

5. Джеленов Б. С., Зырянова А. Н. Влияние электрического поля атома на бета-распад. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1956.
6. Kuzminikh Y., Vorobiev S. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 129, p. 561.

7. Гейдельман А. Ф. и др. В сб.: Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 4. М., Атомиздат, 1974, с. 26.
8. Mackenzie I. e. a. «Phys. Rev. A», 1973, v. 7, N 1, p. 135.

УДК 539.124.17:539.2

Пробег быстрых электронов в диэлектрических материалах

ЕВДОКИМОВ О. Б., КОНОНОВ Б. А., ЯГУШКИН Н. И.

Облучение диэлектрических материалов быстрыми электронами и β -частицами сопровождается значительным накоплением объемного заряда вплоть до электрического пробоя [1, 2]. Возникающие электрические поля заметно уменьшают толщину слоя, в котором поглощается энергия электронов, что важно при оценке радиационного воздействия заряженных частиц на высокоомные материалы. Уменьшение пробега электронов в органических полимерах измерялось в работах [3, 4]. Теоретическая оценка кинетики пробега электронов в процессе облучения проведена в работе [5], однако она не учитывает релаксацию объемного заряда (ОЗ) в процессе облучения. При том же приближении в работе [6] получено выражение для пробега тяжелых нерелятивистских заряженных частиц.

В настоящей работе дан расчет кинетики пробега быстрых электронов в диэлектрической пластине, толщина которой в несколько раз превышает величину пробега ($d \gg R$) в зависимости от времени облучения с учетом наведенной проводимости.

Допустим, на внешнюю поверхность ($x = 0$) диэлектрика ($x \geq 0$) падает нормально пучок электронов с энергией T_0 и плотностью тока I_0 ($I_0 < 0$). Термализуясь в веществе, электроны захватываются ловушками и создают электрическое поле $E(x, t)$, где t — время облучения. Время термализации и захвата электронов в плотной среде, согласно оценкам, менее 10^{-9} с. Если пучок не ограничен собственным объемным зарядом, то в этом случае характерное время изменения поля больше времени термализации, поэтому можно принять, что электрон движется в статическом поле

(квазистационарное приближение). Далее рассматриваем диапазон энергии электронов (сотни кэВ и более), где средние удельные потери энергии $B(T)$ слабо зависят от энергии T :

$$T_0 \approx \langle B \rangle R(t) + e \int_0^{R(t)} E(x, t) dx \equiv \langle B \rangle R(t) + eU(t), \quad (1)$$

где $\langle B \rangle = T_0 R^{-1}(t=0)$; $R(t)$ — пробег в момент t ; $e > 0$.

Соотношение (1) относится к тем электронам, которые слабо рассеиваются и, следовательно, достигают глубины, соответствующей пробегу. Динамика поля $E(x, t)$ определяется уравнением полного тока $J(t)$:

$$\frac{dE(x, t)}{dt} + j_c(x, t) + j_0(x, t) = J(t), \quad (2)$$

где $j_0(x, t)$ — плотность тока пучка на глубине x ; $j_c(x, t)$ — ток проводимости; $J(t) \approx 0$, так как $d \gg R$; ϵ — диэлектрическая проницаемость (предполагается, что $\epsilon = \text{const}$). Из исследований радиационной проводимости [7, 8] известно, что удельная электропроводимость λ высокоомных диэлектриков выражается формулой

$$\lambda = aD^\Delta, \quad (3)$$

где a и Δ — числа, характерные для данного материала ($0,5 < \Delta < 1$); D — мощность поглощенной в единице объема вещества энергии. В условиях накопления ОЗ распределение $D(x)$ зависит от времени, так как поток электронов подвергается воздействию поля [9]. Тогда ток проводимости

$$j_c(x, t) = aD^\Delta(x, t) E = a|e^{-1} I_0|^\Delta D_1^\Delta(x, t) E(x, t), \quad (4)$$

где $D(x, t)$ — распределение поглощенной энергии одного электрона. Формула (4) предполагает, что характерное время установления проводимости много меньше характерного времени накопления объемного заряда.

Из работ по радиационной электропроводности известно, что во многих случаях можно считать время установления проводимости практически мгновенным. Ток пучка на глубине x определяется через коэффициент прохождения $h(x, t)$, который также зависит от поля и, следовательно, от времени [9]:

$$j_0(x, t) = I_0 h(x, t). \quad (5)$$

Подставляя (4) и (5) в формулу (2), интегрируя результат по x от 0 до $R(t)$, выражая из (1) $U(t)$ через $R(t)$ и учитывая, что $dU = -e^{-1} \langle B \rangle dR$, получаем уравне-

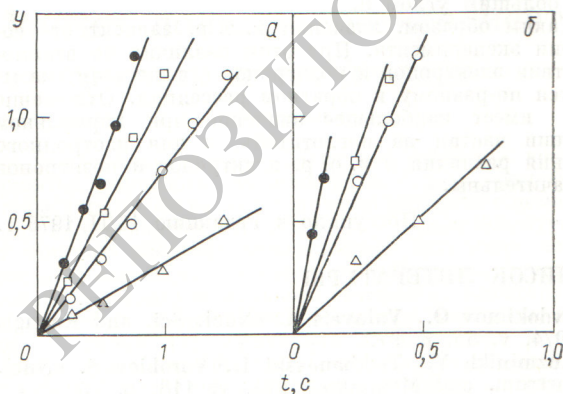


Рис. 1. Зависимость величины U от времени облучения, построенная по данным работы [4], для полиметилметакрилата (а) и полиэтилена (б) при начальной энергии электронов 1,3 МэВ. Экспериментальные данные при $I_0 = 0,5$ (Δ); 1,0 ($\circ$); 1,5 ($\square$) и 2,0 мкА/см² ($\bullet$).

