

04; 10

© 1991

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ АВТОКОМПЕНСИРОВАННОГО ИОННОГО ПУЧКА НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

С.В. Д у д и н, А.В. З ы к о в,
В.И. Ф а р е н и к

Вопросу нейтрализации интенсивных потоков ионов посвящен ряд исследований [1-4]. Особый интерес в связи с широким использованием в промышленности ионно-плазменных технологий представляет изучение процесса компенсации низкоэнергетичных ($\varepsilon_i < 1$ кэВ) ионных пучков (ИП). В [5] описан механизм автокомпенсации объемного заряда ИП низкой энергии плазменными электронами, а в [6] показано, что определяющую роль в автокомпенсации пучка играют вторичные электроны, выбиваемые ионами пучка из мишени (γ -электроны). При этом самосогласованное значение потенциала φ_n ионно-пучковой плазмы (ИПП) устанавливается на уровне, при котором достигается равенство скоростей поступления электронов в потенциальную яму и выхода их на стенки через хвост функции распределения. В связи с этим важное значение имеет определение явного вида функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), который в этих работах исследован не был. Его экспериментальное нахождение, в силу указанных ниже особенностей ИПП, представляет довольно сложную задачу, решение которой возможно лишь при использовании нескольких взаимодополняющих методик. Причем электрические зонды являются практически единственным средством измерения ФРЭЭ в данных условиях.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования вида ФРЭЭ и предпринята попытка его теоретического обоснования для случая замкнутого пространства транспортировки ИП с эквипотенциальными границами при отсутствии внешних источников электронов.

Эксперименты проводились на установке, описанной в [6]. Для измерения ФРЭЭ использовались методики одиночного цилиндрического зонда, плоского зонда с охранным кольцом, многосеточного электростатического анализатора. Обобщение результатов измерений ФРЭЭ показало, что характерным является наличие трех групп электронов (рис. 1): низкотемпературного максвелловского ядра (область I) с типичной температурой $T_e = 0.2-0.3$ эВ и плотностью, практически совпадающей с плотностью пучка $n_e \approx n_p \approx 10^7-10^8$ см⁻³; группы γ -электронов (область III), энергия которой превышает $e\varphi_n$ ($\varphi_n \approx 10-20$ В) на величину начальной энергии

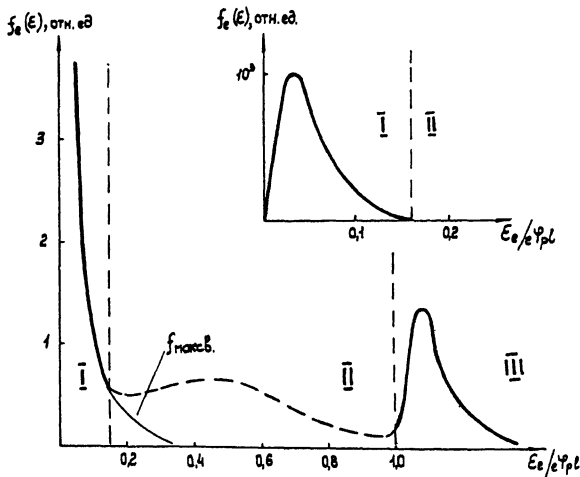


Рис. 1. Обобщенный вид ФРЭЭ ионно-пучковой плазмы по результатам измерений. $p=10^{-4}-10^{-3}$ Тор, $J_M=1-30$ мА, $\varphi_n=10-20$ эВ, $T_e=0.2-0.3$ эВ, рабочий газ - аргон.

γ -электронов ($\varepsilon_{ог} \approx 2-5$ эВ), а плотность составляет $n_{\gamma} \approx 10^5$ см $^{-3}$; обозначенной пунктиром промежуточной немаксвелловской группы электронов (область II), плотность и форма которой может меняться в широких пределах.

Зондовые измерения в ИПП обладают существенными особенностями. Было установлено [6], что даже относительно небольшой (~ 1 мкА для нашей системы) электронный ток на зонд приводит к значительному повышению самосогласованного потенциала плазмы $\Delta\varphi_n \approx \frac{kT_e}{e}$, т.е. к возмущению ИПП в целом. Поэтому для нахождения ФРЭЭ при помощи одиночного зонда без возмущения плазмы необходим зонд как можно меньших размеров. Однако уменьшению размеров зонда препятствует большая толщина ионного призондового слоя при потенциале зонда $\varphi_z < \varphi_n$, которая делает невозможным измерения высокоэнергетичной части ФРЭЭ из-за большой величины ионного тока на зонд. В наших условиях радиус собирающей поверхности для ионов на 1-2 порядка превышал радиус зонда, что позволило методом одиночного цилиндрического зонда измерить лишь низкоэнергетичную часть ФРЭЭ.

