

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧЕРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М. В. ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Моделирование полей зарядки диэлектриков при электронном облучении

Выполнил студент
423 группы
Киселевский Всеволод Алексеевич

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
Татаринцев Андрей Андреевич

Москва, 2021

1 Общепринятые модели зарядки диэлектриков при электронном облучении и их анализ

Интерес к радиационной физике диэлектриков со временем всё возрастает. Особую важность представляет физика взаимодействия электронных пучков с диэлектрическими мишенями, в частности явления электрической зарядки диэлектриков. Исследования в области радиационной физики становятся всё более актуальными, так как имеют важное значение в различных областях науки и техники, например в электротехнике, микроэлектронике, ядерной энергетике, ионно- и электронно-зондовых методах анализа поверхности, космической технике и многих других технологических процессах.

Существуют различные модели электризации диэлектрических мишеней при электронном облучении, но ни одну из них нельзя назвать исчерпывающей, дающей полное представление о ее сложном самосогласующемся механизме, который включает в себя эмиссию вторичных электронов, о частичном захвате на энергетические ловушки первичных электронов, образовании внутренних электростатических полей и генерацию дополнительных радиационных дефектов. Вначале считалось, что ключевым звеном процесса зарядки диэлектрических мишеней является значение полного коэффициента вторичной электронной эмиссии σ . При равенстве $\sigma = 1$ образец не заряжается, при $\sigma > 1$ образец заряжается положительно, при $\sigma < 1$ – отрицательно. Но со временем эта концепция устарела, так как множество экспериментальных данных не согласовывались с такой моделью зарядки. Идея же о решающей роли вторично-электронной эмиссии оказалась не вполне состоятельной для случая заряжающихся при облучении диэлектрических мишеней.

Следующим шагом являлась разработка модели биполярно заряженных слоёв, согласно которой при электронном облучении электрически непроводящих образцов образуются тонкий приповерхностный слой положительного заряда за счёт ухода вторичных электронов, и нижележащий более толстый слой отрицательного заряда за счёт аккумулируемой на ловушках части первичных электронов в глубине образца. Экспериментальное подтверждение этой модели присутствует во многих работах (например [1, 2]). Дальнейшее развитие этой модели привело к созданию теории электронной зарядки диэлектриков на основе рассмотрения баланса токовых потоков заряженных частиц в облучаемом объёме мишени и эмиссионного тока вторичных и отражённых электронов [3, 4, 5]. Но в дальнейшем для этой модели был выявлен существенный изъян. Основной проблемой можно назвать несоответствие между результатами работ [1, 2] и [4, 5], где заметно сильное расхождение времен зарядки диэлектриков - на порядки величин.

Также широкое рассмотрение получила модель, основанная на решении транспортных уравнений заряженных частиц в диэлектрике и на законах сохранения баланса токов и зарядов [4, 5]. Суть этой теоретической модели основана на трех базисных уравнениях: уравнение Пуассона, уравнение непрерывности тока носителей заряда и уравнение сохранения баланса зарядов. Уравнение Пуассона записывается в виде:

$$\nabla^2 V_S(x, t) = \frac{dF(x, t)}{dx} = \frac{\rho_{\pm}(x, t)}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = \frac{q [p_{tr} + p - n_{tr} - n]}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}, \quad (1)$$

где V_S - поверхностный потенциал облучаемой области мишени, ρ_{\pm} - объёмная плотность (концентрация) свободных электронов и дырок (n и p) и захваченных на ловушечные центры электронов n_{tr} и дырок p_{tr} соответственно, $F = \frac{\sigma_{tr}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}$ - возникающее на поверхности мишени поле зарядов с эффективной поверхностной плотностью σ_{tr} .

Закон сохранения токовых потоков выражается соотношением:

$$I_0 = \sigma_{SEB} I_0 + \frac{dQ_{tr}}{dt} + I_L, \quad (2)$$

где $\sigma_{SEB} = \delta + \eta$ полный коэффициент эмиссии вторичных и отраженных электронов, Q_{tr} - аккумуляемый заряд, I_L - ток объёмной и поверхностной утечки свободных носителей заряда.

