

Анализ механизмов зарядки диэлектрических мишеней под воздействием электронного облучения

**Е. Н. Евстафьева, Э. И. Рау, В. Н. Милеев, Л. С. Новиков,
С. А. Дицман, Р. А. Сеннов**

Экспериментально и теоретически исследованы кинетика зарядки диэлектрических мишеней при их облучении электронами с энергией 2 – 30 кэВ. Получены зависимости величин равновесных поверхностных потенциалов и соответствующих им энергий первичных электронов от времени облучения при разных плотностях тока. Показано, что значения указанных равновесных параметров, а также характерные времена зарядки существенно отличаются от значений, рассчитанных по общепринятой модели зарядки, основанной на представлениях об эмиссии электронов из незаряженного диэлектрика. Полученные экспериментальные данные теоретически обоснованы.

Ключевые слова: электронный пучок, зарядка, диэлектрик, потенциал, вторичная эмиссия.

Results of experimental and theoretical studies of kinetics of the dielectric targets charging during their irradiation by electrons with the energy 2 – 30 keV are given. Dependences of the equilibrium surface potentials values and energies of electrons falling in the target surface from the exposure time were obtained for various current densities. It is shown that values of the specified equilibrium parameters and characteristic charging times essentially differ from the values calculated in terms of standard charging model of electron emission from non-charged dielectric. The obtained experimental data are proved theoretically.

Keywords: electron beam, charging, dielectric, potential, secondary emission.

Введение

Вторично-электронную эмиссию из диэлектрических мишеней и сопутствующий ей эффект зарядки под воздействием электронного облучения изучают в течение многих лет [1, 2], однако ряд аспектов этого сложного явления все еще не до конца понятен и требует дальнейшего исследования [3]. Изучение физических механизмов зарядки диэлектриков имеет не только научное, но и большое практическое значение, например, для развития аналитических электронно-зондовых методов исследований, электронной литографии, космической техники.

Вторичная эмиссия электронов играет весьма важную роль в процессах электризации космических аппаратов (КА), то есть образования на них электрического заряда в результате взаимодействия с магнитосферной плазмой и другими компонентами космической среды [5]. Характеристики вторичной

электронной эмиссии материалов поверхности КА, преимущественно диэлектрических, в значительной степени определяют величины возникающих на КА потенциалов и электрических полей в окружающем пространстве. При этом весьма важными являются вопросы влияния процесса заряжения диэлектриков на механизмы и характеристики вторичной электронной эмиссии.

Ранее в большинстве случаев использовали простую модель зарядки диэлектриков, основанную на зависимости полного коэффициента вторичной эмиссии σ от энергии первичных электронов E_0 , согласно которой мишень заряжается отрицательно при $\sigma < 1$, в интервале энергий $E_0 > E_{2C}$, где E_{2C} — энергия электронов, соответствующая точке второго кроссовера ($\sigma = 1$) на зависимости σ от E_0 [1, 2]. Однако в последние годы было установлено, что реальная картина явления зарядки диэлектриков более сложная. Было предложено несколько усложненных

моделей процессов зарядки диэлектриков электронами средних энергий (1 – 50 кэВ). Наиболее известная из них — модель образования двойного слоя зарядов [3 – 6]. Согласно этой модели при уходе вторичных электронов из мишени вблизи ее поверхности образуется тонкий слой положительного заряда Q_+ толщиной $s \sim 3\lambda$, где λ — средняя длина свободного пробега вторичных электронов в мишени (для типичных диэлектриков $s = 10 - 20$ нм).

В то же время основная часть первичных термализованных электронов захватывается на ловушки в диэлектрике, формируя слой подповерхностного отрицательного заряда Q_- толщиной R_0 , равной приблизительно длине пробега первичных электронов (для рассматриваемых значений энергии падающих электронов $R_0 = 0,5 - 5$ мкм). Но в указанных работах [3 – 6] нет ответа на ряд важных вопросов, касающихся определения истинного значения энергии E_{2C} для заряженного диэлектрика и характерных времен зарядки, а некоторые положения развиваемых теорий не согласуются с экспериментальными данными, полученными в работах [9 – 11].

Результаты исследований, изложенные в настоящей работе, позволяют ответить на ряд имеющихся вопросов, в частности, объяснить причину значительного снижения величины энергии E_{2C} при зарядке диэлектрика, а также обосновать увеличение времени процесса зарядки по сравнению с оценками, проводимыми по прежним моделям. Экспериментальные данные, представленные в работе, обоснованы результатами теоретического анализа процессов накопления заряда в диэлектрической мишени с учетом возникающих внутренних и внешних электрических полей.

Методика и результаты экспериментов

Экспериментальные исследования проводили на растровом электронном микроскопе при энергиях электронов $E_0 = 2 - 30$ кэВ и токе электронного пучка $I_0 = 0,01 - 2$ нА на площади ~ 100 мкм². Микроскоп позволял как заряжать изучаемую диэлектрическую мишень пучком электронов, так и проводить измерения параметров процесса зарядки: поверхностного потенциала V_S , аккумулируемого заряда Q , равновесной энергии первичных электронов E_{2S} , то есть энергии второго кроссовера для заряженного диэлектрика, а также временных характеристик протекающих процессов. Измерения проводили по методике, изложенной в работах [9 – 11]. В качестве мишеней использовали образцы поликристаллического оксида алюминия, стекла, лавсана и других

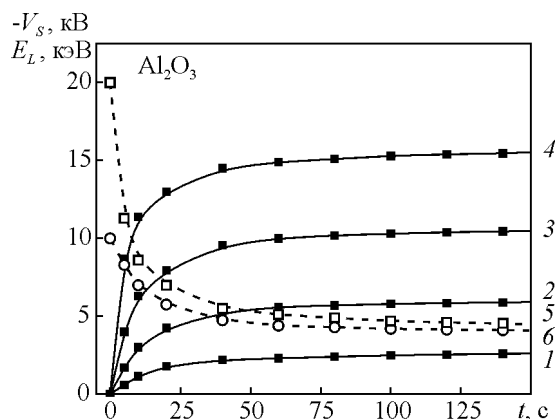


Рис. 1. Временные характеристики потенциала зарядки поликристалла Al_2O_3 : 1 — $E_0 = 20$ кэВ, $\tau_{эфф} = 32$ с, 2 — $E_0 = 15$ кэВ, $\tau_{эфф} = 32$ с, 3 — $E_0 = 10$ кэВ, $\tau_{эфф} = 60$ с, 4 — $E_0 = 5$ кэВ, $\tau_{эфф} = 180$ с, и фактической энергии облучающих электронов (кривые 5, 6).

