

УДК 535.376

**РАДИАЦИОННО-ЗАРЯДОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДИЭЛЕКТРИКАХ**

**А. И. Акишин, Ю. И. Тютрин, Л. И. Цепляев**

При инжекции ускоренных заряженных частиц в твердые диэлектрики в их объеме происходит накопление избыточного электрического заряда за счет термализации частиц на ловушках в запрещенной зоне. При достаточной величине накопленного заряда напряженность созданного им электрического поля может превысить электрическую прочность диэлектрика, и в процессе облучения, когда флюенс заряженных частиц достигает критического значения ( $\Phi_{кр}$ ), возникает пробой. При флюенсе меньше критического разряд в заряженном диэлектрике может быть вызван искусственно путем внешнего инициирования, когда с помощью какого-либо воздействия создается локальная неоднородность поля с напряженностью, равной пробойной.

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные о радиационно-зарядовых эффектах в силикатных стеклах и полиметилметакрилате (ПММА), подвергнутых облучению электронами с энергией в интервале от сотен кэВ до нескольких МэВ. Во всех экспериментах линейный размер образцов в направлении падения частиц превосходил их максимальный пробег в материале. Это дало возможность проследить за особенностями возникновения разряда при пространственно-неоднородном профиле объемного заряда в диэлектрике.

Расчет глубинного профиля объемного заряда в данном случае требует применения численных методов. В работах [1, 2] показано, что при равных значениях флюенсов электронов и изменении их энергии  $E_e$  от 1 до 1,75 МэВ величина максимума напряженности поля в ПММА изменяется в 7 раз, а его расстояние от облученной грани — примерно в 2 раза. Исходя из этого, можно ожидать, что критический флюенс зависит от энергии электронов.

С целью проверки этой гипотезы выполнены измерения критического флюенса для ПММА при  $E_e = 0,6-2,35$  МэВ и плотности потока  $I = 10^{11}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Из рис. 1 следует, что критический флюенс имеет постоянное значение, равное  $0,65 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> и близкое к расчетному  $\Phi_{кр} = 0,9 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> [2].

Учитывая сложный характер зависимости пространственного распределения объемного заряда и поля от величины заряда, аккумулярованного диэлектриком [3], следует, вероятно, допустить, что инвариантность критического флюенса в некотором интервале энергий

не обязательно означает независимость от энергии самого объемного заряда и поля, поскольку возникновение пробоя в диэлектрике в процессе радиационной электризации при данном  $\Phi_{кр}$  зависит не только от напряженности поля, но также и от иницирующего фактора — наличия неравновесных носителей в зоне проводимости в момент достижения критического флюенса.

В работе [4] показано, что аккумулярованный заряд  $q$  в процессе облучения равен

$$q = e\Phi \frac{\epsilon_0 \epsilon}{A} I^{1-\Delta} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{Ae\Phi I^{\Delta-1}}{\epsilon \epsilon_0} \right) \right], \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\Phi$  — флюенс,  $\epsilon_0$  и  $\epsilon$  — значения диэлектрической проницаемости для вакуума и вещества,  $A$  — константа,  $\Delta$  — показатель радиационной проводимости. Согласно этому следует ожидать (при  $\Delta < 1$ ) зависимости от плотности потока коэффициента захвата, равного отношению аккумулярованного заряда к флюенсу заряда ( $k = q/(e\Phi)$ ), и величины объемного заряда при насыщении  $q_n$ . Если  $q_{кр}$  — критический объемный заряд, при накоплении которого происходит пробой в процессе облучения, и  $q_{кр}$  — заряд, переносимый критическим флюенсом, то, используя данные работы [4],  $q_{кр}$  можно представить в виде

$$q_{кр} = q_n \ln(1 - q_{кр}/q_n)^{-1}. \quad (2)$$

Поскольку  $q_n$  зависит от плотности потока  $I_0$  (при  $\Delta < 1$ ), то  $q_{кр}$  в этом случае также зависит от  $I_0$ .

