

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 3, стр. 170 – 173 *5 августа 1974 г.*

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ИОННЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ПУЧКОВ

Б.И.Исааков

Обсуждается возможность создания ионных сильноточных пучков путем испарения и десорбции ионов с поверхности металла под действием сильного электрического поля.

Ионные сильноточные пучки (ИСП) с током $\sim 10^2 + 10^3 \text{ а}$ получены в [1 – 3]. Имеется ряд предложений по созданию импульсных ИСП с параметрами: ток $\sim 10^3 + 10^6 \text{ а}$, энергия $\sim 10^6 + 10^9 \text{ эв}$ [4 – 6].

Целью настоящей работы является выяснение еще одной возможности получения ИСП – путем испарения и десорбции ионов с поверхности металла под действием сильного ($\sim 10^8 + 10^9 \text{ в/см}$) электрического по-

ля. На уровне микротоков ($I \sim 10^{-10} + 10^{-7} A$) вопросы испарения и десорбции полем исследуются в автоионной микроскопии [7].

Рассмотрим задачу о предельной плотности ионного тока ($j_{\text{пр}}$) при испарении полем в режиме ограничения пространственным зарядом. Необходимое для испарения поле может быть создано вблизи острийного электрода. Поскольку плотность ионного тока (j) максимальна вблизи поверхности острия, то для оценки $j_{\text{пр}}$ воспользуемся моделью плоского диода.

Найдем совместное решение для уравнения Пуассона:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{\mu j}{\sqrt{\phi}}, \quad (1)$$

где $\mu = 4\pi\sqrt{\frac{m}{2eZ}}$, $j = \text{const}(x)$, $\phi = V_o - V$, $V_o = V|_{x=0}$ с граничными условиями: $\phi(0) = 0$, $\phi(x) = \phi$, $\frac{d\phi}{dx}(0) = E_o$ и уравнения, описывающего испарение полем [8] (в приближении термически активируемого процесса):

$$j = j_o \exp f(E_o), \quad f(E_o) = \frac{Ze}{kT} x_c (E_o - E_c) - \frac{a}{2kT} (E_o^2 - E_c^2), \quad (2)$$

где V – потенциал, m и eZ – масса и заряд иона, E_o – напряженность поля на поверхности анода, E_c – критическое значение E_o , x_c – критическое расстояние от поверхности анода, T – температура поверхности, $a = a_a - a_i$, a_a (a_i) – поляризуемость атома (иона).

Решение (1) может быть представлено в виде кубического уравнения относительно $\sqrt{\phi}$, откуда найдем:

$$\phi = \frac{E_o x}{16g} \left[1 + 2 \cos \left(\frac{4\pi}{3} + \frac{1}{3} \operatorname{arc cos} G \right) \right]^2 \quad \text{при } g < \frac{1}{3},$$

$$\phi = \frac{E_o x}{16g} (1 + 2 \operatorname{ch} \frac{1}{3} \operatorname{arc ch} G)^2 \quad \text{при } g \geq \frac{1}{3}, \quad (3)$$

$$\text{где } g = \mu^2 j^2 x E_o^{-3} \exp 2f(E_o), \quad G = 1 - 24g + 72g^2.$$

Зависимость $\phi(g)$ приведена на рисунке а.

Выражения (2, 3) определяют вольт-амперную характеристику (ВАХ) ионного автоэмиссионного сильноточного диода в режиме испарения полем. Ее можно построить, задавая значения E_o как параметра в интервале $E_c < E_o < E_B = a^{-1} [Zex_c - (Z^2 e^2 x_c^2 - 2aA_Z)^{1/2}]$ (E_B – верхний предел применимости (2), A_Z – разность энергий между ионным состоянием при $x = x_c$ и атомным состоянием при $x_o \leq x_c$ в случае $E_o = 0$) и из (2, 3) находя j и ϕ .

В предельных случаях получим:

при $E_0 = E_c, g \ll 1 \quad \phi = E_0 x / \left(1 + \frac{4}{3} \sqrt{g}\right)$;

при

$E_0 = E_B, g \sim 1, G \gg 1 \quad (j \sim 10^6 + 10^7 \text{ а/см}^2)$

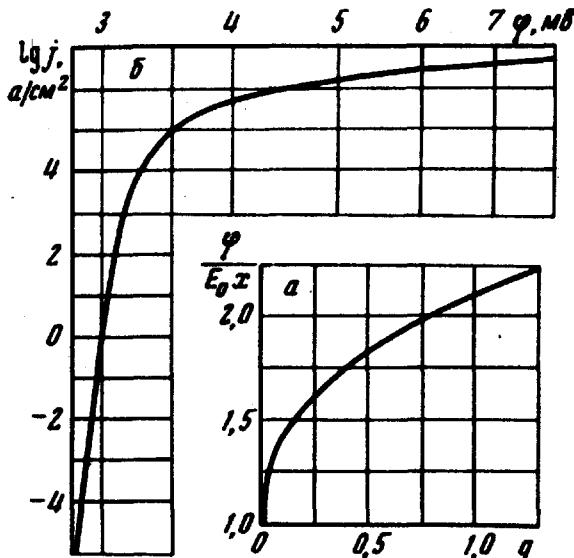
$$j_{\text{пр}} = \frac{4\phi^{3/2}}{9\mu x^2} \left(1 - \frac{27x^2 E_0^2}{16\phi^2}\right) \sim \frac{4\phi^{3/2}}{9\mu x^2} \quad (\text{закон "трех вторых"})$$

Для острия с радиусом r_0 имеем

$$E_0 = \frac{U}{\kappa r_0}, \quad \kappa = \frac{1}{2} \ln \frac{2D}{r_0}, \quad x \sim r_0, \quad \phi \sim \frac{U}{\kappa}, \quad (4)$$

$$j_{\text{пр}} \sim \frac{4}{9\pi r_0^2} \left(\frac{2eZ}{m}\right)^{1/2} \left(\frac{U}{\kappa}\right)^{3/2}, \quad I_{\text{пр}} \sim \pi r_0^2 j_{\text{пр}},$$

где U – приложенная разность потенциалов, D – расстояние между катодом и анодом.



