

04; 11

РОЛЬ γ -ЭЛЕКТРОНОВ В МЕХАНИЗМЕ АВТОКОМПЕНСАЦИИ ИОННОГО ПУЧКА НИЗКОЙ ЭНЕРГИИА.В. Зыков, Н.Б. Марущенко,
В.И. Фареник

Как известно, при транспортировке ионного пучка от источника к мишени объем камеры заполняется квазинейтральной плазмой, компенсирующей пространственный заряд пучка [1]. В случае, когда энергия ионов недостаточна для ионизации газа ($\varepsilon_i < 10^3$ эВ), основным источником электронов служит ионизация газа γ -электронами (γ — коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии), выбитыми ионами с поверхности заземленной мишени и ускоренными до энергии $\varepsilon_e = \varepsilon_0 + e\varphi_n$, где ε_0 — среднее значение начальной энергии γ -электронов, φ_n — потенциал ионно-пучковой плазмы [2, 3]. Значение φ_n устанавливается на уровне, обеспечивающем скорость ионизации, достаточную для компенсации ухода из потенциальной ямы через хвост распределения термализующихся в пучке электронов, стока электронов на диэлектрические поверхности [2, 3] или в источник ионов, если он типа холловского ускорителя [4]. В то же время прямых экспериментальных измерений, позволяющих оценить роль процессов с участием γ -электронов в балансе электронной компоненты, проведено не было.

Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, а. Слабо расходящийся пучок ионов аргона ($\bar{\varepsilon}_i \approx 350$ эВ, ток пучка $J_M = 5-10$ мА, плотность тока $j = 0.5-1$ мА/см²) из ускорителя с анодным слоем 1 [5] проходил через заземленную вакуумную камеру 2 и попадал на алюминиевую мишень 7. Для предотвращения стока электронов из объема в источник ионно-пучковая плазма была изолирована сеткой 3 с отрицательным потенциалом -15 В, а сетка 4, расположенная на расстоянии 1 мм от мишени, была предназначена для управления потоком электронов с мишени (прозрачность сеток $\sim 90\%$, размер ячейки ~ 0.5 мм). Вокруг мишени с сеткой была установлена диафрагма 6, предохраняющая диэлектрический фланец от попадания пучка. Размеры камеры и давление аргона ($L = 17$ см, $P = (1-5) \times 10^{-4}$ Тор) были таковы, что в экспериментах реализовался бесстолкновительный режим движения частиц. Потенциал плазмы и пространственное распределение плотности тока пучка, типичные из которых представлены на рис. 1, б, измерялись с помощью цилиндрического и направленного зондов 5.

На рис. 2, а представлены зависимости тока на мишень J_M (кривая 1) и потенциала плазмы φ_n (кривые 2, 3) в различных условиях в зависимости от потенциала сетки 4 U_c . При приближении U_c к значению φ_n сетка 4 становится эффективным стоком для

