поверхностные плотности заряда на обкладках конденсатора определим из баланса токов:

$$\begin{cases} \frac{\partial N_A}{\partial t} e\delta = j_A \\ \frac{\partial N_B}{\partial t} e\delta = j_B \end{cases}, \quad (17)$$

$$\begin{cases} N_A = \int_0^t \frac{\partial N_A}{\partial t} dt \\ N_B = \int_0^t \frac{\partial N_B}{\partial t} dt \end{cases}, \quad (18)$$

$$\begin{cases} \sigma_A = e\delta N_A \\ \sigma_B = e\delta N_B \end{cases}, \quad (19)$$

где σ_A , σ_B – поверхностные плотности заряда на внешней и внутренней обкладках конденсатора, соответственно.

Напряженность электрического поля в конденсаторе находится как сумма плотностей заряда обкладок, сниженная на относительную диэлектрическую проницаемость материала:

$$F_{int} = \frac{-\sigma_A - \sigma_B}{2\epsilon\epsilon_0}, \quad (20)$$

где F_{int} – внутренняя напряженность поля в конденсаторе.

Напряженность электрического поля на поверхности диэлектрика находится как разность плотностей заряда обкладок:

$$F_{surf} = \frac{\sigma_A - \sigma_B}{2\epsilon_0}, \quad (21)$$

где F_{surf} – напряженность поля на поверхности диэлектрика.

По величинам внешней напряженности поля и радиуса собирающей поверхности определим электрический потенциал диэлектрика:

$$U_0 = F_{surf} R_C. \quad (22)$$

Соотношение (15) справедливо в том случае, если распределение концентраций ловушек по

глубине диэлектрика равномерно и каждая тепловая дырка и электрон локализируются на ловушке с одинаковой вероятностью.

Результаты численного расчета

По рассмотренной выше модели были проведены расчеты релаксации заряда, накопленного в диоксиде кремния при начальном потенциале поверхности -10 кВ и концентрации низкотемпературной плазмы $1,0 \times 10^{13} \text{ м}^{-3}$. В расчете принято, что начальная концентрация ловушек $N_N = 1,7 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, энергетический уровень ловушек (высота барьера) $Q = 0,5$ эВ.

Результаты расчета концентраций зарядов, потенциала поверхности, плотностей тока и напряженностей электрического поля между обкладками конденсатора и на поверхности диэлектрика приведены на рис. 2 и 3.

Результаты расчета показали отсутствие заметного повышения напряженности электрического поля F_{int} между заряженными слоями обкладок конденсатора (рис. 3, а) в процессе релаксации внедренного заряда ионами низкотемпературной плазмы. В первые 10 мкс напряженность поля увеличивается до значений 80 кВ/м, что на четыре порядка меньше пробойной напряженности поля диэлектрика. Затем по мере релаксации внедренного заряда происходит уменьшение напряженности поля вслед за поверхностной величиной поля диэлектрика F_{surf} . Концентрация зарядов в приповерхностном слое диэлектрика N_A (рис. 2, а) за 10 мкс доходит до значений $1,0 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и далее снижается, как и концентрация зарядов в области залегания электронов N_B , в глубине диэлектрика, начальная концентрация зарядов которой уменьшается со значений $1,6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Плотность полного тока на приповерхностный слой j_A (рис. 2, б) снижается за время меньше 10 мкс, так как уменьшается поток ионов на поверхность диэлектрика по причине снижения потенциала поверхности U_0 . Плотность тока на внутреннюю обкладку конденсатора j_B незначительно повышается. Потенциал поверхности диэлектрика U_0 (рис. 3, б) уменьшается с -10 кВ практически до нулевого значения за время около 50 мкс. При этом полной рекомбинации зарядов не происходит, и между обкладками конденсатора сохраняется высокая напряженность поля.

