

Объяснение некоторых противоречий в трактовке динамики зарядки диэлектрических мишеней под воздействием электронного облучения

Е. Н. Евстафьева¹, Э. И. Рау^{1,2,a}, А. А. Татаринцев²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН. Россия, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 6.

E-mail: ^arau@phys.msu.ru

Статья поступила 23.11.2012, подписана в печать 10.01.2013.

Даны объяснения противоречивых результатов в ряде исследований временных характеристик зарядки диэлектрических мишеней под воздействием электронного облучения. Разногласия вызваны различием времен наступления квазиравновесного состояния двух основных параметров зарядки: полного коэффициента вторичной электронной эмиссии и поверхностного электростатического потенциала.

Ключевые слова: зарядка диэлектриков, вторичные электроны, потенциалы, динамика зарядки.

УДК: 53.03; 385.833; 537.533.9. PACS: 73.20-r; 71.15-m; 07.78.+s.

Явление зарядки диэлектрических мишеней под воздействием электронного облучения изучается уже длительное время. В последнее десятилетие эти исследования проводятся все более интенсивно и разнопланово, что связано с решением актуальных и практически важных задач в космонавтике, электронной литографии и других областях, связанных с влиянием радиационного облучения на технологические процессы, а также на функционирование приборов, подвергаемых электронному облучению.

Но как в теоретических моделях [1, 2], так и в экспериментах [3, 4] наблюдаются значительные противоречия в интерпретации результатов исследований, что связано с очень сложным механизмом зарядки диэлектриков, в котором одновременно происходит ряд самосогласующихся процессов: аккумуляция зарядов, вторичная электронная эмиссия, радиационно-стимулированные токи, релаксация носителей, образование сильных внутренних электростатических полей и т. д. Без учета любого из этих явлений картина зарядки диэлектриков не является исчерпывающей и приводит к противоречиям и даже ложным выводам [2, 5]. Так, например, в основе двухслойной модели заряженного диэлектрика [1, 6] лежит электростатическое выражение связи равновесного потенциала V_{S0} с аккумулярованным зарядом Q и емкостью заряженного участка мишени C в виде

$$V_{S0} = \frac{Q}{C} = \frac{Q_t \cdot d}{\varepsilon_0 \varepsilon a^2} + \frac{Q_+ \lambda - Q_- R_0}{2\varepsilon_0 \varepsilon a^2}. \quad (1)$$

Здесь $Q_t = |Q_- - Q_+|$ есть абсолютная величина полного заряда, Q_+ и Q_- выражают соответственно значения положительного заряда в приповерхностном слое λ , равного глубине выхода вторичных электронов (ВЭ), и отрицательного заряда в слое толщиной R_0 , равной глубине пробега первичных электронов, a^2 — площадь облучаемого электронами участка мишени, d — толщина образца, ε_0 и ε — диэлектрические константы вакуума и диэлектрика. Но эта формула справедлива только для тонких пленок, когда $d \ll a$ и $d \approx R_0$. Например, наши предыдущие эксперименты

[4, 7, 8] показывают, что для массивных мишеней ($d = 1$ мм) значения равновесных потенциалов V_{S0} по порядку величины для таких различных диэлектриков, как полиметилметакрилат ($\varepsilon = 2.6$) и рутил ($\varepsilon = 98$), равны друг другу, хотя, согласно (1), они должны отличаться в десятки раз.

Еще более поразительны разночтения в определении времени зарядки одних и тех же диэлектрических мишеней в зависимости от дозы облучения - от единиц и сотен миллисекунд [2, 5, 9, 10] до единиц и сотен секунд [4, 7, 8, 11, 12]. В настоящем сообщении будут рассмотрены и объяснены некоторые фундаментальные противоречия во временных характеристиках зарядки диэлектрических мишеней при их облучении электронами с энергией от сотен эВ до 20 кэВ.

