

## ГЛАВА 1.11

### ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ДИЭЛЕКТРИКАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЯМИ ДО 100 кэВ

Ягушкин Н.И., Сергеев А.И., Гостищев Э.А.  
*ФГНУ «НИИ интроскопии»*

#### ВВЕДЕНИЕ

Процессы накопления объемного заряда в диэлектриках, облучаемых электронами с энергиями в десятки килоэлектронвольт, в целом подобны процессам, протекающим при облучении диэлектриков электронами с энергиями 1–10 МэВ. Основные отличия определяются значениями глубины залегания объемного заряда и степенью влияния вторично-эмиссионных процессов на его формирование. В первом случае ток вторичной электронной эмиссии может являться существенной составляющей полного тока, текущего через облучаемый электронами образец, во втором – его роль пренебрежимо мала.

Уход вторично-эмиссионных электронов из тонкого приповерхностного слоя (~10 нм) диэлектрика, облучаемого электронами с энергиями в десятки килоэлектронвольт, эквивалентен образованию положительного заряда в этом слое, в то время как на глубине пробега электронов (5–100 мкм) формируется отрицательный объемный заряд. Таким образом, в диэлектрике образуется двойной слой зарядов противоположных знаков. Между слоями положительного и отрицательного зарядов на глубине нескольких десятков микрометров индуцируется электрическое поле, напряженность которого может оказаться достаточной для протекания здесь пробойных явлений [1–3], приводящих к повреждениям диэлектриков. Важно, что поглощаемая

при этом энергия меньше той, которая требуется для объемного нарушения свойств диэлектриков за счет создания радиационных дефектов [4–6]. Такие модельные представления были подтверждены как теоретическими расчетами [7, 8], так и прямым экспериментом [9].

В настоящей главе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований радиационно-электрических процессов в диэлектриках, инициируемых воздействием моноэнергетических пучков электронов с энергиями  $\sim 10\text{--}100$  кэВ.

### 1.11.1. Модельное описание процессов радиационной электризации и электрических пробоев в диэлектриках

#### 1.11.1.1. Процессы инжекции и генерации свободных носителей

При облучении электронами в диэлектрических материалах образование объемного заряда происходит вследствие двух процессов: термализации первичных электронов и генерации носителей обоих знаков за счет ионизации атомов вещества. На рис. 1.11.1 приведены характеристики этих процессов для диэлектрика с двусторонней металлизацией. Первый процесс характеризуется объемной скоростью инжекции  $g(x)$  (кривая 1 на рис. 1.11.1). Вследствие статистического характера процесса потерь энергии первичным электроном его термализация может произойти на любой глубине внутри слоя диэлектрика от облучаемой поверхности  $x = 0$  до плоскости максимального пробега  $x = R$ .

Второй процесс характеризуется объемной скоростью генерации носителей  $K(x) = D(x)/\omega$ , где  $D(x)$  – энергия, поглощенная в единице объема образца на глубине  $x$ ,  $\omega$  – энергия, затрачиваемая на образование одной пары носителей. Функция  $K(x)$  также изображена на рис. 1.11.1 (кривая 2). Эффект генерации носителей первичным электроном лежит в основе явления радиационной электропроводности [10].

Мерой, характеризующей соотношение между рассмотренными процессами, может служить величина [4]  $\gamma(x) = g(x)/K(x)$ . Порядок величины  $\gamma$  с точностью до коэффициента обратного рассеяния электронов и потерь энергии на тормозное излучение может быть оценен как  $\gamma \approx \omega/T_e < 1$ , где  $T_e$  – энергия инжектируемых электронов. В работах [3, 4, 11, 12] показано, что скорость инжекции заряда в диэлектрик определяет максимальную величину объемного заряда и время его накопления. В зависимости от соотношения концентраций отрицательных ( $n$ ) и положительных ( $p$ ) носителей в диэлектрике различают режимы заряжения диэлектриков, обсуждаемые ниже.

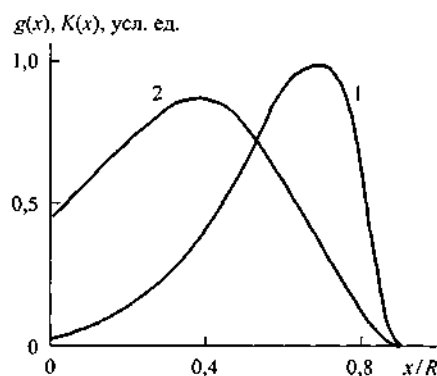


Рис. 1.11. 1. Распределение скоростей инжекции  $g(x)$  (1) и генерации носителей  $K(x)$  (2) по глубине диэлектрика

При облучении диэлектриков с открытой облучаемой поверхностью большое

влияние на процессы формирования объемного заряда оказывает выход электронов с открытой поверхности в окружающее пространство. Вторично-эмиссионные токи играют важную роль в процессах электризации космических аппаратов (КА) [13]. При рассмотрении роли эмиссионных токов в формировании объемного заряда нужно учитывать влияние электрического поля, возникающего в диэлектрике, на процесс эмиссии [14, 15]. Лабораторные исследования показали, что при малых плотностях тока первичных электронов ( $j_n \leq 10^{-11}$  А·см<sup>-2</sup>) эмиссионный ток полностью определяется выходом из диэлектрика не успевших термализоваться вторичных электронов, т. е. вторичной электронной эмиссией, и постоянен во времени. Однако при плотности тока пучка  $j_n = 10^{-10} - 10^{-9}$  А·см<sup>-2</sup> эмиссионный ток в диэлектриках нарастает во времени после начала облучения. Глубина выхода электронов эмиссии в диэлектриках составляет, как уже указывалось, около 10 нм [16]. Поэтому мощность источника избыточных дырок в слое выхода эмиссии намного превышает мощность источника избыточных электронов. Это приводит к тому, что в приповерхностном слое накапливается положительный заряд, а в области пробега первичных электронов – отрицательный. Качественно этот процесс иллюстрируется рис. 1.11.2. Электрическое поле, возникающее в двойном слое, будет способствовать движению электронов к поверхности диэлектрика, что и приводит к увеличению тока эмиссии.

Большое влияние на электризацию диэлектриков с открытой поверхностью оказывает освещение [17]. Облучение диэлектриков световым потоком с длиной волны  $\lambda < 0,2$  мкм (область вакуумного ультрафиолета) приводит к интенсивной фотогенерации пар носителей в приповерхностном слое толщиной в несколько десятков нанометров и появлению значительного тока фотоэлектронной эмиссии, который также играет большую роль в процессах электризации КА [13]. Поглощение света с длиной волн  $\lambda > 0,2$  мкм в прозрачных диэлектриках происходит практически равномерно по всему объему, что влияет на процессы переноса заряда в диэлектриках за счет появления фотостимулированной проводимости.

### 1.11.1.2. Система уравнений

Установившееся состояние при облучении диэлектрика является результатом динамического равновесия между процессом инжекции заряда в диэлектрик и процессами стекания заряда из объема.

