

11;12

## Ограничение плотности тока автоэлектронной эмиссии пространственным зарядом эмитированных электронов

© А.В. Батраков, И.В. Пегель, Д.И. Проскуровский

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

Поступило в Редакцию 14 декабря 1998 г.

С помощью строгого и точного расчета показано, что ранее рассматривавшие аналитически эту же проблему [5,6] учитывали влияние пространственного заряда электронов не очень точно. Показано, насколько реальное действующее поле менее геометрически рассчитанного.

В настоящее время не вызывает сомнения экспериментально установленный факт [1–3], что при плотности тока автоэлектронной эмиссии (АЭЭ)  $j \gtrsim 5 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> происходит ограничение тока пространственным зарядом (ПЗ) эмитированных электронов. Одним из проявлений этого эффекта является отклонение вольт-амперных характеристик, построенных в координатах уравнения Фаулера–Нордгейма (Ф–Н), от прямой линии в сторону меньших токов. Очевидно, что ПЗ влияет прежде всего на напряженность электрического поля на катоде, уменьшая ее. Чем больше геометрическое электрическое поле  $E_g$  (поле, найденное из решения электростатической задачи при  $j = 0$ ), тем больше плотность тока АЭЭ, тем сильнее влияние ПЗ и, следовательно, тем значительнее экранировка эмитирующей поверхности и больше разница между реальным электрическим полем на катоде  $E_k$  и геометрическим  $E_g$ .

Первая попытка аналитического рассмотрения этого вопроса была предпринята в [4] для плоского вакуумного диода с бесконечно протяженными электродами. Более подробно этот вопрос был затем рассмотрен группой Дайка [5]. Автоэмиссионный диод заменялся эквивалентным плоским диодом, имеющим эффективный промежуток  $d \simeq r_k$  ( $r_k$  — радиус вершины автоэмиттера). Решая, как и в [4], уравнение Пуассона для такого плоского диода и используя для записи

плотности тока уравнение Ф–Н ( $j = AE_k^2 \exp(-B/E_k)$ ), авторы [5] получили выражение для реального электрического поля на катоде:

$$E_k = \frac{U_a}{d} - \frac{4}{3\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{d} A \exp\left(\frac{-B}{E_k}\right) + 3 \frac{m}{2\varepsilon_0^2 e} A^2 E_k^2 d \exp\left(\frac{-2B}{E_k}\right), \quad (1)$$

(здесь  $U_a$  — потенциал анода,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона соответственно,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная). Поскольку для данной геометрии диода  $E_g = U_a/d$ , то выражение (1) связывает реальное поле на катоде  $E_k$  с геометрическим  $E_g$ .

Очевидно, что для анализа роли ПЗ в автоэмиссионном диоде более правильный подход должен состоять в определении зависимости  $E_k$  от  $E_g$  из решения уравнения Пуассона для сферического вакуумного диода. Впервые эта задача была рассмотрена аналитически Айзенбергом [6]. Им получено следующее приближенное выражение:

$$E_k = \frac{U_a}{r_k} - \frac{i}{4\pi\varepsilon_0 r_k} \sqrt{\frac{m}{2eU_a}} \ln \frac{4r_a}{r_k}, \quad (2)$$

где  $i$  — ток катода,  $r_a$  — радиус анода. Если ток  $i$  задать уравнением Ф–Н, то выражение (2) примет вид

$$E_k = \frac{U_a}{r_k} - \frac{r_k}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2eU_a}} \ln \frac{4r_a}{r_k} A E_k^2 \exp\left(\frac{-B}{E_k}\right). \quad (3)$$

Данное выражение также связывает реальное поле на катоде  $E_k$  с геометрическим  $E_g$ , поскольку для сферического диода  $E_g = U_a/r_k$ .

Уравнения (1) и (3) решались нами методом итераций (см. рисунок, кривые 2 и 3).

Для точного определения электрического поля на катоде  $E_k$  в условиях ограничения тока АЭЭ пространственным зарядом нами было выполнено численное решение самосогласованной нестационарной задачи об электронном потоке в сферическом диоде с использованием метода макрочастиц [7]. В использованной модели ток эмиссии с катода задавался уравнением Ф–Н, а электрическое поле на катоде  $E_k$  находилось с учетом влияния ПЗ эмитированных электронов из решения уравнения Пуассона

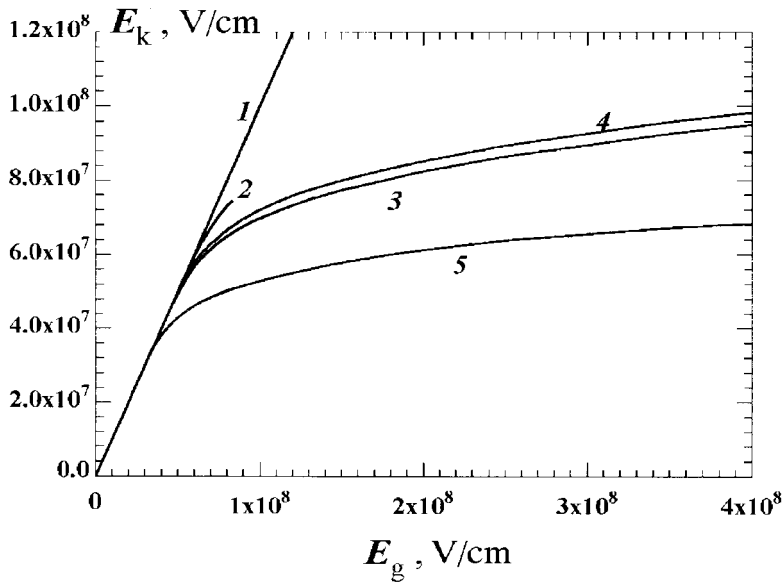
$$\frac{d^2U}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dU}{dr} = -4\pi\rho(r) \quad (4)$$

