

01;02;11

Влияние объемного заряда электронов, многократно отраженных от анода, на ток плоского диода

© А.В. Кириков, В.В. Рыжов, И.Ю. Турчановский, В.И. Беспалов

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
Томский политехнический университет
E-mail: kir@to.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 2 октября 2000 г.

Теоретически исследован эффект влияния объемного заряда электронов, многократно отраженных от анода, на ток плоского диода. Спектральные распределения этих электронов по энергии движения вдоль направления электрического поля рассчитаны методом Монте-Карло. Показано, что максимальное уменьшение тока диода для анодов из материалов с большим атомным номером не превышает 20%.

Для плоского нерелятивистского диода плотность электронного тока, протекающего через диод, и напряжение на диоде связаны между собой известным законом "трех вторых":

$$j_0 = \frac{2}{9\pi} \left(\frac{e}{2m} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (1)$$

где e и m — заряд и масса электрона, d — ширина межэлектродного зазора, а U — потенциал анода [1]. Это выражение получено для случая, когда анод полностью поглощает падающие на него электроны пучка. В реальных диодах часть электронов пучка, ускоренных до энергии $\varepsilon_0 = eU$, потеряв долю энергии и отразившись от анода, возвращаются в диодный промежуток, где сначала тормозятся, а затем ускоряются и снова падают на мишень. Так как часть этих однократно отраженных электронов снова может быть отражена от анода, то в результате этого процесса в диодном промежутке будет формироваться "облако" n -кратно отраженных электронов, что приводит к уменьшению тока диода по сравнению с током Чайлда–Ленгмюра (1). Этот эффект исследовался как экспериментально, так и теоретически, однако между

различными работами до сих пор существуют разногласия. Так, в [2] экспериментально получено, что максимальное уменьшение тока в диоде достигает 10%, в то время как расчеты предсказывают эффект в 25–40% [3].

Для исследования характеристик нерелятивистского диода с учетом объемного заряда многократно отраженных электронов необходимо решать уравнение Пуассона для потенциала $\phi(x) = \varphi(x)/U$ [1]:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -4\pi j_d^{sc} \left(\frac{d^2}{U^{3/2}} \right) \left(\frac{m}{2e} \right)^{1/2} [\phi^{-1/2} + F(\phi, x)]. \quad (2)$$

В стационарном случае прямой и обратный токи отраженных электронов в диоде равны по абсолютной величине, поэтому функция $F(\phi, x)$, описывающая распределение заряда отраженных электронов в межэлектродном зазоре, имеет вид

$$F(\phi, x) = 2 \int_{1-\phi(x)}^1 \frac{f_x(t')}{[t' - (1 - \phi(x))]^{1/2}} dt'. \quad (3a)$$

Здесь $f_x(t = \varepsilon_x/eU)$ — распределение всех отраженных электронов по кинетической энергии движения вдоль оси X , по которой направлен вектор напряженности электрического поля. Эту функцию можно разложить в ряд по порядку отражения электронов от анода [3]:

$$f_x(t) = \sum_{i=1}^n R_i f_i(t) = \sum_{i=1}^n \bar{\eta}^i \tilde{f}(t) \approx \tilde{f}(t) \sum_{i=1}^n \bar{\eta}^i = \frac{\bar{\eta}}{1 - \bar{\eta}} \tilde{f}(t) = R \tilde{f}(t), \quad (4)$$

где $R_i = (\bar{\eta})^i$ — доля первичных электронов, отраженных от анода при i -том отражении, $R = \sum_{i=1}^{\infty} R_i = \frac{\bar{\eta}}{(1-\bar{\eta})}$ — во всех отражениях, $\bar{\eta}$ — усредненный по угловому и энергетическому спектру частиц коэффициент отражения, а $f_i(t)$ — функция распределения i -кратно отраженных электронов по энергии движения вдоль оси X , нормированная на единицу. Если предположить, что форма спектра $f_i(t) \approx \tilde{f}(t)$ не зависит от порядка отражения, то ряд (4) легко суммируется, и

$$F(\phi, x) = 2 \cdot \frac{\bar{\eta}}{1 - \bar{\eta}} \int_{1-\phi(x)}^1 \frac{\tilde{f}(t')}{[t' - (1 - \phi(x))]^{1/2}} dt'. \quad (3b)$$