диэлектриков в виде пластин размером 10×10 мм и толщиной 1 – 2 мм и пленок толщиной 20 – 30 мкм.

Полученные экспериментально зависимости отрицательного потенциала $-V_S$ поверхности Al_2O_3 от времени облучения t при плотности тока электронного пучка $j_0 = 10^{-5}$ А·см⁻² и разных значениях E_0 представлены на рис. 1. Там же приведены временные зависимости текущей энергии бомбардирующих электронов E_L , которая уменьшается от исходного значения E_0 до равновесного значения $E_{LS} = E_0 - eV_S$, где V_S — установившееся равновесное значение потенциала поверхности.

При аппроксимации экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 1, с помощью выражения:

$$V_S(t) = V_{SS} \left[1 - \exp(-t / \tau_{эфф}) \right], \quad (1)$$

были определены постоянные времени зарядки $\tau_{эфф}$.

Для энергий $E_0 = 5, 10, 15, 20$ кэВ получены значения $\tau_{эфф} = 180, 60, 32, 28$ с, соответственно.

Обращают на себя внимание две закономерности, характерные и для других исследованных диэлектриков. Во-первых, эффективные времена зарядки $\tau_{эфф}$ обратно пропорциональны энергии электронов E_0 . Во-вторых — равновесное значение энергии падающих электронов E_{LS} не приходит к одной общей величине E_{2S} , а для более высоких энергий E_0 соответствующие значения E_{LS} , как правило, возрастают. Это можно объяснить возникновением омических токов утечки I_L и радиационно-стимулированных токов I_{RIC} , которые протекают между противоположно заряженными слоями и тем самым уменьшают значение установившегося потен-

циала V_{SS} и соответственно увеличивают значение E_{LS} [12, 13]. Так, например, как было установлено в [9], для поликристаллической мишени Al_2O_3 значение $E_{2S} = 2,1$ кэВ, а из приводимых на рис. 1 кривых 5 и 6 следует, что измеренные при двух энергиях E_0 — 10 и 20 кэВ значения E_{LS} равны 4,1 и 4,55 кэВ, соответственно, что существенно больше величины E_{2S} .

В приближении плоского конденсатора потенциал V_S можно оценить с помощью соотношения [3]:

$$V_S = \frac{Q_0(\sigma - 1)h}{\epsilon_0\epsilon_r a^2} - \frac{\sigma Q_0\lambda + Q_0 R_0}{2\epsilon_0\epsilon_r a^2}, \quad (2)$$

где a^2 — площадь облучаемой области образца, h — его толщина, Q_0 — полный заряд входящего потока электронов, ϵ_0 и ϵ_r — диэлектрические постоянные вакуума и материала мишени, соответственно. Здесь

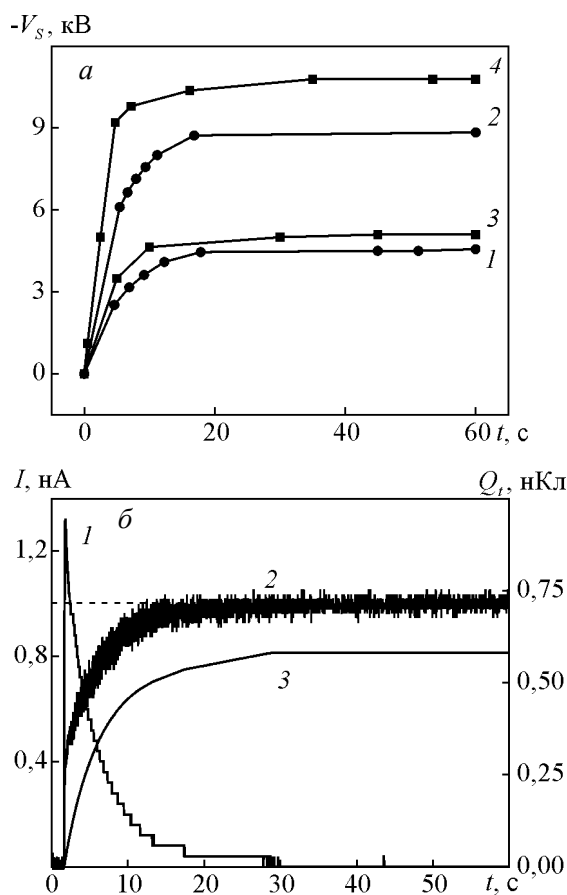


Рис. 2. *a* — Временные характеристики потенциала зарядки стекла: 1 — $E_0 = 8$ кэВ, 2 — $E_0 = 12$ кэВ, $j_0 = 0,25 \cdot 10^{-5}$ А·см $^{-2}$; и лавсана: 3 — $E_0 = 6$ кэВ, $j_0 = 10^{-5}$ А·см $^{-2}$, 4 — $E_0 = 12$ кэВ, $j_0 = 10^{-5}$ А·см $^{-2}$. *б* — временные характеристики зарядного тока смещения I_d (1) и тока эмиссии электронов I_e (3) для лавсановой пленки при $E_0 = 6$ кэВ, $j_0 = 10^{-5}$ А·см $^{-2}$; 2 — зависимость полного накопленного заряда.

первое слагаемое описывает отрицательную зарядку мишени за короткое время t_1 до потенциала $V_{S1} = (E_0 - E_{2C})/e$, а второе — образование двойного электрического слоя, приводящее к изменению потенциала на величину $V_{S2} = (E_{2C} - E_{2S})/e$ за более длительное время t_2 .

