

$N_s$ ,  $E_s$  — плотность и энергия поверхностных состояний, создающих потенциальные барьеры;  $E_F$  — энергия Ферми [7].

Наблюдаемый эффект ПТКС при  $T \sim 300$  К может быть связан с какими-то структурными аномалиями в этой области, что косвенно подтверждается наличием аномалии  $\epsilon$  (рис. 2), приводящей к скачкообразному изменению  $E_s$ ,  $\Delta P_s$ ,  $\Phi$ ,  $\rho$ .

Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что для увеличения  $\rho$ , а тем самым расширения температурного интервала работы активных пьезоэлементов из керамики МНЛ нужно стремиться за счет ее легирования или подбора условий структурообразования уменьшить плотность свободных зарядов в объеме зерна или увеличивать плотность поверхностных состояний на границах зерен.

### Литература

- [1] Фесенко Е. Г., Чернышков В. А., Резниченко Л. А. и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 2, с. 412—415.
- [2] Фесенко Е. Г., Резниченко Л. А., Чернышков В. А. и др. Изв. АН СССР. Неорг. матер., 1985, т. 21, № 2, с. 317—319.
- [3] Кузьминов Ю. С. Ниобат и танталат лития. Материалы для нелинейной оптики. М.: Наука, 1975.
- [4] Рябусов В. Ф., Копелювич М. Б., Магер В. П. В сб.: Пьезоэлектрические материалы и преобразователи. Ростов-на-Дону, 1985, с. 48—52.
- [5] Heuwing W. J. Amer. Ceram. Soc., 1964, v. 47, N 10, p. 484—490.
- [6] Mansingh A., Dhar A. J. Phys. D. Appl. Phys., 1985, v. 18, N 10, p. 2059—2071.
- [7] Бондаренко Е. И., Павлов А. Н., Прокопало О. И. и др. ФТТ, 1985, т. 27, № 8, с. 2530—2533.

Ростовский-на-Дону  
государственный университет  
Научно-исследовательский институт физики

Поступило в Редакцию  
6 апреля 1987 г.

УДК 537.525.5

Журнал технической физики, т. 58, в. 6, 1988

## О ПАДЕНИИ НАПРЯЖЕНИЯ В ПРИКАТОДНОЙ ПЛАЗМЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

В. А. Немчинский

Многочисленные эксперименты, выполненные методом автографов, показали, что плотность тока на катоде вакуумной дуги достигает очень большой величины — до  $10^8$  А/см<sup>2</sup> и даже выше [1]. Ввиду ограниченной проводимости плазмы растекание тока при расширении токового канала около катода требует значительного падения напряжения

$$V_{\text{пк}} = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{Ij}{2\pi}}, \quad (1)$$

$I$  — ток дуги,  $j$  — плотность тока,  $\sigma$  — проводимость плазмы. Подставляя сюда  $I=10$  А,  $j=10^8$  А/см<sup>2</sup> и характерную для низкотемпературной плазмы величину  $\sigma \sim 50 \div 100$  Ом<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>, получаем  $V_{\text{пк}} \sim 120 \div 250$  В. Если учесть, что полное напряжение на дуге, например, в случае медного катода составляет 20—25 В, а катодное падение потенциала около 15 В, то на долю падения в квазинейтральной плазме остается порядка десятка вольт, что во много раз меньше падения потенциала, оцененного выше по формуле (1). Поскольку на основании этого

$p$ , атм	$T$ , эВ	$\ln \Delta$	$\sigma$ , Ом <sup>-1</sup> ·см <sup>-1</sup>	$\delta = \frac{e^2 n^{1/2}}{T}$	$j$ , А/см <sup>2</sup>	$V_{\text{пк}}$ , В
10	2.7	3.3	150	0.06	$5 \cdot 10^8$	5.9
100	3.3	2.6	270	0.10	$5 \cdot 10^8$	10.4
1000	4.5	2.1	540	0.14	$5 \cdot 10^7$	16.5

различия высказывались сомнения в возможности существования высоких плотностей тока в катодном пятне вакуумной дуги [2, 3], этот вопрос, на наш взгляд, требует дальнейшего рассмотрения.