Метод расчета стационарных характеристик электризации диэлектрика подробно изложен в работе [3] и основан на решении системы уравнений, описывающей инжекцию и дрейф носителей заряда:

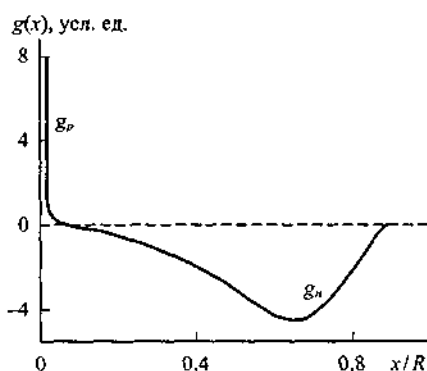


Рис. 1.11.2. Распределение по глубине диэлектрика скоростей инжекции отрицательных  $g_n$  и положительных  $g_p$  носителей

$$\begin{aligned}
j(x) &= e\mu n(x)E(x); \\
n_t(x) &= \frac{\pi/\ell}{\sin(\pi/\ell)} N_t \left( \frac{n(x)}{N_c} \right)^{1/\ell}; \\
K(x) &= \alpha n(x)p_t(x); \\
\frac{dE(x)}{dx} &= \frac{e}{\varepsilon} (p_t(x) - n_t(x));
\end{aligned} \tag{1.11.1}$$

где  $E(x)$  – напряженность внутреннего электрического поля;  $n(x)$ ,  $n_t(x)$  и  $p_t(x)$  – концентрации свободных электронов, захваченных электронов и дырок.

В качестве параметров используются величины:  $\mu$  – подвижность электронов;  $e$  – заряд электрона;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость образца;  $\alpha$  – коэффициент рекомбинации свободных электронов с захваченными дырками;  $N_t$  – полная концентрация ловушек;  $N_c$  – концентрация состояний у дна зоны проводимости;  $T_t$  – параметр экспоненциального распределения ловушек по энергии,  $T$  – абсолютная температура,  $\ell = T_t/T$ .

Следует отметить, что данный метод расчета характеристик электризации позволяет с единых позиций рассматривать все возможные ситуации [4]: когда концентрация электронов примерно равна концентрации дырок  $n_t \approx p_t$  (режим инжектированной плазмы), когда электронов значительно больше  $n_t \gg p_t$  (режим тока, ограниченного объемным зарядом), а также промежуточный случай, когда  $n_t$  и  $p_t$  различны, но остаются величинами одного порядка. В частности, поскольку в необлучаемой области радиационная электропроводность равна нулю, перенос электронов через нее в режиме тока, ограниченного объемным зарядом, определяет стационарное состояние зарядки. Это позволяет получить распределения напряженности электрического поля  $E(x)$  и объемного заряда  $\rho(x)$  как в области пробега электронов, так и в необлучаемой области диэлектрика.

В модельных расчетах и экспериментах исследуются два случая заряжения диэлектриков: слой диэлектрика на заземленной металлической подложке с открытой облучаемой поверхностью и с нанесенным на облучаемую поверхность тонким металлическим электродом, соединенным с подложкой. Для диэлектрических материалов с двусторонней металлизацией система уравнений (1.11.1) дополняется граничным условием:

$$\int_0^d E(x) dx = 0, \tag{1.11.2}$$

Электризация диэлектриков с двусторонней металлизацией широко обсуждена в работах [7, 10–12, 30, 31]. Здесь будем рассматривать электризацию диэлектриков с открытой облучаемой поверхностью, как более важную в проблеме электризации КА. При учете электронной эмиссии с открытой облучаемой поверхности диэлектрика ток проводимости  $j(x)$  связан с плотностью тока электронной эмиссии  $j_e$  и скоростью инжекции  $g(x)$  следующим соотношением, дополняющим систему уравнений (1.11.1):

$$j(x) = j_e - e \int_0^x g(x') dx'. \tag{1.11.3}$$

### 1.11.1.3. Расчет характеристик электризации образцов диэлектрических материалов

Результаты расчетов характеристик электризации с помощью уравнений (1.11.1) для стационарного состояния приведены на рис. 1.11.3–1.11.6. На рис. 1.11.3 показано распределение по толщине образца стекла К-208 напряженности электрического поля при разных значениях энергии электронов  $T_e$ : 1 – 20 кэВ, 2 – 40 кэВ, 3 – 60 кэВ, 4 – 80 кэВ, и плотности тока пучка  $j_n = 2 \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ . Видно, что напряженность поля положительна вблизи облучаемой поверхности, а по мере продвижения в глубь образца она уменьшается и меняет знак в плоскости нулевого поля  $x_0$ , определяемой соотношением:

$$j_s = e \int_0^{x_0} g(x) dx. \quad (1.11.4)$$

Абсолютная величина напряженности поля на глубине пробега  $R$  намного больше, чем вблизи открытой поверхности, она увеличивается по мере приближения к заземленной металлической подложке.

На рис. 1.11.4 в увеличенном масштабе показано распределение напряженности поля в области положительных значений, т. е. между облучаемой поверхностью образца и плоскостью нулевого поля  $x_0$ , для тех же условий облучения. Здесь на оси абсцисс указаны абсолютные значения расстояния от поверхности образца.

Стационарное распределение плотности объемного заряда по толщине образца при двух значениях энергии электронов  $T_e$ : 1 – 20 кэВ, 2 – 40 кэВ и плотности тока пучка  $j_n = 2 \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$  представлено на рис. 1.11.5. Видно, что при увеличении энергии электронов плотность объемного заряда уменьшается.

Важной характеристикой электризации диэлектриков является потенциал их открытой поверхности [15, 32]. В большинстве случаев с измерением этого параметра имеют дело в процессе лабораторных и натуральных испытаний диэлектрических материалов на электризуемость. Поэтому чрезвычайно полезно иметь простую и вместе с тем достаточно точную матема-

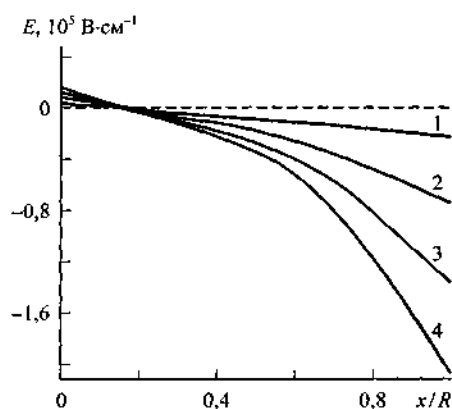


Рис. 1.11.3. Распределение напряженности электрического поля по толщине стекла К-208 в облучаемой области

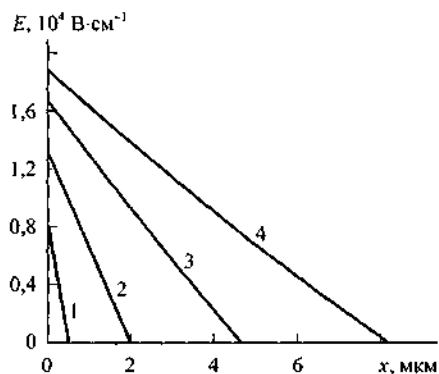


Рис. 1.11.4. Распределение напряженности электрического поля  $E$  в области положительных значений для образца К-208