Методом измерения сдвига границы тормозного рентгеновского излучения на Al_2O_3 при его зарядке электронным пучком с энергией $E_0 = 10$ кэВ при плотности тока зонда 10^{-5} А·см⁻² авторы работ [2, 9] получили, что время зарядки до равновесного потенциала $V_{S0} = 7$ кВ достигает сотен миллисекунд. В то же время наши измерения V_{S0} при тех же параметрах облучения с помощью регистрации сдвигов спектров вторичных электронов, измеряемых тороидальным спектрометром РЭМ [4, 7, 8], показывают, что время зарядки равно десяткам и сотням секунд, т. е. на порядки больше, чем в [2, 9].

Для выяснения причин указанных разногласий нами проведены сравнительные эксперименты по одновременному измерению потенциала V_S методами электронной и рентгеновской спектроскопии. Эксперименты проводились на растровом электронном микроскопе (РЭМ), снабженном рентгеновским микроанализатором и электронным спектрометром [13].

Результаты измерений поверхностного потенциала V_S , тока эмиссии электронов I_σ , тока смещения I_d и аккумулярованного заряда Q в диэлектрике Al_2O_3 в зависимости от времени облучения приводятся на рис. 1. Эксперименты проводились при следующих условиях: $a \times a = 100 \times 100$ мкм, $I_0 = 1$ нА.

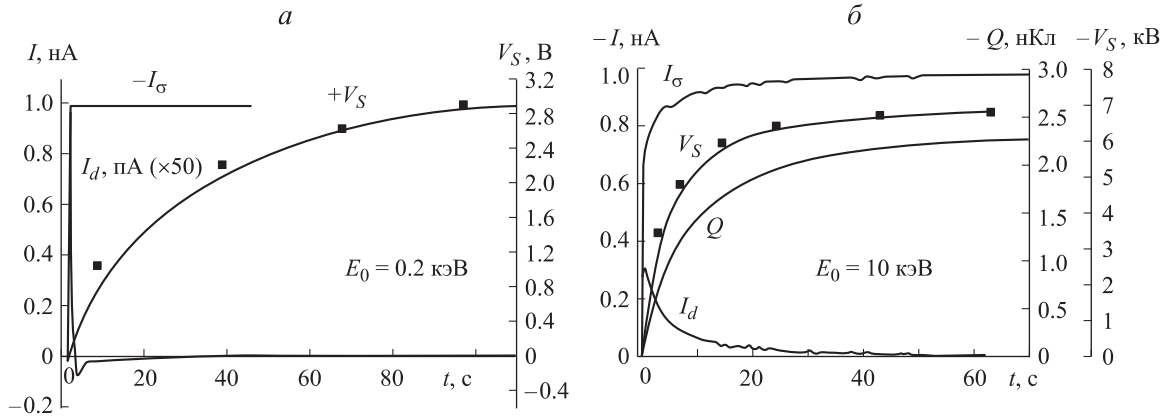


Рис. 1. Временные характеристики параметров зарядки Al_2O_3 -керамики — тока ВЭ I_σ , тока смещения I_d , аккумулируемого заряда Q и поверхностного потенциала V_S для двух значений энергии E_0 : 0.2 кэВ (а) и 10 кэВ (б)

Основные выводы из результатов измерений следующие. Во-первых, время полной зарядки $V_S(t)$ лежит не в миллисекундном диапазоне, а равно десяткам секунд, что подтверждается зависимостью $Q(t)$. Однако характеристика тока эмиссии $I_\sigma(t)$ является более кратковременной, чем $V_S(t)$ и $Q(t)$, поэтому по времени достижения квазиравновесного значения $I_\sigma = I_0 = 1$ нА нельзя судить (как это делается в [2, 9]) о времени наступления равновесного состояния — полной зарядки диэлектрической мишени. Время достижения равенства $I_\sigma/I_0 = 1$ характеризует только первую, быструю составляющую времени зарядки (до 1 с). Затем наступает вторая, долговременная стадия зарядки (от единиц до сотен секунд), характеризующаяся перераспределением зарядов $+Q$ и $-Q$.