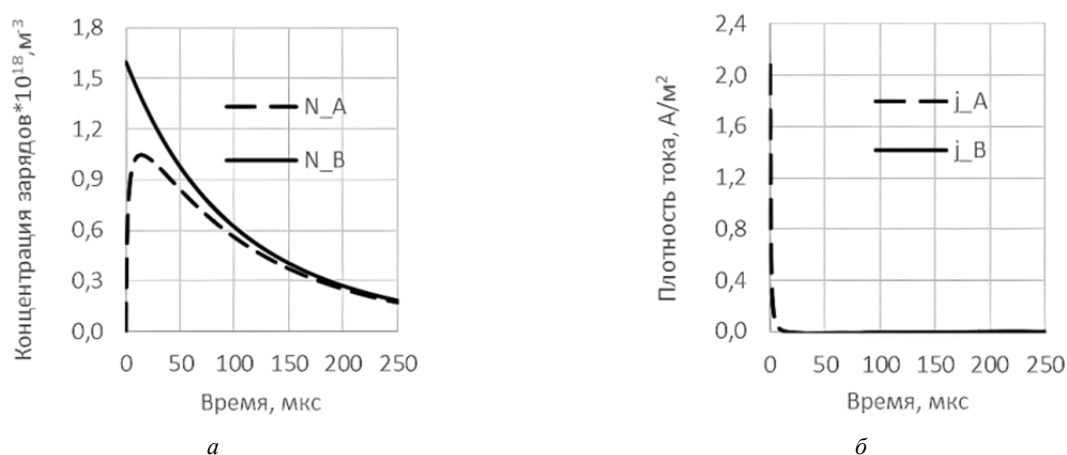


Рис. 2. Результаты расчета: а – изменения концентраций зарядов N_B и N_A ; б – изменения плотностей тока j_A и j_B . (Составлено авторами)

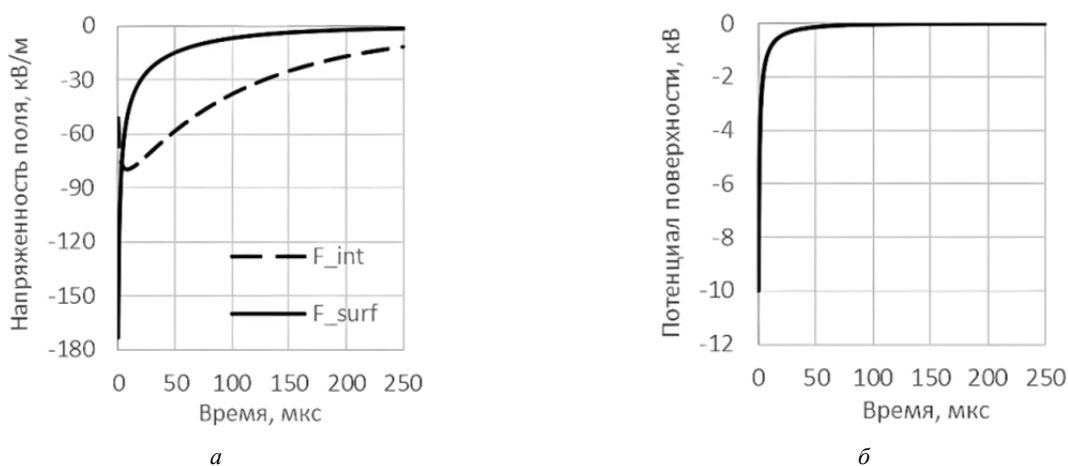


Рис. 3. Результаты расчета: а – изменения напряженностей электрического поля в конденсаторе F_{int} и на поверхности диэлектрика F_{surf} ; б – изменение электрического потенциала поверхности диэлектрика. (Составлено авторами)

Обсуждение

Как и предполагалось, результаты расчета по предложенной модели показали увеличение напряженности электрического поля между обкладками конденсатора в момент появления плазмы. Однако максимальное значение напряженности поля оказалось равным 80 kV/m , что меньше пробойной напряженности поля диэлектрика на четыре порядка (для диоксида кремния $E \approx 800 - 1000 \text{ MV/m}$). Следовательно, можно утверждать, что при появлении плазмы над радиационно-заряженным диэлектриком электрического пробоя происходить не будет. Однако нельзя исключать механизмы пробоя, рассмотренные в работе [18].

