

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАРЯДКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1-50 КЭВ

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

<sup>1</sup> Физический факультет МГУ

<sup>2</sup> НИИЯФ МГУ

E-mail: [rau@phys.msu.ru](mailto:rau@phys.msu.ru), [novikov@sinp.msu.ru](mailto:novikov@sinp.msu.ru)

The purpose of this paper is to give some aspects of charging effects on dielectric materials submitted to continuous electron beam radiation in a scanning electron microscope. An analysis of the evolution of the electron yield of insulators during irradiation is given. The experimental procedure is based on simultaneous time dependent measurements of surface potential, leakage current and displacement current. The study underlines the difference between the landing energy of primary electrons  $E_L$  at the steady state and the second crossover energy,  $E_{2C}$  for charged samples of glass, PMMA,  $SiO_2$ ,  $Al_2O_3$ , NaCl.

## Введение

Исследования процессов зарядки и поляризации диэлектриков и влияния этих эффектов на электрические и структурные свойства материалов имеют большое значение для космической техники, микроэлектроники, электронно-зондовых методов исследований, электронно-лучевой литографии и других современных технологий [1, 2].

Общепринятый в течение долгого времени взгляд на механизм зарядки диэлектриков при электронном облучении был основан, как правило, на поведении вторично-эмиссионной характеристики электронов в зависимости от ускоряющего напряжения. Суть такого подхода наглядно видна из рассмотрения зависимостей полного коэффициента эмиссии электронов  $\sigma = \eta + \delta$  от энергии облучающих электронов  $E_0$ , представленных на рис. 1, для ряда диэлектриков.

На рис. 1 приводятся также экспериментальные значения (обозначенные точками), полученные при облучении короткими одиночными импульсами (единицы мкс), когда образец практически не успевает зарядиться. Из приведенных графиков видно, что существуют две кроссоверные точки на оси энергий  $E_0$ , где значения  $\sigma(E_0)=1$ . При выборе этих стартовых энергий  $E_{1C}$  и  $E_{2C}$  образец не заряжается, так как число входящих электронов равно числу электронов, вышедших из поверхности образца.

Однако эксперименты по изучению вторичной эмиссии на растровом электронном микроскопе (РЭМ) при непрерывном облучении электронами показывают, что реальная картина зарядки и само поведение характеристики  $\sigma(E_0)$  оказывается 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  $E_0 = E_{2S} = 2,2$  кэВ.

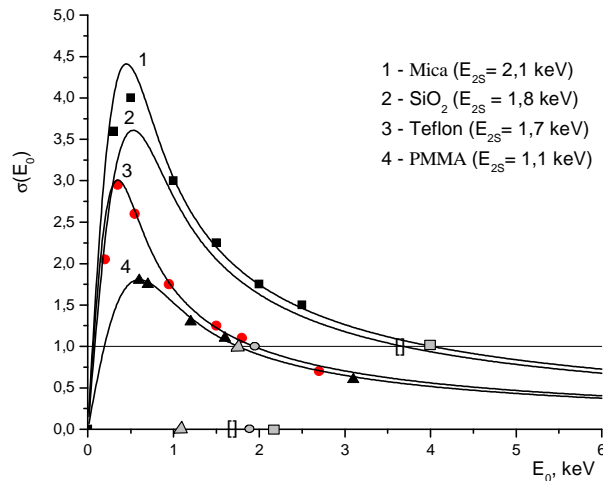


Рис.1. Вторично-эмиссионные характеристики  $\sigma = f(E_0)$  диэлектриков с указанием второй кроссовой энергии  $E_{2C}$  электронов для случая незаряженного диэлектрика и второй кроссовой энергии  $E_{2S}$

### Методика эксперимента

Измерения потенциала поверхности заряженного диэлектрика  $V_s$ , тока смещения  $I_d$  (аккумулируемого заряда  $Q$ ) и тока утечки  $I_L$  в зависимости от энергии облучающих электронов  $E_0$ , тока электронного пучка  $I_0$  и времени зарядки проводились на РЭМ с помощью тороидального спектрометра электронов [4]. Схема такого эксперимента представлена на рис. 2.

