

УДК 537.581 : 621.3.032.24

**АВТОЭМИССИЯ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ
ИОНОВ (I—F-ЭМИССИЯ)**

**I. Н. Островов, В. А. Петров, А. А. Поротников,
Б. Б. Родневич**

(Moskva)

Получено аналитическое выражение для вычисления плотности тока I — F-эмиссии. Показано, что величина тока зависит от параметров катода (рабочая выхода ϕ), плазмы (напряженность поля на катоде E_0 и концентрация ионов n) и от величины, характеризующей совместные свойства катода и плазмы (расстояние нейтрализации l_*).

Идея учета влияния индивидуальных полей ионов, движущихся в прикатодном слое, на величину плотности тока автоэлектронной эмиссии (F-эмиссии) была высказана в [1]. Там же были проведены расчеты для конкретных значений параметров плазмы и катода, но из-за математических трудностей аналитических зависимостей получить не удалось.

В [2] была предпринята попытка получения аналитической зависимости для вычисления плотности тока автоэлектронной эмиссии с учетом флюкутирующего электрического поля (I — F-эмиссия). Результаты [2], совпадающие при конкретных значениях рабочего выхода ϕ и расстояния нейтрализации ионов l_* с результатами [1], показывают, что плотность тока I — F-эмиссии может значительно превышать плотность тока F-эмиссии.

Результаты, полученные в [2], справедливы лишь при больших значениях концентрации ионов в прикатодном слое, но плотность тока I — F-эмиссии j_{I-F} может быть значительно больше плотности тока автоэлектронной эмиссии j_F и при $n \sim 10^{17} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$, где n — концентрация ионов.

Учитывая дискретный заряд ионов, напряженность электрического поля на катоде E можно рассмотреть как случайную величину, принимающую значения от $\min E = E_0$ до $\max E = E_*$, и тогда плотность эмиссионного тока j_{I-F} можно определить следующим образом:

$$(1) \quad j_{I-F} = \int_{E_0}^{E_*} j_F(E) f(E, E_0) dE$$

где $f(E, E_0)$ — функция распределения напряженности электрического поля на катоде в присутствии внешнего поля E_0 .

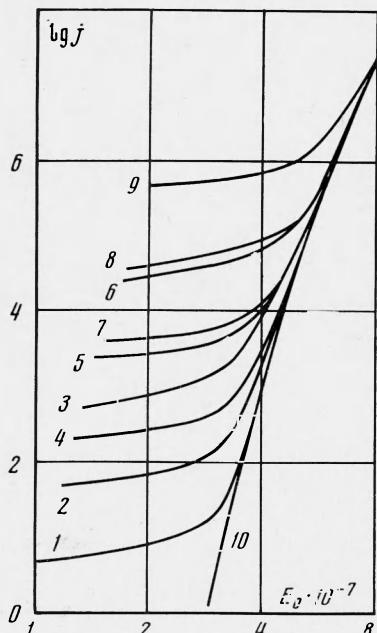
В [3,4] была получена функция распределения напряженности электрического поля на катоде ε , обусловленного движением ионов в прикатодной области

$$(2) \quad f(\varepsilon) = \frac{2\pi n}{5} \frac{(600q)^{3/2}}{\varepsilon^{5/2}} \times \\ \times \exp \left[-\frac{4\pi n}{15} \left(\frac{600q}{\varepsilon} \right)^{3/2} \right]$$

Здесь концентрация ионов n на поверхности катода выражена в см^{-3} , а поле ε в в/см . Распределение (2) получено из рассмотрения модели «ближайшего соседа» [4], когда влиянием ансамбля ионов пренебрегают. Такой подход допустим лишь при больших значениях полей, ибо в этой области функция распределения ближайшего соседа приближается к функции распределения для ансамбля частиц. Но большие поля и представляют интерес для автоэлектронной эмиссии.

