ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА имени С. М. КИРОВА

Том 280 1975

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 инициирования 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/см^2 — плотность тока пучка. Распределение потерянной электронами энергии на ионизацию вычислялось по формуле

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

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 OX 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:

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

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

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 $v\tau$, рассеится из u' в u. Начальные условия уравнений (2) и (3)

$$I(0, x, u, T) = S(x, u, T). \tag{4}$$

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

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

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

$$\tilde{I}_к(t, u, T) = I_к[t-\tau, T + (B-eEu)v\tau, u]\cdot\exp(-i\frac{2\pi}{L_0}кv\tau u), \tag{6}$$

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

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.

$$\tilde{I}_к(t, T, u) = I_к[t-\tau, T+(B-eE\bar{u}_к)v\tau, u]\cdot\exp\left(-i\frac{2\pi}{L_0}кv\tau u\right), \tag{8}$$

где

$$\bar{u}_к = \int_{-1}^{1} uI_к(t, T, u)\cdot du \Big| \int_{-1}^{1} I_к(t, T, u)\cdot du. \tag{9}$$

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):

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

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

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

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

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

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

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

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

Методика расчета функций $E_{cc'}(-i\mu v\tau)$ приведена в [4]. Итак, 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].

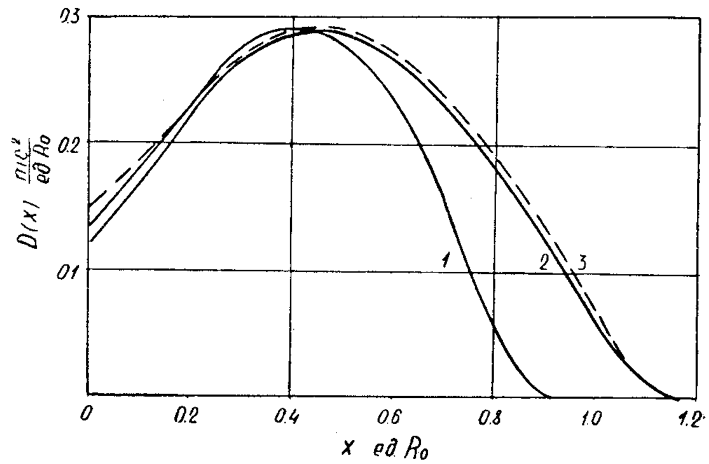

Рис. 1. Распределение потерянной энергии в азоте электронами с начальной энергией 0,1 Мэв: *1*—eE/P=0; *2* — eE/P=1,75 Кэв/атм·см (точное решение); *3* — eE/P=1,75 Кэв/атм·см (приближенное решение)

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 несильно 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

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

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

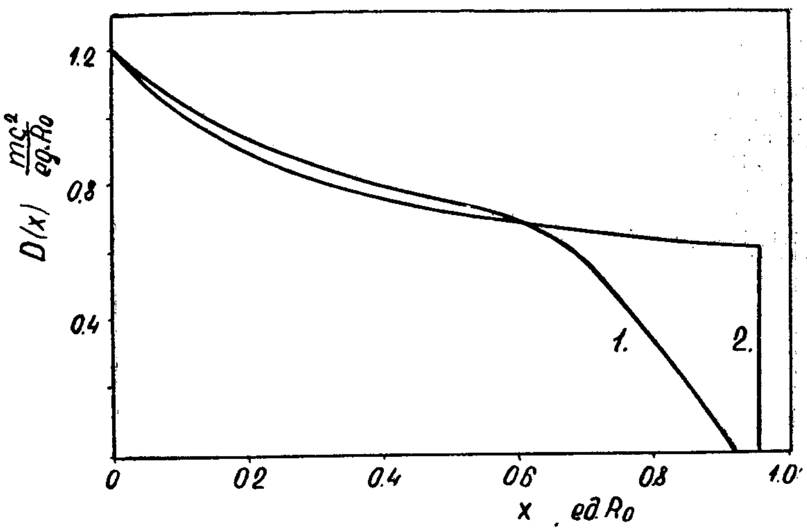

Рис. 2. Распределение потерянной энергии в азоте электронами с начальной энергией 0,1 Мэв: *1* — eE/P=30 Кэв/атм · см; *2* — eE/P=30 Кэв/атм·см (нерассеивающая среда)

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.

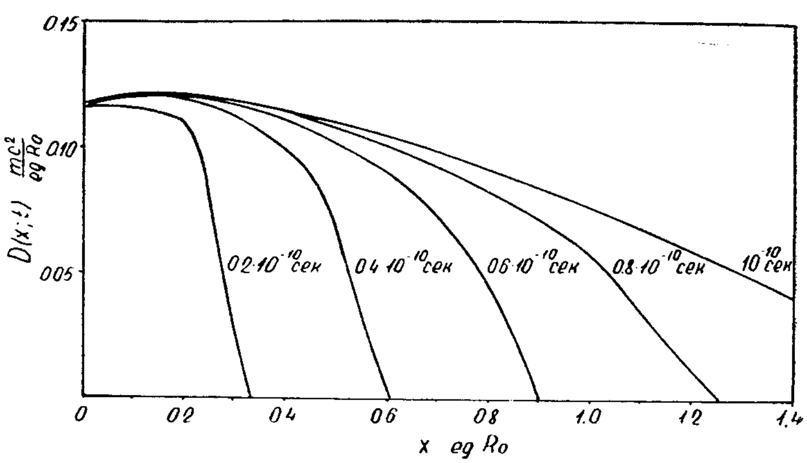

Рис. 3. Распределение потерянной энергии в азоте. T_0=0,1 Мэв, eE/p=15 Кэв/атм·см

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.