Более детальный анализ временных зависимостей параметров зарядки, представленных на рис. 1, показывает, что, действительно, равновесный потенциал зарядки V_{S0} устанавливается за более продолжительное время, чем равновесное значение тока вторичной эмиссии I_σ , при котором $\sigma = 1$, в то время как значение $Q(t)$, полученное интегрированием по времени зависимости тока смещения I_d , качественно следует за значением $V_S(t)$.

Именно временное рассогласование характеристик $I_\sigma(t)$ и $V_S(t)$ явилось скрытой причиной неправильного определения времени зарядки диэлектрических мишеней в работах [2, 9] и некоторых других, где равновесный потенциал фиксировался по сдвигу границы тормозного рентгеновского излучения, а время установления его равновесия приписывалось времени достижения значения коэффициента электронной эмиссии $\sigma = 1$, но это предположение не всегда очевидно и не подтверждается экспериментами (см. рис. 1). Чтобы внести ясность в возникающее противоречие, рассмотрим зависимость коэффициента полной эмиссии электронов σ от энергии облучающих электронов E_0 .

В общем случае $\sigma = \delta + \eta$, где η — коэффициент отраженных электронов ($\eta(E_0) = \text{const}$), а коэффициент ВЭ обычно выражается следующим соотношением [6, 14]:

$$\delta = \left[\frac{AE_0}{E_i} \right] \alpha^{-1} [1 - \exp(-\alpha)], \quad (2)$$

где A — вероятность выхода ВЭ из глубины s от поверхности в вакуум, E_i — энергия генерации ВЭ в диэлектрике, $\alpha = R_0/s$. Значение глубины пробега первичного электрона R_0 задается энергией E_0 : $R_0 = kE_0^n$, где k — константа материала мишени, а показатель n лежит в интервале $1.3 < n < 2.0$. Так, для рассматриваемого здесь диэлектрика Al_2O_3 имеем R_0 [нм] = $28E_0^{1.55}$ [кэВ], максимальная глубина выхода ВЭ $s = 10$ нм, $E_i = 27$ эВ.

Зависимость $\sigma(E) = \delta(E) + \eta$ представлена на рис. 2, где принято $\eta = 0.2$. Там же приводится качественная временная зависимость δ от значения текущей энергии облучающих электронов $E(t) = E_0 - qV_S(t)$.

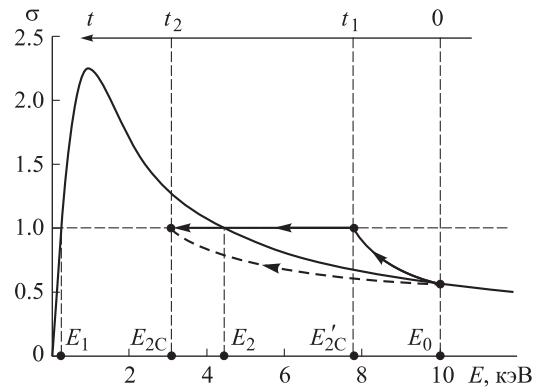


Рис. 2. Качественное представление эмиссионной характеристики $\sigma(E)$ диэлектрика с указанием временной диаграммы этой характеристики

По ранним устоявшимся представлениям, если облучение осуществляется с энергией $E_0 > E_2$, то $\sigma < 1$, диэлектрик заряжается отрицательно, если с энергией в интервале $E_1 < E_0 < E_2$, то $\sigma > 1$, зарядка положительна. В точках двух критических энергий E_1 и E_2 имеем $\sigma = 1$ и полагалось, что диэлектрическая мишень не заряжается. Но современные теоретические модели [1, 3] и эксперименты [4, 7] показали, что и при $E_0 < E_2$ возможна отрицательная зарядка диэлектрической мишени.

Равновесное значение потенциала V_{S0} достигается при этом не при энергии E_2 , а при $E_{2c} < E_2$, причем время t установления равновесной зарядки можно

условно разделить на две составляющие: кратковременную t_1 и долговременную t_2 . За время t_1 (порядка долей и единиц секунд) значение σ достигает единицы, но отрицательная зарядка продолжается и потенциал $V_S = (E_0 - E'_{2C})/q$ растет (см. рис. 1).