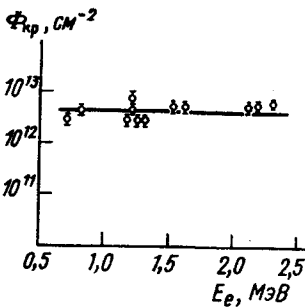


Рис. 1. Зависимость критического флюенса от  $E_e$  при облучении ПММА электронами с плотностью потока  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>

Экспериментальная проверка этой зависимости выполнена для ПММА при изменении плотности потока электронов с энергией 1,2 МэВ в пределах от  $5 \cdot 10^9$  до  $3 \cdot 10^{11}$   $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Критический флюенс слабо уменьшается с возрастанием плотности потока и имеет значение порядка  $10^{13}$   $\text{см}^{-2}$ , что согласуется с данными работы [5], полученными для  $I = 10^{11}$   $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Имеется также качественное согласие с данными работы [1], в которой увеличение  $I$  от  $6 \cdot 10^{10}$  до  $3 \cdot 10^{11}$   $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при изодозном облучении вызывало увеличение объемного заряда лишь в 2,3 раза, что могло привести к некоторому уменьшению критического флюенса.

Дальнейшее снижение  $I$  до значения  $3 \cdot 10^7$   $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  приводит к тому, что флюенс  $2 \cdot 10^{13}$   $\text{см}^{-2}$  становится недостаточным для пробоя в процессе облучения (рис. 2). Соответствующая поляризационная картина, полученная методом [4], показывает, что напряженность поля  $\mathcal{E}$  при флюенсе порядка  $10^{13}$   $\text{см}^{-2}$  достигает насыщения (рис. 3). Исходя из этого можно предположить существование некоторой минималь-

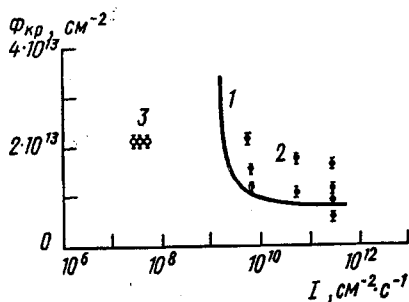


Рис. 2. Зависимость критического флюенса от плотности потока электронов с  $E_e = 1,2$  МэВ при облучении ПММА: теоретическая кривая (1), экспериментальные точки при возбуждении импульсного разряда в процессе облучения (2) и при отсутствии разряда (3)

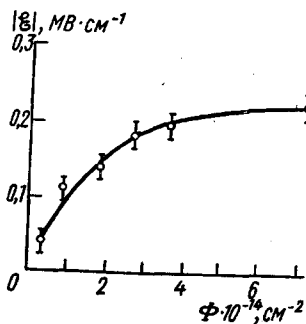


Рис. 3. Модуль напряженности электрического поля на расстоянии 1,5 мм от облученной грани образца боросиликатного стекла в зависимости от флюенса электронов с  $E_e = 2$  МэВ

ной плотности потока  $I_{\min}$ , при которой пробой не происходит при сколь угодно большом флюенсе. Это является результатом релаксации заряда за счет различных механизмов утечки, компенсирующих поступление заряда. Как видно из рис. 2, компенсация наступает в ПММА при  $I_{\min} \sim 10^9$   $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , что иллюстрируется там же теоретической кривой, полученной с использованием выражения (2).

Эксперименты, выполненные со стеклами различных составов и диэлектрическими монокристаллами [6—8 и др.], также указывают на то, что при плотности потока электронов ниже некоторого порогового значения устанавливается равновесие между поступающим и стекающим зарядами. При не слишком малой плотности потока утечка заряда определяется в основном радиационной проводимостью, значения которой для ПММА и стекол одного порядка [1, 9, 10]. Поэтому можно считать, что для этих диэлектриков пороговые плотности потока — величины одного порядка, и на этом основании рассматривать критический флюенс, инвариантный относительно энергии и плотности потока, превышающей  $I_{\min}$ , в качестве параметра, характеризующего поведение диэлектрика в определенной радиационной обстановке. Поскольку для большинства исследованных силикатных стекол, за исключением легких кронов и кронов, критический флюенс заключен в пределах  $10^{14}$ — $10^{15}$   $\text{см}^{-2}$ , а количество электронов, захваченных на ловушки, порядка  $10^{13}$   $\text{см}^{-2}$  [4], то величина коэффициента захвата заключена в пределах от 0,1 до 0,01. Максимальное значение коэффициента захвата согласуется с данными измерений интегрального заряда, накопленного к моменту возникновения пробоя [11], для боросиликатного стекла, облученного электронами с энергией 1 МэВ.