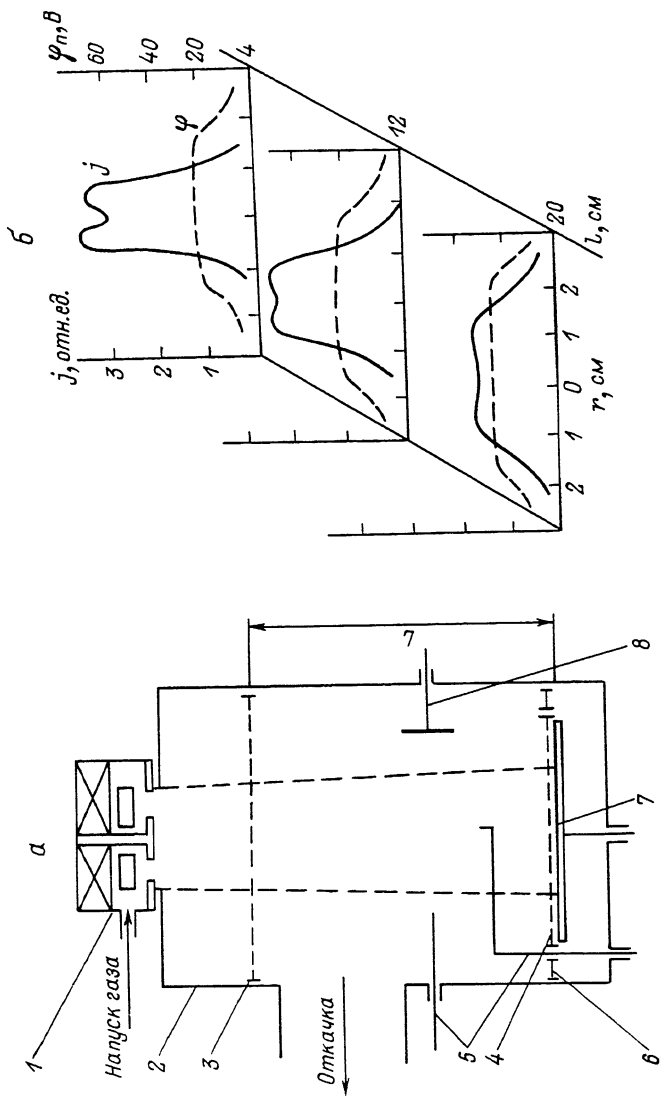


Рис. 1. Принципиальная схема установки (а); пространственные распределения плотности ионного тока j и потенциала ионно-пучковой плазмы $\varphi_{\text{п}}$ (б).

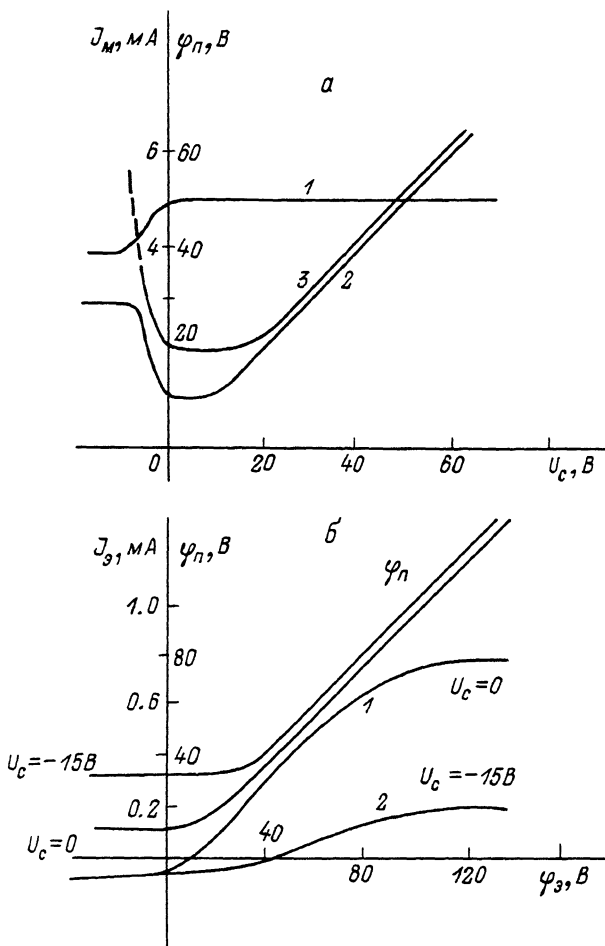


Рис. 2. а) Зависимости тока на мишень J_M (1) и потенциала плазмы φ_n (2, 3) от потенциала сетки 4 U_c : 2 - экран 6 заземлен, 3 - экран 6 находится под плавающим потенциалом. б) Вольтамперные характеристики электрода 8 при различных потенциалах с сетки 4 $U_c = 0$ (1); $U_c = -15$ В (2) и зависимости потенциала плазмы φ_n от потенциала электрода 8 φ_3 . $\rho = 1.5 \cdot 10^{-4}$ Тор, рабочий газ-аргон, $J_M = 5$ мА.

захваченных электронов ($\tau_e \ll e\varphi_n$), и φ_n начинает возрастать (кривые 2, 3), согласовывая сток электронов со скоростью их появления. В области $U_c < 0$ поток δ^+ -электронов с мишени отсекается (J_M уменьшается), а φ_n резко возрастает и стабилизируется на уровне, обеспечивающем необходимую скорость ионизации δ^+ -электронами, выбиваемыми с сетки 4 и диафрагмы 6 пучком и медленными ионами со стенок камеры (кривая 2). Если же диафрагма 6,

на которую попадает $\sim 10\%$ пучка, находится под плавающим потенциалом, т.е. является эффективным стоком для электронов, поведение φ_n в этой области принципиально иное (кривая 3) — насыщение отсутствует, и при $U_C = -10$ В наступает полная раскомпенсация пучка и срыв устойчивой работы источника. Отметим, что во всех режимах распределение φ_n качественно не изменялось (рис. 1, б).