Этот дополнительный рост потенциала происходит более медленно, за время t_2 , равное от единиц до сотен секунд (рис. 2). В результате величина $\sigma(E(t))$ идет к значению $\sigma = 1$ в точке E_{2C} , следуя не по линии, обозначенной штрихом на рис. 2, и не по сплошной расчетной линии до точки с энергией E_2 , а по характеристике, приведенной сплошной линией со стрелками. Таким образом, при начальной энергии облучения E_0 при $t = 0$ имеем $\sigma \approx 0.5$, затем σ быстро растет до значения $\sigma = 1$ уже при энергии E'_{2C} , но при этом потенциал зарядки V_S все еще значительно меньше V_{S0} (см. рис. 1).

После достижения приближенного равенства $\sigma \leq 1$ в точке E'_{2C} продолжается накопление отрицательного заряда Q , что вызывает дальнейшее уменьшение энергии падающих электронов E вплоть до равновесного значения E_{2C} , при котором фиксируется равновесный потенциал $V_{S0} = (E_0 - E_{2C})/q$. Возможное объяснение этого парадоксального явления состоит в следующем. При начальной энергии облучающих электронов быстро меняющейся от E_0 до E'_{2C} возникает зарядка поверхности величиной в единицы кВ (рис. 1). При этом между тонким положительно заряженным приповерхностным слоем (вследствие эмиссии ВЭ) толщиной $s \ll R_0$ и более протяженным отрицательным слоем толщиной R_0 возникает сильное электростатическое поле [3]:

$$F_{in} = \frac{V_- - V_+}{R_0} = I_R \cdot \rho \cdot a^{-2}, \quad (3)$$

где V_- и V_+ — потенциалы отрицательно и положительно заряженных слоев диэлектрика, ρ — удельное сопротивление в облучаемой области, определяемое электронно-индуцированной проводимостью диэлектрика. Генерируемое приповерхностное поле F_{in} в свою очередь вызывает два сопутствующих эффекта. Во-первых, понижается работа выхода для ВЭ, т.е. значение электронного сродства χ для диэлектриков, что повышает вероятность выхода ВЭ на величину от 5 до 10% (при уменьшении χ на доли эВ [1, 2]). Но более весом второй фактор влияния F_{in} на величину δ , заключающийся в том, что под воздействием внутреннего поля значительно увеличивается эффективная глубина выхода s для ВЭ [2, 3]:

$$s(F_{in}) = s_0 \exp(\beta \cdot F_{in}), \quad (4)$$

где s_0 — средняя глубина выхода ВЭ в отсутствие поля, $\beta \approx 10^{-7} \text{ (В/см)}^{-1}$ — параметр затухания поля в материале Al_2O_3 . Оценки по формулам (3) и (4) дают более чем двукратное увеличение значения δ под воздействием F_{in} , что эквивалентно известному эффекту Малтера — усилению вторичной эмиссии диэлектриков при наличии сильного электростатического поля [15].

Дальнейшему нарастанию $\delta = f(E)$ препятствует закон сохранения токов $I_0 = I_d + I_\sigma$ и противоборствующий эффект рекомбинации ВЭ в области все нарастающего положительного заряда. В этом ионизированном за счет эмиссии ВЭ Q_+ -слое создаются новые центры захвата электронов, что модифицирует δ .

На возможность образования экситонов и поляронов (так называемый поляронный эффект), образующихся

при транспорте низкоэнергетических ВЭ через толщу облака положительного заряда большой плотности, указывается в работах [3, 5]. Коэффициент δ сдерживает по этой причине свой рост из-за включения в процесс эмиссии эффекта прилипания внутренних ВЭ на вновь порождаемые центры захвата. Одновременно при приближении к состоянию равновесия все большее действие оказывает уравнивающий механизм радиационно-стимулированного тока между заряженными слоями диэлектрика, нивелирующий дальнейшее накопление зарядов в каждом слое. Одновременно происходит довольно медленная (единицы и десятки секунд) Максвелловская релаксация отрицательного заряда в необлученные участки диэлектрической мишени. При положительной зарядке образца (при $E < E_2$) в действие вступает еще один сдерживающий механизм эмиссии — воздействие на ВЭ возвратного электрического поля над поверхностью [1–3, 5], что способствует быстрому установлению равновесного значения $\sigma = 1$, но более медленному по времени равновесного значения $V_S = V_{S0}$ (см. рис. 1, а).

