

О НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕ ВЕЛИЧИНЫ ТОКА
 ЭГД ЭМИТТЕРА

В.П. К о в а л е н к о, А.Л. Ш а б а л и н

Общепризнанная теория стационарного режима электрогидродинамических (ЭГД) эмиттеров ионов [1] основана на представлениях о динамическом равновесии эмиттирующей поверхности [2], разделяющей потоки вещества с одной стороны в жидкой фазе, а с другой — в виде ионного пучка, образующегося посредством полевого испарения. Однако использованное в этой модели предположение о пороговой зависимости скорости полевого испарения от величины электрического поля не позволяет проследить некоторые, принципиальные на наш взгляд, эффекты, характерные для этого типа эмиттеров, в частности существование минимального возможного тока эмиссии [3, 4]. Мы хотим показать, что минимальный ток естественным образом возникает при более последовательном учете теории полевого испарения.

В стационарном режиме ЭГД эмиттера в каждой точке эмиссионной зоны должно выполняться условие

$$j = n v e \cos \alpha, \quad (1)$$

где j — плотность эмиссионного тока, n — плотность атомов в подтекающей жидкости, v — ее скорость, α — угол между вектором скорости и нормалью к поверхности в данной точке. Предполагаем, что эмиттируются только однозарядные ионы.

Величина $n v e$ так же, как в [1], рассчитывается из уравнения Бернулли

$$n v e = \frac{e}{m} \sqrt{\rho \left(\frac{E^2}{4\pi} - \frac{4\gamma}{r} \right)}, \quad (2)$$

где m — масса атома, ρ — плотность жидкости, E — напряженность электрического поля у поверхности, γ — коэффициент поверхностного натяжения, r — радиус кривизны поверхности.

Плотность тока при полевым испарением выражается равенством

$$j(E) = e \bar{\sigma} v \exp \left(- \frac{H_0 + I - e\varphi - (e^3 E)^{1/2}}{T} \right), \quad (3)$$

где $\bar{\sigma}$ — поверхностная плотность атомов, ν — характерная частота их колебаний, T — температура в единицах энергии, H_0 — энергия сублимации атома, I — энергия ионизации, $e\varphi$ — работа выхода [5].

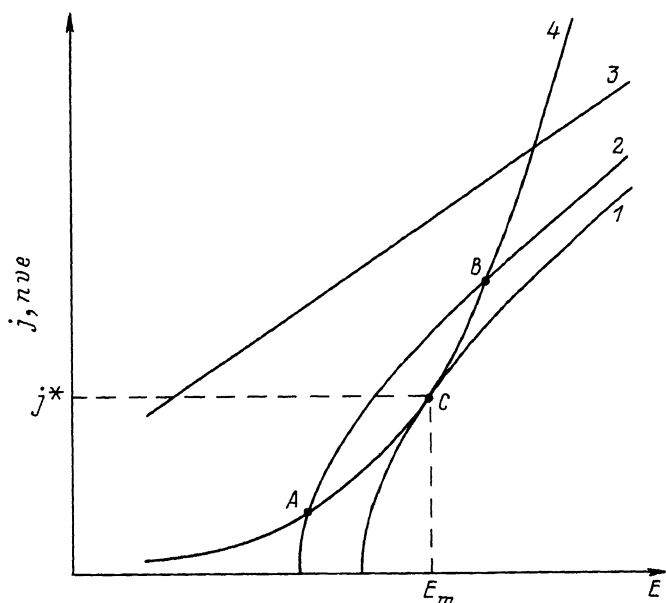


Рис. 1.

Будем решать уравнение (1) графически для частного случая, когда $\alpha = 0$, т.е. жидкость подтекает нормально к эмиссионной поверхности. На рис. 1 зависимость $j(E)$ представлена кривой 4. Кривые 1, 2, 3 — соответствуют равенству (2) с разными радиусами кривизны эмиссионной зоны $r_1 < r_2 < r_3 = \infty$. Из рисунка видно, что уравнение (1) при $r = r_2$ может иметь два решения (точки А и В), из которых устойчиво только второе. И в самом деле, если режим соответствует точке А, то при случайном увеличении поля поток жидкости возрастает сильнее, чем эмиссионная плотность тока. В результате на поверхности эмиттера начнет расти бугорок, и электрическое поле еще больше увеличится. В конце концов процесс завершится переходом эмиттера в точку В¹. Из рис. 1 видно также, что существует минимальная плотность тока j^* и минимальный радиус эмиссионной зоны r_m , при которых еще возможен стационарный устойчивый режим эмиттера. Значение j^* найдем из условия равенства между собой как самих выражений (2), (3), так и их производных по E . Имеем

¹ В принципе точку А можно стабилизировать принудительно, устанавливая большое сопротивление в цепь иглы, либо задавая режим с большим сопротивлением течению жидкости. Последний случай, по-видимому, реализуется в [6] и здесь не рассматривается.