Рассчитаем прежде всего проводимость прикатодной плазмы. Согласно Спитцеру [4],

$$\sigma = \sigma_1 \left/ \sum_Z \left( \frac{n_Z}{n_e} Z^2 \gamma_Z \right) \right., \quad (2)$$

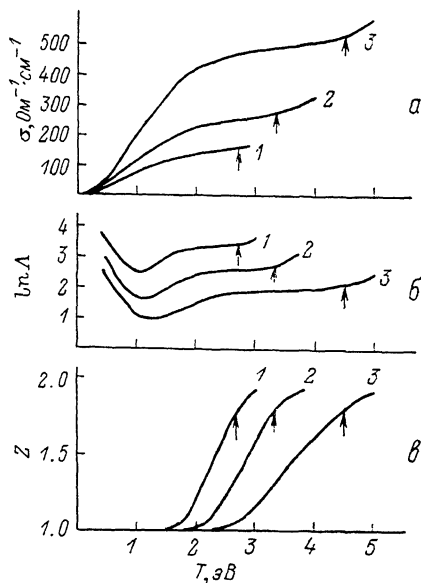
$$\sigma_1 = 191 T^{3/2} / \ln \Lambda, \quad (3)$$

$$\Lambda = \frac{T}{Ze^2} \sqrt{\frac{T}{4\pi e^2 n_e}}, \quad (4)$$

$\sigma_1$  — проводимость плазмы с однократными ионами;  $n_e$ ,  $n_Z$  — концентрации электронов и  $Z$ -кратных ионов;  $\ln \Lambda$  — кулоновский логарифм;  $\gamma_Z$  — поправочные множители ( $\gamma_1=1$ ,  $\gamma_2=0.863$ ,  $\gamma_3=0.784$ ). Проводимость выражена в  $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , температура — в эВ.

Для расчета проводимости необходимо найти состав плазмы. Это было сделано нами по формуле Саха для паров меди при давлении 10, 100 и 1000 атм в диапазоне температур 1—5 эВ. Результаты расчетов приведены на рисунке.

Для определения температуры в прикатодной плазме заметим, что эксперимент дает для среднего заряда ионов в плазме величину  $Z \approx 1.8$  [1]. Температура, при которой достигается эта степень ионизации, приведена в таблице. Она несколько выше той, которая была определена в работе [5] (около 2 эВ), но согласуется с результатами недавних экспериментов [6, 7], где было найдено  $T \approx 3 \div 6$  эВ. Отметим в этой связи работу [8], где в излучении дуги наблюдались мягкие рентгеновские фотоны, что несомненно свидетельствует о высокой температуре.



Зависимость параметров прикатодной плазмы от температуры: проводимости (а), кулоновского логарифма (б) и среднего заряда ионов (в).  
 $p$ , атм: 1 —  $10^1$ , 2 —  $10^2$ , 3 —  $10^3$ . Средние соответствуют температуре, при которой  $Z=1.8$ .

Несколько слов о применимости формул (2)—(4) к плазме вакуумной дуги. Хотя формула Спитцера получена в предположении  $\ln \Lambda \gg 1$ , известно, что она неплохо описывает экспериментальные данные по рассеянию электронов в полупроводниках вплоть до  $\ln \Lambda \approx 1$ . В таблице также приведен параметр идеальности плазмы  $\delta = e^2 n^{1/3} / T$ , который в нашем случае не превышает 0.14. Таким образом, условия применимости формулы Спитцера в нашем случае выполнены.

Для того чтобы соотнести давление в прикатодной плазме с плотностью тока, используем экспериментальные данные по реакции отдачи катода. Измерения [9] показали, что реакция отдачи, отнесенная к току дуги  $F/I = p/j$ , для медной дуги составляет 17 дин/А. К близкой величине  $p/j = 22$  дин/А пришел автор работы [10], оценивая импульс, уносимый ионами катодной струи. Мы примем в расчетах  $p/j = 20$  дин/А, так что давлениям 10, 100 и 1000 атм соответствует плотность тока  $5 \cdot 10^5$ ,  $5 \cdot 10^6$  и  $5 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>.