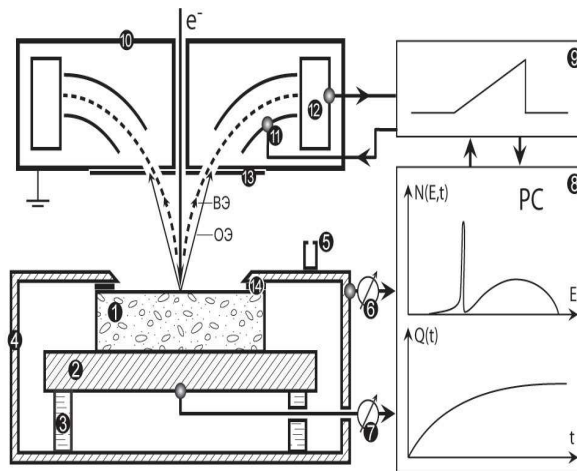


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1- образец, 2- металлическая подложка, 3- тefлоновое кольцо, 4 – корпус, 5 - цилиндр Фарадея, 6 –наноамперметр, 7- электрометр, 8 - персональный компьютер, 9 –интерфейсное устройство, 10 – спектрометр, 11 - тороидальные дефлекторные электроды, 12 - полупроводниковый кольцевой детектор

### Результаты и обсуждение

Результаты измерения потенциала  $-V_s$  поверхности  $\text{SiO}_2$  при токе электронного зонда  $I_0 = 1$  нА и трех выбранных энергиях облучения  $E_0 = 4, 10$  и  $14$  кэВ в зависимости от времени  $t$  представлены на рис. 3. Пунктирными кривыми показаны временные зависимости энергии падающих электронов на поверхности образца  $E_L = E_0 - eV_s$ .

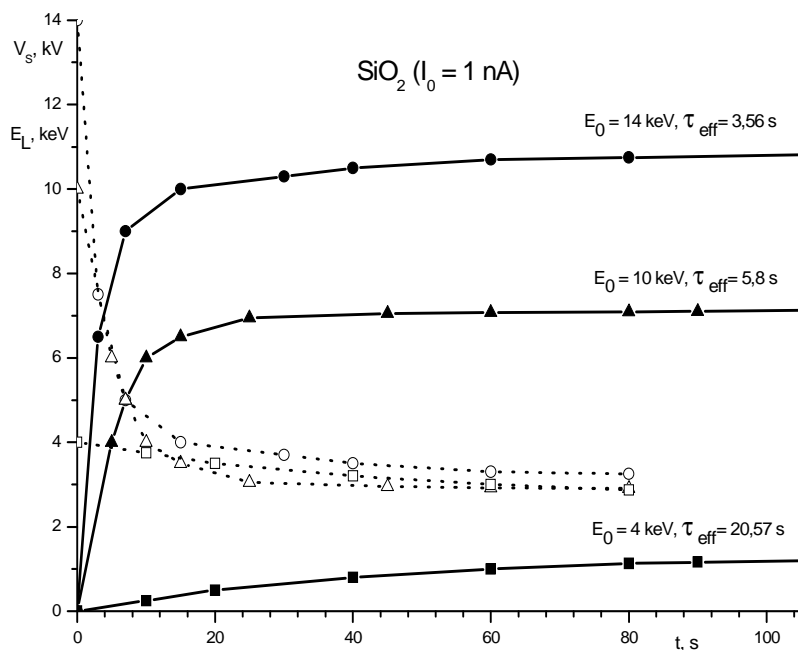


Рис.3. Зависимость потенциала  $V_s$  и энергии первичных электронов на поверхности  $E_L$  (пунктир) от времени облучения для образца  $\text{SiO}_2$  при различных значениях  $E_0$

На рис. 4 представлены зависимости потенциала заряженной поверхности  $-V_s$  и соответствующей фактической энергии первичных облучающих электронов  $E_L$ , измеренные после наступления равновесного состояния процесса зарядки для четырех диэлектриков.

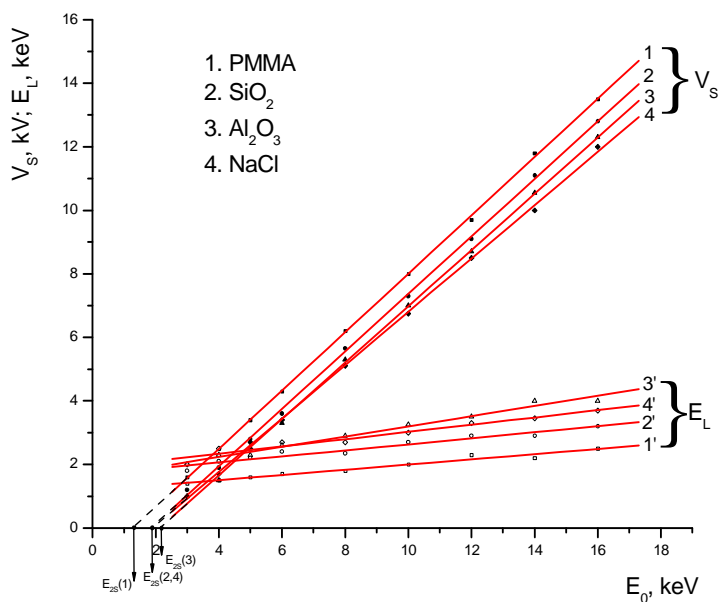


Рис. 4. Зависимость равновесных потенциалов  $-V_s$  и энергии электронов  $E_L$  на поверхности образца от исходной энергии  $E_0$  для различных диэлектриков. Стрелками на оси энергий указаны значения энергии  $E_{2s}$