И, наконец, третье транспортное уравнение, отражающее сохранение баланса зарядов при плотности тока J_n :

$$\frac{\partial [n(x, t) + n_{tr}(x, t)]}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \nabla J_n(x, t) - rn(x, t)h(x, t), \quad (3)$$

где r - коэффициент рекомбинации электронов с плотностью $n(x, t)$ и дырок с плотностью $h(x, t)$.

$$J_n(x, t) = -q\mu_e n(x, t) \nabla V_S(x, t) + qD_e \nabla n(x, t), \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_{tr}(x, t)}{\partial t} = n(x, t) \mu_e F(x, t) S_e [N_i - n_{tr}(x, t)] - n_{tr}(x, t) \exp \left[-\frac{E_T - \Delta E_{PF}}{kT} \right], \quad (5)$$

где N_i - плотность исходных электроннх ловушек, S_e - сечение захвата электронов, E_T - энергия активации ловушки, ΔE_{PF} - понижение энергетического уровня ловушки под действием поля F_{in} .

Самым серьезным недостатком этой достаточно цельной теоретической модели является значительное различие вычисленных времён зарядки диэлектриков от измеренных во многих экспериментах. Так, расчётные времена зарядки, например монокристаллов окислов SiO_2 и Al_2O_3 , приведённые в работах [4, 5], различаются от экспериментальных (см. например, [1, 2, 8-10]) на порядки величины: от десятков миллисекунд до десятков и сотен секунд.

2 Результаты эксперимента и их трактовка

Для устранения недостатков описанных выше и разработки нового сценария зарядки диэлектриков при электронном облучении в лаборатории было проведено обширное число экспериментов, в том числе и часть из которых при непосредственном участии автора. Кратко представим принципиальную схему их проведения. Эксперименты проводятся при

помощи СЭМ, так как данное устройство оптимально подходит для данной задачи. При исследованиях всех диэлектриков регистрируются ток полной эмиссии электронов I_σ , ток первичных электронов I_0 , ток смещения, индуцированный на проводящей подложке образцов I_d , ток утечки I_L , а также поверхностный потенциал V_S . Последний измеряется по временному сдвигу спектра ВЭ, снимаемого в процессе зарядки с помощью тороидального электростатического спектрометра, специально адаптированного к СЭМ.

В результате были получены равновесные значения поверхностных потенциалов для следующих образцов: полимера, Al_2O_3 сапфира, слюды и SiO_2 (см. рис. 1). Также здесь стоит обратить внимание, что зависимости потенциалов для разных образцов достаточно схожи, что свидетельствует о наличии единого механизма, регулирующего значение поверхностного потенциала.

Для объяснения результатов экспериментов, необходимо пересмотреть ряд принятых ранее утверждений, использованных для создания моделей, так как в них не согласуются многие расчетные результаты с экспериментальными данными.

Первое – при достаточно высоких плотностях облучающих электронов, часть из них, не захваченная на ловушки, после термализации становится дополнительными свободными электронами с малыми энергиями (доли и единицы эВ). Эти первичные электроны подвержены влиянию внутреннего электрического поля F_{in} и под его действием движутся либо к поверхности, давая вклад в электронную эмиссию, либо в необлученную область, и регистрируются как ток утечки.

И, второе, ключевое – регулирующим фактором установления равновесного состояния зарядки является образование критического поля двойного слоя зарядов F_{dip} , образующегося из-за возникновения тонкого положительного приповерхностного слоя и отрицательно заряженного объема образца.

Только малая часть первичных электронов рассеивается обратно (коэффициент ОЭ $\eta_0 \approx 0.1$), в то время как их основная доля ($1 - \eta_0 = \alpha$) после потерь энергии в процессах неупругих столкновений в конце их траекторных пробегов термализуются, и их остаточная энергия составляет доли и единицы эВ. Для этих «медленных» электронов, локализованных во всей области взаимодействия первичных электронов с мишенью, даже слабое начальное внутреннее поле F_{in} (порядка 10^4 В/см) вызывает их направленное движение и к поверхности и в сторону подложки.