Основной вывод изложенных исследований заключается в том, что хотя процессы зарядки диэлектрических мишеней являются и самосогласующимися и взаимозависимыми, но доминирующим (ведущим) эффектом является накопление отрицательного заряда и соответственно рост потенциала зарядки, определяющего спад энергии облучающих электронов, а вот уже в качестве ведомого, подстраивающегося процесса является изменение коэффициента вторичной электронной эмиссии в зависимости от потенциала поверхности. По этой причине происходит задержка по времени наступления равновесия двух фундаментальных параметров зарядки: тока эмиссии (кратковременный процесс) и потенциала зарядки (долговременный процесс).

Список литературы

1. *Cazaux J.* // J. Appl. Phys. 1999. **85**. P. 11.
2. *Touzin M., Goeriot D., Guerret-Piecourt C.* et al. // J. Appl. Phys. 2006. **99**. P. 114110.
3. *Melchinger A., Hofmann S.* // J. Appl. Phys. 1995. **78**. P. 6244.
4. *Пау Э.И., Евстафьева Е.Н., Андрианов М.В.* // Физ. тверд. тела. 2008. **50**. С. 599.
5. *Ganachaud J.P., Mokrani A.* // Surface Sci. 1995. **334**. P. 329.
6. *Cazaux J.* // Appl. Surface Science. 2010. **275**. P. 1002.
7. *Rau E.I., Fakhfakh S., Andrianov M.V.* et al. // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B. 2008. **266**. P. 719.
8. *Евстафьева Е.Н., Плюес Э., Пау Э.И.* и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. **74**. С. 1020.
9. *Askri B., Renoud R., Ganachaud J.P.* // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2005. **32**. P. 29.
10. *Liebault J., Vallayer J., Goeriot D., Treheux D.* // J. Eur. Ceramic Soc. 2001. **21**. P. 389.
11. *Ong C.K., Song Z. D., Gong H.* // J. Phys. Condens. Matter. 1997. **9**. P. 9289.
12. *Boughariou A., Blaise G., Braga D., Kallel A.* // J. Appl. Phys. 2004. **95**. P. 4117.
13. *Rau E.I., Evstafjeva E.N., Tatarintsev A.A.* // Proc. 15-th European Microscopy Congress. Manchester, 2012. **2**. P. 103.
14. *Lin Y., Joy D.C.* // Surf. Interface Anal. 2005. **275**. P. 4117.
15. *Бройнштейн И.М., Фрайман Б.С.* Вторичная электронная микроскопия. М., 1969.

An explanation of some contradictions in the interpretation of the dynamics of dielectric targets charging under electron irradiation**E. N. Evstaf'eva¹, E. I. Rau^{1,2,a}, A. A. Tatarintsev²**¹*Department of Physical Electronics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*²*Institute of Microelectronics Technolog and High Purity Materials, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Moscow Region 142432, Russia.**E-mail: ^arau@phys.msu.ru.*

Contradictions in the results of some experiments of dielectrics charging dynamics under electron beam irradiation were explained. The disagreements are caused by differences in time of onset of the quasi-equilibrium state of the two main parameters of the charge: the total secondary electron emission yield and surface electrostatic potentials.

Keywords: charging of dielectrics, secondary electrons, potentials, charge dynamics.

PACS: 73.20-r; 711.15-m; 07.78.+s.

Received 23 November 2012.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2013).

Сведения об авторах

1. Евстафьева Екатерина Николаевна — канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-38-95, e-mail: ekaterina@vega.phys.msu.ru.
2. Рау Эдуард Иванович — докт. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, профессор; тел.: (495) 939-38-95, e-mail: rau@phys.msu.ru.
3. Татаринцев Андрей Андреевич — мл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-38-95, e-mail: tatarintsev@iptm.ru.