

- [1] Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме, Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
- [2] Аксенов А.И., Бугаев С.П., Емельянов В.А. и др. - ПТЭ, 1987, № 3, с. 139-142.
- [3] Гаврилов Н.В., Крейндель Ю.Е., Окс Е.М. и др. - ЖТФ, 1984, т. 54, в. 1, с. 66-72.

Институт электрофизики АН СССР,  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
15 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ВЭЭ И ИНЖЕКЦИОННОГО ТОКА  
НА ЗАРЯДКУ ДИЭЛЕКТРИКА,  
ОБЛУЧАЕМОГО ЭЛЕКТРОНАМИ

Э.А. Гостищев, А.И. Сергеев,  
Н.И. Ягушкин

В диэлектрике, облучаемом электронным пучком, накапливается объемный заряд (ОЗ). Рассмотрим случай, когда одна из поверхностей диэлектрического слоя покрыта металлом и заземлена, а облучение производится со стороны открытой поверхности, причем максимальный пробег электронов в диэлектрике меньше толщины слоя (см. рис. 1,а). Если плотность тока электронного пучка достаточно мала, то через некоторое время после начала облучения устанавливается стационарное состояние, в котором накопление ОЗ за счет термализации электронов пучка компенсируется стоком носителей заряда по двум направлениям: через открытую поверхность диэлектрика в окружающее пространство посредством вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) и через необлучаемую область (НО) диэлектрического слоя к заземленной поверхности путем инъекции носителей из облучаемой области (ОО) через плоскость максимального пробега. Относительная роль механизмов стекания существенно зависит от параметров облучения. В данной работе экспериментально исследована зависимость стационарного потенциала открытой поверхности образцов из боросиликатного стекла К-208 от энергии электронов пучка и от плотности тока пучка. Анализ экспериментальных данных позволил определить параметры энергетического распределения электронных ловушек в стекле К-208. Расчет рельефов поля в облучаемой области диэлектрика показал, что в стационарном состоянии вероятность разрядов в вакуум повышается с ростом энергии облучающих электронов, что согласуется с результатами наблюдений.

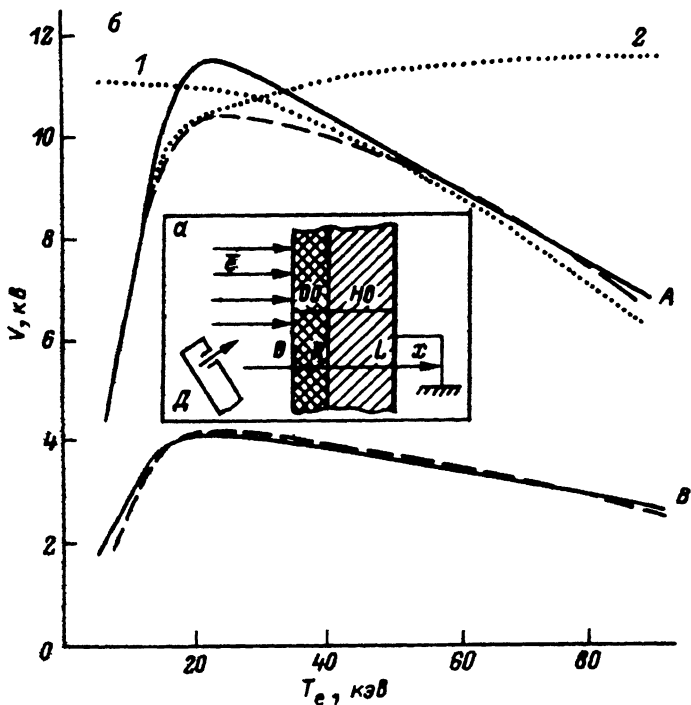


Рис. 1. Схема эксперимента. Д - датчик электрического поля, калиброванный на потенциал поверхности (а). Зависимость потенциала поверхности диэлектрика от энергии электронов пучка (б): А -  $J_0 = 2 \cdot 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup>, В -  $J_0 = 8 \cdot 10^{-11}$  А/см<sup>2</sup>; сплошными линиями показаны экспериментальные зависимости, штриховыми линиями - расчетные, пунктирными линиями - рассчитанные в предположении, что одна из функций  $k(T_e - eV)$  или  $R(T_e - eV)$  не зависит от энергии. Кривая 1 соответствует постоянной величине  $K = 0.25$ , кривая 2 рассчитана для  $R = 0$ .