На рис. 2*a* представлены измеренные зависимости $V_S(t)$ для пластины из боросиликатного стекла толщиной 2 мм и пленки лавсана толщиной 20 мкм, а на рис. 2*б* — аналогичные зависимости для тока эмиссии I_e и тока смещения I_d для лавсана. Последний из указанных токов характеризует скорость накопления заряда $dQ = I_d dt$. Отметим хорошую временную корреляцию всех параметров зарядки, представленных на рис. 2*a, б*. Из приведенных данных видно, что для лавсана высокие значения потенциала V_S достигаются за короткие времена (кривые 3, 4). При этом энергия падающих электронов в состоянии равновесия E_{LS} близка к энергии E_{2S} , что указывает на практическое отсутствие токов утечки в лавсане. Таким образом, лавсан хорошо аккумулирует заряд при облучении электронами. Для исследованных образцов стекла значения потенциала V_S меньше, чем для лавсана, по-видимому, вследствие больших токов утечки I_L по поверхности образца.

Найденные с помощью приведенной выше аппроксимацией постоянные времени зарядки $\tau_{эфф}$ для стекла равны 7 и 4 с при значениях E_0 — 8 и 12 кэВ, соответственно, и токе $I_0 = 0,25$ нА, а для лавсана — 5 и 3 с при значениях E_0 — 6 и 12 кэВ и токе $I_0 = 1,0$ нА. Таким образом, в данном случае величины $\tau_{эфф}$ значительно меньше, чем для Al_2O_3 .

Обсуждение и объяснение результатов экспериментов

В общих чертах картина зарядки диэлектриков представляется следующей [3, 4, 7]. Самосогласующийся и саморегулирующийся процесс зарядки диэлектрической массивной мишени во времени при электронной бомбардировке инициируется динамикой захвата и накопления носителей зарядов на ловушечных центрах (глубоких энергетических уровнях дефектных образований в материале диэлектрика). Аккумулируемые заряды генерируют электрическое поле в пространстве области облучения, которое изменяет энергию первичных электронов E_L вблизи поверхности, что приводит к изменению коэффициента вторичной электронной эмиссии δ , а это изменение, в свою очередь, влияет на эффективную величину поверхностного потенциала V_S и электростатического поля над и под поверхностью мишени. Указанная цепочка взаимозависимых явлений дополняется

эффектами радиационно-стимулированной проводимости, дрейфом, диффузией носителей заряда, их освобождением из ловушек под действием сильного поля, частичным возвратом вторичных электронов на поверхность из-за образующегося потенциального барьера над поверхностью заряжающегося объекта.

Полный коэффициент эмиссии электронов из твердотельной среды равен: $\sigma = \delta + \eta$, где δ — коэффициент эмиссии ВЭ, η — коэффициент ОЭ, который примем за константу во всем рассматриваемом интервале энергий E_0 ($\eta \approx 0,18$). Коэффициент δ может быть выражен в следующей форме [12]:

$$\delta = 1,31 \delta_m \left(\frac{E_0}{E_m} \right)^{-0,8} \left\{ 1 - \exp \left[-1,45 \left(\frac{E_0}{E_m} \right)^{1,8} \right] \right\}, \quad (3)$$

где δ_m — максимальное значение δ при энергии электронов E_m . Рассчитанные для ряда материалов по (3) характеристики $\sigma = \delta + \eta = f(E_0)$ представлены на рис. 3. Они хорошо отвечают экспериментальным значениям (обозначены точками на рис. 3), полученным при облучении короткими одиночными импульсами (единицы мкс), когда образец практически не успевает зарядиться [1, 2]. Из приведенных графиков видно, что при условии отсутствия зарядки диэлектрика существуют две кроссоверные точки на оси энергий E_0 , где значения $\sigma(E_0) = 1$. При выборе этих стартовых энергий E_{1C} и E_{2C} (при облучении короткими импульсами электронов с малой интенсивностью) образец не заряжается, так как число входящих электронов равно числу электронов, вышедших из поверхности образца.

Однако эксперименты по изучению вторичной эмиссии на РЭМ показывают, что реальная картина зарядки и само поведение характеристики $\sigma(E_0)$ при непрерывном облучении электронами оказывается намного сложнее. Так, например, при выборе стартовой энергии облучения для слюды $E_0 = E_{2C} = 4$ кэВ образец не должен бы заряжаться, однако заряженный диэлектрик резко меняет свои эмиссионные характеристики, в результате чего равновесное состояние достигается при $E_0 = E_{2C} = 2,0$ кэВ. Для Al_2O_3 это различие еще значительней: $E_{2C} = 9$ кэВ, $E_S = 2,1$ кэВ, то есть в 4 раза!

Полную картину процессов зарядки продемонстрируем с помощью схематического представления на рис. 4. При облучении площадки поверхности диэлектрика размером $a \times a$ током электронного зонда I_0 часть первичных электронов отражается, начиная с глубины $0,4R_0$, где R_0 — глубина пробега первичных электронов. Этот ток равен $I_0\eta$, следовательно, в образце остается отрицательный заряд величиной $I_0(1 - \eta)t$, где t — время облучения. Одно-

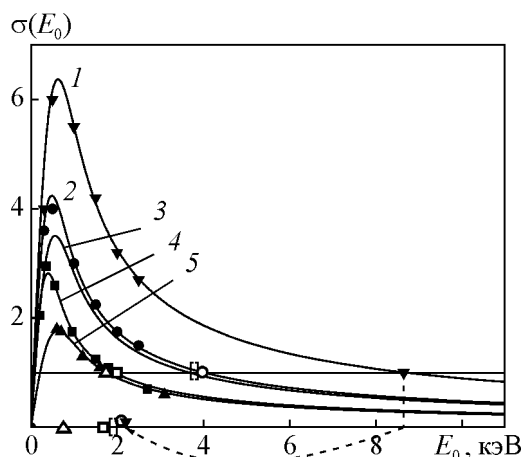


Рис. 3. Вторично-эмиссионные характеристики $\sigma = f(E_0)$ с указанием кроссоверной энергии E_{2C} для незаряженных диэлектриков (пересечение графиков $\sigma(E_0)$ с прямой $\sigma = 1$) и их кроссоверной энергии E_{2S} при равновесной зарядке. Значения E_{2S} обозначены соответствующими маркерами на оси энергий E_0 . 1 — Al_2O_3 ($E_{2S} = 2,2$ кэВ), 2 — слюда ($E_{2S} = 2,1$ кэВ), 3 — стекло ($E_{2S} = 1,8$ кэВ), 4 — тефлон ($E_{2S} = 1,7$ кэВ), 5 — лавсан ($E_{2S} = 0,9$ кэВ).

