

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРЯДКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

В.Н.Милеев<sup>1</sup>, Л.С.Новиков<sup>1</sup>, Е.Н.Евстафьева<sup>2</sup>, Э.И.Рау<sup>2</sup>, Р.А.Сеннов<sup>2</sup>,  
А.А.Татаринцев<sup>3</sup>

<sup>1)</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ;

<sup>2)</sup> ИПТМ РАН, г. Черногловка, Московская область;

<sup>3)</sup> Физический факультет МГУ

E-mail: novikov@sinp.msu.ru

Вторично-электронная эмиссия из диэлектрических мишеней и сопутствующий ей эффект зарядки под воздействием электронного облучения изучается в течении 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), т.е. образования на них электрического заряда в результате взаимодействия с магнитосферной плазмой и другими компонентами космической среды [4]. 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 зарядки диэлектриков на механизмы и характеристики вторичной электронной эмиссии.

Ранее в большинстве случаев использовалась простая модель зарядки диэлектриков, основанная на зависимости полного коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  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 кривой зависимости  $\sigma$  от  $E_0$  [1, 2]. Однако в последние годы было установлено, что реальная картина явления зарядки диэлектриков является более сложной. Было предложено несколько усложненных моделей процессов зарядки диэлектриков электронами средних энергий (1-50 кэВ). Наиболее известной из них является модель образования двойного слоя зарядов [5-7]. Согласно этой модели при уходе вторичных электронов из мишени вблизи ее поверхности образуется тонкий слой положительного заряда  $Q_+$  толщиной  $R_M \sim 3\lambda$ , где  $\lambda$  – средняя длина свободного пробега вторичных электронов в мишени (для типичных диэлектриков  $R_M = 10-20$  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).

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:

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2}{\varepsilon_0(\varepsilon_r + 1)} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}', \quad (z < 0),$$

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

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \left\{ \int \rho(\mathbf{r}') \left( \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}' + 2\mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{r}')|} \right) d\mathbf{r}' \right\}, \quad (z > 0). \quad (7)$$

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:

$$V(z) = V_s - \frac{16z}{\varepsilon_0(\varepsilon_r + 1)a^2} \{Q + 2D/a + zQ/a\}. \quad (8)$$

Здесь  $V_s$  – потенциал поверхности (при  $z=0$ ),  $Q$  – полный заряд диэлектрика,  $D$  – дипольный момент:

$$Q = \frac{\pi a^2}{4} \int_0^{R_0} \rho(z') dz', \quad D = \frac{\pi a^2}{4} \int_0^{R_0} z' \rho(z') dz', \quad V_s = \frac{8}{\varepsilon_0(\varepsilon_r + 1)a} \left\{ Q - 2D/a + 2/a^2 \int_0^{R_0} z'^2 \rho(z') dz' \right\}. \quad (9)$$

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

$$F(z) = -\frac{dU}{dz} = \frac{16}{\varepsilon_0(\varepsilon_r + 1)a^2} \{Q + 2D/a + 2zQ/a\}. \quad (10)$$

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  $\Delta V$  относительно потенциала поверхности  $V_s$ :

$$\Delta V = V(h) - V(0) = \frac{16Q}{\varepsilon_0(\varepsilon_r + 1)a} (1 + 2D/Qa)^2. \quad (12)$$

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 заряжения диэлектриков и эмиссии вторичных электронов определяются процессами образования объемного заряда внутри диэлектрика.

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

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

и уравнения Лапласа  $\Delta V(b, z) = 0$ , следует, что  $\frac{\partial^2 V}{\partial b^2}_{b=0}$  и  $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}_{z=h}$  имеют разные знаки, т. е. 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  $kT_{\text{sec}}$  ( $k$  – 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  $\Delta V$ :

$$\delta_{\text{eff}} = e \frac{e\Delta V}{kT_{\text{sec}}} \delta(E_L). \quad (14)$$

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

$$e\Delta V \sim kT_{\text{sec}} \ln\{\delta(E_L)/(1-\eta)\} \quad (15),$$

т.е. 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, т.е. при условии  $E_0 > E_{2c}$  и  $\delta < 1$ . Характерные зависимости потенциала  $V(z)$  и напряженности поля  $F(z)$  от  $z$  на различных стадиях заряжения диэлектриков показаны на рис. 1. Кривые (1) соответствуют начальной стадии процесса заряжения диэлектриков, когда дипольный момент достаточно мал

( $D < -Qa/2$ ), и потенциальный барьер еще не образуется, и все вторичные электроны уходят с поверхности диэлектрика в ускоряющем электрическом поле на коллектор. Из-за малости величины дипольного момента, на этой начальной стадия происходит общее зарядание диэлектрика.

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 возвращающее вторичные электроны электрическое поле над поверхностью диэлектрика. Ток вторичной эмиссии начинает падать, а  $\sigma_{eff} = \delta_{eff} + \eta$  стремиться к единице. Как уже отмечалось выше, состояние квазистатического равновесия соответствует случаю  $\sigma_{eff} = 1$ , при этом высота потенциального барьера максимальна (кривые 3).