Продemonстрируем необходимые численные оценки на примере сапфира (Al_2O_3). Ключевым параметром является значение внутреннего поля F_{in} , регулирующее темпы заполнения (захвата электронов) и опустошения ловушечных центров с энергией активации от 0.1 эВ до 1 эВ (мелкие ловушки) и величина равновесного потенциала V_{S0} . Так как величина F_{in} заранее неизвестна, то определим её по экспериментально измеренному равновесному значению поверхностного потенциала, например $V_{S0}=10$ кВ при $I_0=10^{-9}$ А, $a=100$ мкм, $E_0=13$ кэВ, $\chi = E_T=1$ эВ, $d=1$ мм. Из формулы $V_{S0} = \frac{q \cdot N_{1tr}^S \cdot d}{\epsilon_0 \epsilon_r} = \frac{Qd}{\epsilon_0 \epsilon_r a^2} = 10^4$ В, из чего следует, что максимальная равновесная поверхностная плотность зарядов $N_{1tr}^S = 10^{-7}$ Кл · см⁻² или 10^{12} ловушек в см⁻², т.е. $N_{1tr}=10^{16}$ см⁻³. Отсюда критическое поле равно

$F_{in} = \frac{N_{1tr}^S}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = 10^5$ В/см, а равновесное значение зарядов $Q_{tr} = 10^{-9}$ Кл набирается за сотни секунд, т.е. на зарядку идут десятые или сотые доли от входящих электронов, а основная их часть уходит в потоки эмиттированных термализованных электронов и в токи утечки.

Для различных классов диэлектриков это поле приблизительно постоянно, так как $V_S(E_0) \approx const$ для всех диэлектриков при заданном E_0 (см. рис. 1), поэтому равновесное значение зарядов $\approx Q_{tr}$ отличается для них в основном из-за различия в параметре ε_r , что подтверждается экспериментальными данными [8].

Значение поля F_{in} для всех диэлектриков являются близкими, подтверждением этому являются представленные на рис. 2 зависимости F_{in} от энергии облучающих электронов E_0 для некоторых диэлектриков, а также универсальная зависимость $F_{dip} \approx const$ для всех образцов. Объяснение универсальности F_{in} можно дать, исходя из близости значений $F_{dip} = \frac{\Delta V}{2x_q}$ (где ΔV - разность потенциалов между заряженными слоями в случае пробоя между ними, x_q - координата смены знака плотности заряда) для всех диэлектриков. Важным замечанием является то, что F_{in} близки по значению для всех диэлектриков, несмотря на существенные различия в параметрах ε_r , ρ_m , β для образцов. В отличие от характеристик F_{in} и F_{dip} , поверхностные плотности зарядов σ_{tr} сильно различаются для различных диэлектриков (пунктирные линии на рис. 2). Объяснение этому можно дать исходя из соотношения, связывающего поле F_{in} с плотностью зарядов σ_{tr} и диэлектрическими константами ε_r : $F_{in} = \frac{\sigma_{tr}}{2\varepsilon_0(\varepsilon_r + 1)}$.

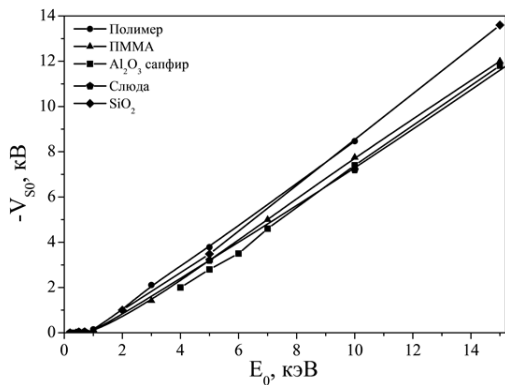


Рис. 1: Зависимость равновесного значения поверхностного потенциала V_{S0} от энергии первичных электронов E_0 для различных образцов: полимера, ПММА, Al_2O_3 сапфира, слюды и SiO_2