Для уменьшения влияния ионного тока использовался плоский зонд с охранным кольцом [7]. Размеры зонда подбирались больше толщины ионного слоя, а охранный кольцо уменьшало влияние краевых эффектов, приводящих к зависимости ионного тока от φ_z . Применение такого зонда позволило надежно зарегистрировать группу

высокоэнергетических электронов (область Ш рис. 1), плотность которой примерно на 3 порядка ниже плотности холодного ядра. Кроме того, направленное действие плоского зонда позволило проследить угловую зависимость ФРЭЭ, которая в данной области обладает существенной анизотропией, и экспериментально подтвердить наличие группы "косых" электронов, на существование которых было указано в [5, 6].

Для достоверных измерений промежуточной группы электронов, имеющей в условиях эксперимента еще более низкую плотность, потребовалось полностью избавиться от фона ионного тока, что было достигнуто при использовании многосеточного электростатического анализатора. Это позволило измерить ФРЭЭ и в области П. Необходимо отметить, что ФРЭЭ в области П может существенно менять свою форму при изменении внешних условий. Так, при энергиях γ -электронов, превышающих энергию ионизации газа, наблюдалась группа электронов с энергиями 2-5 эВ, которую, видимо, составляют электроны, рождающиеся при ионизации (см., например, [8]). При использовании молекулярных газов промежуточная группа деформируется под действием неупругих соударений с молекулами газа (аналогично [9]), что оказывает большое влияние на системы. Например, при использовании воздуха φ_n устанавливается на уровне 4-5 В, тогда как для аргона при тех же условиях $\varphi_n \approx 15$ В.

Таким образом, экспериментально было установлено, что ФРЭЭ в данной системе характеризуется наличием трех групп электронов: холодного ядра, обеспечивающего нейтрализацию объемного заряда ИП; пучка γ -электронов (сюда же следует включить и "косые" электроны), поставляющего в систему энергию и частицы, и промежуточной группы, которая, несмотря на небольшую плотность, играет важную роль в установлении параметров плазмы, в частности, ее потенциала. Наличие немаксвелловской промежуточной группы делает некорректными измерения T_e при помощи двойного зонда.

Большой интерес представляет вопрос о температуре максвелловского ядра ФРЭЭ. Его теоретическое исследование облегчается тем, что, согласно нашим представлениям, вновь образованные электроны поступают в промежуточную группу и выходят из нее на стенки в результате диффузии в пространстве скоростей, благодаря чему можно приближенно считать, что холодное ядро не участвует в обмене частицами. Кроме того, столкновения электронов ядра с "косыми" и γ -электронами, являющиеся основным возмущающим фактором для ФРЭЭ, происходят гораздо реже, чем их столкновения с нейтральными атомами ($\frac{\tau_{e\gamma}}{\tau_{e\alpha}} \approx 10^6$) и друг с другом ($\frac{\tau_{e\gamma}}{\tau_{ee}} \approx 10^5$), благодаря чему распределение электронов ядра полностью изотропно и хорошо максвеллизировано. По вышеуказанным причинам холодное ядро можно считать обособленной группой частиц, что позволяет найти его температуру без выяснения полного вида ФРЭЭ, записав баланс поступления энергии