Картина распределения потенциала и электрического поля внутри диэлектрика показанная на рис. 1 определяется, в основном, деталями формирования положительного слоя дырок за счет ухода вторичных электронов вблизи поверхности на расстояниях  $3\lambda$  и отрицательно заряженного слоя с глубиной  $\sim R_0$  – остановившихся, т.е. термализованных электронов. Динамика этого процесса накопления заряда была подробно исследована в работах [5,6] и согласуется с рассматриваемой моделью зарядания.

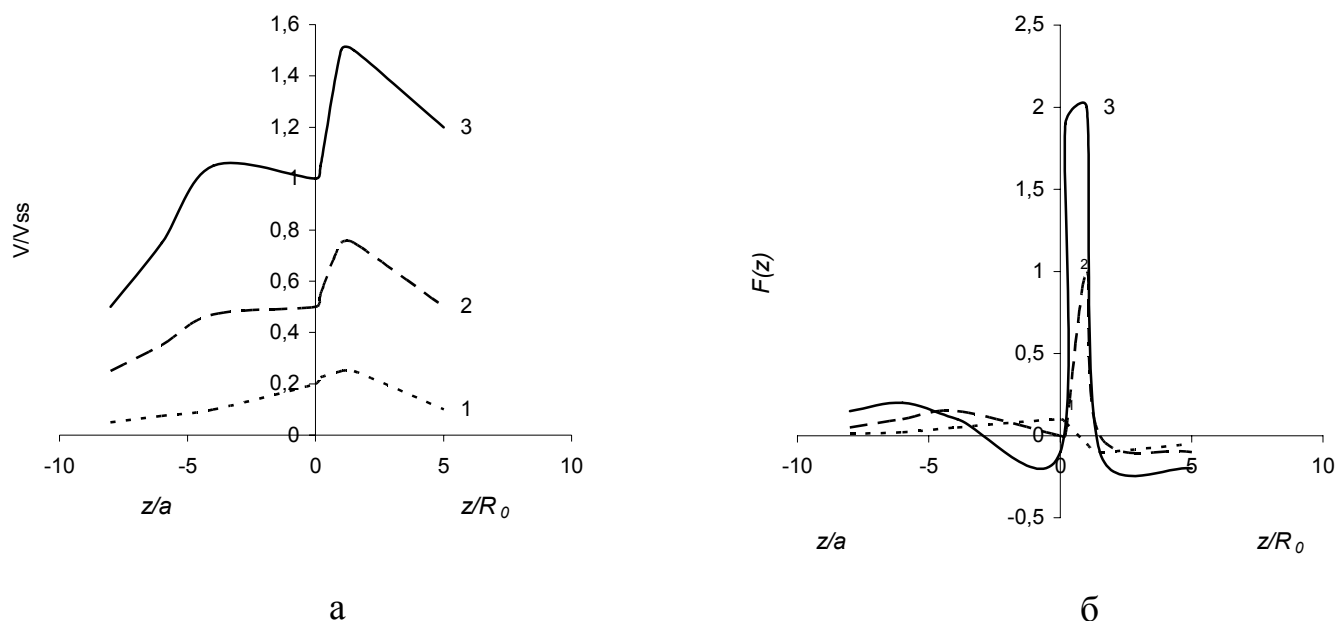


Рис. 1. Зависимости потенциалов  $V$  (а) и напряженности поля  $F$  (б) от расстояния от поверхности образца  $z$  при  $E_0 > E_{C2}$ : 1 – на быстрой стадия процесса зарядания, 2 – в момент начала формирования потенциального барьера, 3 - на второй стадии процесса зарядания.

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  $\Delta V$ , 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.

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 развить 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 космических аппаратов при воздействии на них различных компонент космической радиации [8].

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

1. И.М. Бронштейн, Б.С. Фрайман. Вторичная электронная эмиссия. Наука, М., 407 с. (1969).
2. А.Р. Шульман, С.А. Фридрихов. Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела. Наука, М. 552 с. (1977).
3. Труды IX Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», М. МГУ, НИИЯФ, 24-25 ноября 2008, с. 15-21.
4. Л.С. Новиков, В.Н. Милеев, К.К. Крупников, А.А. Маклецов. Электризация космических аппаратов в магнитосферной плазме. В кн.: Модель космоса, 8-е издание, т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С.Новикова, - М.: Изд-во "Книжный дом Университет", 2007, с. 236-275.
5. J. Cazaux. //J. Appl. Phys. V.59. p. 1418. (1986).
6. X. Meyza, D. Goeuriot, C. Guerret-Piccourt, D. Treheux, H.J. Fitting. //J. Appl. Phys. V. 94, p. 5384. (2003).
7. Э.И. Рау, Е.Н. Евстафьева, М.В. Андрианов. ФТТ. Т. 50 (4), с. 599. (2008).
8. Л.С. Новиков, В.Н. Милеев, А.А. Маклецов, К.К. Крупников, В.В. Синолиц, В.Г. Малько, А.П. Плохих, В.С. Саенко, А.П. Тютнев. 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. Л.С.Новикова, - М.: Изд-во "Книжный дом Университет", 2007, 276-314 с.