Сразу после появления плазмы напряженность электрического поля в объеме диэлек-

трика снижается, но остается в несколько раз больше напряженности поля на поверхности. Таким образом, напряженность электрического поля в объеме действительно сохраняется даже после того, как потенциал поверхности снизился почти до нулевого значения. Это означает, что «мгновенной» релаксации внедренных зарядов не происходит. Заряд в глубине диэлектрика может сохраняться длительное время, пока он не продиффундирует к поверхности и не прореагирует с локализованными там дырками. Этот вывод принципиально отличается от результатов работы [19], в которой говорится, что накопленный диэлектриком заряд релаксирует сразу же при появлении плазмы. Сохранение зарядов в диэлектрике после воздействия плазмы может приводить к тому, что при повторной его зарядке кинетика накопления заряда диэлек-

триком может существенно отличаться от той, которая была реализована до его зарядки. Похожие эффекты наблюдались, например, в работе [20].

Заключение

В данной работе представлена упрощенная математическая модель взаимодействия низкотемпературной плазмы электроракетного двигателя с поверхностью радиационно-заряженного диэлектрика. Расчеты, проведенные по данной модели, позволяют сделать два важных вывода.

1. При появлении плазмы над радиационно-заряженным диэлектриком электрического пробоя диэлектрика не происходит.

2. Ионы плазмы создают у поверхности диэлектрика слой дырок, которые компенсируют накопленный в диэлектрике отрицательный заряд, однако рекомбинации зарядов не происходит. Потенциал поверхности уменьшается при этом до нуля, а напряженность поля внутри диэлектрика сохраняется еще длительное время.

Практическая значимость данной работы состоит в описании механизмов релаксации накопленного заряда в диэлектрических материалах под действием низкотемпературной плазмы, что позволит разработать эффективные методы защиты космических аппаратов от явлений электризации. Дальнейшими шагами научных разработок являются экспериментальное подтверждение обнаруженных эффектов и верификация расчетных данных.

Список источников

1. **Al-Oqla F.M., Sapuan S.M., Anwer T.** et al. Natural fiber reinforced conductive polymer composites as functional materials: A review // *Synthetic Metals*. 2015. Vol. 206. P. 42–54. DOI: 10.1016/j.synthmet.2015.04.014
2. **Rafique I., Kausar A., Anwar Z.** et al. Exploration of Epoxy Resins, Hardening Systems and Epoxy/Carbon Nanotube Composite Designed for High Performance Materials: A Review // *Polymer-Plastics Technology and Engineering*. 2016. Vol. 55. No. 3. P. 312–333. DOI: 10.1080/03602559.2015.1070874
3. **Gubby R., Evans J.** Space environment effects and satellite design // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2002. Vol. 64. No. 16. P. 1723–1733. DOI: 10.1016/S1364-6826(02)00122-0
4. **Лимаренко Н.А., Мочалова Е.Н., Галиханов М.Ф.** и др. Исследование диэлектрических свойств электретов на основе эпоксидных полимеров // *Вестник Казанского технологического университета*. 2013. Т. 16. № 2. С. 126–128.
5. **Барыбин А.А., Шаповалов В.И.** Релаксация заряда в проводящих диэлектрических пленках с мелкими и глубокими ловушками // *Физика твердого тела*. 2008. Т. 50. № 5. С. 781–793.
6. **Новиков Л.С.** Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой. Москва: Университетская книга, 2006. 120 с.
7. **Новиков Л.С.** Радиационное воздействие на материалы космических аппаратов. Москва: Университетская книга, 2010. 192 с.
8. **Зыков В.М., Нейман Д.А.** Комбинированная модель поверхностного и объемного заряжения диэлектрической мишени электронами с энергией 10–30 кэВ // *Известия высших учебных заведений. Физика*. 2017. Т. 60. № 12. С. 135–141.
9. **Fitting H.-J., Touzin M.** Secondary electron emission and self-consistent charge transport in semi-insulating samples // *Journal of Applied Physics*. 2011. Vol. 110. No. 4. Article number 044111. DOI: 10.1063/1.3608151
10. **Touzin M., Goeuriot D., Guerret-Piecourt C.** et al. Electron beam charging of insulators: A self-consistent flight-drift model // *Journal of Applied Physics*. 2006. Vol. 99. No. 11. Article number 114110. DOI: 10.1063/1.2201851
11. **Paulmier T., Dirassen B., Payan D.** et al. Analysis of Charge Transport and Ionization Effect in Space-Used Polymers Under High-Energy Electron Irradiation // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2017. Vol. 45. No. 8. P. 1933–1937. DOI: 10.1109/TPS.2017.2681180
12. **Тютнев А.П., Ихсанов Р.Ш., Саенко В.С.** и др. Теоретический анализ модели Роуза – Фаулера – Вайсберга // *Высокомолекулярные соединения. Серия А*, 2006. Т. 48. № 11. С. 2015–2022. DOI: 10.1134/S0965545X06110101
13. **Tyutnev A. P., Saenko V.S., Zhadov A.D.** et al. Time-Resolved Radiation-Induced Conductivity of Polyimide and Its Description Using the Multiple Trapping Formalism // *Polymers*. 2019. Vol. 11. No. 12. P. 2061. DOI: 10.3390/polym11122061
14. **Твердохлебов С.И., Тухфатуллин Т.А.** Критическая (взрывная) электронная эмиссия из диэлектриков, индуцированная инъекцией плотного пучка электронов // *Известия Томского политехнического университета*. 2000. Т. 300. № 3. С. 32–50.
15. XLVIII Международная молодежная научная конференция «Гагаринские чтения»: сборник тезисов докладов. Москва: Издательство «Перо», 2022. 834 с.
16. **Козлов О.В.** Электрический зонд в плазме. Москва: Атомиздат, 1969. 293 с.
17. **Курочка А.С., Сергиенко А.А., Курочка С.П.** Исследование ионно-электронной эмиссии в процессе