Теперь можно по (1) найти падение напряжения в зоне расширения токового канала. Результаты для  $I=10$  А приведены в таблице. Видно, что  $V_{\text{пл}}$  значительно ниже величины, оцененной в начале статьи, что связано с большой величиной проводимости, полученной в расчетах.

Отметим еще одно обстоятельство. В прикатодной плазме существует значительный градиент концентрации, облегчающий прохождение тока. С его учетом закон Ома приобретает вид

$$E = \frac{j}{\sigma} + T \frac{d \ln n}{dr}. \quad (5)$$

Видно, что наличие диффузии снижает напряжение растекания на величину порядка  $T \ln(n_0/n_\infty)$ , где  $n_0, n_\infty$  — концентрации электронов у катода и вдали от него,  $T$  — некоторая средняя температура. Подставляя сюда  $T=3$  эВ и  $n_0/n_\infty=10^1 \div 10^2$ , видим, что снижение напряжения составляет 7–14 В. С учетом этого снижения падение напряжения на квазинейтральной плазме оказывается совсем небольшим.

Таким образом, оценка падения напряжения в зоне расширения токового канала не исключает возможности существования больших плотностей тока в катодном пятне вакуумной дуги.

### Литература

- [1] Вакуумные дуги. Теория и приложения / Под ред. Дж. Лафферти. М.: Мир, 1982. 428 с.
- [2] Rakhovsky V. I. IEEE Trans. Plasma Sci., 1984, v. PS-12, N 3, p. 199–203.
- [3] Бейлис И. И., Зекцер М. П., Раховский В. И. ДАН СССР, 1985, т. 282, № 4, с. 854–857.
- [4] Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965. 212 с.
- [5] Раховский В. И. Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1975, № 3, в. 1, с. 11–27.
- [6] Schellekens H. J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 1, p. 144–149.
- [7] Shkol'nik S. M. IEEE Trans. Plasma Sci., 1985, v. PS-13, N 5, p. 336–338.
- [8] Карабаджак Г. Ф., Песков В. Д., Подальск Е. Р. Тез. докл. VI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983, т. 1, с. 176–178.
- [9] Robertson R. M. Phys. Rev., 1938, v. 53, p. 578.
- [10] McClure G. W. J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 5, p. 2078–2084.

Поступило в Редакцию  
9 апреля 1987 г.

## ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА О ПРОВОДЯЩЕМ ШАРИКЕ, ПОМЕЩЕННОМ В ПОЛЕ ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА

Ю. А. Годин

### 1. Постановка задачи и сведение ее к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений

Рассмотрим конденсатор, состоящий из плоских безграничных идеально проводящих пластин с разностью потенциалов  $V$ , расстояние между которыми равно  $H$ . Внутри конденсатора помещен идеально проводящий шарик радиуса  $a$ , имеющий потенциал  $v$  относительно нижней пластины и отстоящий от нее на расстоянии  $l$  (см. рисунок). Свяжем с центром  $O$  шарика систему сферических координат  $R, \theta, \varphi$  и начало отсчета оси  $Z$ , которая перпендикулярна пластинам конденсатора.

Потенциал  $u$  в области  $R > a, -l < z < H-l$  должен удовлетворять уравнению Лапласа

$$\Delta u = 0 \tag{1}$$

и граничным условиям

$$u|_{z=-l} = 0, \quad u|_{z=H-l} = V, \quad u|_{R=a} = v. \tag{2)-(4)}$$

Решение задачи будем искать в виде суммы потенциалов однородного поля внутри конденсатора, поля шарика в свободном пространстве и бесконечной системы его изображений в плоскостях  $z=-l$  и  $z=H-l$

$$u = \frac{z+l}{H} V + \sum_{n=0}^{\infty} b_n \left\{ \left( \frac{a}{R} \right)^{n+1} P_n(\cos \theta) - \left( \frac{a}{R} \right)^{n+1} P_n(\cos(\pi - \theta_1)) - \right.$$