При увеличении плотности стекол максимум плотности объемного заряда смещается к облучаемой грани образца, причем уменьшается значение критического флюенса. Это приводит к тому, что величина пробойной напряженности поля остается неизменной независимо от местоположения максимума объемного заряда (в предположении неизменного значения коэффициента захвата). Пробой инициируется неравновесными электронами, непрерывно поступающими при облучении в зону проводи-

мости при инжекции пучка и ионизации среды. Поэтому условия для формирования стримера благоприятны в любой точке облучаемого объема, причем развитие стримера облегчается подводом электронов, высвобождаемых из ловушек. Если внедренный заряд не распределен в объеме, а локализован в плоскости, как этого можно ожидать в случае инжекции протонов [12], то условия формирования пробоя оказываются иными, что должно сказываться на величине критического флюенса. Эксперимент показывает, что значение критического флюенса протонов с энергией 30 МэВ для свинцово-силикатного стекла равно  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Для этого же стекла критический флюенс электронов с энергией 2 МэВ, создающих максимум заряда на таком же расстоянии от облученной грани, что и при инжекции протонов с энергией 30 МэВ, имеет значение  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Этот результат не имеет однозначной интерпретации. Различие в критическом флюенсе может быть обусловлено не только особенностями распределения поля, но и более эффективным накоплением заряда при инжекции протонов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Matsuoka S. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, NS—23, p. 1447. [2] Тапака Р., Супага Н., Тамуга Н. Ibid., 1979, NS—26, p. 4670. [3] Евдокимов О. Б., Ягушкин Н. И. Изв. вузов. Физика, 1977, № 6, с. 156. [4] Акишин А. И. и др. Там же, 1974, № 11, с. 99. [5] Евдокимов О. Б., Ягушкин Н. И. ФТТ, 1974, 16, с. 564. [6] Hazelton R. C., Churchill R. I., Yadlowsky E. I. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1979, NS—26, p. 5720. [7] Воробьев А. А., Завадовская Е. К., Стародубцев В. А., Федоров Б. В. Изв. вузов. Физика, 1977, № 2, с. 40. [8] Вахромеев В. Г. Канд. дис. Воронеж, 1981. [9] Горячева Г. А., Шапкин А. А., Ширшев Л. Г. Действие проникающей радиации на радиодетали. М.: Атомиздат, 1971. [10] Бреховских С. М., Викторова Ю. Н., Ланда Л. М. Радиационные эффекты в стеклах. М.: Энергоиздат, 1982. [11] Gross V., Sessler G. M., West J. E. J. Appl. Phys., 1974, 45, p. 2841. [12] Ремизович В. С., Руденко А. И. В кн.: Взаимодействие атомных частиц с твердым телом. Мат. V Всесоюз. конф. Ч. III. Минск, 1979.

Поступила в редакцию  
25.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 539.17:621.039.519

#### АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА НАУЧНОЙ ИНФОРМАЦИИ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. В. Сургутанов, А. П. Черняев

Исследования в области ядерной физики характеризуются все возрастающими объемами получаемой, анализируемой и используемой информации и повышенными требованиями к точности и надежности данных. Это непосредственно связывает эффективность ядерно-физических исследований с прогрессом в области создания и использования автоматизированных систем научной информации. Организация компьютерных библиотек ядерных данных, развитие методов их обработки и использования с помощью ЭВМ как при планировании и подготовке новых, так и при анализе результатов выполненных ранее экспериментов создают основу для проведения научных исследований на качественно новом уровне. Именно с этим связано широкое распространение [1] в последние годы разнообразных банков и баз ядерных данных, специализированных центров по обработке ядерно-физической информации, решению задач информационного обеспечения фундаментальных и прикладных исследований, учебного процесса в вузах и многих других.

В области физики ядерных реакций при низких и средних энергиях наибольшее распространение получили машинные библиотеки ядерно-физической информации в форматах ЭКСФОР (EXFOR — EXchange FORmat) и НСР (NSR — Nuclear Structure References) [2], в которых представлены числовые данные о характеристиках ядерных реакций и рефераты в ключевых словах работ по ядерной физике. В соответствии с программой работ организованного в НИИЯФ МГУ Центра данных фото-ядерных экспериментов (ЦДФЭ) [3] создана Информационно-поисковая система [4], представляющая собой специализированный комплекс данных (СКД), полученных в реакциях под действием  $\gamma$ -квантов. С целью упорядоченного и более полного информационного сопровождения ядерно-физических исследований в ЦДФЭ НИИЯФ