реактивного ионно-лучевого травления диэлектрических тонкопленочных гетероструктур // Известия высших учебных заведений: материалы электронной техники. 2015. Т. 18. № 3. С. 195–200. DOI: 10.17073/1609-3577-2015-3-195-200

18. **Хасаншин Р.Х., Новиков Л.С., Коровин С.Б.** Влияние давления остаточной атмосферы на развитие электростатических разрядов на поверхности защитных стекол солнечной батареи // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2016. № 10. С. 14–24. DOI: 10.7868/S0207352816100103
 19. **Шапошников В.В., Чиров А.А.** Условия нейтрализации электростатического заряда диэлектрических поверхностей потоками холодной плазмы // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2004. № 8. С. 80–82.
 20. **Zykova E.Yu., Rau E.I., Tatarintsev A.A.** et al. Change in charging state of insulators irradiated by charged particles of low and medium energy // XXV International Conference Ion-Surface Interactions «ISI 2021». Vol. 1 (23–27 August 2021, Moscow). Moscow: МЕРPhI, 2021. P. 183–186.
- References**
1. **Al-Oqla F.M., Sapuan S.M., Anwer T.** et al. Natural fiber reinforced conductive polymer composites as functional materials: A review. *Synthetic Metals*, 2015, vol. 206, pp. 42–54. DOI: 10.1016/j.synthmet.2015.04.014
 2. **Rafique I., Kausar A., Anwar Z.** et al. Exploration of Epoxy Resins, Hardening Systems and Epoxy/Carbon Nanotube Composite Designed for High Performance Materials: A Review. *Polymer-Plastics Technology and Engineering*, 2016, vol. 55, no. 3, pp. 312–333. DOI: 10.1080/03602559.2015.1070874
 3. **Gubby R., Evans J.** Space environment effects and satellite design. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2002, vol. 64, no. 16, pp. 1723–1733. DOI: 10.1016/S1364-6826(02)00122-0
 4. **Limarenko N.A., Mochalova E.N., Galikhanov M.F.** et al. Issledovanie dielektricheskikh svoystv elektretov na osnove epoksidnykh polimerov [Investigation of Dielectric Properties of Electret Based on Epoxy Polymers]. *Herald of Technological University*, 2013, vol. 16, no. 2, pp. 126–128. (In Russ.).
 5. **Barybin A.A., Shapovalov V.I.** Charge Relaxation in Conducting Dielectric Films with Shallow and Deep Traps. *Physics of the Solid State*, 2008, vol. 50, no. 5, pp. 781–793. (In Russ.).
 6. **Novikov L.S.** Vzaimodeistvie kosmicheskikh apparatov s okruzhayushchei plazmoi [Interaction of Spacecraft with the Surrounding Plasma]. Moscow: Universitetskaya kniga, 2006, 120 p. (In Russ.).
 7. **Novikov L.S.** Radiatsionnoe vozdeistvie na materialy kosmicheskikh apparatov [Radiation effects on spacecraft materials. A study guide]. Moscow: Universitetskaya kniga, 2010, 192 p. (In Russ.).
 8. **Zykov V.M., Neiman D.A.** Kombinirovannaya model' poverkhnostnogo i ob'emnogo zaryazheniya dielektricheskoi misheni elektronami s energiei 10–30 keV. [Combined Model of Surface and Volumetric Charging Dielectric Target with Electrons with an Energy of 10–30 keV]. *Russian Physics Journal*, 2017, vol. 60, no. 12, pp. 135–141. (In Russ.).