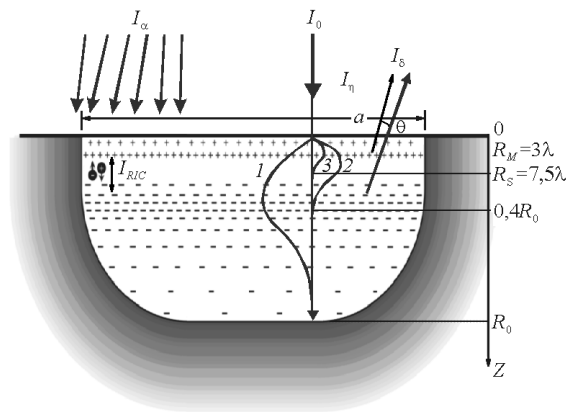


Рис. 4. Условное представление образования двухслойного заряда (положительного и отрицательного) на диэлектрической мишени при облучении электронным пучком.

временно из относительно тонкого приповерхностного слоя толщиной $R_M \approx 3\lambda$ эмитируются ВЭ, формируя в этом слое эквивалентный положительный заряд $I_0\delta \cdot t$ [3]. В общий баланс зарядов, естественно, не включаются генерационно-рекомбинационные электроны и дырки, не нарушающие суммарного заряда образца, но между образующимися положительным и отрицательным слоями зарядов генерируется электрическое поле, которое разделяет неравновесные носители в этой области, образуя биполярный радиационно-стимулированный ток I_{RIC}

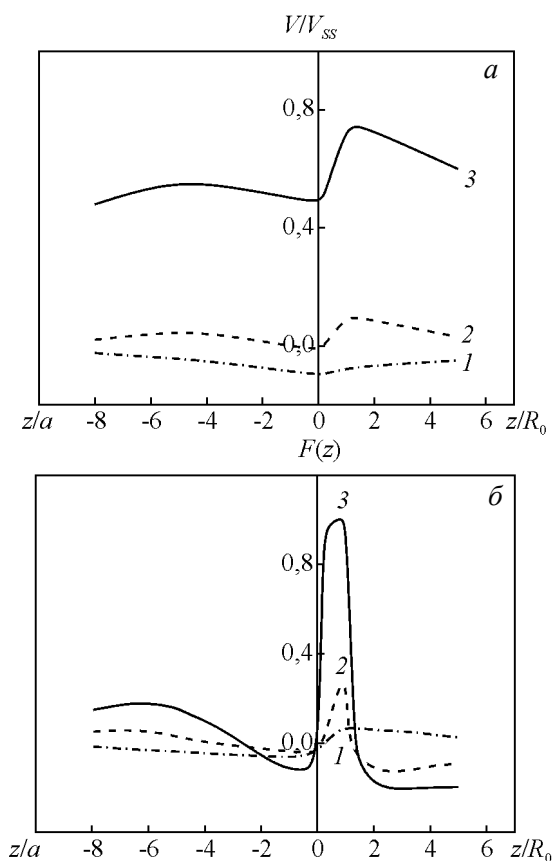


Рис. 5. Зависимости потенциалов V (а) и напряженности поля F (б) от расстояния от поверхности образца z при $E_{C1} < E_0 < E_{C2}$: 1 — на быстрой стадии процесса зарядки, 2 — в момент начала формирования потенциального барьера, 3 — на второй стадии процесса зарядки.

[13]. Дополнительно присутствуют токи утечки носителей I_L по поверхности и через объем образца к заземленной подложке. Из облучаемой области носители частично дрейфуют и диффундируют в необлучаемую область, отмеченную в виде облачного ореола на рис. 4. Существенно, что в процессе отрицательной зарядки диэлектрика начальная энергия первичных электронов $E_0 = E_{L0}$ уменьшается со временем в тормозящем поле над перманентно заряжающейся поверхностью, в результате чего диапазону изменения фактической энергии падающих электронов от $E_L = E_0$ до $E_L = E_{2S}$ соответствует изменение размеров глубины пробега первичных электронов от R_0 до R_S . Указанные эффективные глубины пробега определяются, например, для типичных диэлектриков Al_2O_3 и SiO_2 по формуле [8]:

$$R[\text{нм}] = 28,7(E_L[\text{кэВ}])^{1,65}.$$

Наши оценки показывают, что при отсутствии токов утечки (идеальный диэлектрик) именно при

достижении глубины $R_S = f(E_{2S}) \approx 7,5 \lambda$ наступает квазистатическое равновесие, при котором $\sigma_{\text{эфф}} = 1$ и процесс зарядки мишени останавливается. Это можно объяснить тем, что на этой глубине (рис. 5), складывающейся из глубины выхода ВЭ и ширины образующейся под действием внутреннего поля области пространственного заряда, происходит полная компенсация вновь генерируемых зарядов радиационно-стимулированными токами неравновесных носителей I_{RIC} и рекомбинацией последних в положительном и отрицательном слоях зарядов. В итоге в этой ситуации прекращается накопление зарядов обоих знаков и наступает полное равновесие между входящими и эмитируемыми потоками электронов.