Из этой формулы следует, что в линейном приближении вклад многократно отраженных электронов для тяжелых элементов в уменьшение значения тока может быть равен вкладу первично отраженных электронов. Поэтому для правильной оценки величины эффекта необходимо учитывать вклад электронов всех отражений, а следовательно, требуется знать функции распределения этих электронов.

До настоящего времени в литературе отсутствуют данные о функциях $f_x(t)$ и $f_i(t)$, так как расчет таких распределений с учетом многократных отражений связан с определенными трудностями. Так, в работе [3] для распределения $f_x(\varepsilon_x)$ были записаны аналитические выражения в предположении, что дифференциальные по углам и энергиям распределения n -кратно отраженных электронов $f(\varepsilon, \theta)$ не зависят от углового и энергетического распределения падающих частиц и могут быть представлены в виде $f(\varepsilon, \theta) = g(\varepsilon) \cos \theta$, где $g(\varepsilon)$ — универсальный энергетический спектр отраженных электронов. В этом случае

$$f_x(\varepsilon_x) = (n + 2)/n\pi \{1 - \varepsilon_x^n [1 + n(1 - \varepsilon_x)]\} \quad (5)$$

для $n = 4-6$.

Для расчета функций распределения отраженных электронов по кинетической энергии движения вдоль оси X нами была разработана программа TRACS, моделирующая траектории электронов в диоде в заданных электрических и магнитных полях (решение уравнений движения) с учетом рассеяния электронов в веществе анода (метод Монте-Карло [4]). На рис. 1 представлены результаты расчетов функции $f_i(t)$ и $f_x(t)$ для анодов из платины при $U = 100$ kV (гистограммы). Здесь же (прямая 5) приведено модельное распределение, в котором доля низкоэнергетических электронов линейно возрастает $f_\Delta = 2(1 - t)$. Для удобства сравнения все распределения нормированы на единичную площадь.

Из рис. 1 видно, что использованное в работе [3] представление (5) (кривая 4) применимо только для распределения электронов первого отражения, т.е. только для начальных электронов, перпендикулярно падающих на анод. Расчеты показали, что с увеличением кратности отражения в распределениях $f_i(t)$ увеличивается доля низкоэнергетических электронов, т.е. они зависят от порядка отражения. Поэтому приближение (3b) может оказаться достаточно грубым, например для тяжелых веществ.

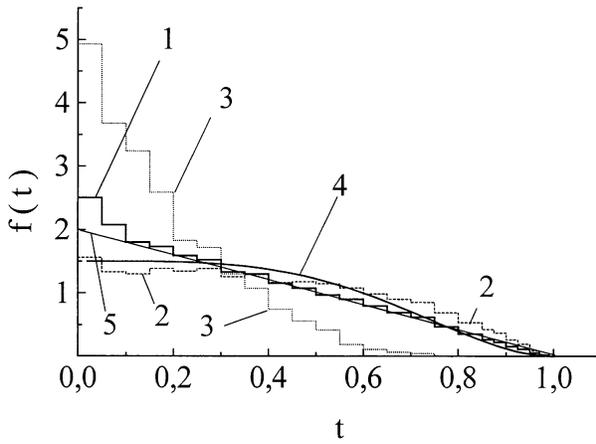


Рис. 1. Нормированные на единицу функции распределения электронов, многократно отраженных от анода из платины, по энергии движения вдоль оси X при $U = 100$ kV. Гистограммы — расчет по программе TRACS. 1 — суммарный спектр, 2 — спектр после первого отражения, 3 — спектр после четвертого отражения. Кривые 4 — расчет по формуле (5), 5 — $f_v = 2(1 - t)$.

