

**ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПЕРЕНОСА
БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДИЭЛЕКТРИКАХ ПРИ НАЛИЧИИ
СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ**

А. П. ЯЛОВЕЦ

(Представлена объединенным научным семинаром физико-технического факультета и сектора электронной дефектоскопии НИИ ЭИ)

В ряде устройств, в частности, в электроионизационном лазере, газовых коммутаторах, для иницирования объемного заряда в перенапряженных промежутках используется поток быстрых электронов [1], что позволяет осуществить объемный разряд при высоких давлениях газа и тем самым повысить мощность газовых коммутаторов и удельную генерацию электроионизационных лазеров. Электрическое поле влияет на прохождение электронов через газ, в свою очередь, распределение ионизации влияет на конфигурацию поля в объеме, на электрическую прочность и тем самым на работу соответствующих устройств. Благоприятным условием для развития объемного разряда является равномерная по объему ионизация, которая может быть получена при облучении зазора с однородным электрическим полем со стороны катода.

В данной работе предложен приближенный метод расчета распределения потерянной энергии электронами в диэлектрике при наличии сильного однородного электрического поля без учета границ. Следует отметить, что в случае, когда потери энергии на тормозное излучение малы, то распределение потерянной энергии и поглощенной совпадают. Ионизация в этом случае определяется

$$N(x) = \frac{d}{e} \frac{D(x)}{\varepsilon} \left[\frac{\text{пар} \cdot \text{ион}}{\text{см}^3} \right],$$

где $D(x)$ — распределение потерянной энергии, ε — удельная энергия ионообразования, j а/см² — плотность тока пучка. Распределение потерянной электронами энергии на ионизацию вычислялось по формуле

$$D(x) = \int_0^{S_{\max}} ds \int_{-1}^1 du I(x, s, u), \quad (1)$$

где $I(x, s, u)$ — функция распределения плотности частиц, связанная с дифференциальным потоком соотношением $I(x, s, u) \cdot ds = \psi(x, T, u) \cdot dT$, $u = \cos \Theta$, Θ — угол между осью ОХ и импульсом, s — путь, пройденный частицей.

Уравнение для траекторного потока было записано по модели отрезков [2] в приближении непрерывного замедления. Эта модель позволяет разбить процесс переноса частиц на отрезке на два этапа: транспортировка частиц на отрезке и затем рассеяние их в конце отрезка в соответствии с пройденным путем и с учетом фокусирующего действия электрического поля.

Таким образом, существует возможность записи двух уравнений:

$$\tilde{I}(t, x, u, T) = I[t - \tau, x - v\tau u, u, T + (B(T) - eEu)v\tau], \quad (2)$$

$$I(t, x, u, T) = \int_{4\pi} d\Omega' g(T, v\tau, u'u) \tilde{I}(t, x, u, T), \quad (3)$$

где t — время, τ — шаг по времени, v — скорость частицы, $B(T)$ — удельные потери энергии на ионизацию, $g(T, v\tau, u'u)$ — вероятность того, что частица с энергией T , пройдя путь $v\tau$, рассеется из u' в u . Начальные условия уравнений (2) и (3)

$$I(0, x, u, T) = S(x, u, T). \quad (4)$$

Для моноэнергетического, мононаправленного и бесконечно плоского источника в точке x_0 :

$$S(x, u, T) = \frac{1}{2\pi} \delta(x - x_0) \cdot \delta(1 - u) \cdot \delta(T - T_0). \quad (5)$$

Проведем преобразование Фурье для уравнений (2) и (3):

$$\tilde{I}_K(t, u, T) = I_K[t - \tau, T + (B - eEu)v\tau, u] \cdot \exp\left(-i \frac{2\pi}{L_0} kv\tau u\right), \quad (6)$$

$$I_K(t, u, T) = \iint_{4\pi} d\Omega' g(v\tau, u'u) \tilde{I}_K(t, u', T). \quad (7)$$

Для электронов, движущихся в ускоряющем электрическом поле, потери энергии будут зависеть от направления движения частицы. Если напряженность электрического поля будет велика, то большая часть частиц будет находиться в процессе ускорения и двигаться в направлении поля. Поэтому появляется возможность учесть зависимость потерь энергии от угла приближенно и тем самым сделать среду изотропной.

$$\tilde{I}_K(t, T, u) = I_K[t - \tau, T + (B - eEu_K)v\tau, u] \cdot \exp\left(-i \frac{2\pi}{L_0} kv\tau u\right), \quad (8)$$