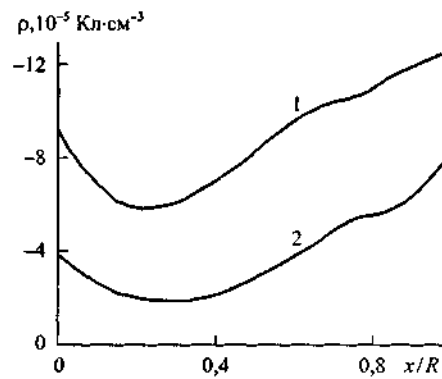


Рис. 1.11.5. Распределение плотности объемного заряда в стекле К-208

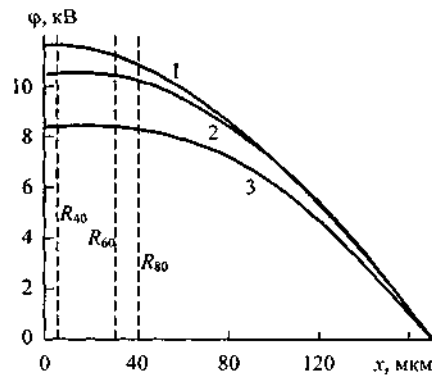


Рис. 1.11.6. Распределение потенциала по толщине образца стекла К-208

тическую модель, с помощью которой можно по известным условиям облучения рассчитывать величину стационарного потенциала облучаемой поверхности диэлектрика. В случае диэлектриков с достаточно большой толщиной  $d$  ( $R \ll d$ ) электрическое поле в облучаемой области вносит малый по сравнению с полем в необлучаемой области вклад в потенциал поверхности. Возможность пренебречь падением потенциала на облучаемой области подтверждается результатами расчета распределения потенциала по толщине диэлектрика  $\varphi(x)$ , приведенными на рис. 1.11.6. Расчет выполнен для образца стекла К-208 при энергиях электронов: 1 – 40 кэВ, 2 – 60 кэВ, 3 – 80 кэВ, и плотности тока пучка  $j_n = 2 \cdot 10^{-9}$  А·см $^{-2}$ .

Вертикальные пунктирные линии  $R_{40, 60, 80}$  на рисунке соответствуют пробегам электронов с энергиями 40, 60, 80 кэВ. Видно, что величины падения потенциала на облучаемой области примерно на два порядка меньше величины полного падения потенциала на образце.

С учетом сделанных замечаний может быть получена сравнительно простая формула для расчета потенциала поверхности диэлектрика  $\varphi_S$  в стационарном состоянии [3, 32, 33]:

$$\varphi_S = \frac{\ell + 1}{2\ell + 1} B^{\frac{\ell}{\ell + 1}} [j_n (1 - \xi(T'_e))]^{\frac{1}{\ell + 1}} [d - R(T'_e)]^{\frac{2\ell + 1}{\ell + 1}}, \quad (1.11.5)$$

где  $B$  – константа, определяемая внутренними свойствами диэлектрика и его температурой;  $\ell$  – определенный выше параметр, характеризующий распределение ловушек по энергии ( $\ell = T_i / T$ ). Коэффициент вторичной электронной эмиссии  $\xi$  и пробег электронов  $R$  являются функциями энергии первичных электронов  $T'_e$ , которую они имеют при падении на поверхность диэлектрика:  $T'_e = T_e - e|\varphi_S|$ .

Можно показать [3], что в области малых энергий первичных электронов формула (1.11.5) значительно упрощается, и зависимость стационарного значения потенциала поверхности от энергии электронов будет определяться линейной функцией:

$$\varphi_S = -\frac{1}{e}(T'_e - T'_{e\text{кр}}), \quad (1.11.6)$$

где  $T'_{e\text{кр}}$  – энергия электронов, при которой  $\xi \approx 1$ .

Отсюда можно сделать вывод, что в области малых энергий наблюдается линейный рост  $\varphi_S$  в зависимости от  $T_e$ . Кроме того, в этой области потенциал поверхности не будет зависеть от плотности тока электронного пучка, толщины образца или температуры.

В области больших энергий первичных электронов коэффициент эмиссии зависит от  $T_e$  очень слабо. В то же время пробег электронов может стать сравнимым по величине с толщиной образца. Поэтому форму зависимости  $\varphi_S(T_e)$  в этой области в соответствии с (1.11.5) определяет функция  $R(T_e + e\varphi_S)$ . Толщина необлучаемой области  $(d - R)$  с ростом энергии электронов уменьшается, что приводит к уменьшению  $\varphi_S$ .

Чрезвычайно большое влияние на электризацию диэлектрических материалов КА оказывает солнечное излучение [3, 17]. Наиболее сильно на формирование объемного заряда в диэлектрике влияет свет видимого диапазона и ближний ультрафиолет.

Для теоретического описания процесса электризации диэлектрических материалов в присутствии освещения воспользуемся простой моделью, предложенной Хельфрихом [34]. В рамках этой модели считается, что вероятность фотовозбуждения носителя с ловушек одинакова для всех ловушек, энергия которых меньше энергии фотона. При скачкообразном изменении условий облучения, т. е. изменении значений плотности тока пучка  $j_{n1}$  и освещенности  $\Phi_1$  на значения  $j_{n2}$  и  $\Phi_2$ , в диэлектрике имеет место переходный процесс, в результате которого устанавливается новое стационарное значение потенциала  $\varphi_{S2}$ , отличное от исходного  $\varphi_{S1}$ . Решение задачи о переходном процессе дано в работах [3, 17].

Длительность переходного процесса конечна при  $j_{n2} \neq 0$  и равна:

$$t_{\text{п}} = \left( \frac{2\varepsilon(d-R)}{\mu_{\text{эфф}2} j_{n2}} \right)^{1/2}. \quad (1.11.7)$$

Потенциал поверхности во время переходного процесса, начавшегося в момент времени  $t = 0$  и закончившегося в момент  $t = t_{\text{п}}$ , изменяется согласно выражению:

$$\begin{aligned} \varphi(t) = & -\frac{j_{n2}(d-R)}{\varepsilon_a} (1-f)t + \frac{\mu_{\text{эфф}2} j_{n2}^2}{\varepsilon_a^2} \left( \frac{1}{2}(1-f) - \frac{1}{3}(1-f^2) \right) t^3 - \\ & - \frac{1}{3} j_{n2}^2 \mu_{\text{эфф}2} \varepsilon_a \sqrt{f} \left( (f-1) \frac{t^2}{\varepsilon_a^2} - \frac{2(d-R)}{j_{n2} \mu_{\text{эфф}2} \varepsilon_a} \right)^{3/2}, \end{aligned} \quad (1.11.8)$$

где параметр  $f$  равен:

$$f = \frac{j_{n1} \mu_{\text{эфф}2}}{j_{n2} \mu_{\text{эфф}1}}.$$

Параметр  $f$  определяет направленность переходного процесса: при  $f > 1$  идет снижение потенциала, т. е.  $\varphi_{S2} < \varphi_{S1}$ , а при  $f < 1$  получаем  $\varphi_{S2} > \varphi_{S1}$ , т. е. потенциал увеличивается.

#### 1.11.1.4. Радиационно-электрический пробой диэлектриков

Радиационная электризация диэлектрических материалов при определенных условиях приводит к протеканию радиационно-электрических пробоев. Для диэлектрика с открытой поверхностью могут наблюдаться следующие типы пробоев: пробой в облучаемой области диэлектрика (вблизи открытой поверхности) с выбросом заряда в окружающее пространство и сквозной пробой на подложку.

Пробой первого типа более опасен с точки зрения воздействия пробоя на электрические цепи и бортовую аппаратуру КА [35, 36], поскольку выброс заряда в вакуум индуцирует мощные переходные токи в цепи того элемента поверхности КА, на котором расположен диэлектрик. При сквозном пробое происходит взаимная нейтрализация отрицательного заряда, накопленного в диэлектрике, и равного ему по величине индуцированного положительного заряда подложки. При этом переходные токи во внешней цепи малы.

Выбрасываемая из диэлектриков плазма может частично осаждаться на поверхности КА, что приводит к изменению ее свойств. В экспериментах наблюдалось образование на поверхности диэлектрика радужной пленки, ухудшающей оптические характеристики образца [26, 28].