В первом приближении для таких материалов зависимость распределений $f_x(t)$, полученных методом Монте-Карло, от энергии близка к линейной $f_v = 2(1 - t)$. Для этого модельного распределения нам удалось найти решение уравнения Пуассона через разложение в гипергеометрический ряд, а для отношения тока диода с учетом объемного заряда отраженных электронов j_d^{sc} к току Ленгмюра j_0 (1) получить выражение (кривая 1, рис. 2):

$$\alpha = j_d^{sc} / j_0 = \left[{}_2F_1 \left(a; b; c; -d \frac{\bar{\eta}}{1 - \bar{\eta}} \right) \right]^2, \quad (6)$$

где ${}_2F_1$ — гипергеометрическая функция, $a = 3/8$; $b = 1/2$; $c = 11/8$; $d = 16/15$.

Для определения величины α для функций распределения $f_x(t)$, полученных методом Монте-Карло, уравнение Пуассона (2) в приближении (3а) решалось численно. Результаты расчетов для анода из алюминия, железа, молибдена и платины приведены на рис. 2 (точки на

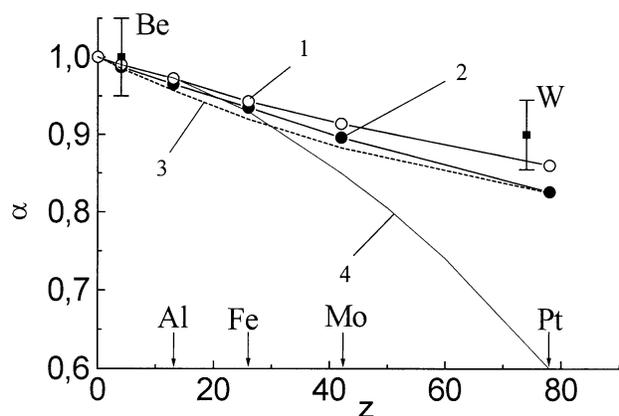


Рис. 2. Зависимость коэффициента ослабления тока плоского диода от атомного номера вещества анода. 1 — расчет с учетом только однократно отраженных электронов, 2 — с учетом многократно отраженных электронов, 3 — расчет для $f_v = 2(1 - t)$, 4 — данные из работы [3]. Точки — экспериментальные результаты работы [2] для анодов из бериллия и вольфрама.

кривой 2). Здесь же представлены результаты расчетов с учетом только вклада однократно отраженных электронов (кривая 1). Разница между этими данными и результатами, полученными с использованием полных спектров отражения, определяется уменьшением тока за счет заряда многократно отраженных электронов, которое для тяжелых веществ составляет 25%.

Для тяжелых веществ полученные нами результаты дают почти в два раза меньший эффект уменьшения тока диода, чем работа [3]. Это объясняется тем, что спектры многократно отраженных электронов, рассчитанные методом Монте-Карло, содержат больше низкоэнергетических частиц по сравнению со спектром (5), использованным в [3] (рис. 1), влияние которых на ток диода меньше, чем высокоэнергетических. В то же время наши результаты ближе к экспериментальным данным, полученным в работе [2]. Расхождение между ними можно объяснить, в частности, влиянием магнитной пробки вблизи коллектора экспериментальной установки, благодаря которой не все отраженные электроны могли возвращаться в область диода.

Авторы выражают благодарность С.Д. Коровину и С.Я. Беломытцеву за полезные консультации при выполнении работы и обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

Список литературы

- [1] *Миллер Р.* // Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. С. 432.
- [2] *Зайцев Н.И., Кораблев Г.С., Кулагин И.С., Нечаев В.Е.* // Физика плазмы. 1982. Т. 8. В. 5. С. 918–924.
- [3] *Pereira N.R.* // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 11. P. 6307–6310.
- [4] *Беспалов В.И., Рыжов В.В., Турчановский И.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 4. С. 77–79.