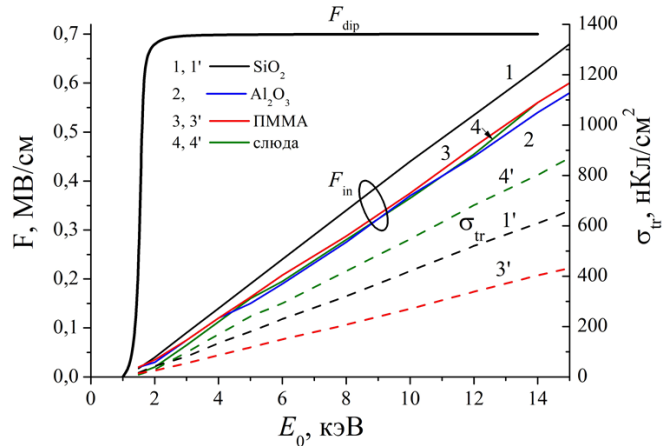


Рис. 2: Графики зависимостей электрических полей F_{in} и F_{dip} от энергии E_0 для ряда диэлектриков, а также характеристики плотности аккумулярованных отрицательных зарядов $\sigma_{tr} = f(E_0)$ (штриховые кривые).

3 Моделирование

Для экспериментального исследования поверхностного потенциала зарядки по сдвигу спектра вторичных электронов важную роль играет распределение полей над образцом.

Поэтому существенной частью данной работы является исследование траекторий вторичных электронов заданной в геометрии экспериментов со спектрометром и с полусферическим коллектором электронов. В последнее время стали появляться работы, в которых приводится измерение поверхностного потенциала при помощи спектрометра [7]. В данной работе подавался потенциал на подложку образца, который смещал спектр до совпадения с незаряженным. По этому потенциалу определялся потенциал зарядки. Такой метод хорошо подходит для металлических образцов с невысокими потенциалами поверхности, но не является корректным для диэлектрических образцов. Это было показано в настоящей работе моделированием электрических полей и траекторий вторичных электронов, выходящих из поверхностного слоя диэлектрика.

Моделирование проводилось следующим образом. Область выхода вторичных электронов имеет заранее задаваемый потенциал, изменяющийся в пределах от 0 до 5000 В, возникновение которого обусловлено воздействием заряженного пучка. Также имеется возможность подавать потенциал на подложку, на которой размещен образец, также изменяющийся в зависимости от 0 до 5000 В. Начальная энергия вторичных электронов равна 2 эВ, направление выхода каждого пучка изначально задано как конус с углом при вершине, равном $\pi/2$. Для моделирования была использована следующая геометрия: характерный размер области зарядки – 100 микрон при размере диэлектрика 20 мм и толщиной 1 мм на металлической подложке, расстояние до верхней плоскости спектрометра – 4 мм, направление на спектрометр из центра заряжаемой области – 25° от нормали.

В работе исследуется изменение количества электронов, попавших в детектор, в зависимости от потенциалов, подаваемых на подложку при постоянном потенциале заряженной области. Таким образом исследовалось влияние потенциала смещения на фокусировку электронного пучка.

В результате варьирования параметров было установлено, что в случае зарядки подложки на больший потенциал, чем потенциал образца, вторичные электроны оказываются в потенциальной яме и не достигают детектора.

