

## ТЕРМОАВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ С УЧЕТОМ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ ИОНОВ

А. А. Поротников, Б. Б. Родневич

(Москва)

В работе [1] получены аналитические выражения для вычисления плотности тока термоавтоэлектронной эмиссии в вакуум. В области высоких температур и слабых электрических полей соответствующая формула имеет вид

$$j = AT^2 \exp\left[-\frac{\chi'}{kT}\right] \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n+1)\mu}{n(n+1)\mu^2 + \mu - 1} - \frac{W_a^{1/2}}{2kT} \left( i - \frac{W_n^2}{4x_0^2} \right) \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{\cos v_{01}}{[\pi\alpha + 1/kT]^2 + \beta^2\alpha^2} + \frac{\cos v_b}{[2\pi\alpha - 1/kT]^2 + \beta^2\alpha^2} \right] \right\},$$

где  $a = 0,527 \text{ \AA}$  — атомная единица длины;  $e^2/2a = 13,67 \text{ эВ}$  — энергетическая единица;  $\alpha = \left(\frac{1}{2}x_0^3\right)^{1/2}$ ;  $\mu = 2\pi\alpha kT$ ;  $x_0 = \frac{\sqrt{300e}}{F} \frac{10^8}{2a}$  — расстояние Шоттки;  $F$  — напряженность электрического поля, В/см;  $\chi$  — работа выхода;  $\chi' = \chi - 1/x_0$  — работа выхода с учетом эффекта Шоттки;  $\gamma$  — постоянная Эйлера ( $\gamma = 0,5772$ );  $\beta = \gamma + \ln 2$ ;

$$v_a = \frac{4\sqrt{2}}{3} x_0^{1/2} - \frac{2}{W_a^{1/2}} + \operatorname{tg}^{-1} \frac{W_a^{1/2}}{4} - \operatorname{tg}^{-1} \frac{\beta\alpha}{\pi\alpha + 1/kT};$$

$$v_b = \frac{4\sqrt{2}}{3} x_0^{1/2} - \frac{2}{W_a^{1/2}} + \operatorname{tg}^{-1} \frac{W_a^{1/2}}{4} + \operatorname{tg}^{-1} \frac{\beta\alpha}{\pi\alpha - 1/kT}.$$

Если пренебречь относительно небольшим периодически изменяющимся членом, то

$$(1) \quad j = AT^2 \exp[-\chi'/kT] \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n+1)\mu}{n(n+1)\mu^2 + \mu - 1}.$$

Выражение (1) обычно используют при расчете плотности тока термоавтоэлектронной эмиссии в плазму дугового разряда [2], причем напряженность электрического поля получают из уравнения Маккоуна

$$(2) \quad F = \sqrt{7,57 \cdot 10^5 (V_c)^{1/2} \{j_i 1845 M^{1/2} - j_e\}},$$

где  $j_i$  и  $j_e$  — плотности ионного и электронного тока на катоде;  $V_c$  — прикатодное падение потенциала;  $M$  — атомный вес иона.

Уравнение (2) дает возможность определить только среднее значение напряженности электрического поля на катоде, не учитывая его флуктуаций, которые возникают благодаря движению отдельных ионов в слое пространственного заряда перед катодом. Учет таких флуктуаций, про-

веденный в [3, 4] для термоэлектронной и в [5] для автоэлектронной эмиссий, показал на возможность значительного увеличения плотности тока  $T$ - и  $F$ -эмиссий. Проведем расчет для определения плотности тока термоавтоэлектронной эмиссии с учетом индивидуальных полей ионов ( $I-F-T$ - и  $I-T-F$ -эмиссии).

В работе [6] получена функция распределения плотности вероятности поправок к работе выхода, возникающих при приближении иона к поверхности катода  $f(\Delta\chi)$ . (В случае учета дискретности распределения заряда в прикатодном слое  $\Delta\chi \neq \sqrt{eE} = \Delta\chi_{ш}$ , где  $\Delta\chi_{ш}$  — поправка Шоттки.) Тогда для определения среднего значения плотности тока  $I-T-F$ -эмиссии необходимо провести осреднение плотности тока  $T-F$ -эмиссии по функции распределения  $f(\Delta\chi)$ , т. е.

$$(3) \quad \langle j_{I-T-F} \rangle = \int_{\Delta\chi_{\min}}^{\Delta\chi_{\max}} j_{T-F}(\Delta\chi) f(\Delta\chi) d(\Delta\chi).$$

На фигуре приведены результаты расчетов по формуле (3) для материалов с работой выхода  $\chi = 4,5$  В (вольфрам, ртуть) и температур 2000, 2500 и 3000 К (кривые 1, 5, 9 рассчитаны по формуле (2), кривые 1 — 4 — температура 2000 К, 5 — 8 — 2500 К, 9 — 12 — 3000 К, цифры у кривых обозначают прикатодное падение потенциала).