Элемент	Температура	$E_0, \frac{B}{A}$	$r_m, \text{Å}$	$j^*, \frac{A}{\text{см}^2}$	$J_{min}, \text{мкА}$ (расчет)	$J_{min}, \text{мкА}$ (эксперимент)
Al	800°C	1.9	13	$1.96 \cdot 10^8$	1.5	1.4*
Ga	30°C	1.5	12.5	$6.59 \cdot 10^7$	0.47	0.26 [4]; 0.28*
Ga	800°C	1.5	13.2	$1.26 \cdot 10^8$	1.0	0.7*
In	330°C	1.3	15	$4.27 \cdot 10^7$	0.44	0.5 [7]
Cs	30°C	0.5	17	$5.86 \cdot 10^6$	0.078	0.1 [8]

$$j^* = \sqrt{\frac{\rho e^{1/2} E_m^{3/2} T}{2\pi m^2}} \quad (4)$$

Если жидкость подтекает не по нормали, а под углом α к поверхности эмиссии, то аналогично получим

$$j_{min} = j^* \cos \alpha \quad (5)$$

Строго говоря, значение j^* в (5) немного отличается от j^* в (4) из-за другого значения величины поля E_m . Но, поскольку зависимость $j(E)$ довольно резкая, этим отличием можно пренебречь и считать, что в интересующем нас диапазоне электрическое поле примерно постоянно и равно E_0 - характерному испаряющему полю для данного материала.

Чтобы сделать следующий шаг и рассчитать минимальный полный ток эмиссии, необходимо выбрать модель, аппроксимирующую форму эмиттера и линии тока жидкости. Поскольку рассматриваются режимы малых токов, можно предположить, что форма поверхности почти не отличается от формы, соответствующей статическому равновесию. Выберем эмиттер в виде сферической поверхности, которая ограничивает конус Тейлора [2] и имеет радиус r_m , определяемый из уравнения (2), причем будем считать, что линии тока - прямые, выходящие из геометрического центра конуса. Полный ток эмиссии вычисляется интегрированием j_{min} по всей площади эмиссии. Величины минимальных токов эмиссии J_{min} для различных рабочих веществ приведены в таблице.

Отмеченные звездочкой цифры в последней колонке - результаты наших измерений. Для измерения минимального тока напряжение на ЭГД эмиттере плавно понижалось, ионный ток измерялся цилиндром Фарадея и регистрировался на экране запоминающего осциллографа. Типичная осциллограмма приведена на рис. 2. Можно видеть, что результаты вычислений удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными как по абсолютной величине, так и по характеру температурной зависимости. Расхождение между расчетом и экспериментом совершенно естественно, если учесть, что точная форма

эмиттера неизвестна. Если, например, считать угол при вершине конуса равным не 100° , как по Тейлору, а 110° (именно такой угол измерен в экспериментах [9]), то вычисления полного тока дают цифры, значительно лучше совпадающие с экспериментом.

Существование минимальной устойчивой плотности тока может, в частности, объяснить наблюдаемое насыщение энергоразброса при уменьшении тока эмиссии, поскольку последний возникает из-за взаимодействия ионов в плотном пучке вблизи поверхности эмиттера.

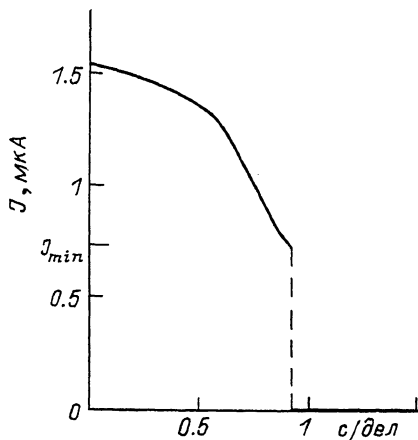


Рис. 2.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Kingham D.R., Swanson L.W. // Appl. Phys. A. 1984. V. 34. N 2. P. 123-132.
- [2] Taylor G.I. // Proc. Roy. Soc. 1964. V. 280A. N 1382. P. 383-396.
- [3] Wagner A., Hall T.M. // J. Vac. Sci. Techn. 1979. V. 16. N 6. P. 1871-1874.
- [4] Marriott P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. N 6. P. L115-119.
- [5] Мюллер Э., Цонь Т. Автоионная микроскопия, М.: Металлургия, 1972. С. 72.
- [6] Bell A.E., Rao K., Schwind G.A., Swanson L.W. // J. Vac. Sci. Technol. 1988. V. B6. N 3. P. 927-930.
- [7] Paradopoulos S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. V. 20. N 4. P. 530-535.
- [8] Aitken K.L. // Proc. Field Emission Day. 1976. Noordwijk, 1976. P. 23-39.
- [9] Assyaayag B.G., Sudraud P., Jobbreu B. // Ultramicroscopy. 1985. V. 16. P. 1-8.

Поступило в Редакцию
10 ноября 1988 г.