Экстраполяция линейных графиков  $-V_s=f(E_0)$  до их пересечения с горизонтальной осью энергий  $E_0$  дают значения  $E_0 = E_{2S}$ , при которых  $V_s = 0$ , то есть образец не заряжается. Как видно из рисунка, энергии этих кроссоверных точек ( $E_0 = E_{2S}$ ) для диэлектриков, облучаемых непрерывным электронным пучком, имеют в несколько раз меньшие значения, чем величины  $E_{2C}$  для незаряженных диэлектрических материалов (рис. 1). Из приведенных результатов можно сделать вывод, что только при выборе начальной энергии облучения  $E_0 = E_{2S}$  ( $E_0 = 1,2$  кэВ для ПММА;  $1,7$  кэВ для  $SiO_2$ ;  $2,0$  кэВ для  $NaCl$ ;  $2,1$  кэВ для  $Al_2O_3$ ;  $1,8$  кэВ для стекла)  $V_s=0$ , и указанные диэлектрические мишени не заряжаются. При больших ускоряющих напряжениях, то есть при  $E_0 > E_{2S}$  все диэлектрики теоретически должны заряжаться до потенциала  $-V_s = E_0 - E_{2S}$ , но практически это значение равно  $-V_s = E_0 - E_{LS}$ .

Из приведенных экспериментальных результатов следует, что о временной константе и времени установления равновесного состояния зарядки нельзя судить по эмиссионной характеристике образца. Даже при значении  $\sigma=1$  возможно асимметричное накопление положительного и отрицательного зарядов с образованием отрицательного поверхностного потенциала  $V_s$ .

Быстрое (единицы и десятки мсек) нарастание потенциала  $-V_s$  происходит при  $E_0 > E_{2C}$  до значения  $V_s = E_0 - E_{2C}$  и  $\sigma=1$ , но процесс отрицательной зарядки на этом не прекращается. В дальнейшем происходит рост  $V_s$  и уменьшение фактической энергии падающих электронов до равновесного значения  $E_{2S} = E_0 - eV_s$ , равного  $1 - 2$  кэВ для большинства диэлектриков. Эта стадия зарядки уже долговременная (единицы и десятки секунд), определяемая динамикой установления электронно-индуцированного тока  $I_R$  как в продольном, так и латеральном направлениях. На это время может оказывать существенное влияние также величина и полярность поверхностного тока утечки  $I_L$ . Перераспределение накапливаемых в образце зарядов может вызывать неоднородность распределения потенциала в облучаемой области вплоть до единиц кВ.

Полную картину процессов зарядки продемонстрируем с помощью схемы, представленной на рис. 5.

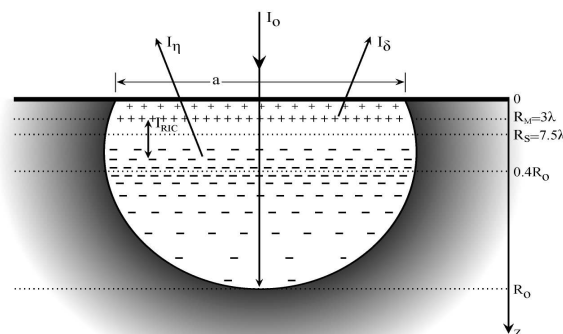


Рис. 5. Двухслойная модель зарядки поверхности

При облучении диэлектрика (размер облучаемой области  $a \times a$ ) первичные электроны тормозятся и останавливаются на глубине пробега  $R_0$ , причем часть первичных электронов отражается на глубинах от  $R_0/2$  до поверхности. Этот ток равен  $I_0 \eta$ , следовательно, в образце остается отрицательный заряд  $Q_-$  величиной  $I_0 (1 - \eta) \cdot t$ , где  $t$  – время облучения. Одновременно из относительно тонкого приповерхностного слоя толщиной  $R_m \approx 3\lambda$ , где  $\lambda$  – средняя длина пробега вторичных электронов (ВЭ), эмитируются ВЭ, величина тока которых равна  $I_0 \delta$ . Уходящие ВЭ оставляют эквивалентный положительный заряд  $Q_+ = I_0 \delta t$ . В результате между положительным и отрицательным слоями зарядов возникает электрическое поле, которое разделяет неравновесные носители в этой области, образуя биполярный радиационно-стимулированный ток  $I_{RIC}$ . Из облучаемой области носители частично дрейфуют и диффундируют, образуя ток утечки  $I_L$ , в необлучаемую область, отмеченную в виде облачного ореола на рис. 5 [5, 6].