Согласно современной теории электрического пробоя [37], основу этого явления составляет зарождение и развитие в диэлектрике мощной электронной лавины. При этом свободные электроны ускоряются в электрическом поле и приобретают энергию, достаточную для совершения акта ионизации вещества. После этого вновь рожденный и потерявший свою кинетическую энергию первоначальный электрон снова начинает ускоряться в электрическом поле и т. д. Таким образом, имеет место размножение электронов и формирование электронной лавины. Составляющие лавину свободные электроны, отдавая часть своей кинетической энергии в столкновениях с атомной решеткой диэлектрика, разогревают ее и образуют плазменный пробойный канал. Последующее за этим стекание заряда по высокопроводящему плазменному каналу приводит к формированию пробойного токового импульса.

Для возникновения и развития электронной лавины требуется выполнение определенных условий [37]. Во-первых, наличие достаточно сильного электрического поля для того, чтобы процесс ускорения электронов преобладал над процессом их торможения при столкновениях с атомной решеткой. Во-вторых, толщина диэлектрического слоя должна быть больше некоторого критического значения (согласно [37], порядка 1 мкм). Это необходимо для того, чтобы электронная лавина стала достаточно мощной для образования канала пробоя. В-третьих, для начала лавинообразного процесса размножения электронов требуется присутствие некоторого количества «затравочных» свободных электронов.

Рассмотрим более подробно третье условие возникновения пробоя. Обычно широкополосные диэлектрики содержат чрезвычайно мало свободных электронов. Поэтому в отсутствие ионизирующих излучений возможность пробоя в них связана с формированием электрических полей с напряженностью порядка  $10^8$  В·м<sup>-1</sup> и выше.

В присутствии ионизирующего излучения диэлектрик содержит свободные электроны, причем в их числе всегда имеется некоторое количество не успевших до конца термализоваться «горячих» электронов. Расчеты распределения концентрации



свободных электронов по толщине стекла К-208, проведенные в работе [3], подтверждают данный вывод. Экспериментальные данные, полученные для некоторых типов диэлектриков [38], показывают, что для «горячих» электронов интенсивность электрон-фононного взаимодействия значительно ниже, чем для электронов вблизи дна зоны проводимости. Это обстоятельство приводит к тому, что при наличии «горячих» электронов возможно развитие электронных лавин при меньших величинах напряженности поля. Таким образом, преимущественное возникновение пробоев в облучаемой области диэлектрика связано с наличием в этой области свободных, в том числе «горячих» электронов, создаваемых излучением. В то же время в необлучаемой области (там, где напряженность внутреннего электрического поля велика) могут находиться только свободные электроны, попавшие сюда за счет дрейфа из облучаемой области. Эти электроны находятся в термодинамическом равновесии с атомной решеткой диэлектрика, поэтому для их ускорения требуются более сильные поля, чем те, которые реально создаются в этой области, что и объясняет отсутствие сквозного пробоя в толстых диэлектриках.

Ускорение приповерхностным полем не успевших термализоваться электронов в направлении к открытой поверхности (такая структура приповерхностного поля обусловлена наличием вторичной электронной эмиссии) приводит к выходу части из них за пределы диэлектрика. Этот процесс дает дополнительный вклад в электронную эмиссию, что, в свою очередь, индуцирует увеличение напряженности поля и в конечном итоге приводит к развитию в приповерхностном слое диэлектрика эмиссионно-полевой неустойчивости, т. е. к взаимообусловленному нарастанию эмиссионного тока и напряженности приповерхностного поля. В тот момент, когда напряженность поля достигает величины, достаточной для ускорения образовавшихся в акте ионизации низкоэнергетических термализованных электронов, создаются условия для образования электронной лавины и последующего пробоя диэлектрика [37]. Таким образом, исходя из вышеприведенного анализа механизма пробоя, сопровождающегося выбросом заряда, можно сказать, что одним из условий его развития является наличие электронной эмиссии, способствующей росту электрического поля в приповерхностной области диэлектрика.

Особая роль приповерхностного участка положительного поля в развитии пробоя с выбросом заряда через облучаемую поверхность подчеркивалась рядом авторов [1, 2, 7–9]. Ватсон и Дау [39] обнаружили и дали теоретическое объяснение пробоям с выбросом заряда в полимерных диэлектриках, облучаемых электронами с энергией в несколько мегаэлектронвольт. Бэ́льмэ́йн [9] наблюдал фигуры Лихтенберга, являющиеся следствием такого рода пробоев, и нашел, что они представляют собой плоские сети каналов, расположенные между глубиной пробега электронов и облучаемой поверхностью диэлектрика.

Согласно современным представлениям о физике пробоя [40, 41], распределение импульсов по амплитуде разрядного тока  $N_{\text{имп}}(I_M)$  описывается статистикой Вейбулла:

$$N_{\text{имп}}(I_M) = N_0 \nu \mu I_M^{\mu-1} \exp(-\nu I_M^\mu), \quad (1.11.9)$$

где  $N_0$  – нормировочный коэффициент;  $\nu$  и  $\mu$  – экспериментально определяемые параметры.

Помеховый импульс вызовет сбой в электронном устройстве, входящем в состав бортовой аппаратуры КА, если его амплитуда превышает некоторое пороговое значение  $I_{сб}$ . В случае вейбулловского распределения импульсов по амплитуде формула, описывающая вероятность сбоя  $P_{сб}$ , будет иметь вид:

$$P_{сб}(I_{сб}) = \exp(-\nu I_{сб}^{\alpha}). \quad (1.11.10)$$

### 1.11.2. Экспериментальный стенд и методы измерений

Для лабораторных исследований радиационно-электрических явлений в диэлектриках в НИИ интроскопии Томского политехнического университета был создан экспериментальный стенд «Прогноз», позволяющий моделировать процессы электризации материалов под воздействием электронов, ионов, плотной холодной плазмы и солнечного излучения в вакууме при различных температурах [18]. Общий вид стенда показан на рис. 1.11.7.

Экспериментальная камера из нержавеющей стали цилиндрической формы имеет диаметр 0,7 м и высоту 0,8 м. Вакуум в камере  $\sim 10^{-6}$  Па достигается путем безмасляной откачки магнитоэлектрическими насосами. Двенадцать ячеек на вращающемся диске позволяют установить 11 образцов испытываемого материала и монитор для контроля параметров пучков частиц. Диск с образцами находится в контакте с прижимным термостатом, который служит для термостатирования образца при любой заданной температуре в диапазоне от  $-100^{\circ}$  до  $+60^{\circ}\text{C}$ . Охлаждение термостата осуществляется путем подачи жидкого азота. Требуемая температура образца поддерживается системой термостабилизации с точностью до  $2^{\circ}\text{C}$ . Космическое излучение имитируется посредством двух электронных и одной ионной пушек, характеристики которых приведены в табл. 1.11.1.