Измерения потенциала открытой поверхности проводились по методике, изложенной в работе [1]. Энергия электронов менялась в эксперименте в пределах от 10 до 80 кэВ. Измерения были проведены при двух значениях плотности тока пучка  $2 \cdot 10^{-9}$  и  $8 \cdot 10^{-11}$  А/см<sup>2</sup>. Результаты в виде зависимостей стационарного потенциала поверхности от энергии электронов для каждого значения плотности тока пучка показаны на рис. 1, б. Наличие на зависимостях максимумов вблизи энергии 20 кэВ указывает на то, что при данной энергии меняются доминирующей ролью эмиссионный и инжекционный механизмы стекания заряда.

Для количественного анализа результатов воспользуемся известной моделью двухслойного диэлектрика [2]. Согласно этой модели, диэлектрик, облучаемый непроникающим электронным пучком, делится на ОО и НО. В первой области ток обусловлен радиационно-индуцированной проводимостью, напряженность электрического поля здесь относительно невелика, а падение потенциала между открытой поверхностью и плоскостью максимального пробега мало по сравнению с потенциалом открытой поверхности. В НО инжектированные из ОО носители образуют ток, ограниченный объемным зарядом, что приводит к формированию сильных электрических полей. Прямые численные расчеты показали, что для образцов стекла К-208 толщиной 170 мкм, облучаемых электронным пучком с энергией 80 кэВ и плотностью тока  $2 \cdot 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup> (пробег  $R = 40$  мкм), падение потенциала на ОО составляет величину  $\sim 1\%$  от величины потенциала поверхности. В дальнейшем мы считаем, что падение потенциала на ОО равно нулю.

Если предположить, что электронные ловушки в запрещенной зоне стекла К-208 имеют экспоненциальное распределение по энергии, то из анализа [3] следует, что величина падения потенциала на НО  $V$  связана с током, протекающим здесь, соотношением:

$$V = AJ^{1/l+1} (L-R)^{\frac{2l+1}{l+1}}, \quad (1)$$

где  $L$  — толщина диэлектрического слоя;  $R$  — пробег электронов;  $l$  — параметр, зависящий от формы распределения ловушек по энергии и температуры;  $A$  — функция, зависящая от свойств диэлектрика и температуры и неизменяющая своей величины в процессе эксперимента,  $J$  — плотность инжекционного тока, зависящая от полного коэффициента электронной эмиссии  $k$  следующим образом  $J = J_0(1-k)$ ,  $J_0$  — плотность тока пучка. Подставляя явный вид для  $J$  в формулу (1), получим выражение, описывающее зависимость потенциала поверхности от энергии пучка  $T_e$  и плотности тока пучка:

$$V(T_e) = A \left\{ J_0 [1 - k(T_e - eV)] \right\}^{1/l+1} [L - R(T_e - eV)]^{\frac{2l+1}{l+1}}.$$

Зависимость  $V$  от энергии здесь является следствием зависимостей  $k(T_e - eV)$  и  $R(T_e - eV)$ . Функция  $R(T_e - eV)$  была взята из результатов расчета работы [4]. Функция  $k(T_e - eV)$  не подчиняется обычному степенному закону [5], т.к. включает в наш случай слабоисследованную компоненту эмиссии, являющуюся следствием зарядки приповерхностной области диэлектрика. Вид функции  $k(T_e - eV)$  был получен непосредственным измерением.

Анализ показал, что наибольшее соответствие расчетной и измеренной зависимости  $V(T_e)$  получается при значении параметра  $l = 2.5$  и значении функции  $A = 4 \cdot 10^9$  В·см <sup>$-\frac{2l-1}{l+1}$</sup>  А <sup>$-\frac{1}{l+1}$</sup> . Расчетные зависимости  $V(T_e)$  показаны на рис. 1, б штриховыми линиями.