На рис. 4 условно представлены также зависимости распределения по глубине диэлектрика термализованных и захваченных на ловушки первичных электронов (кривая 1), а также распределения ОЭ как функции глубины их выхода в начальный момент зарядки (кривая 2) и в равновесном заряженном состоянии (кривая 3). Отмечено также, что под воздействием тангенциальной составляющей поля зарядов на краях облучаемой области часть электронов пучка отклоняется на угол α , что приводит к расширению области облучения и неоднородности в распределении потенциала V_S в латеральном направлении. На рис. 6 приведены типичные для наших экспериментов времена зарядки (по порядку величины) диэлектриков в зависимости от энергии облучающих электронов E_0 . Быстрое (десятки и сотни мс) нарастание потенциала $-V_S$ происходит при $E_0 > E_{2C}$ (например, при двух стартовых энергиях, обозначенных точками A_1 и A_2) до значения $V_S = E_0 - E_{2C}$ и $\sigma = 1$ (точка B), но процесс отрицательной зарядки на этом не прекращается. В дальнейшем происходит рост V_S и уменьшение текущей энергии падающих электронов E_L до равновесного значения $E_{2S} = E_0 - eV_S$ (точка D), равного 1–2 кэВ для большинства диэлектриков (рис. 3). Эта стадия зарядки уже долговременная (единицы и десятки секунд), определяемая как динамикой установления электронно-индуцированного тока I_{RIC} , так и влиянием возвратных барьеров, приводящих к относительному медленному процессу установления равновесия, соответствующего равенству $\sigma = 1$. Общий отрицательный баланс эмитированных электронов ($\sigma < 1$) в интервале энергий B–D обусловлен возникновением возвратного поля для ВЭ от положительного слоя зарядов, что будет показано ниже.

В целом, можно констатировать, что временной интервал зарядки определяется двумя постоянными времени: $\tau_0 = \tau_1 + \tau_2$, где быстрая компонента времени

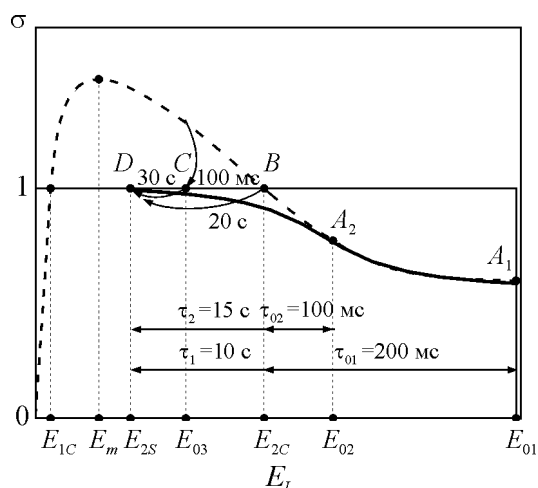


Рис. 6. Схематическое представление временных констант зарядки (по порядку величины) на зависимости σ как функции текущей энергии E_L облучающих электронов.

τ_1 практически линейно зависит от энергии E_0 и действует при $E_0 > E_{2C}$, (на рис. 6 это схематично соответствует движению точек A_1 от $E_L = E_{01}$ или A_2 от $E_L = E_{02}$ до точки B , где $E_L = E_{2C}$). Это время (порядка 1 с) при типичных для наших экспериментов плотностях тока облучающего пучка электронов можно оценить по приближенному соотношению [14]:

$$\tau_1 = \frac{a\epsilon_0\epsilon_r(E_0 - E_{2C})}{eI_0(1 - \eta)}. \quad (4)$$

Обычно этой оценкой и ограничиваются при определении времени зарядки [7, 8, 14], но как показывают наши эксперименты, реально присутствует вторая, более длительная постоянная времени зарядки τ_2 , ответственная за относительно медленное движение значений энергий падающих электронов E_L от точки E_{2C} (точка B на рис. 6) до новой точки установившегося равновесия $E_L = E_{2S}$ (точка D на рис. 6).

Измеренные значения смещения кроссоверной энергии $E_L = E_2$ от E_{2C} до E_{2S} , как функции времени облучения t подтверждают сказанное. Так, например, для Al_2O_3 кроссоверная энергия уменьшается от $E_{2C} = 9$ кэВ до равновесной энергии E_{2S} за время $t_2 = 80$ с, тогда как время t_1 , за которое исходная энергия падающих электронов $E_0 = 10$ кэВ уменьшилась до $E_0 = E_{2C} = 9$ кэВ, меньше секунды. Характерное время облучения второй стадии зарядки, определяемое противоборствующим влиянием положительного слоя заряда, (образование дипольного момента системы двухслойного заряда) на величину потенциала V_S , а тем самым и E_L , оценивается по пред-

лагаемому нами эмпирическому соотношению, довольно хорошо отвечающему экспериментальным данным:

$$\tau_2 \approx a^2\epsilon_0\epsilon_r \frac{E_{2C} - E_{2S}}{eI_0(R_0 - R_m)(1 - \sigma_{эфф})}, \quad (5)$$

где $\sigma_{эфф}$ для заряженного образца в интервале энергий между E_{2C} и E_{2S} медленно приближается к единице.

Ввиду дискуссионности вопроса и большой противоречивости определения времени зарядки, отмечаемой во всех работах по изучению кинетики зарядки, проанализируем соотношения (4) и (5) несколько детальней. Как видно из приведенных оценок, для рассматриваемых условий облучения электронами диэлектрических мишеней, характерное время t_2 второй стадии зарядки намного (на порядки) больше времени t_1 первой стадии:

$$\frac{t_2}{t_1} \approx \frac{a(1 - \eta)}{R_0(1 - \sigma_{эфф})}. \quad (6)$$

Эти оценки временных констант достаточно хорошо согласуются с нашими экспериментальными данными. Из (5) и (6) можно сделать ряд новых важных выводов. Из (5) следует, что t_2 тем меньше, чем ближе расположены кардинальные точки E_{2C} и E_{2S} , что подтверждается экспериментами. Так для Al_2O_3 $E_{2C} - E_{2S} \approx 7$ кэВ, а для лавсана эта разница всего 1 кэВ (рис. 3), соответственно и значение t_2 для Al_2O_3 много больше, чем для лавсана (рис. 1 и 2). Далее, из соотношения (6) следует $t_2 > t_1$, так как обычно $a \gg R_0$ и $(1 - \eta) \approx 0,8 \gg (1 - \sigma_{эфф})$ в диапазоне энергий $E_{2S} - E_{2C}$ для заряжающегося образца. Отсюда и возникает такая большая разница во временных константах, что ранее в публикациях не рассматривали, так как за время зарядки принимали только составляющую t_1 .