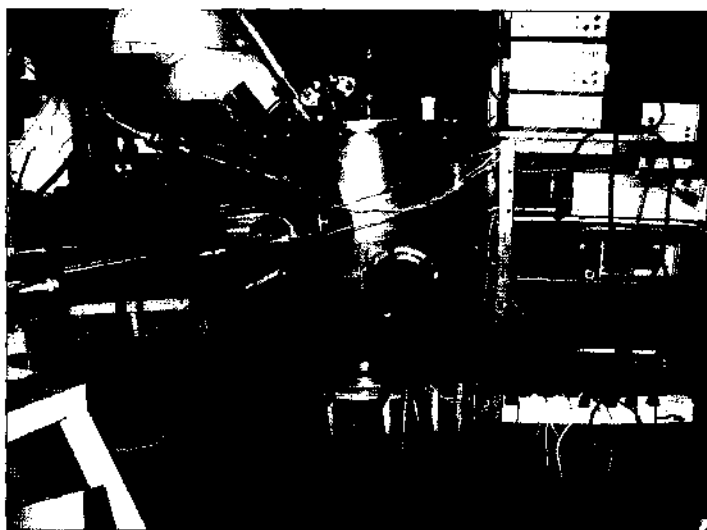


Рис. 1.11.7. Общий вид экспериментального стенда «Прогноз»

Характеристики электронных и ионной пушек

Тип пушки	Энергия, кэВ	Плотность тока пучка, А·см <sup>-2</sup>	Максимальный диаметр пучка, см
Электронная пушка 1	5–100	$10^{-11}$ – $10^{-5}$	16
Электронная пушка 2	1–25	$10^{-11}$ – $10^{-5}$	10
Ионная пушка	10–35	$10^{-11}$ – $10^{-6}$	10

Источником солнечного излучения в области длин волн  $\lambda > 0,2$  мкм является ксеноновая лампа высокого давления ДКСР-3000, имеющая спектр излучения, близкий к солнечному. Оптический тракт позволяет получать освещенность поверхности образца до  $1 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ . Для имитации спектра Солнца в области вакуумного УФ в качестве источника излучения применена газоразрядная лампа с прокачиваемым водородом. Ввод УФ-излучения в камеру осуществляется через окно из LiF. Пучки всех видов излучения через патрубки на боковой поверхности камеры сведены на образец.

Имитация холодной космической плазмы осуществляется посредством плазмотрона, позволяющего получать в камере плазму со средней температурой электронов  $\sim 6 \text{ эВ}$  и концентрацией до  $10^3 \text{ см}^{-3}$ . Контроль плотности и состава плазмы осуществляется с помощью масс-спектрометра. Схема испытательного стенда «Прогноз» показана на рис. 1.11.8.

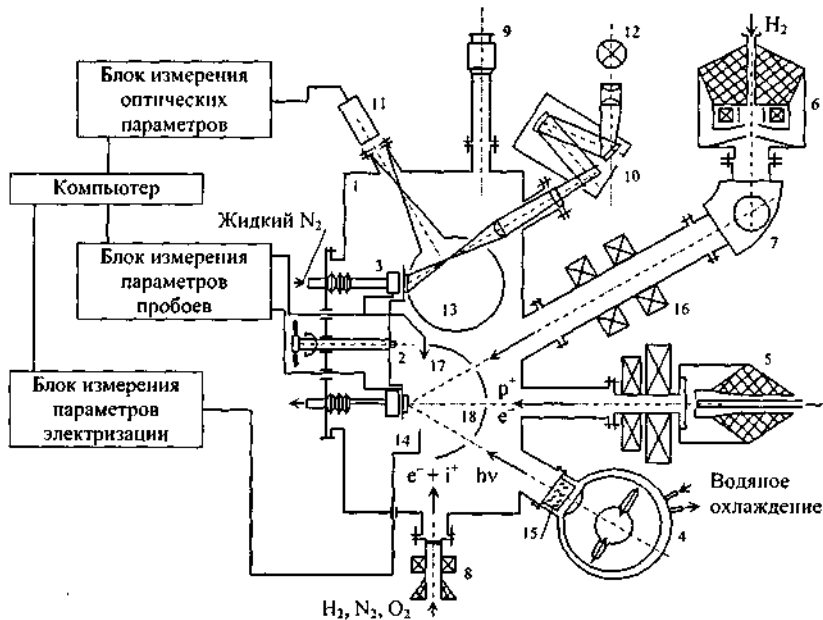


Рис. 1.11.8. Схема испытательного стенда «Прогноз»: 1 – вакуумная камера; 2 – вращающийся диск с образцами; 3 – термостат; 4 – имитатор Солнца; 5, 6 – электронная и ионная пушки; 7 – сепаратор; 8 – плазмотрон; 9 – масс-спектрометр; 10 – монохроматор; 11 – фотоприемник; 12 – калиброванный источник света; 13 – фотометрическая камера; 14 – датчик внешнего поля; 15 – водяной фильтр; 16 – магнитные линзы; 17 – широкополосный зонд; 18 – коллектор ВЭЭ

Процесс накопления заряда в диэлектрике и, соответственно, возникновения электрического поля как внутри диэлектрика, так в окружающем пространстве является сравнительно медленным с постоянной времени от нескольких секунд до нескольких минут или часов [19]. Электрический пробой, являющийся процессом быстрой нейтрализации заряда, характеризуется постоянной времени от десятков до сотен наносекунд. Внешнее электрическое поле (потенциал поверхности) при накоплении заряда в диэлектрике может быть измерено датчиком напряженности электрического поля [14], работающим на принципе электростатической индукции. Чувствительность датчика такого типа, размещенного внутри вакуумной камеры, составляет по напряженности поля  $50 \text{ мВ}\cdot\text{м}^{-1}$ , а по потенциалу 200 В. Датчик имеет высокое входное сопротивление, что исключает возможность его применения для измерения быстропотекающих разрядных процессов.

Для измерения электромагнитных импульсов при пробое диэлектриков применены расположенные внутри камеры широкополосные активные зонды [20] с полосой частот регистрируемых сигналов от 10 кГц до 10 МГц и чувствительностью  $10 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ . При пробое диэлектрика разрядный ток во внешней цепи образца измерялся в виде положительного импульса напряжения, снимаемого с изолированной от корпуса металлической подложки образца. Для измерения импульсов разрядного тока использовался скоростной осциллограф, позволяющий регистрировать однократные процессы наносекундной длительности.

Электрическое поле, созданное внутри диэлектрика объемным зарядом, контролировалось с применением радиационных методов [21, 22]. Напряженность электрического поля в диэлектрике определялась на основании измеренного относительного изменения коэффициента обратного рассеяния электронов под действием поля [23, 24]. Измерение коэффициентов вторичной электронной эмиссии производилось с помощью полусферического коллектора [14].

Оптический тракт стенда позволяет измерять спектры пропускания стекол, что обеспечивает возможность определения снижения прозрачности стекол в результате возникновения электрических разрядов [25–27]. Стенд позволяет также проводить испытания элементов солнечных батарей [28].

### 1.11.3. Результаты экспериментов

#### 1.11.3.1. Измерение потенциала поверхности

На рис. 1.11.9 приведены полученные зависимости потенциала поверхности от энергии электронов для трех случаев: 1 – стекло К-208,  $d = 170 \text{ мкм}$  при плотности тока пучка  $j_n = 2 \cdot 10^{-9} \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$ ; 2 – К-208,  $d = 170 \text{ мкм}$ ,  $j_n = 8 \cdot 10^{-11} \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$ ; 3 – фторопласт Ф-4МБ,  $d = 110 \text{ мкм}$ ,  $j_n = 2 \cdot 10^{-9} \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$ . Пунктирными кривыми на рис. 1.11.9 показаны зависимости  $\varphi_S(T_e)$ , рассчитанные с учетом функции  $\xi(T_e)$  для области малых энергий ( $T_e < 20 \text{ кэВ}$ ) и для области больших энергий ( $T_e > 20 \text{ кэВ}$ ) в предположении, что  $\xi = 0,25$  для всех значений  $T_e$ . В области больших энергий коэффициент эмиссии слабо зависит от  $T_e$ , поэтому форму зависимости  $\varphi_S(T_e)$ , согласно (1.11.5), определяет функция  $R(T_e + e\varphi_S)$ .

