

04;12

## **”Барьерный” режим функционирования электроразрядной галатеи ЭРЛ-М**

© А.И. Морозов, А.И. Бугрова, А.С. Липатов,  
В.К. Харчевников, М.В. Козинцева

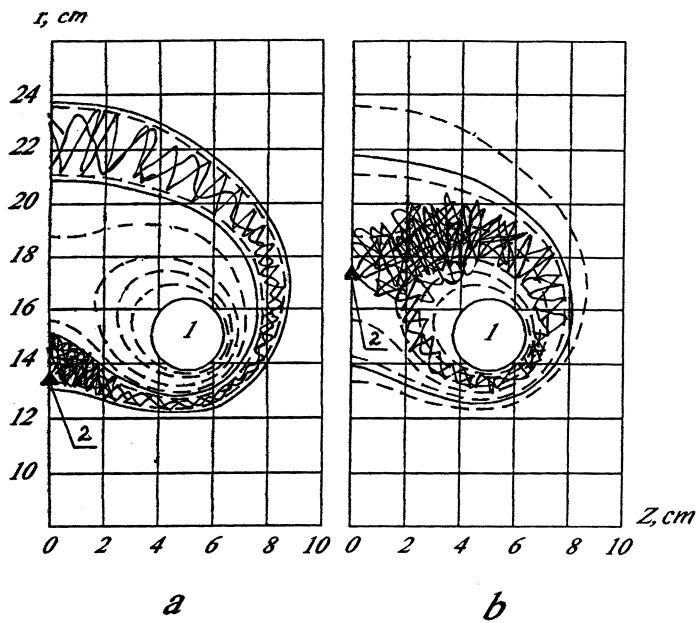
Московский институт радиотехники, электроники и автоматики  
РНЦ ”Курчатовский институт”

Поступило в Редакцию 22 марта 2000 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований параметров плазмы в ЭРЛ-М, работающей в ”барьерном” режиме (с ”мантисей”) при барьерном магнитном поле до 20 Ое. Обнаружен эффект насыщения локальных параметров плазмы в ловушке при увеличении тока эмиссии катода. Сделаны оценки энергетического времени жизни плазмы, а также коэффициента  $\beta$ .

Новый тип электроразрядных устройств, названных ”мультипольными электроразрядными ловушками — галатеями (ЭРЛ-М)” был предложен А.И. Морозовым и А.И. Бугровой. Результаты первых экспериментов, выполненных на модели с квадрупольным полоидальным магнитным полем, созданным двумя кольцами с током одного направления, были изложены в [1]. Было отмечено, что существует две формы разряда, которые были названы разрядом с ”плазмидой” и разрядом с ”мантисей”. Параметры плазмы при прочих равных условиях были выше в режиме с плазмидой, и поэтому ему было уделено основное внимание как в [1], так и в последующих публикациях [2–4].

Позднее стало ясно, что основным фактором, определяющим характер плазменной конфигурации, является положение катода [5]. Если катод находится в окрестности нуля магнитного поля, то реализуется режим с ”мантисей”. В этом случае плазма (точнее, электроны, электрическое поле которых удерживает ионы) в ловушке удерживается магнитным барьером (рис. 1, *a*). Если же катод углублен в магнитное поле, то реализуется режим с ”плазмидой” (рис. 1, *b*). В этом случае в существенной степени электроны удерживаются магнитными пробками, и, только преодолев в этом режиме пробки, электроны попадают в область захвата, которую они затем так или иначе покидают.



**Рис. 1.** Траектории электронов в пробочном (*a*) и барьерном (*b*) режимах: 1 — сечение миксин (омываемых плазмой катушек), 2 — катод.

Представление о динамике электронов в обоих режимах дают изображенные на рис. 1, рассчитанные на ЭВМ траектории одиночных частиц.

В связи с описанной схемой поведения электронов режим, изображенный на рис. 1, *a*, был назван в [5] "барьерным" (Б-режим), а на рис. 1, *b* — "пробочным" (П-режим).

В данной статье представлены первые результаты исследований параметров в Б-режиме.

Эксперименты проводились на ЭРЛ-М "Авоська", описанной в [1], при расходе ксенона ( $\dot{m} = 2 \text{ mg/s}$ ), при постоянной откачке и давлении в камере (по воздуху)  $\sim (2-3) \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$ .

В точке с координатами  $r_0 = 17 \text{ cm}$ ,  $z = 0$  магнитное поле обращалось в нуль, а максимум барьерного поля (при  $z = 0$ ) находился при  $r_1 = 21.7 \text{ cm}$ . Разряд возникал между накаливаемым катодом, помещенным

в нуль поля и стенками вакуумной камеры. Газ подавался в окрестность катода. При отсутствии магнитного поля, но поданном напряжении, обычно  $U = 200$  В, между катодом и трубкой напуска (под анодным потенциалом) зажигался "газоструйный разряд", ток в котором  $J_2$  был близок к току эмиссии катода [6]. В дальнейшем калибровка величины тока эмиссии катода определялась по  $J_2$ . Измерения проводились, как правило, при  $J_2 = 200$  мА.