ние для пробега:

$$[e^{-1} \langle B \rangle + E(R, t)] \frac{dR}{dt} + \left[\frac{a \langle B \rangle |I_0|^\Delta}{\varepsilon e^{1+\Delta}} \langle D_1^\Delta(t) \rangle - \frac{I_0}{\varepsilon} \langle h(t) \rangle \right] \times \\ \times R + a e^{-(1+\Delta)} \varepsilon^{-1} T_0 |I_0|^\Delta \langle D_1^\Delta(t) \rangle = 0, \quad (6)$$

где угловые скобки указывают на усреднение по x в области $0 \leq x \leq R$. Усреднение h проводится с весом 1, а D_1^Δ с весом $E(x, t)$.

Нахождение поля $E(R, t)$ является сложной задачей. Однако для легких веществ хорошо известно, что основная часть электронов термализуется вблизи $x \sim R$. При наличии тормозящего поля этот эффект выражен еще сильнее [9]. По этой причине и в силу того, что $D_1^\Delta(x)$ — медленно изменяющаяся функция x [9], можно принять, что $E(R, t) \approx U(t)/R(t)$. Приближение однородного поля при $x \leq R$ использовалось также в работе [5]. Выражение (6) с учетом (1) можно записать:

$$dR/R \{R/R_0 + R/r - 1\}^{-1} = -dt / \langle \tau \rangle, \quad (7)$$

где

$$\frac{1}{r} \equiv \frac{e^{1+\Delta} |I_0|^{1-\Delta} \langle h(R) \rangle}{a T_0 \langle D_1^\Delta(R) \rangle}, \quad (8) \\ \frac{\tau_1}{\langle \tau \rangle} \equiv \frac{a |I_0|^\Delta}{\varepsilon e^\Delta} \langle D_1^\Delta(t) \rangle.$$

Так как поле при $x < R$ меняется незначительно, величины $\langle h \rangle$ и $\langle D_1^\Delta \rangle$ фактически не зависят от распределения поля и поэтому являются функциями от R . В свою очередь зависимость $\langle h \rangle$ и $\langle D_1^\Delta \rangle$ от R весьма слабая. Так, из работы [9] следует, что при $Z = 6$ и $T_0 = 1$ МэВ рост величин $\langle D_1 \rangle$ и $\langle h \rangle$ при изменении eE от 0 до 0,8 МэВ/(г·см⁻²) не превышает 10%, поэтому $\langle \tau \rangle$ и особенно r в выражениях (7) и (8) можно считать независящими от R и t . После интегрирования (7) получаем зависимость пробега $R(t)$ от времени облучения:

$$\frac{1}{R} \approx \frac{1}{R_0} + \frac{1}{r} \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\langle \tau \rangle} \right) \right]. \quad (9)$$

При необходимости слабая зависимость r и $\langle \tau \rangle$ от R может быть учтена.

Сравнение результатов расчета по формуле (9) с известными экспериментальными данными [3, 4], полученными для органических полимеров, показано на рис. 1 и 2. Функция (9) может быть линеаризована в виде

$$y(t) \equiv \ln \frac{R(R_0 - R_\infty)}{R_0(R - R_\infty)} = \frac{t}{\langle \tau \rangle}, \quad (10)$$

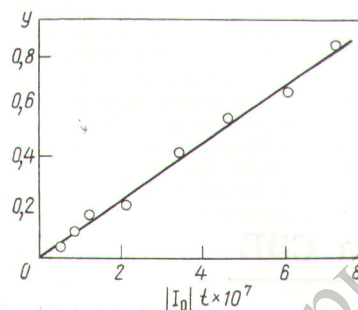


Рис. 2. Зависимость y от величины введенного заряда $|I_0| t$, построенная по данным работы [10] для люсита при $T_0 = 1,5$ МэВ, $I_0 = 0,1$ А/см²

где $R_\infty = [R_0^{-1} + r^{-1}]^{-1}$ — предельная величина пробега. На рис. 2 приведены данные [3], обработанные авторами работы [10].

Таким образом, формула (9) подтверждается экспериментами на органических полимерах при токах пучка от 0,1 до 10⁻⁷ А/см². Можно показать, что формула, полученная в работе [5] без учета проводимости, является частным случаем выражения (9). Чтобы предсказать толщину облучаемого слоя в данном материале, необходимо знать параметры a и Δ , которые определяются из опытов по радиационной электропроводности.

Поступило в Редакцию 20/II 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Деев Ю. С. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 4, с. 303.
2. Спицын В. П., Громов В. В. Физико-химические свойства радиоактивных твердых тел. М., Атомиздат, 1973, с. 93.
3. Lackner H., Kohlberg I., Nablo S. «J. Appl. Phys.», 1965, v. 36, p. 2064.
4. Евдокимов О. Б., Ягушкин Н. И. «Физика твердого тела», 1974, т. 16, вып. 2, с. 564.
5. Gross B., Nablo S. «J. Appl. Phys.», 1967, v. 38, p. 2272.
6. Ремизович В. С., Руденко А. И. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 1, с. 64.
7. Вайсберг С. Э. В сб.: Радиационная химия полимеров. М., «Наука», 1973, с. 400.
8. Fowler J. «Proc. Roy. Soc.», 1956, v. 236, N 11, p. 464.
9. Евдокимов О. Б., Яловец А. П. «Химия высоких энергий», 1973, т. 7, вып. 3, с. 271.
10. Kennedy E., Kohlberg I. «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1968, v. 11, p. 407.