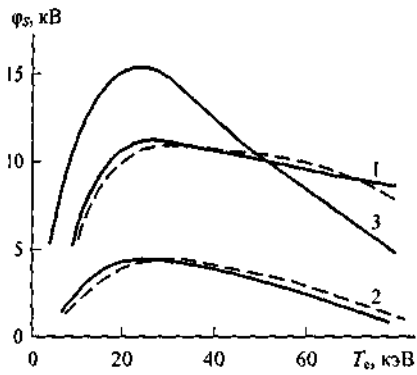


Рис. 1.11.9. Зависимость потенциала поверхности  $\phi_s$  от энергии электронов  $T_e$ .

Таким образом, в области низких энергий электронов с ростом  $T_e$  происходит увеличение потенциала поверхности  $\phi_s$ , что обусловлено особенностями эмиссионного механизма стекания заряда из диэлектрика [31]. В области же больших значений энергии электронов рост  $T_e$  приводит к уменьшению потенциала поверхности, что связано с доминирующей ролью дрейфового механизма стекания заряда инжектированных электронов к заземленному электроду. В промежуточной области энергий на зависимости  $\phi_s(T_e)$  наблюдается максимум, указывающий на смену в этой области доминирующего механизма

ограничения зарядки с эмиссионного на дрейфовый.

Экспериментальное исследование зарядки диэлектриков в условиях светового и электронного облучения в целом показало, что облучение диэлектрика светом, имитирующим солнечный, приводит к значительному снижению уровня его электризации и полному прекращению пробойных явлений, если диэлектрик является достаточно прозрачным. На рис. 1.11.10 показаны типичные временные зависимости эмиссионного тока и потенциала поверхности, измеренные при облучении образцов стекла К-208.

После начала облучения диэлектрика электронами в темноте эмиссионный ток  $j_s$  и потенциал поверхности  $\phi_s$  возрастали, стремясь к насыщению. Возрастание эмиссионного тока во времени здесь связано с накоплением заряда в приповерхностном слое диэлектрика [3]. В момент времени  $t_{hv}$  было включено освещение, после чего величины обоих измеряемых параметров начали уменьшаться. При включении освещения наблюдается небольшой скачок эмиссионного тока  $j_s$  за счет фотостимулированной электронной эмиссии. Через некоторое время после включения освещения наступает стационарное состояние зарядки, для которого характерны существенно меньшие величины потенциала поверхности и эмиссионного тока. Причиной этого является фотостимулированное увеличение дрейфа инжектированных электронов через объем диэлектрика к заземленной подложке.

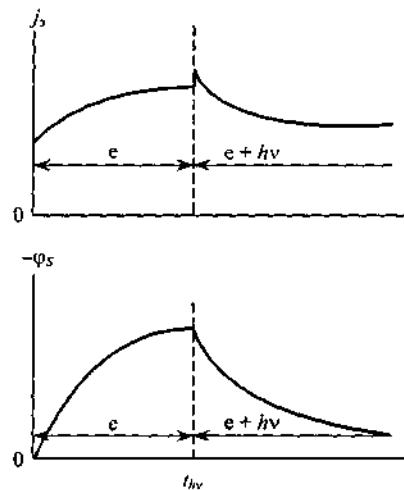


Рис. 1.11.10. Временные зависимости эмиссионного тока  $j_s$  и потенциала поверхности  $\phi_s$  образца стекла К-208 при облучении электронами ( $e$ ) и при совместном облучении электронами и светом ( $e + hv$ )

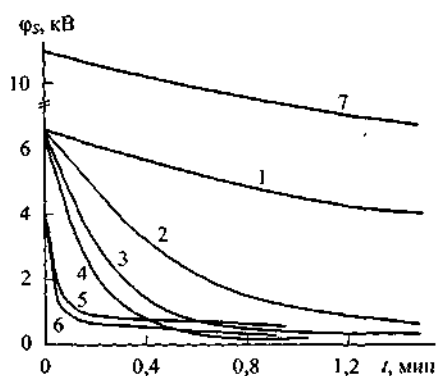


Рис. 1.11.11. Кинетика изменения потенциала поверхности  $\phi_s$  при различных освещенностях образца

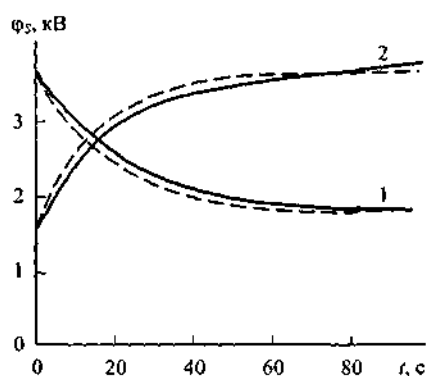


Рис. 1.11.12. Изменение потенциала поверхности К-208 (толщиной 170 мкм) во время переходного процесса, вызванного скачком освещенности

Данный вывод подтверждается экспериментами по измерению кинетики уменьшения потенциала при освещении предварительно заряженного образца, результаты которых для некоторых материалов показаны на рис. 1.11.11. Исследовались образцы трех типов при разных уровнях освещенности – К-208  $d = 170$  мкм: 1 –  $\Phi = 0$ ; 2 – 0,31; 3 – 0,55; 4 – 1,05 Вт·см<sup>-2</sup>; ПЭТФ  $d = 50$  мкм: 5 –  $\Phi = 0,31$ ; 6 – 0,55 Вт·см<sup>-2</sup>; Ф-4МБ  $d = 110$  мкм: 7 –  $\Phi = 0,31$  Вт·см<sup>-2</sup>. Видно, что при большей величине освещенности заряд с образцов стекает быстрее.

На рис. 1.11.12 приведены измеренные зависимости потенциала поверхности  $\phi_s$  от времени (сплошные кривые) в сопоставлении с результатами расчетов по формуле (1.11.8) (пунктирные кривые) во время переходного процесса, вызванного скачкообразным изменением освещенности образца в момент времени  $t = 0$ . Здесь в случае 1 происходит увеличение освещенности ( $\Phi_1 = 0,1$  Вт·см<sup>-2</sup>,  $\Phi_2 = 0,3$  Вт·см<sup>-2</sup>), а в случае 2 – ее снижение ( $\Phi_1 = 1,4$  Вт·см<sup>-2</sup>,  $\Phi_2 = 0,3$  Вт·см<sup>-2</sup>). В первом случае плотность тока электронов равна  $j_{n1} = j_{n2} = 1 \cdot 10^{-9}$  А·см<sup>-2</sup> ( $f = 4$ ), а во втором –  $j_{n1} = j_{n2} = 4 \cdot 10^{-9}$  А·см<sup>-2</sup> ( $f = 0,25$ ).

Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными. Однако из полученных зависимостей следует, что в

реальном случае потенциал поверхности продолжает медленно нарастать и после момента времени  $t_{\text{п}}$ , определяемого приведенной выше формулой (1.11.7). Это указывает на неполное фотоподавление дисперсии носителей заряда по временам освобождения из ловушек.

### 1.11.3.2. Исследования электрических пробоев

На рис. 1.11.13 приведена фотография фигуры Лихтенберга (сети разрядных каналов) в объеме образца стекла К-208, облучавшегося электронами с энергией 80 кэВ. Исследование подобных фигур под микроскопом показало, что они сосредоточены в основном в слое, прилегающем к открытой поверхности диэлектрика на глубине пробега электронов.

Так, для электронов с энергией 80 и 20 кэВ глубина залегания каналов пробоя в стекле К-208 составляет соответственно 50–55 и 4–6 мкм. При последующих пробоях наблюдается прорастание канала в толщу диэлектрика.