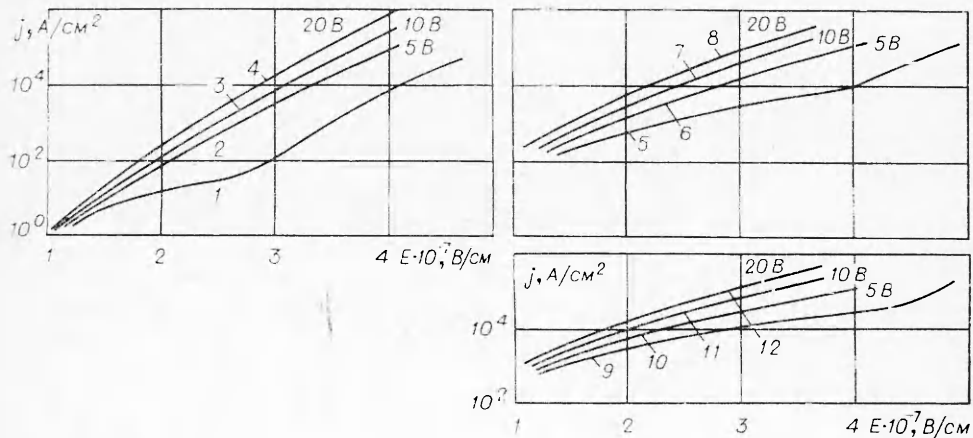
Среднее значение напряженности электрического поля на поверхности катода вычислялось с учетом вклада в него среднего поля от ближайшего иона

$$F = 4\pi n d e [1 - 0,38 R^{-1/3}],$$

где  $R$  — безразмерный параметр, значения которого приведены в таблице при различных значениях прикатодного падения потенциала и напряженности электрического поля на катоде.

Из фигуры видно, что плотность тока  $I-T-F$ -эмиссии может превосходить плотность тока  $T-F$ -эмиссии более чем на порядок и этот эффект увеличивается с ростом безразмерного параметра  $H = e\sqrt{eF}/kT$ .

Отметим, что для температур катода ниже 2500 К при напряженности электрического поля  $F > 4 \cdot 10^7$  В/см существенную роль начинает играть  $I-F-T$ -эмиссия, которая учитывает электроны, преодолевшие потенциальный барьер благодаря туннельному эффекту, а не над барьером, как для  $I-T-F$ - и  $T-F$ -эмиссий.



$V_c, \text{ В}$	5				10				20			
$E, \text{ В/см}$	$4 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^6$	$1,6 \times 10^7$	$3,2 \times 10^7$	$4 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^6$	$1,6 \times 10^7$	$3,2 \times 10^7$	$4 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^6$	$1,6 \times 10^7$	$3,2 \times 10^7$
$R$	6,2	3,1	1,55	0,77	25	12,5	6,2	3,1	100	50	25	12,5

В этом случае выражение для плотности тока  $F - T$ -эмиссии имеет вид [1]

$$j_{F-T} = \left\{ 1,55 \cdot 10^{-6} \frac{F^2}{\theta^2 \chi} + 120 T^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{n + 8,81 \cdot 10^9 \theta \chi^{1/2} T / F} \right\} \exp [-6,84 \cdot 10^7 \theta \chi^{3/2} / F],$$

где  $\theta$  — функция Нордгейма, значения которой приведены в [1].

Чтобы вычислить плотность тока  $I - F - T$ -эмиссии, необходимо провести осреднение  $j_{F-T}$  по функции распределения плотности вероятности прозрачности потенциального барьера  $f(Q)$

$$(4) \quad \langle j_{I-F-T} \rangle = \int_{Q_{\min}}^{Q_{\max}} j_{F-T}(Q) f(Q) dQ.$$

Функция  $f(Q)$ , полученная в работе [5], имеет вид

$$f(Q) = 2,5 \cdot 10^{-21} n \left[ \frac{Q_{\max}}{(Q_{\max} - Q)^2} - \frac{1}{Q_{\max}} \right] \times \\ \times \exp \left[ -2,5 \cdot 10^{-21} n \left( \frac{Q_{\max}}{Q_{\max} - Q} - \frac{Q}{Q_{\max}} - 1 \right) \right],$$

где  $Q_{\max} = \frac{2}{3} \frac{\chi^{3/2}}{F} \theta(F)$ .