Из (5) следует еще одна закономерность, противоречащая общепринятому мнению, что время зарядки пропорционально энергии E_0 . Последнее утверждение справедливо только для первой временной константы, где действительно τ_1 пропорционально E_0 , что объясняется большим объемом взаимодействия более высокоэнергетичных электронов с мишенью (глубина пробега первичных электронов R_0 приблизительно пропорциональна $E_0^{1,5}$). Но в главной, долговременной постоянной зарядки τ_2 ситуация иная: $\tau_2 \sim 1/R_0 \sim 1/E_0^{1,5}$, то есть чем выше первоначальная энергия облучающих электронов E_0 , тем быстрее наступает равновесное состояние зарядки. Этот неожиданный на первый взгляд результат, подтверждаемый приведенными данными наших экспериментов, указывает, что не все

нюансы сложного механизма зарядки были учтены в прежних теориях и рассмотрении [7, 8, 14]. Возможное объяснение этого эффекта состоит в том, что при более высоких значениях E_0 под поверхностью облучаемой области диэлектрика формируется более сильное внутреннее поле F_i , которое вызывает увеличение тока I_{RIC} , способствующего быстрейшему установлению равновесного состояния зарядки.

Дипольная модель подавления вторичной эмиссии электронов

Образование в процессе зарядки двойного электрического слоя может существенно влиять на распределение электрического поля в объеме диэлектрика и вблизи его поверхности и в результате их действия приводить к подавлению тока вторичных электронов. Для оценки таких эффектов рассмотрим простую модель однородного диэлектрика, заполняющего полупространство $z > 0$, в котором распределен электрический заряд с плотностью $\rho(\mathbf{r}')$.

Тогда потенциал $V(\mathbf{r})$ в точке $\mathbf{r}$, находящейся над поверхностью диэлектрика, будет равен:

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2}{\epsilon_0(\epsilon_r + 1)} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}', (z < 0),$$

а в диэлектрике ($\mathbf{n}$ — нормальный вектор к поверхности раздела диэлектрик-вакуум):

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \times \left\{ \int \rho(\mathbf{r}') \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}' + 2\mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{r})|} \right) d\mathbf{r}' \right\}, (z > 0). \quad (7)$$

Рассмотрим упрощенный случай, когда электронным пучком равномерно облучается круговая область на поверхности диэлектрика, причем диаметр этой области a значительно больше как глубины пробега частиц R_0 , так и расстояния от поверхности до точки z : $(|z|, z') \ll a$. Тогда разложение потенциала $V(z)$ в точке z ($z < 0$), находящейся над центром облучаемой области поверхности диэлектрика, вплоть до квадратичного члена по величине z/a определяется следующим выражением:

$$V(z) = V_S - \frac{16z}{\epsilon_0(\epsilon_r + 1)a^2} \left\{ Q + \frac{2D}{a} + \frac{zQ}{a} \right\}, \quad (8)$$

где V_S — потенциал поверхности (при $z = 0$), Q — полный заряд диэлектрика, D — дипольный момент:

$$Q = \frac{\pi a^2}{4} \int_0^{R_0} \rho(z') dz', \quad D = \frac{\pi a^2}{4} \int_0^{R_0} z' \rho(z') dz',$$

$$V_S = \frac{8}{\epsilon_0(\epsilon_r + 1)a} \left\{ Q - \frac{2D}{a} + \frac{2}{a^2} \int_0^{R_0} z'^2 \rho(z') dz' \right\}. \quad (9)$$

При этом напряженность электрического поля $F(z)$ будет равна:

$$F(z) = -\frac{dU}{dz} = \frac{16}{\epsilon_0(\epsilon_r + 1)a^2} \left\{ Q + \frac{2D}{a} + \frac{2zQ}{a} \right\}. \quad (10)$$

Как видно из этого выражения, производная потенциала обращается в ноль на расстоянии от поверхности $h = a(1 + 2D/Qa)/2$ при условии, что $D > -Qa/2$. Таким образом, если дипольный момент системы зарядов и поверхностная плотность зарядов имеют разные знаки (например, общий заряд отрицательный, а положительный заряд расположен вблизи поверхности $z' \sim 0$) в окружающем диэлектрик пространстве возможно возникновение потенциального барьера ΔV относительно потенциала поверхности V_S :

$$\Delta V = V(h) - V(0) = \frac{16Q}{\epsilon_0(\epsilon_r + 1)a} \left(1 + \frac{2D}{Qa} \right)^2. \quad (12)$$

Однако как видно из приведенных соотношений, если размер облучаемой области достаточно велик (приближение плоского конденсатора), вкладом дипольного момента в распределение электрического поля можно пренебречь, и потенциальный барьер над поверхностью диэлектрика не образуется, при этом особенности зарядки диэлектриков и эмиссии вторичных электронов определяются процессами образования объемного заряда внутри диэлектрика [7].

Из разложения потенциала вблизи точки экстремума (b — расстояние точки $\mathbf{r}$ от оси z):

$$V(b, z) = V(h) + \frac{\partial^2 V}{\partial b^2} \bigg|_{b=0} b^2 + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \bigg|_{z=h} (z - h)^2 \quad (13)$$

и уравнения Лапласа $\Delta V(b, z) = 0$ следует, что $\frac{\partial^2 V}{\partial b^2} \bigg|_{b=0}$

и $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \bigg|_{z=h}$ имеют разные знаки, то есть точка $\{b = 0, z = h\}$ является седловой, и потенциальный барьер на оси цилиндра ($b = 0$) имеет минимальную величину.