В экспериментах было выяснено, что пробои с выбросом заряда не наблюдаются, если энергия падающих на диэлектрик электронов меньше определенного для данного материала порогового значения [3]. Для ПЭТФ пороговая энергия равна 12 кэВ, для Ф-4МБ – 14 кэВ, а для стекла К-208 – 17 кэВ. Во всех этих случаях пробег электронов был примерно равен 2,5 мкм. Отмеченная закономерность служит подтверждением того, что в основе пробоев с выбросом заряда через облучаемую поверхность лежит электронно-лавинный механизм, и одновременно является доказательством применимости одного из рассмотренных выше критериев ( $R > 1$  мкм) [37] обеспечения условий возникновения ударной ионизации при радиационно-электрическом пробое диэлектриков.

Выше отмечалось, что в приповерхностном слое облучаемого диэлектрика может происходить развитие эмиссионно-полевой неустойчивости. В некоторых режимах облучения нарастание эмиссионного тока перед пробоем происходит достаточно медленно и наблюдается экспериментально. На рис. 1.11.14 показаны полученные экспериментально зависимости эмиссионного тока от времени для трех режимов облучения образца боросиликатного стекла: 1 –  $j_n < 10^{-10}$  А·см<sup>-2</sup>; 2 –  $j_n = 5 \cdot 10^{-10}$  А·см<sup>-2</sup>; 3 –  $j_n = 2 \cdot 10^{-9}$  А·см<sup>-2</sup>. Эмиссионно-полевая неустойчивость, при которой акту пробоя предшествует множество мелких импульсов эмиссионного тока (кривая 3), наблюдается при достаточно высокой плотности пучка первичных электронов. Согласно [37], причиной появления предпробойных импульсов могут служить мелкие электронные лавины, энергия которых еще не достаточна для образования в структуре диэлектрика плазменного пробойного канала.

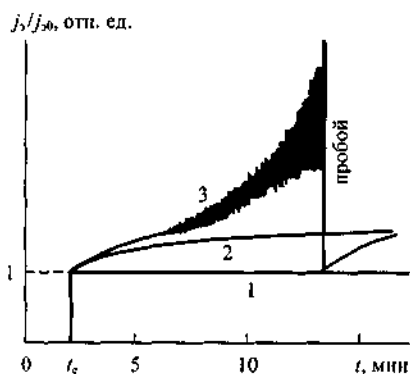


Рис. 1.11.14. Изменение эмиссионного тока  $j_s$  в период, предшествующий пробоем стекла К-208



Рис. 1.11.13. Следы электрических разрядов

Сопоставление экспериментальных данных с приведенными выше результатами расчетов (рис. 1.11.3, 1.11.4) показывает, что для указанных условий облучения радиационно-электрический пробой возможен при  $E \sim 10^4 - 10^5$  В·см<sup>-1</sup>. Такое уменьшение пробойной напряженности электрического поля является следствием эмиссионно-полевой неустойчивости в диэлектриках с открытой поверхностью и наличием «горячих» электронов, создаваемых излучением.

Экспериментальные исследования пробоев диэлектриков позволили установить зависимости средней амплитуды и длительности разрядного токового импульса от энергии моноэнергетического электронного пучка. Было также выяснено, что как амплитуда, так и длительность импульса практически не зависят от плотности тока пучка. Учет процесса стекания заряда из объема диэлектрика позволил установить простую формулу, описывающую зависимость длительности пробойного токового импульса от энергии электронов [3]:

$$\tau = G \frac{1}{d - R_{cp}(T_e)} \left( \frac{R_{cp}(T_e)}{T_e - e|\varphi_s|} \right)^{t/(t+1)}, \quad (1.11.11)$$

где  $G$  – коэффициент пропорциональности, не зависящий от энергии электронов;  $R_{cp}(T_e)$  – функция, описывающая зависимость среднего пробега электронов от их энергии  $T_e$ .

На рис. 1.11.15 показаны зависимости средней амплитуды (1) и длительности (2) пробойного токового импульса от энергии падающих электронов для образца Ф-4МБ толщиной 110 мкм и площадью 13 см<sup>2</sup>. Пунктирной линией показана зависимость  $\tau$  от  $T_e$ , рассчитанная по формуле (1.11.11).

Можно отметить, что малым энергиям электронов соответствуют более опасные помеховые импульсы с малой длительностью и большей амплитудой.

В то же время частота следования разрядных импульсов возрастает при увеличении энергии электронов, как это видно из рис. 1.11.16, на котором соответствующие зависимости

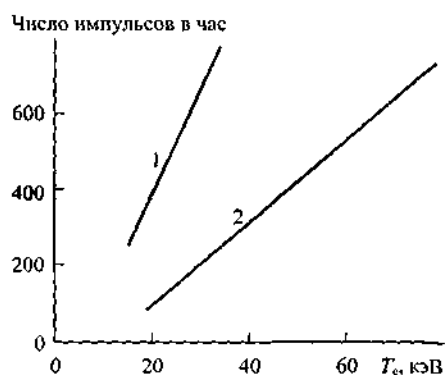


Рис. 1.11.16. Зависимость частоты следования пробойных импульсов от энергии электронов  $T_e$ .

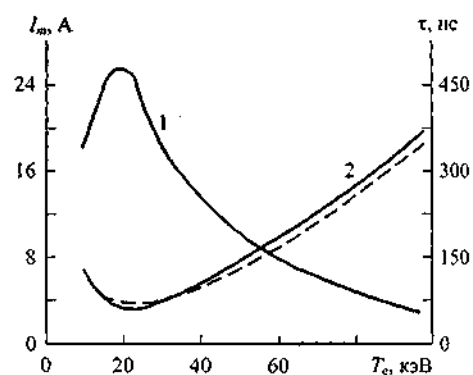


Рис. 1.11.15. Зависимость средней амплитуды  $I_m$  и длительности  $\tau$  пробойного токового импульса от энергии падающих электронов  $T_e$ .

приведены для образцов Ф-4МБ (1) и стекла К-208 (2) при плотности тока пучка  $j_n = 1,2 \cdot 10^{-8}$  А·см<sup>-2</sup>.

В экспериментах также было обнаружено, что частота следования пробоев возрастает пропорционально плотности тока пучка. Это обстоятельство можно использовать для постановки ресурсных испытаний диэлектрических материалов, учитывающих деградацию оптических свойств за счет образования пробойных каналов, так как увеличение плотности тока пучка по сравнению с величиной, соответствующей натурным условиям, практически не влияет на параметры отдельного токового импульса.



На рис. 1.11.17 показаны измеренные распределения разрядных импульсов по амплитуде при облучении стекла К-208 пучком электронов с плотностью тока  $1,6 \cdot 10^{-8} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ : 1 –  $T_e = 40 \text{ кэВ}$ , облучается вся поверхность образца; 2 –  $T_e = 40 \text{ кэВ}$ , края образца не облучаются; 3 –  $T_e = 20 \text{ кэВ}$ , края образца не облучаются.

Из сравнения кривых 2 и 3 видно, что при уменьшении энергии электронов амплитудный спектр сдвигается в сторону больших величин разрядного тока. В случае облучения краев образца (кривая 1) появляется большое количество импульсов с малой амплитудой, которые образуют первый максимум на этой кривой. Этот максимум – результат пробоев на периферии образца, где напряженность поля за счет краевых эффектов увеличена. Второй максимум соответствует пробоям на основной площади образца.