Этот факт был учтен при дальнейшем изменении значений потенциалов на подложке и на образце. Были собраны данные о количестве электронов, которые попали в детектор, при различных параметрах. Ниже представлен график доли электронов, достигших детектора, при постоянных потенциалах на подложке и различных потенциалах на образце:

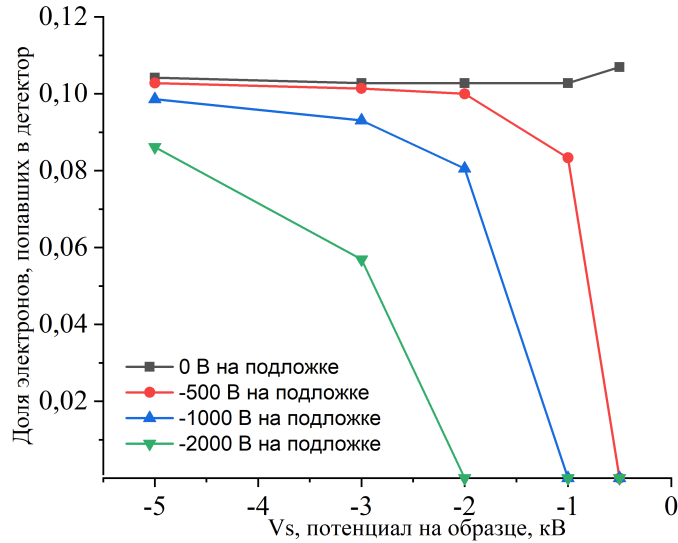


Рис. 3: Доля электронов, достигших детектора, при постоянных потенциалах на подложке и различных потенциалах на образце

Как видно из графика на рис. 3, недостаточно учитывать только угол выхода электронов, потенциал на образце и подложке, аппаратная функция, используемая для пересчета спектра, также должна учитывать фокусировку электронов под действием поля, возникающего от подложки и образца.

4 Выводы

1. Было показано, что равновесное значение потенциала поверхности V_{S0} мало зависит от массовой плотности ρ_m и диэлектрической константы ϵ_r материала диэлектрика.
2. На основе экспериментальных данных проведен расчет внутренних полей и было показано, что это поле также слабо зависит от параметров образца. Выдвинуто предположение, что потенциал поверхности регулируется генерируемым внутренним полем F_{in} и вызванного им радиационно-стимулированным током I_R .
3. Проведен расчет полей и траекторий над поверхностью образца для эксперимента со спектрометром. Для разных значений поверхностного потенциала зарядки показано влияние потенциала на подложки на эффективность сбора детектора. Обнаружены условия, при которых ВЭ не могут достигать входную щель спектрометра.

5 Список литературы

1. Melchinger A., Hofmann S. // J. Appl. Phys. – 1995. – 78 – P. 6224.
2. Евстафьева Е. Н., Рау Э. И., Милеев В. Н., Новиков Л. С., Дицман С. А., Сеннов Р. А. // Перспективные материалы – 2010. – 11 – P.4.
3. Glavatskikh I. A., Kortov V. S., Fitting H-J // J. Appl. Phys. – 2001. – 89(1) – P.44 .
4. Touzin M., Goeuriot D., Guerret-Piecourt C., Juve D., Treheux D., Fitting H-J // J. Appl. Phys. – 2006. – 99 – P.114110 .
5. Cornet N., Goeuriot D., Guerret-Piecourt C., Juve D., Treheux D., Touzin M., Fitting H-J // J. Appl. Phys. – 2008. – 103 – P.064110.
6. Татаринцев А. А. Основные закономерности зарядки диэлектриков и сегнетоэлектриков электронами средних энергий // Черноголовка – 2012. – 123 – P.34.
7. Experimental investigation about energy balance of electron emission from materials under electron impacts at low energy: application to silver, graphite and SiO_2 – M. Villemant // J. Appl. Phys. – 2017. – V.50 P.485204.
8. Рау Э. И., Татаринцев А. А., Зыкова Е. Ю., Иваненко И. П., Купреенко С. Ю., Миннебаев К. Ф., Хайдаров А. А. // ФТТ – 2017. – 59 – P.1504.
9. Rau E. I., Tatarintsev A. A., Zyкова E. Y. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 2019. – V.460 – P.141.
10. Евстафьева Е. Н., Рау Э. И., Татаринцев А. А. // Вестник МГУ, сер. Физика и астрономия – 2013. – 2 – P.34.