Проводя осреднение (4), можно определить плотность тока  $I - F - T$ -эмиссии, показанную в правой части фигуры. Видно, что плотность тока  $I - F - T$ -эмиссии может существенно превышать плотность тока  $F - T$ -эмиссии.

В заключение отметим, что для температур выше 2500К и полей  $F < 5 \cdot 10^7$  В/см доля электронов, преодолевших потенциальный барьер благодаря туннельному эффекту, значительно меньше доли электронов, прошедших над барьером  $j_{I-F-T}$ . Для температур ниже 2500К при полях  $(3-5)10^7$  В/см плотность тока  $j_{I-F-T}$  может достигать и затем с ростом поля значительно превосходить  $j_{I-T-F}$ .

При переходе от  $I - T - F$ - к  $I - F - T$ -эмиссии излома на кривых почти не видно, в то время как при переходе от  $T - F$ - к  $F - T$ -эмиссии заметен резкий излом при полях  $\sim 4 \cdot 10^7$  В/см, когда начинает резко сказываться туннельный эффект. Эффект влияния дискретности распределения заряда в прикатодном слое возрастает при росте прикатодного падения потенциала для  $I - T - F$ - и  $I - F - T$ -эмиссий, что связано с ростом безразмерного параметра  $R = nd^3$ .

Поступила 18 I 1977

## ЛИТЕРАТУРА

1. Guth E., Mullin J. The transition from thermionic to cold emission.—«Phys. Rev.», 1942, vol. 61, p. 339.
2. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М., «Наука», 1970.
3. Острецов И. Н., Петросов В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б. Об уравнении термоэлектронной эмиссии в плазму.— ПМТФ, 1972, № 3.
4. Поротников А. А., Родневич Б. Б. Термоэмиссия с учетом индивидуальных полей ионов.— ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 6.
5. Поротников А. А., Родневич Б. Б. Автоэмиссия с учетом индивидуальных полей ионов.— ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 10.
6. Острецов И. Н., Петросов В. А., Поротников А. А., Родневич Б. Б. О влиянии индивидуальных полей ионов на эмиссионные характеристики термокатодов.— ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 8.

УДК 629.7.036.74

### ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХСТУПЕНЧАТОГО ИОННОГО УСКОРИТЕЛЯ С АНОДНЫМ СЛОЕМ

С. Д. Гришин, В. С. Ерсфеев, А. В. Жаринов,  
В. П. Наумкин, И. Н. Сафронов

(Калининград Московской обл.)

**Введение.** В настоящее время все большее развитие получают ускорители плазмы с замкнутым холловским током [1]. С макроскопической точки зрения ускорение плазмы в этих устройствах осуществляется электромагнитной силой, обусловленной взаимодействием холловского тока с внешним магнитным полем. Конкретный механизм проявления этой силы заключается в том, что, если электроны замагничены, в плазме может быть создано электрическое поле, которое ускоряет ионы, в то время как электроны вынуждены дрейфовать в направлении вектора  $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ . Если условия в направлении дрейфа однородны, то возникающий дрейфовый или холловский ток замкнут сам на себя и отпадает необходимость его коммутации.

Большое внимание уделяется одной из модификаций ускорителя с замкнутым дрейфом — ускорителю с протяженной зоной ускорения и диэлектрическими стенками ускорительной камеры [2—6]. Исследование этой системы ведется с начала 1960-х гг. Серьезная разработка другой модификации — ускорителя с анодным слоем, наиболее легко формирующимся над металлическими катодными стенками, — началась несколько позже, хотя сам принцип ускорителей с замкнутым холловским током был предложен впервые, по-видимому, именно в виде ускорения ионов в анодном слое [7].

Протяженность зоны ускорения, т. е. области, где происходит основное падение приложенной разности потенциалов, в ускорителе с замкнутым холловским током можно оценить из уравнения баланса рождения и ухода электронов из объема. Если подвижность электронов поперек магнитного поля близка к классической, падение потенциала оказывается сосредоточенным у анода в слое толщиной [8—10]

$$d \approx \frac{\sqrt{\frac{2e}{m} V_y}}{\omega_e} \sqrt{\frac{v_0}{v_i}} \approx \rho_e \sqrt{\frac{v_0}{v_i}},$$

где  $\omega_e$  — циклотронная частота электрона;  $m$ ,  $e$  — его масса, заряд;  $V_y$  — падение потенциала в слое;  $v_0$ ,  $v_i$  — частоты столкновений электрона с рассеянием направленного импульса и ионизацией.