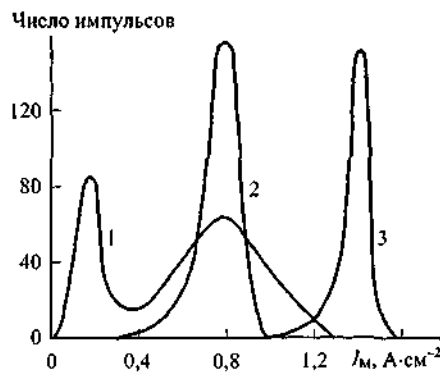


Рис. 1.11.17. Распределение числа пробойных токовых импульсов по амплитуде для образца стекла К-208

Из представленных результатов исследований следует, что зависимость потенциала открытой поверхности от энергии электронов представляет собой кривую с максимумом, т. е. имеет как восходящую (при малых  $T_e$ ), так и нисходящую (при больших  $T_e$ ) ветви. Увеличение энергии электронов приводит к увеличению напряженности поля вблизи облучаемой поверхности диэлектрика и уменьшению здесь плотности объемного заряда, что сказывается на характере протекания пробоев. При низких энергиях электронов пробой имеет максимальную амплитуду токового импульса, а при высоких – наибольшую частоту следования импульсов.

Исследования пробоев с выбросом заряда через облучаемую поверхность позволили установить их непосредственную связь с электронной эмиссией и выяснить, что их причиной является развитие в приповерхностном слое диэлектрика эмиссионно-полевой неустойчивости. В то же время из результатов расчета видно, что величины потенциала открытой поверхности диэлектрика не коррелируют с величинами напряженности электрического поля.

Влияние светового излучения на объемную электризацию прозрачных диэлектриков проявляется за счет фотостимулированного увеличения дрейфа заряда через объем диэлектрика к заземленной подложке. Отсюда следует, что наибольшее влияние на объемный заряд оказывает свет видимого диапазона и ближний УФ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Meulenbergh A. Progr. Astronaut. Aeronaut., 1976, v. 47, pp. 237–246.
2. Frederickson A.R. IEEE Trans. Elec. Ins., 1983, v. EI-18, № 3, pp. 337–349.
3. Ягушкин Н.И., Графодатский О.С., Исляев Ш.Н., Сергеев А.И., Смекалин Л.Ф. В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца. Вып. 86. М.: Наука, 1989, с. 131–168.
4. Евдокимов О.Б. В сб.: Радиационная стойкость органических материалов. М.: НИИТЭхим, 1979, 22 с.

5. Акишин А.И., Прокопьев П.П., Тюрин Ю.И., Щепляев Л.И., Черняк Ю.С. Изв. Вузов. Физика, 1974, № 11, с. 99–104.
6. Евдокимов О.Б., Ягушкин Н.И. Физика твердого тела, 1974, т. 16, с. 564–566.
7. Beers V.L., Pine V.U., Ives S.T. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, v. NS-28, No 6, pp. 4529–4534.
8. Frederickson A.R., Woolf S. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1982, v. NS-29, No 6, pp. 2004–2011.
9. Valmain K.G. Progr. Astronaut. Aeronaut., 1979, v. 71, pp. 276–298.
10. Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалева Т.С., Саенко В.С. Электрические явления при облучении полимеров. М.: Энергоатомиздат, 1985, 176 с.
11. Oliveira L.N., Gross V.J. Appl. Phys., 1975, v. 46, No 7, pp. 3132–3138.
12. Смекалин Л.Ф., Ягушкин Н.И. Изв. Вузов. Физика, 1986, № 1, с. 14–18.
13. Милеев В.Н., Новиков Л.С. В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Вып. 86. М.: Наука, 1989, с. 64–98.
14. Гусельников В.И., Ивановский С.А., Ягушкин Н.И. Ж. техн. физики, 1986, т. 56, вып. 9, с. 1816–1818.
15. Yagushkin N.I., Ivanovsky S.A., Sapozhkov Y.I., Smekalin L.F. Proc. 5th Int. Symp. Electrets, Heidelberg, 1985, pp. 616–622.
16. Брошштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969, 407 с.
17. Сергеев А.И., Ягушкин Н.И. Изв. вузов. Физика, 1989, № 11, с. 62–67.
18. Yagushkin N.I., Sergeev A.I., Grafodatsky O.S., Islayev Sh.N., Chernyavsky G.M. Proc. Int. Conf. on Probl. of Spacecraft, Novosibirsk, 1992, pp. 127–135.
19. Гостищев Э.А., Пономарев В.Б., Ягушкин Н.И. Измерительная техника, 1986, № 1, с. 23–24.
20. Буянов Ю.И., Гостищев Э.А., Пономарев В.Б., Самойлик А.В., Ягушкин Н.И. Измерительная техника, 1984, № 7, с. 50–51.
21. Дергобузов К.А., Евдокимов О.Б., Кононов Б.А. Радиационная диагностика электрических потенциалов. М.: Атомиздат, 1978, 86 с.
22. Веретельник В.И., Кононов Б.А., Рыжакова Н.К., Ягушкин Н.И. Приборы и техника эксперимента, 1984, № 4, с. 204–205.
23. Кононов Б.А., Сапожков Ю.И., Смекалин Л.Ф., Ягушкин Н.И. Радиотехника и электроника, 1987, т. 32, № 4, с. 892–895.
24. Сапожков Ю.И., Смекалин Л.Ф., Ягушкин Н.И. Дефектоскопия, 1985, № 1, с. 35–39.
25. Стародубцев В.А., Ягушкин Н.И. Изв. вузов. Физика, 1986, № 5, с. 14–17.
26. Бордина Н.М., Козлов А.Г., Князев Б.Н., Летин В.А., Стародубцев В.А., Ягушкин Н.И. Физика и химия стекла, 1986, т. 12, № 4, с. 419–423.
27. Корепанов В.И., Куренков В.В., Стародубцев В.А., Ягушкин Н.И. Физика и химия стекла, 1989, т. 15, № 1, с. 98–102.
28. Бордина Н.М., Князев Б.Н., Козлов А.Г., Летин В.А., Милованова Н.А., Стародубцев В.А., Ягушкин Н.И. Геллотехника, 1987, № 2, с. 6–10.
29. Matsuoka Sh., Sunaga H., Tanaka R. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. NS-23, No 5, pp. 1447–1452.
30. Кивелко Е.Б., Смекалин Л.Ф., Ягушкин Н.И. Изв. вузов. Физика, 1990, № 3, с. 47–52.
31. Dyrkov V.A., Evdokimov O.B., Yagushkin N.I. Rad. Phys. Chem., 1984, v. 23, No 3, pp. 331–340.
32. Гостищев Э.А., Сергеев А.И., Ягушкин Н.И. Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, вып. 10, с. 869–873.
33. Сергеев А.И., Ягушкин Н.И. Изв. вузов. Физика, 1988, № 8, с. 20–25.
34. Helfrich W. Phys. Stat. Sol., 1964, v. 7, No 3, pp. 863–868.
35. Adamo R.C., Nanevicz V.E. Progress in Astronautics and Aeronautics, 1976, v. 47, pp. 225–235.
36. Katz I., Mandell M.J., Parks D.E., Schueller G.W. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1980, v. NS-27, No 6, pp. 1786–1791.
37. Сканави Г.И. Физика диэлектриков (Область сильных полей). М.: ГИФМЛ, 1958, 907 с.
38. Pfluger P., Zeller H.R., Bernasconi J. Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, No 1, pp. 94–97.
39. Watson A., Dow J. J. Appl. Phys., 1968, v. 39, No 13, pp. 5935–5940.
40. Hill R.M., Dissado L.A. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1983, v. 16, pp. 2145–2156.
41. Hill R.M., Dissado L.A. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1983, v. 16, pp. 4447–4468.