Возникновение потенциального барьера за счет дипольного момента двойного электрического слоя и смены знака напряженности поля $F(z)$ может

приводить к изменению условий вылета заряженных частиц с поверхности диэлектриков в рассматриваемых в данной работе экспериментальных условиях. Энергетический спектр вторичных электронов близок к максвелловскому с характерной температурой kT_{sec} (k — постоянная Больцмана) порядка нескольких электрон-вольт в энергетических единицах. Поэтому вторичные электроны, имеющие энергию меньше высоты этого барьера, будут возвращаться на поверхность диэлектрика, уменьшая регистрируемый в эксперименте ток вторичной эмиссии и соответственно “эффективный” коэффициент вторичной эмиссии диэлектрика в заряженном состоянии, зависящий как от энергии падающих на поверхность диэлектрика электронов $E_L = E_0 - eV_s$, так и высоты потенциального барьера ΔV :

$$\delta_{\text{эфф}} = \exp\left(-\frac{e\Delta V}{kT_{\text{sec}}}\right) \delta(E_L). \quad (14)$$

Величину потенциального барьера при достижении равновесного состояния при заряджении диэлектрика может быть оценена как:

$$e\Delta V \sim kT_{\text{sec}} \ln \left[\frac{\delta(E_L)}{1-\eta} \right], \quad (15)$$

то есть составляет величину порядка 10 эВ на фоне общего заряжения диэлектрика до потенциалов в единицы кэВ. Такая картина возникает при условии начальной общей отрицательной зарядки диэлектрика, то есть при условии $E_0 > E_{2C}$ и $\delta < 1$. Характерные зависимости потенциала $V(z)$ и напряженности поля $F(z)$ от z на различных стадиях заряджения диэлектриков показаны на рис. 7. Кривые 1 соответствуют начальной быстрой стадии процесса заряджения диэлектриков (участок $A_1(A_2)$ –В на рис. 6, то есть изменению энергии падающих на поверхность электронов от $E_{01}(E_{02})$ до $E_L \sim E_{2C}$. При этом дипольный момент еще достаточно мал ($D < -Qa/2$), и потенциальный барьер еще не образуется, все вторичные электроны уходят с поверхности диэлектрика в ускоряющем электрическом поле на коллектор. Подчеркнем, что из-за малости дипольного момента, на этой начальной стадии происходит общее заряджение диэлектрика и изменение потенциала в заряженной области достаточно мало.

В дальнейшем ходе зарядки по мере роста дипольного момента ($D = -Qa/2$) производная потенциала dV/dz и, соответственно, напряженность электрического поля обращаются в нуль на поверхности (кривые 2), и с этого момента времени начинает появляться потенциальный барьер и возвращающиеся вторичные электроны электрическое поле над

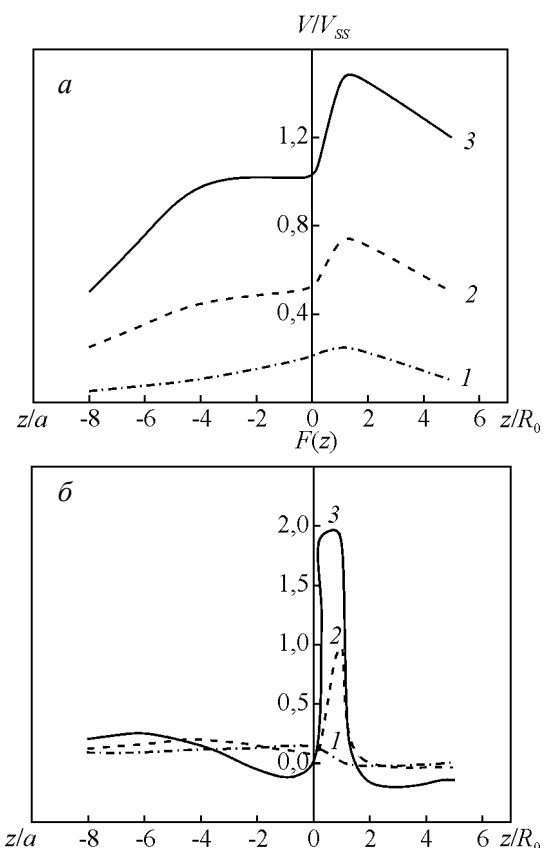


Рис. 7. Зависимости потенциалов V (а) и напряженности поля F (б) от расстояния от поверхности образца z при $E_0 > E_{2C}$: 1 — на быстрой стадии процесса заряджения, 2 — в момент начала формирования потенциального барьера, 3 — на второй стадии процесса заряджения.

поверхностью диэлектрика. Ток вторичной эмиссии начинает падать, а $\sigma_{\text{эфф}} = \delta_{\text{эфф}} + \eta$ стремиться к единице. Как уже отмечалось выше, состояние квазистатического равновесия соответствует случаю $\sigma_{\text{эфф}} = 1$, при этом высота потенциального барьера максимальна.

Картина распределения потенциала и электрического поля внутри диэлектрика, показанная на рис. 7, определяется, в основном, деталями формирования положительного слоя дырок за счет ухода вторичных электронов вблизи поверхности на расстояниях 3λ и отрицательно заряженного слоя с глубиной $\sim R_0$ — остановившихся, то есть термолизованных электронов. Динамика этого процесса накопления заряда была подробно исследована в работах [6, 7] и согласуется с рассматриваемой моделью заряджения.

Если в начальный момент времени величина коэффициента вторичной эмиссии $\delta > 1$ ($E_{1C} < E_0 < E_{2C}$), то первоначально происходит образование потенциальной ямы с глубиной ΔV , определяемой из

соотношения (15), при этом общий заряд образца будет положительным. В дальнейшем, по мере зарядки диэлектрика электронами общий заряд образца становится отрицательным, и образование потенциального барьера будет происходить так же, как и в рассмотренном выше случае. Характерная картина распределения потенциала и электрического поля в зависимости от z в этом случае показана на рис. 5.

Рассмотренная модель процесса зарядки диэлектрика с учетом подавления выхода вторичных электронов электрическим полем вблизи его поверхности является качественной и позволяет показать ее основные особенности и провести предварительные оценки величин возникающих потенциалов, зарядов и характерных времен зарядки.

В дальнейшем необходимо разработать физико-математическую модель зарядки диэлектрика, которая должна описывать временное развитие самосогласованного процесса образования и переноса заряда как в объеме диэлектрика с учетом влияния неоднородных внутренних и внешних электрических полей при учете реальной трехмерной геометрии экспериментальной установки. При этом необходимо решить сложную систему уравнений, состоящую из уравнения Пуассона для потенциала электрического поля и уравнений движения первичных и вторичных электронов внутри диэлектрика и окружающем его пространстве в любой момент времени, аналогичную рассматриваемой в проблеме зарядки КА при воздействии на них различных компонент космической радиации [15].