Для измерения зависимости скорости образования захваченных электронов от потенциала плазмы в объем камеры был введен дополнительный электрод 8. Так как значение T_e , оцененное по ВАХ цилиндрического зонда, составляло 2–4 эВ, электрод 8 при подаче на него положительного потенциала $\varphi_3 \approx \varphi_n \gg \frac{T_e}{e}$ являлся основным стоком для захваченных электронов. На рис. 2, б приведены зависимости φ_n и тока на электрод J_3 для двух значений U_C . Насыщение J_3 отвечает максимально возможной скорости образования захваченных электронов для данных параметров системы (материал мишени, плотность тока и энергия пучка, давление и сорт газа, размеры системы) в случаях, когда γ -электроны с мишени беспрепятственно поступают в объем (кривая 1) и при полной их отсечке (кривая 2).

Для оценки скорости ионизации γ -электронами следует учесть, что при достаточно большой глубине потенциальной ямы эффективность ионизации газа существенно повышается за счет захвата „косых“ γ -электронов ($\varepsilon_{e\perp}, \varepsilon_{e\parallel} < e\varphi_n$) [7], появляющихся в результате упругого рассеяния γ -электронов на газе. Считая рассеяние γ -электронов изотропным, а форму потенциальной ямы — цилиндрической (см. рис. 1, б), можно вычислить вероятность попаданий в область углов захвата γ -электрона, рассеявшегося на атомах газа:

$$\rho(\varepsilon) = 1 - \frac{2}{\pi} \arcsin \left[\frac{2 \cdot (e\varphi_n)^{1/2} \varepsilon_0^{1/2}}{\varepsilon_0 + e\varphi_n} \right]. \quad (1)$$

Нетрудно увидеть, что при $e\varphi_n \gg \varepsilon_0 - \rho \approx 1$.

Учитывая, что доля непосредственно участвующих в ионизации „косых“ электронов есть ρ^θ , где $\theta = \frac{\nu_{ea}}{\nu_i}$, $\nu_{ea}(\varepsilon)$, $\nu_i(\varepsilon)$ — частоты упругих и ионизирующих столкновений, суммарный ток, поступающий в ионно-пучковую плазму в результате указанных процессов, равен

$$J_3 \approx 2\gamma J_M \frac{L}{\lambda_i} (1 + \theta \rho^\theta), \quad (2)$$

где $\lambda_i = [n_a \cdot \sigma_i(\varepsilon)]^{-1}$ — длина ионизации. Отметим, что (1) и (2) верны только при выполнении условия $\lambda_i/L, \lambda_{ea}/L > 1$.

Подставляя в (2) экспериментальные значения, получаем величину тока насыщения $J_3 \approx 0.5$ мА, что несколько меньше измеренного значения, поскольку в расчетах учтена только однократная ионизация.

Таким образом, в работе экспериментально доказана определяющая роль вторичной ион-электронной эмиссии в механизме автокомпенсации низкоэнергетичного ионного пучка; показано, что величина потенциала ионно-пучковой плазмы определяется характером стока захваченных электронов; измерены скорости образования компенсирующих пространственный заряд ионного пучка электронов в зависимости от потенциала плазмы. Проведены оценки скорости образования захваченных электронов с учетом ионизации остаточного газа „косыми” электронами, значения которых были близки к измеренным.

В заключение отметим, что в экспериментах наблюдались зависимости J_3 и φ_n от материала мишени, давления и сорта газа, плотности ионного тока, качественно отвечающие уравнению (2). По нашему мнению, такие зависимости носят универсальный характер и требуют более детальных исследований. Также важным вопросом, не получившим освещения в данном сообщении, является процесс установления функции распределения по энергиям захваченных электронов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г а б о в и ч М.Д. // УФН. 1977. Т. 121. № 2. С. 259-284.
- [2] М а р у щ е н к о Н.Б., З ы к о в А.В., Л у к и н о в В.А. Тез. докл. Всесоюзного совещания-семинара „Диагностика поверхности ионными пучками”. Ужгород. 1985. С. 107-108.
- [3] Н и к и т и н с к и й В.А., Ж у р а в л е в Б.И., Г а п о н е н к о А.Т. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 9. С. 1826-1828.
- [4] З ы к о в А.В., М а и ш е в Ю.П., Ф а р е н и к В.И. Тез. докл. 3-й Всесоюзной конф. по физике газового разряда. Киев, 1986, ч. 2, с. 221-223.
- [5] З ы к о в А.В., К а ч а н о в Ю.А., Ф а р е н и к В.И. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 10. С. 593-596.
- [6] Г о н ч а р о в А.А., П р о ц е н к о И.М., С а м к о в М.П. — ЖТФ. 1986. Т. 56. № 5. С. 931-935.
- [7] Ж а р и н о в А.В., Г о с у н я н Г.А., Ч и х а ч е в А.С. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 3. С. 314-319.

Харьковский государственный
университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию
27 февраля 1989 г.