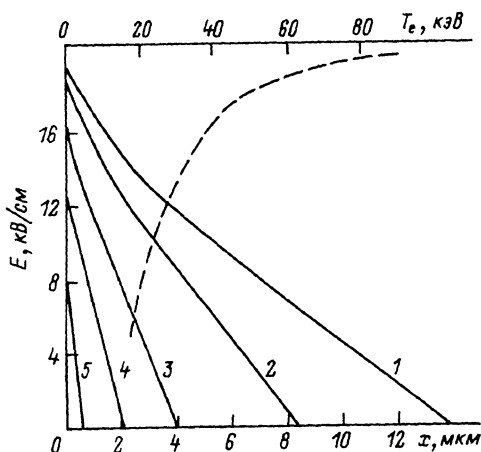


Рис. 2. Сплошные линии – положительные участки рельефов напряженности электрического поля в  $OO$ , рассчитанные для разных энергий пучка: 1 – 80, 2 – 60, 3 – 40, 4 – 30, 5 – 20 кэВ. Штриховая линия – зависимость напряженности поля на поверхности от энергии электронов пучка. Параметры, использованные в расчетах, см. по тексту.

В процессе измерения было обнаружено, что на фоне установившейся зарядки образца имеют место разрядные импульсы, приводящие к частичному снятию заряда. Дополнительное исследование показало, что разряды происходят от слоя аккумулялированного заряда на облучаемую поверхность с выбросом заряда в вакуум. Разумно предположить, что вероятность разряда коррелирует с величиной электрического поля в приповерхностном слое диэлектрика.

Расчет стационарных электрических полей в  $OO$  был проведен численно с учетом следующих предположений: проводимость обеспечивается свободными электронами, в то время как дырки неподвижны; рекомбинация происходит только между дырками и свободными электронами, причем коэффициент рекомбинации  $r$  подчиняется

соотношению Ланжевена  $r = \frac{e\mu}{\epsilon}$ , где  $e$  – элементарный заряд,

$\mu$  – истинная подвижность электронов,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость образца; истинная подвижность, как и в работе [6], была взята равной  $\mu = 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/В·с, плотность состояний в зоне проводимости была принята равной  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>, энергия рождения пары носителей равна  $10^4$  эВ [7]; рельефы функций термализации и генерации носителей были взяты из расчетов многоступенчатого методом. Недостающие параметры были определены с использованием полученных из эксперимента величин  $Z$  и  $A$ . Граничным условием в расчетах являлась плоскость нулевого поля, положение которой  $x_0$  определялось из соотношения:  $k = \int_0^{x_0} S(x) dx$ ,

где  $S(x)$  - функция распределения термализации электронов пучка, нормированная на единицу.

На рис. 2 показаны положительные участки рельефов напряженности поля, рассчитанные для пяти значений энергии пучка. Штриховой линией показана зависимость величины поля в точке  $x = 0$  от энергии электронов пучка. Видно, что с увеличением энергии поле возрастает. Это коррелирует с результатами измерений, согласно которым частота увеличивается с ростом энергии пучка.

На рис. 1, б пунктирными линиями показаны расчеты потенциала поверхности, сделанные в предположении, что либо  $R$ , либо  $k$  в процессе эксперимента являются константами. Видно, что влияние функции  $R(T_e - eV)$  проявляется на участке  $T_e > 20$  кэВ, в то же время влияние  $k(T_e - eV)$  доминирует на участке  $T_e < 20$  кэВ. Таким образом, учет эмиссионного механизма наиболее важен при малых энергиях облучающих электронов, а инжекционные токи играют роль при энергиях  $> 20$  кэВ, когда пробег электронов сравним с толщиной образца.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Y a g u s h k i n N.I., I v a n o v s k y S.A., S a p o z h k o v Y.I., S m e k a l i n L.F. - Proc. 5-th Intern. Symp. Electrets, Heidelberg, 1985, p. 616-622.
- [2] G r o s s B., S e s s l e r G.M., W e s t J.E. - J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 7, p. 2841-2851.
- [3] Л а м п е р т М., М а р к П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973.
- [4] P a g e s L., B e r t e l E., J o f f r e H., S k l a v e n t i s L. - At. Data, 1972, v. 4, N 1, p. 2-129.
- [5] B u r k e E.A. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1980, ns-27, N 6, p. 1760-1764.
- [6] F o w l e r J.F. - Proc. Roy. Soc., 1956, A236, p. 464-480.
- [7] C o m p t o n D.M.J., C h e n e y G.T., P o l l R.A. - J. Appl. Phys., 1965, v. 36, N 8, p. 2434-2443.

Поступило в Редакцию  
14 января 1988 г.