Заключение

Комплексная методика измерения основных характеристик зарядки диэлектриков электронными пучками средних энергий позволила экспериментально определить кроссоверные точки второй критической энергии первичных электронов для ряда диэлектриков, при которых мишень либо вообще не заряжается или же приходит в состояние равновесия, когда $\sigma = 1$. Как правило, эта энергия в разы меньше по величине, чем для случая незаряженной диэлектрической мишени. В процессе зарядки диэлектрика выделяются две стадии: быстрая — характерными временами порядка 1 – 100 мс и долговременная — с характерными временами порядка 10 – 100 с.

При определенных условиях возможно возникновение потенциального барьера вблизи его поверхности, возвращающего часть ВЭ и уменьшающего тем самым эффективный коэффициент вторичной эмиссии. Аналогичное явление наблюдается при

зарядке диэлектрических поверхностей КА под действием потоков космической плазмы с характерными энергиями частиц порядка 1 – 50 кэВ и коротковолнового солнечного электромагнитного излучения.

В электронно-зондовых аналитических методах исследований (например, рентгеновский микроанализ, оже-спектроскопия) следует учитывать, что существует только одна исходная энергия устойчивого равновесия E_{2s} , когда $\sigma = 1$ и поверхностный потенциал $V_s = 0$, но и при этой энергии образуется сильное внутренне поле у поверхности диэлектрика, способное вызвать электромиграцию ионов или поляризацию приповерхностного слоя диэлектрика.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №08-02-13594.

Литература

1. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969, 407 с.
2. Шульман А.Р., Фридрихов С.А. Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела. М.: Наука, 1977, 552 с.
3. Cazaux J. e-Induced secondary electron emission yield of insulators and charging effects. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2006, B244, p. 307 – 322.
4. Новиков Л.С., Милеев В.Н., Крупников К.К., Маклецов А.А. Электризация космических аппаратов в космической плазме. В кн.: Новые наукоемкие технологии в технике. Энциклопедия, т. 17, Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Новикова Л.С., Панасюка М.И. М.: Изд-во НИИ “ЭНЦИТЕХ”, 2000, с. 155 – 199.
5. Ягушкин Н.И., Графодатский О.С., Исляев Ш.Н., Сергеев А.И., Смекалин Л.Ф. В сб. “Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца”. М.: Наука, 1989, с. 131 – 168.
6. Cazaux J.J. Some considerations on the electric field induced in insulators by electron bombardment. Appl. Phys. 1986, v. 59, p. 1418 – 1430.
7. Meyza X., Goeuriot D., Guerret-Piecourt C., Treheux D., Fitting H.J. Secondary electron emission and self-consistent charge transport and storage in bulk insulators: Application to alumina. J. Appl. Phys. 2003, v. 94, p. 5384 – 5392.
8. Touzin M., Goeuriot D., Guerret-Piecourt C., Juve D., Treheux D., Fitting H.J. Electron beam charging of insulators: A self-consistent flight-drift model. J. Appl. Phys. 2006, v. 99, p. 114110 – 114124.
9. Рау Э.И., Евстафьева Е.Н., Андрианов М.В. Механизмы зарядки диэлектриков при их облучении электронными пучками средних энергий. ФТТ. 2008, т. 50, вып. 4, с. 599 – 607.
10. Евстафьева Е.Н., Рау Э.И., Сеннов Р.А. Некоторые аспекты кинетики зарядки диэлектрических мишеней

- электронными пучками с энергией 1–50 кэВ. Изв. РАН. Серия физическая. 2008, т. 72, № 11, с. 1577–1582.
11. Rau E.I., Fakhfakh S., Andrianov M.V., Evstafieva E.N., Jbara O., Rondot S., Mouze D. Second crossover energy of insulating materials using stationary electron beam under normal incidence. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2008, B266, p. 719–729.
 12. Reimer L. Image formation in low-voltage scanning electron microscopy. SPIE Press. Washington, 1993, 144 p.
 13. Melchinger A., Hofmann S. Dynamic double layer model: description of time dependent charging phenomena in insulators under electron beam irradiation. J. Appl. Phys. 1995, v. 78, p. 6224–6231.
 14. Aristov V.V., Kokhanchik L.S., Meyer K., Blumtitt H. Scanning electron microscopy investigations of peculiarities of the BaTiO₃ ferroelectric domain contrast. Phys. Star. Sol. (a). 1983, v. 78, p. 229–236.
 15. Новиков Л.С., Милеев В.Н., Маклецов А.А., Крупников К.К., Синолиц В.В., Малько В.Г., Плохих А.П., Саенко В.С., Тютнев А.П. Математическое моделирование электризации космических аппаратов. В кн. Модель космоса, 8-е издание, т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Новикова Л.С., М.: Изд-во “Книжный дом Университет”, 2007, с. 276–314.

Евстафьева Екатерина Николаевна — Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН (ИПТМ РАН) (Московская обл., г. Черноголовка). Специалист в области электронной микроскопии полупроводников и диэлектриков.

Рау Эдуард Иванович — Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН (ИПТМ РАН) (Московская обл., г. Черноголовка), доктор физико-математических наук, профессор. Специалист в области микроэлектронной диагностики. E-mail: rau@phys.msu.ru.

Милеев Валерий Николаевич — Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ), кандидат физико-математических наук. Специалист в области математического моделирования.

Новиков Лев Симонович — НИИЯФ МГУ, доктор физико-математических наук, профессор. Специалист в области космического материаловедения. E-mail: novikov@sinp.msu.ru

Дицман Сергей Алексеевич — Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН (ИПТМ РАН) (Московская обл., г. Черноголовка), кандидат физико-математических наук, доцент. Специалист в области электронной спектроскопии.

Сеннов Руслан Александрович — Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН (ИПТМ РАН) (Московская обл., г. Черноголовка), кандидат физико-математических наук. Специалист в области электронной спектроскопии микроструктур.