В заключение описания этой предварительной картины необходимо указать, что в процессе зарядки диэлектрика исходная энергия первичных электронов  $E_0 = E_{L0}$  уменьшается со временем в тормозящем поле отрицательно заряжающейся поверхностью, в результате чего происходит изменение размеров глубины пробега первичных электронов от  $R_0$  до  $R_s$ . При этом коэффициент отражения  $\eta$  практически не меняется, в то время как коэффициент  $\delta$ , зависящий от  $E_L$ , изменяется во время облучения согласно поведению  $E_L(V_s, t)$ .

Можно рассмотреть более сложную модель подавления тока вторичных электронов в результате возникновения вблизи поверхности электрического поля сложной конфигурации. Образование в процессе зарядки двойного электрического слоя может существенно влиять на распределение электрического поля в объеме диэлектрика и вблизи его поверхности [7,8]. На начальном этапе зарядки потенциал на поверхности диэлектрика определяется его полным зарядом  $Q = (Q_+ + Q_-)$ :  $U_1 \sim Q/a$ , при этом характерное время этой стадии  $t_1 \sim U_1 a / I_0$ . Однако по мере накопления заряда на формирование поля начинает влиять дипольный момент системы  $D \sim (Q_+ R_m + Q_- R_0)$ , вклад которого в потенциал можно оценить как  $U_2 \sim D/a^2$ , а характерное время этой стадии зарядки  $t_2 \sim U_2 a^2 / (I_0 R_0)$ . Как видно из этой оценки, для рассматриваемых условий характерное время второй стадии зарядки (когда  $|U_2| \sim |U_1|$ ) намного больше времени первой стадии:  $t_2/t_1 \sim a/R_m \gg 1$ . Это достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными.

При такой структуре электрического поля возможно возникновение вблизи поверхности потенциального барьера, высота которого по порядку величины сравнима со средней энергией выходящих с поверхности ВЭ. Такой потенциальный барьер будет возвращать часть ВЭ на поверхность подавляя тем самым ток вторичной эмиссии, в результате чего эффективный коэффициент вторичной эмиссии становится равным 1, т.е. наступает состояние равновесия.

Таким образом, при рассмотрении физических механизмов радиационного зарядки диэлектрических материалов следует принимать во внимание

электрические поля, возникающие как в объеме диэлектрика, так и вблизи его поверхности.

### **Заключение**

Разработанная 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 выделяются две стадии: быстрая с характерными временами  $\sim 1-100$  мс и долговременная с характерными временами  $\sim 10-100$  с.

В процессе зарядки диэлектрика 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 космических аппаратов под действием потоков космической плазмы с характерными энергиями частиц  $\sim 1 - 50$  кэВ и коротковолнового солнечного электромагнитного излучения.

Таким образом, при рассмотрении физических механизмов радиационного зарядки диэлектрических материалов следует принимать во внимание электрические поля, возникающие как в объеме диэлектрика, так и вблизи его поверхности.

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

1. С.Г.Боев, В.Я.Ушаков. Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках и методы его диагностики., М.: Энергоатомиздат, 1991, 240 с.
2. 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, 1144 с.
3. L.Reimer. Image Formation in low-voltage scanning electron microscopy. SPIE Press, Washington, 1993, 144 p.
4. Э.И.Рау, Е.Н.Евстафьева, М.В.Андрианов. ФТТ, 2008. т. 50, вып. 4, с. 599.
5. J.Cazaux. J. Appl. Phys. 1999, v.85, №2, p.1137.
6. X.Meyza, D.Goeuriot, D.Treheux, H.-J.Fitting. J. Appl. Phys., 2003, v. 94, No. 8, p. 5384.
7. В.Н.Милеев, Л.С.Новиков. Физико-математическая модель электризации ИСЗ на геостационарной и высокоэллиптических орбитах. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, в. 86, 1989, с. 64–98.
8. Л.С.Новиков, В.Н.Милеев, А.А.Маклецов, К.К.Крупников, В.В.Синолиц. Методы математического моделирования взаимодействия космических аппаратов с окружающей средой. 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.