При наличии наложенного поля E_0 функция распределения результирующего поля $E = E_0 + \varepsilon$ примет вид

$$(3) \quad f(E, E_0) = \frac{2\pi n}{5} \frac{(600q)^{3/2}}{(E - E_0)^{5/2}} \exp \left[-\frac{4\pi n}{15} \left(\frac{600q}{E - E_0} \right)^{3/2} \right]$$



Для вычисления $j_F(E)$ используется выражение [5]

$$(4) \quad j_F(E) = \frac{1.55 \cdot 10^{-6} E^2}{\varphi} \exp \left[-\frac{6.85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}}{E} \theta(E) \right]$$

где $\theta(E)$ — функция Нордгейма. Обычно $\theta(E)$ задается в виде таблиц или графиков. Анализ этих данных показывает, что зависимость $\theta(E)$ при $E \in [10^7 \div 10^8] \text{ e/cm}$ можно аппроксимировать линейной функцией

$$(5) \quad \theta(E) = \alpha - \beta E$$

С учетом соотношений (3) — (5) из (1) получим

$$(6) \quad i_{I-F} = A_n \frac{155 \cdot 10^{-6}}{\varphi} \frac{2\pi n}{5} (600q)^{3/2} \exp(6.85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2} \beta) \int_{E_0}^{E_*} \frac{E^2}{(E - E_0)^{5/2}} \exp \left[-\frac{6.85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2} \alpha}{E} - \frac{4\pi n}{15} \left(\frac{600q}{E - E_0} \right)^{3/2} \right] dE$$

где A_n — нормировочный коэффициент функции распределения (3)

$$A_n = \left[\int_{E_0}^{E_*} f(E, E_0) dE \right]^{-1} = \exp \left[\frac{4\pi n}{15} \left(\frac{600q}{E_* - E_0} \right)^{3/2} \right]$$

Приближенное вычисление интеграла (6) (ошибка вычислений во всех случаях не превышает 10%) приводит к результату

$$(7) \quad i_{I-F} = \frac{1.55 \cdot 10^{-6}}{\varphi} E^2 \exp \left[-\frac{6.85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}}{E_0} \theta(E_0) \right] \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{2.84 \cdot 10^{-18} n E_*^4}{E_0^2 (E_* - E_0)^{5/2} \varphi^{3/2}} \exp \left[6.85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2} \left(\frac{\theta(E_0)}{E_0} - \frac{\theta(E_*)}{E_*} \right) \right] \right\}$$

Графически зависимость (7) для $\varphi = 4.5 \text{ e}$ при различных значениях n и E_* представлена на фигуре (кривые 1, 2, 3 соответствуют $E_* = 6 \cdot 10^7 \text{ e/cm}$; 4, 5, 6 — $E_* = 9 \cdot 10^7$; 7, 8, 9 — $E_* = 12 \cdot 10^7$; 1, 4, 7 — $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 2, 5, 8 — $n = 10^{18}$; 3, 6, 9 — $n = 10^{19}$; 10 — $n = 0$, т. е. F-эмиссия).

Как видно из графиков, плотность тока I — F-эмиссия может значительно превышать плотность тока F-эмиссии при одинаковых значениях поля E_0 . В отличие от [1, 2], где поле E_0 бралось как первый момент от функции распределения плотности вероятности величины напряженности электрического поля на катоде, в (7) выходит поле E_0 , которое может создаваться на катоде и формально не связано с концентрацией ионов n в прикатодном слое.

Поступила 9 VIII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Ecker G., Müller K. G. Der Einfluß der individuellen Feldkomponente auf die Elektronenemission der Metalle. Z. Naturforsch., 1959, Bd 14a, N. 5, 6.
2. Остредцов И. Н., Петровос В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б. К вычислению плотности тока автоэлектронной эмиссии в плазму. Ж. техн. физ., 1973, т. 43, вып. 10.
3. Остредцов И. П., Петровос В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б. Об уравнении термоэмиссии в плазму. ПМТФ, 1972, № 3.
4. Остредцов И. П., Петровос В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б. О функции распределения напряженности электрического поля на катоде. ПМТФ, 1973, № 3.
5. Елинсов М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия. М., Физматгиз, 1958.