где

$$\bar{u}_K = \int_{-1}^1 u I_K(t, T, u) \cdot du \Bigg| \int_{-1}^1 I_K(t, T, u) \cdot du. \quad (9)$$

Введение такой изотропии позволяет однозначно связать значение энергии с номером шага и таким образом избавиться от одной переменной. Проведем преобразование Лежандра для (6) и (7):

$$\tilde{I}_{Ke}(t) = \sum_{e'} (2e' + 1) I_{Ke'}(t - \tau) \cdot E_{ee'}(-i\mu v\tau), \quad (10)$$

$$I_{Ke}(t) = \sum_{e'} P_{ee'} \tilde{I}_{Ke'}(t). \quad (11)$$

$P_{ee'}$ найдено из решения уравнения [3] для функции $g(T, v\tau, u'u)$ и имеет вид

$$P_{ee'} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\alpha_{ee'}^{(m)}}{m!} \quad (12)$$

$\alpha_{ee'}^{(m)}$ вычислялись по рекуррентной формуле

$$\alpha_{ee'}^{(m)} = \varepsilon_e v \tau [\alpha_{e+1, e'}^{(m-1)} - \alpha_{e-1, e'}^{(m-1)}] - S_e v \tau \alpha_{ee'}^{(m-1)}, \quad (13)$$

где $\varepsilon_e = -\frac{eE}{pv} \frac{e(e+1)}{2e+1}$, P -импульс электрона,

$$S_e = 2\pi \int_{-1}^1 dx \sum_s(x) [1 - P_e(x)]; \quad \alpha_{ee'}^{(0)} = \delta_{ee'}.$$

Методика расчета функций $E_{\text{ср.}}(-i\mu vt)$ приведена в [4]. И так, задав начальные условия для потока, можно найти начальные условия для трансформант и затем по соотношениям (10) и (11) найти трансформанты при любых значениях t и что то же самое при любом значении пройденного пути s .

По приведенным выше формулам была составлена программа, по которой проводились расчеты распределений потерянной электронами энергии в азоте для мононаправленного, моноэнергетического пучка. При использовании формул (10) и (11) был сделан переход к соотношениям, которые включали только вещественные величины [2].

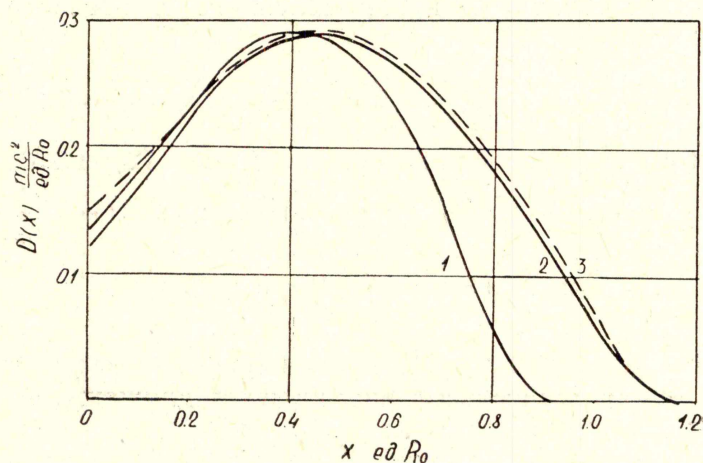


Рис. 1. Распределение потерянной энергии в азоте электронами с начальной энергией 0,1 Мэв: 1 — $eE/P = 0$; 2 — $eE/P = 1,75$ Кэв/атм·см (точное решение); 3 — $eE/P = 1,75$ Кэв/атм·см (приближенное решение)

На рис. 1 приведены распределения потерянной энергии в азоте электронами с начальной энергией 0,1 Мэв без поля (1) и при наличии слабого поля (2, 3). Кривая 2 рассчитана точно [5] при значении $eE/p = 1,75$ Кэв/атм·см, кривая 3 рассчитана по приближенному методу. Из рис. 1 видно, что различие имеется на малых глубинах. Это обусловлено тем, что наличие усреднения по потерям энергии приводит к тому, что частицы, летящие в тормозящем поле, получают то же приращение энергии, что и в ускоряющем. Сопоставление результатов (2) и (3) возможно потому, что анизотропия в слабом поле проявляется не сильно и поэтому введение усреднения по потерям энергии не приводит к большой ошибке. При значениях полей, близких к удельным потерям на ионизацию, ошибка за счет усреднения становится большой. При очень больших полях, т. е. когда $eE > (2 \div 3)B(T)$ и более, усреднение по потерям будет работать удовлетворительно, поскольку, несмотря на то, что мы сделали среду изотропной, число частиц, не участвующих в ускорении, мало.