 9. **Fitting H.-J., Touzin M.** Secondary Electron Emission and Self-Consistent Charge Transport in Semi-Insulating Samples. *Journal of Applied Physics*, 2011, vol. 110, no. 4, p. 044111. DOI: 10.1063/1.3608151
 10. **Touzin M., Goerriot D., Guerret-Piecourt C.** et al. Electron beam charging of insulators: A self-consistent flight-drift model. *Journal of Applied Physics*, 2006, vol. 99, no. 11, p. 114110. DOI: 10.1063/1.2201851
 11. **Paulmier T., Dirassen B., Payan D.** et al. Analysis of Charge Transport and Ionization Effect in Space-Used Polymers Under High-Energy Electron Irradiation. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2017, vol. 45, no. 8, pp. 1933–1937. DOI: 10.1109/TPS.2017.2681180
 12. **Tyutnev A.P., Ikhsanov R.Sh., Saenko V.S.** et al. Theoretical Analysis of the Rose-Fowler-Vaisberg Model. *Polymer Science. Series A*, 2006, vol. 48, no. 11, pp. 1196–1201. DOI: 10.1134/S0965545X06110101
 13. **Tyutnev A.P., Saenko V.S., Zhadov A.D.** et al. Time-Resolved Radiation-Induced Conductivity of Polyimide and Its Description Using the Multiple Trapping Formalism. *Polymers*, 2019, vol. 11, no. 12, p. 2061. DOI: 10.3390/polym11122061
 14. **Tverdokhlebov S.I., Tukhfatullin T.A.** Kriticheskaya (vzryvnaya) elektronnaya emissiya iz dielektrikov, indutsirovannaya inzhektsiei plotnogo puchka elektronov. [Critical (Explosive) Electron Emission from Dielectrics Induced by Injection of a Dense Electron Beam]. *Bulletin of the Tomsk Polytechnic University*, 2000, vol. 300, no. 3, pp. 32–50. (In Russ.).
 15. XLVIII Gagarin Science Conference. Moscow: Izdatel'stvo "Pero", 2022, 834 p. (In Russ.).
 16. **Kozlov O.V.** Elektricheskiy zond v plazme [An electric probe in plasma]. Moscow: Atomizdat, 1969, 293 p. (In Russ.).
 17. **Kurochka A.S., Sergienko A.A., Kurochka S.P.** Investigation of Ion-Electron Emission in the Process of Reactive Ion-Beam Etching of Dielectric Thin Film Heterostructures. *Materials of Electronics Engineering*, 2015, vol. 18, no. 3, pp. 195–200. (In Russ.). DOI: 10.17073/1609-3577-2015-3-195-200
 18. **Khasanshin R.H., Novikov L.S., Korovin S.B.** Effect of Residual Atmosphere Pressure on Behavior of Electrostatic Discharges on Surfaces of Solar Array Protective Glasses. *Journal of Surface Investigation: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 2016, no. 10, pp. 14–24. (In Russ.). DOI: 10.7868/S0207352816100103

19. **Shaposhnikov V.V., Chirov A.A.** Conditions of Dielectric Surface Electrostatic Charge Neutralization by Cold Plasma Flows. *Journal of Surface Investigation: X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 2004, no. 8, pp. 80–82. (In Russ.).
20. **Zykova E.Yu., Rau E.I., Tatarintsev A.A.** et al. Change in charging state of insulators irradiated by charged particles of low and medium energy. *XXV International Conference Ion-Surface Interactions «ISI 2021»* (23–27 August, 2021, Moscow). Vol. 1 Moscow: MEFhI, 2021, pp. 183–186.

Статья поступила в редакцию 01.02.2024; одобрена после рецензирования 17.03.2024; принята к публикации 25.04.2024.

The article was submitted on 01.02.2024; approved after reviewing on 17.03.2024; accepted for publication on 25.04.2024.