При U (импульсном) $\approx 10^7 \text{ в}, E_0 \approx 7 \cdot 10^8 \text{ в/см}, r_0 \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}, \kappa = 3$:
 $j_{\text{пр}} \sim 10^7 \sqrt{Z/A} (\text{а/см}^2), I_{\text{пр}} \sim 10^3 \sqrt{Z/A} (\text{а})$ (A – атомный вес.. иона).
 Из этих оценок видно, что рассматриваемый метод получения ИСП может представить достаточный интерес. На рисунке б приведена рассчитанная по формулам (2, 3) (с использованием экспериментальных данных данных в [7] в области $g \ll 1$) ВАХ вольфрамового эмиттера (ионы W^{3+} , $\phi = U/\kappa$, $r_0 = x = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $T = 77^\circ\text{K}$, $E_c = 5,7 \cdot 10^8 \text{ в/см}$, $j_0 = 4,8 \cdot 10^{-6} \text{ а/см}^2$, $x_c = 0,55 \text{ Å}$, $a = 3,44 \text{ Å}^3$, $A_Z = 5,67 \text{ а}, E_B = 6,75 \cdot 10^8 \text{ в/см}$). Следует отметить, что в [7] при небольших значе-

ниях напряжения и тока ($U \sim 10^4$ в, $I \sim 10^{-7}$ а, $r_0 \sim 10^{-6}$ см) наблюдалась значительная скорость полевого испарения W^{3+} : $K \sim 10^7$ атомных слоев в секунду (для W^{4+} достигало 10^9 сл/сек). При этом эффекты объемного заряда еще невелики ($g \ll 1$).

Как следует из (4), для получения токов $\sim 10^5 + 10^6$ а нужно брать значительное количество острый: $N \sim 10^3 + 10^4$. Если расстояние между остройным анодом и плоским катодом $D \gg r_0$, то предельный ток определяется законом "трех вторых" для плоского диода. При $U \sim 10^7$ в, $D = 3$ см, площади катода $\sim 10^4$ см²: $I \sim 10^6 \sqrt{Z/A}(a)$.

Приведенные оценки пригодны как для испарения материала острый, так и для десорбции полем атомов, специально осажденных на поверхности острый (например, D_{21} , Li и др.). Полный ток десорбированных ионов: $I_g \sim 10^{-4} n Z \pi r_0^2 N t^{1/2}$ ампер, где n – число осажденных атомных слоев, t – время десорбции. При $n \sim 10^2$, $t \sim 10^{-8}$ сек, $r_0 \sim 5 \cdot 10^{-3}$ см, $N \sim 10^4$: $I_g \sim 10^{-6} Z(a)$.

Рассмотрим некоторые вопросы, касающиеся устойчивости эмиттеров. 1) При $j \sim 10^6$ а/см², $t \sim 10^{-7}$ сек джоулевым нагревом острый можно пренебречь. 2) Допустимое количество "выстрелов" без замены острый: $W \sim 10^3 Z r_0 (j t)^{-1}$; при $r_0 \sim 5 \cdot 10^{-3}$ см, $j \sim 10^6$ а/см², $t \sim 10^{-7}$ сек: $W \sim 10^2$. 3) Механические усилия, вызываемые электрическим полем: $\sigma = E_0^2 / 8\pi \sim 10^8$ кГ/мм². Для устойчивости острия достаточно, чтобы длительность импульса напряжения $t < t^* = l/s$, где l – высота острия, s – скорость звука в металле (при $l = 5 \cdot 10^{-2}$ см, $t^* \sim 10^{-7}$ сек). 4) Разрушение острый током второйной эмиссии с катода и пробой диода одного промежутка можно ограничить введением поперечного магнитного поля.

В заключение благодарю Я.Б.Файнберга, В.И.Курилко, И.М.Михайловского за интерес к работе и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию
29 мая 1974 г.

Литература

- [1] А.А.Плютто и др. Письма в ЖЭТФ, 6, 540, 1967.
- [2] А.И.Морозов, А.Я.Кислов, И.П.Зубков. Письма в ЖЭТФ, 7, 224, 1968.
- [3] S.Graybill, J.Uglum. J.Appl. Phys., 41, 236, 1970.
- [4] А.А.Коломенский, В.П.Саранцев. Труды III Всесоюзн. совещания по ускорителям М., 1, 107, 1973.
- [5] F.Winterberg. Phys. Rev., 174, 212, 1968.
- [6] R.N.Sadan, R.V.Lovelas. Phys. Rev., Lett., 31, 1174, 1973;
M.L.Sloan, W.E.Drummond, Phys. Rev. Lett., 31, 1234, 1973.
- [7] 9.Мюллер, Т.Цонь. Автоионная микроскопия, М., 1972; Т.Т.Tseng,
E.W.Müller. Phys. Stat. Sol., 1, 513, 1970.