Предельный случай, когда $eE \gg B$, дан на рис. 2 (кривая 1). Кривая 2 рассчитана в случае нерассеивающей среды, т. е. она получена из решения нелинейного уравнения

$$\frac{dT(x)}{dx} eE - B[T(x)]. \quad (14)$$

При решении уравнения (14) $P(x) = B[T(x)]$.

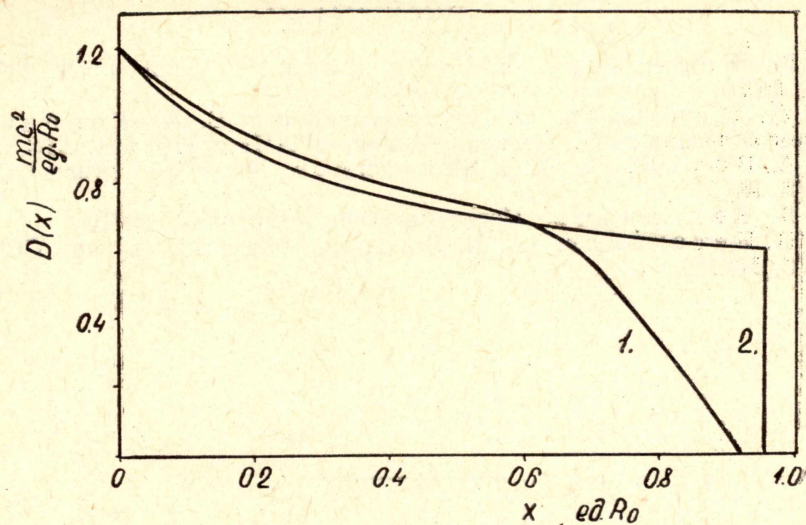


Рис. 2. Распределение потерянной энергии в азоте электронами с начальной энергией 0,1 Мэв: 1 — $eE/p=30$ Кэв/атм·см; 2 — $eE/p=30$ Кэв/атм·см (нерассеивающая среда)

Из сравнения кривых 1 и 2 можно судить о фокусирующем действии поля.

На рис. 3 приведено распределение потерянной энергии при напряженности поля $eE/p = 15$ Кэв/атм·см.

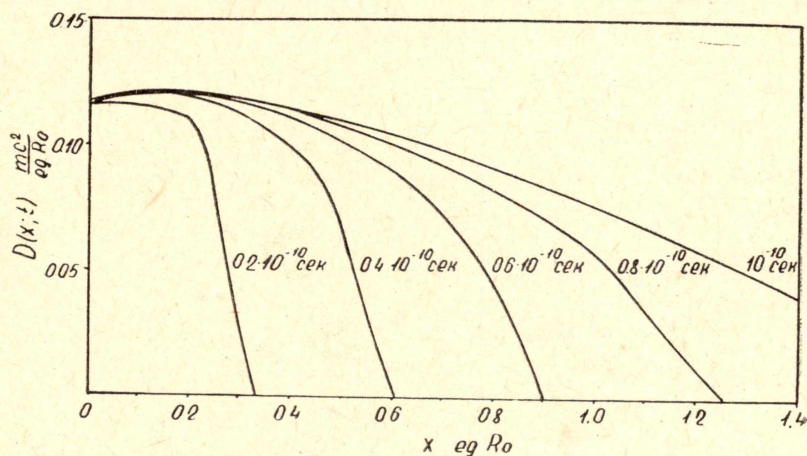


Рис. 3. Распределение потерянной энергии в азоте. $T_0=0,1$ Мэв, $eE/p=15$ Кэв/атм·см

Следует отметить, что, поскольку результаты получены в приближении непрерывного замедления, они будут справедливы при рассмотрении процесса в небольшие промежутки времени. В длинных ускоряющих промежутках существенную роль начинают играть флуктуации в потерях энергии.

В заключение автор выражает благодарность О. Б. Евдокимову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Ковальчук, В. В. Кремнев, Г. А. Месяц. ДАН СССР, **191**, 1, 76, 1970.
 2. А. А. Воробьев, О. Б. Евдокимов, Б. А. Кононов. В сб.: «Дозиметрия больших доз». Ташкент, Изд-во «ФАН», 1966, стр. 216.
 3. А. А. Воробьев, О. Б. Евдокимов. Известия вузов СССР, «Физика», 1972, № 2.
 4. О. Б. Евдокимов. Известия вузов, «Физика», 1973.
 5. О. Б. Евдокимов, А. П. Яловец. Известия вузов СССР, «Физика», 1973, № 10.
-