При включении магнитного поля вспыхивало голубое свечение, охватывающее целиком кольца, при этом ослабление свечения при удалении от катода вдоль азимута, визуально практически отсутствовало. Исследования велись в стационарном режиме при барьерном поле  $H_1 = 20$  Ое. Такое поле удерживало только электроны, а ионы удерживались электрическим полем электронов. Выбор указанной величины поля определялся желанием избежать сильного нагрева катушек при стационарной работе.

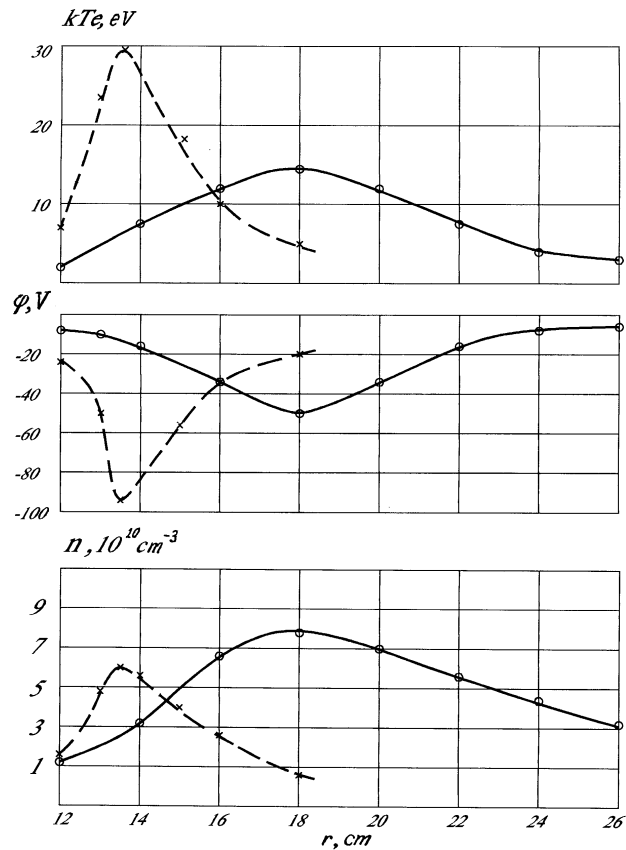
А) Интегральные характеристики. В барьерном режиме ток разряда  $J_1$  практически не зависит от  $H_1$  и определяется в основном током эмиссии катода (т. е.  $J_2$ ). При увеличении расхода от нуля до некоторого  $\dot{m}_*$  ток разряда также растет от 0 до  $J_1 \sim J_2$ .

Б) Изменение локальных параметров вдоль  $r$ . Измерения  $n$ ,  $T_e$  и потенциала  $\varphi$  проводились зондами. В процессе измерений был обнаружен, в общем, естественный эффект насыщения величин  $n_e$ ,  $T_e$  и  $\varphi$  при увеличении тока накала катода. В пробочном режиме это наблюдается при  $J_2^* \approx 200$  мА, в барьерном — при  $J_2^* \approx 300$  мА.

На рис. 2 изображены зависимости  $n(r)$ ,  $T_e(r)$ ,  $\varphi(r)$  при  $z = 0$  в пробочном ( $U = 200$  В,  $J_1 = 200$  мА,  $\dot{m} \approx 2$  мг/с) и барьерном ( $U = 200$  В,  $J_1 = 300$  мА,  $\dot{m} \approx 2$  мг/с) режимах.

Из рисунка видно (пунктирные кривые), что в пробочном режиме ( $r \approx 13.5$  см) плазма концентрируется в узкой области  $\sim 2-3$  см по  $r$ . Ионы удерживаются в потенциальной яме глубиной  $|\varphi_{\min}| \sim 70$  В. В центре ямы  $T_e \sim 30$  эВ,  $n \sim 5 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ . В барьерном режиме ( $r \approx 17.5$  см) плазма находится в более обширной области  $\delta r \sim 15$  см, при этом глубина потенциальной ямы  $\sim 40$  В,  $T_{e \max} \sim 15$  эВ,  $n_{\max} \sim 8 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ .

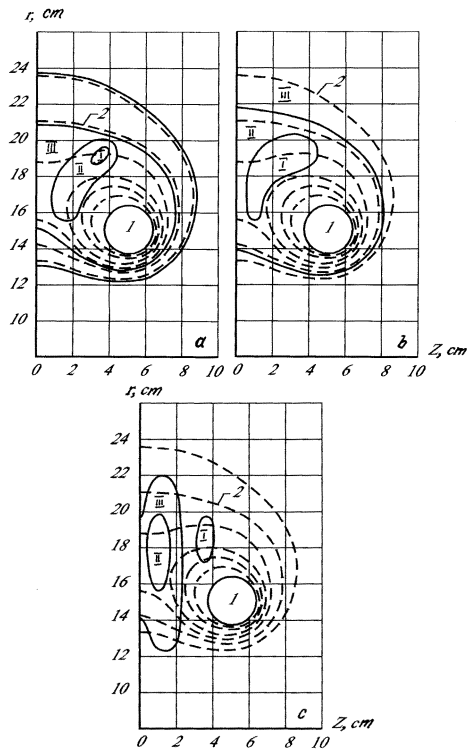
Распределение параметров плазмы по  $(r, z)$ . В барьерном режиме при  $U = 200$  В,  $J_1 = 300$  мА,  $\dot{m} \approx 2$  мг/с зондами были сняты распределения  $n(r, z)$ ,  $T_e(r, z)$ ,  $\varphi(r, z)$ . С помощью этих данных были выделены области с примерно равными по величине параметрами (рис. 3). Видно, что максимальные параметры смещены относительно плоскости  $z = 0$  и



**Рис. 2.** Распределение параметров вдоль  $r$  в центральной плоскости ( $z = 0$ ): пунктир — пробочный режим, сплошные линии — барьерный режим.

достигают значений  $T_{e \text{ max}} \sim 20 \text{ eV}$ ,  $n_{\text{max}} \sim 9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $|\varphi_{\text{min}}|_{\text{max}} = 50 \text{ V}$ . В то же время при  $z = 0$  максимум указанных величин соответственно равен:  $T_{e,0} = 15 \text{ eV}$ ,  $n_{e,0} = 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $|\varphi_{\text{min}}|_0 = 40 \text{ V}$ .

Это обстоятельство, а также неэквипотенциальность магнитных силовых линий указывают на отсутствие максвеллизации из-за относительно короткого времени жизни частиц в ловушке.



**Рис. 3.** Распределение параметров в плоскости  $(r, z)$  в барьерном режиме:  $a - n_e$ ,  $b - T_e$ ,  $c - \varphi$ :  $a - I - 8.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} < n < 9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $II - 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} < n < 8.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,  $III - 1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} < n < 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ;  $b - I - 15 \text{ eV} < kT_e < 20 \text{ eV}$ ,  $II - 5 \text{ eV} < kT_e < 15 \text{ eV}$ ,  $III - kT_e < 5 \text{ eV}$ ;  $c - I - 45 \text{ eV} < |\varphi| < 50 \text{ eV}$ ,  $II - 40 \text{ eV} < |\varphi| < 45 \text{ eV}$ ,  $III - 10 \text{ eV} < |\varphi| < 40 \text{ eV}$ .

Оценки  $\beta$  и  $\tau_E$ . а) Параметр  $\beta$  для "Авоськи" может быть оценен разными способами. Если говорить о максимальном локальном значении, то  $(\beta_{loc})_{\max} = \infty$ . Более адекватным является "барьерное"  $\beta_0$ , оцененное по формуле:

$$\beta_0 = \frac{8\pi nk(T_e + T_i)}{H_1^2}. \quad (1)$$

Эффективная температура ионов может быть оценена по известным  $\varphi(r)$  и  $n(r)$  с помощью "абелизации". При некоторых слабых допущениях можно принять  $kT_i \approx \frac{1}{3}|\varphi_{\min}|$ . Подставляя в (1) значения  $T_e = 20$  eV,  $n = 9 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $|\varphi_{\min}| = 50$  V, получим  $\beta_0 \approx 0.3$ .

б) Время удержания энергии  $\tau_E$  оценивается по формуле:

$$\tau_E = \frac{\int \frac{3}{2}nk(T_e + T_i)dV}{J_1U}. \quad (2)$$

Используя данные рис. 3, получаем  $\tau_E \approx 30$   $\mu$ s.

Это значение  $\tau_E$  близко к значению, рассчитанному по классическим формулам.

Авторы благодарят В.В. Савельева за выполненные на ЭВМ расчеты траекторий электронов.

Работа выполнена при поддержке Минатома.

## Список литературы

- [1] Бугрова А.И., Липатов А.С., Морозов А.И., Харчевников В.К. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 8. С. 1–4.
- [2] Бугрова А.И., Липатов А.С., Морозов А.И., Харчевников В.К. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 24. С. 54–57.
- [3] Бугрова А.И., Липатов А.С., Морозов А.И., Харчевников В.К. // Физика плазмы. 1993. Т. № 12. С. 1411–1417.
- [4] Морозов А.И., Савельев В.В. // УФН. 1998. № 11. Т. 168. С. 1153–1194.
- [5] Бишаев А.М., Бугрова А.И., Козинцева М.В. и др. // Тез. докл. XXVI Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 1999. С. 82.
- [6] Бугрова А.И., Липатов А.С., Морозов А.И., Харчевников В.К. // Физика плазмы. 1991. Т. 18. В. 19. С. 29–31.