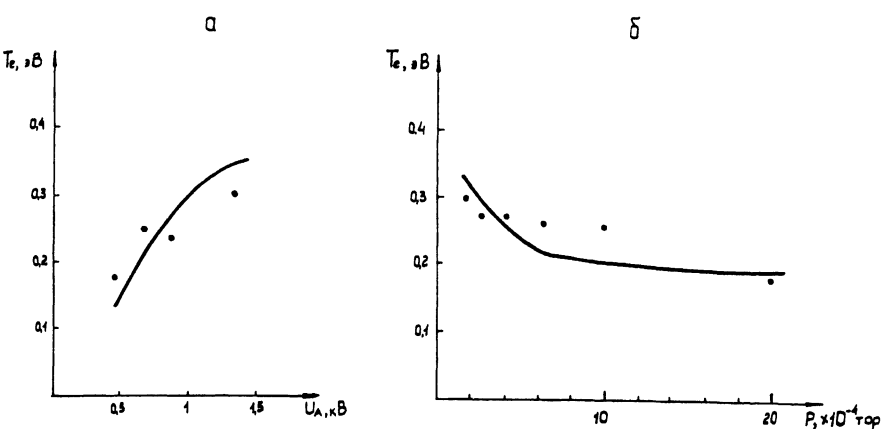


Рис. 2. Зависимости температуры электронов T_e максвелловского ядра ФРЭЭ от анодного напряжения источника ионов U_a (а) и от давления газа p в пространстве транспортировки (б). Сплошные линии – теоретические зависимости, точки – результаты эксперимента.

от „косых” и γ -электронов при упругих столкновениях и передачи энергии атомам газа. Другими процессами обмена энергией, по нашим оценкам, можно пренебречь.

В результате решения уравнения баланса энергий получается выражение, связывающее температуру ядра с параметрами системы:

$$(T_e)^{5/2} = A \cdot \frac{J_M \varepsilon_{0\gamma}}{\rho \varepsilon_{\gamma}^2} \left(\frac{\gamma}{1-\gamma} \right),$$

где J_M – ток ИП на мишень в мА; $\varepsilon_{0\gamma}$ – средняя начальная энергия γ -электронов в эВ; $\varepsilon_{\gamma} = e\varphi_n + \varepsilon_{0\gamma}$ – полная энергия γ -электронов в эВ; γ – вероятность образования „косого” электрона при упругом столкновении с атомом [5]; ρ – давление газа в пространстве транспортировки ИП в Торр. Величина численного коэффициента A зависит от параметров системы и в нашем случае составляет $2.6 \cdot 10^{-4}$. Сравнение результатов, полученных при расчете по этой формуле, с экспериментальными данными (рис.2, а, б) указывает на хорошее соответствие описанной модели процессам, происходящим в ИПП.

Таким образом, в работе экспериментально измерена ФРЭЭ и ее особенности в ионно-плазменной системе с параметрами, характерными для широкого класса технологических устройств на основе ИП низкой энергии. Установлено, что она принципиально отличается от ФРЭЭ в ИП высоких энергий [4]. В то же время следует отметить, что ее вид близок к энергетическим спектрам электронов в области отрицательного свечения тлеющего разряда [10].

- [1] Г а б о в и ч М.Д. // УФН. 1977. Т. 121. № 2. С. 259-284.
- [2] 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.
- [3] Н и к и т и н с к и й В.А., Ж у р а в л е в В.И., Г а - п о н е н к о А.Т. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 9. С. 1826-1828.
- [4] Н o l m e s А.Т. // Phys. Rev. A. 1979. V. 19. P. 389-407.
- [5] З ы к о в А.В., М а р у ш е н к о Н.Б., Ф а р е н и к В.И. В сб.: „Проблемы ядерной физики и космических лучей“. Харьков. 1989. С. 55-58.
- [6] З ы к о в А.В., М а р у ш е н к о Н.Б., Ф а р е - н и к В.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 9-13.
- [7] К о з л о в О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1989. 291 с.
- [8] К о н о в а л о в В.П., С о н Э.К. В кн.: „Химия плазмы“. № 14. М.: Атомиздат, 1987. С. 194-227.
- [9] Б и б е р м а н Л.М., В о р о б ь е в В.С., Я к у - б о в И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
- [10] Г р а н о в с к и й В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.

Харьковский
государственный
университет
им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию
6 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 6

26 марта 1991 г.

О5.1; 11

© 1991

ЛАЗЕРНОЕ ВАКУУМНОЕ НАПЫЛЕНИЕ
МЕДНО-ТИТАНОВОГО СПЛАВА

П.Ю. К и к и н, В.В. П о д о л ь с к и й,
А.А. Т р о ф и м о в

Интерес к разработке новых методов создания аморфных и мелкодисперсных металлических сплавов связан с рядом уникальных свойств, присущих данным состояниям структуры (высокая коррозионная стойкость, высокая твердость и т.д.). Основными способами получения указанных состояний является закалка из жидкого состояния, газоплазменное напыление, электролитическое осаждение, лазерное стеклование [1-2].