с граничными условиями для потенциала

$$U(r_k) = 0, \quad U(r_a) = U_a. \quad (5)$$

Для сравнения полученных результатов с результатами вычислений по (1) и (3) нами использовались установившиеся значения тока и электрического поля в диоде. Полученные нами точные зависимости  $E_k(E_g)$  для двух значений работы выхода  $\phi$  представлены на рисунке кривыми 4 и 5.

Анализируя приведенные на рисунке кривые, можно отметить, что ход зависимостей  $E_k(E_g)$  свидетельствует о сильной экранировке катода ПЗ эмитированных электронов при  $E_g > 5 \cdot 10^7$  V/cm. С ростом поля  $E_g$  степень экранировки увеличивается, что обусловлено нелинейной зависимостью плотности тока АЭЭ от поля на катоде. Из рисунка следует также, что выражение (3) более адекватно описывает поведение реального поля на катоде сферического диода при интенсивной АЭЭ,



Зависимости реального поля на катоде от геометрического: 1 — геометрическое поле, 2 — согласно выражению (1) для  $\phi = 4.5$  eV, 3 — согласно выражению (3) для  $\phi = 4.5$  eV, 4, 5 — численные решения уравнения Пуассона для  $\phi = 4.5$  eV и для  $\phi = 3.5$  eV соответственно.

$r_k, \mu\text{m}$	$E_g, \text{V/cm}$	$E_k, \text{V/cm}$	$j(E_k), \text{A/cm}^2$	$j [8], \text{A/cm}^2$	$j [9], \text{A/cm}^2$
0.2	$5.5 \cdot 10^8$	$1.03 \cdot 10^8$	$8.7 \cdot 10^8$	от $6 \cdot 10^8$	от $4.5 \cdot 10^8$
0.15	$7.3 \cdot 10^8$	$1.11 \cdot 10^8$	$1.5 \cdot 10^9$	до	до
0.1	$1.1 \cdot 10^9$	$1.25 \cdot 10^8$	$3.6 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$	$6 \cdot 10^8$

чем выражение (1), и может использоваться при анализе процессов, сопровождающих интенсивную АЭЭ. Сравнивая кривые 4 и 5, можно отметить, что при меньшей величине работы выхода из-за большей плотности тока происходит более сильная экранировка электрического поля на катоде. Тем не менее при одном и том же геометрическом поле  $E_g$  меньшей величине  $\phi$  соответствует большая величина плотности тока АЭЭ.

Интересно сравнить полученные нами из расчетов плотности тока АЭЭ с предельными плотностями этого тока, определенными экспериментально при использовании коротких длительностей импульсов. Сравнение проведено с данными работ [8,9] (катоды из  $W$ ,  $r_k = 0.1 \div 0.2 \mu\text{m}$ ,  $r_a \simeq 0.5 \text{ cm}$ ,  $U_a = 15 \text{ kV}$ , длительность импульсов 5 ns). Величины  $E_g$  рассчитывались численно для реальной геометрии вакуумного диода с использованием программы "SuperSAM" [10]. Сводные данные представлены в таблице. Нетрудно видеть хорошее соответствие расчетных и экспериментальных плотностей тока. Следует, однако, еще раз обратить внимание на значительную (в 5–10 раз) разницу между реальным полем на катоде и геометрическим.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 97–02–17208) и Сибирского отделения Российской академии наук (грант конкурса-экспертизы молодежных проектов 1997 г.).

## Список литературы

- [1] Dyke *W.P.*, Dolan *W.W.* // Phys. Rev. 1953. V. 89. N 4. P. 799–808.
- [2] Елинсон *М.И.*, Горьков *В.А.*, Яснопольская *А.А.*, Кудинцева *Г.А.* // 1960. РИЭ. № 8. С. 1318–1326.
- [3] Фурсей *Г.Н.*, Толкачева *И.Д.* // РИЭ. 1963. № 7. С. 1210–1221.

- [4] *Stern T.E., Gosling B.S., Fowler R.H.* // Roy. Soc. Proc. A. 1929. V. 124. P. 699–722.
- [5] *Barbour J.P., Dolan W.W., Trolan J.K., Martin E.E., Dyke W.P.* // Phys. Rev. 1953. V. 92. N 1. P. 45–51.
- [6] *Н.Б. Айзенберг* // ЖТФ. 1954. Т. XXIV. В. 11. С. 2079–2082.
- [7] *Бэдсел Ч., Ленгдон А.* Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989. 455 с.
- [8] *Карцев Г.К., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П., Фурсей Г.Н.* // ДАН СССР. 1970. Т. 192. № 2. С. 309–312.
- [9] *Жуков В.М., Аксенов М.С., Фурсей Г.Н.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 8. С. 1588–1593.
- [10] *Myakishev D.G., Tiunov M.A., Yakovlev V.P.* // Int. J. Mod. Phys. A (Proc. Suppl.). 1993. 2B. V. 2. P. 915.