

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИОННО-ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ В НЕОДНОРОДНЫХ EH ПОЛЯХ

© С.В.Дудин, А.В.Зыков, А.В.Ушаков, В.И.Фареник

Детальные экспериментальные и теоретические исследования ионно-пучковой плазмы (ИПП), возникающей при транспортировке интенсивных низкоэнергетичных ионных пучков, проводились в системах с эквипотенциальными границами в отсутствие внешних электрических E и магнитных H полей [1-4]. Предметом исследований настоящей работы является ИПП с замагниченными электронами (в дальнейшем замагниченная ИПП), возникающая в канале ускорителя с азимутальным дрейфом электронов в условиях сильно неоднородных скрещенных EH полей. Актуальность таких исследований обусловлена тем, что при низких давлениях в аксиально-неоднородных системах замагниченная квазинейтральная ИПП является промежуточной областью между электронным анодным слоем, в котором существует сильное электрическое поле, и ИПП в пространстве транспортировки ионного пучка, где нет EH полей, т. е. связывает эти относительно автономные области разряда в единое целое.

Изучению некоторых особенностей замагниченной ИПП и структуры разряда в целом посвящена работа [5], в которой, в частности, исследовался поток электронов на проводящие стенки канала ускорителя. Уход электронов вдоль магнитного поля на катоды системы является типичным для газовых разрядов со скрещенными EH полями [6-8]. Для систем с однородным магнитным полем типа ячейки Пеннинга и магнетрона (прямого и обращенного) исследовался колебательный режим разряда, в котором электронный ток на катоды имел периодический характер [9-11]. В системах с неоднородным магнитным полем наблюдался стационарный поток электронов на катоды системы в режиме без интенсивных колебаний плазмы и был предложен следующий механизм этого эффекта: в результате электрон-электронных столкновений происходит хаотизация набранной в электрическом поле энергии и появляется достаточное количество электронов в высокоэнергетичном хвосте функции распределения электронов по энергиям, способных уйти вдоль магнитного поля на стенки ускорителя. Следует отметить,

что в дрейфовом приближении уход электронов на катоды невозможен, так как набираемой в электрическом поле энергии соответствует такое же приращение глубины потенциальной ямы.

Целью настоящей работы было проведение комплексных зондовых измерений локальных параметров плазмы в выходном канале ускорителя полного вида функции распределения электронов по энергиям f_e , температуры электронов T_e потенциала плазмы φ_{pl} , напряженности электрического поля E в широком диапазоне внешних условий (напряженности магнитного поля H , анодного напряжения U_a и давления p). Эти данные помогли бы уточнить механизм формирования и область локализации электронного потока на катоде, а также предоставить дополнительную информацию о замагниченной ИПП.

В наших условиях (детальное описание экспериментальной установки приведено в работе [5]) особенности работы электрическими зондами связаны с относительно небольшими размерами системы, сильной неоднородностью плазмы, наличием сильного магнитного поля, а также больших градиентов E и H , интенсивным потоком высокоэнергетичных ионов. Методика применения электрического зонда в перечисленных выше условиях и обработка его вольт-амперных характеристик описана в работах [12–15].

В проведенных исследованиях для нахождения φ_{pl} и f_e использовалась методика двукратного дифференцирования зондового тока I_p по потенциалу зонда U_p с применением модуляции потенциала зонда [15]. По углу наклона линейного участка на зависимости $\lg I_p'' = F(U_p)$ определялась T_e , а за φ_{pl} принимался потенциал зонда в максимуме второй производной. Миниатюрный цилиндрический зонд диаметром 0.1 мм и длиной 1 мм монтировался на микроскопическом координатном устройстве, был сориентирован вдоль H и перемещался вдоль E .

На рис. 1, а представлены пространственные распределения второй производной зондового тока и нормированного магнитного поля, а на рис. 2, а — зависимости от расстояния до анода z температуры электронов и потенциала плазмы для типичного режима работы ускорителя с интенсивным стоком электронов на катоды устройства в отсутствие колебаний ($H = 1.5$ кЭ, $U_a = 1.5$ кВ, $p \approx 1 \cdot 10^{-3}$ Тор, плотность тока ионов пучка $j_i \approx 1$ мА/см²). Анализируя приведенные графики и обобщая другие измерения, можно сделать следующие выводы о пространственной эволюции f_e и φ_{pl} в системе.

В незамагниченной ИПП f_e изотропна и однородна. Кроме основной группы электронов, энергетический

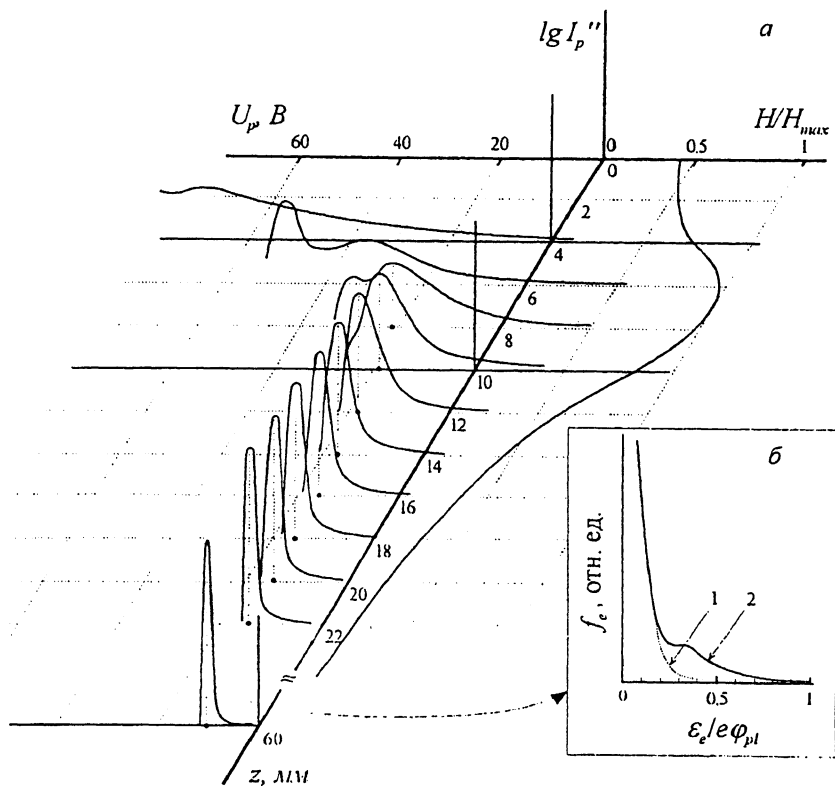


Рис. 1. *a* — динамика изменения в пространстве зависимости второй производной зондового тока от потенциала зонда и зависимость нормированного магнитного поля от расстояния до анода z : $H = 1.5 \text{ кЭ}$, $U_a = 1.5 \text{ кВ}$, $p \approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ Тор}$; $z = 0$ — поверхность анода; $4 \text{ мм} < z < 10 \text{ мм}$ — область катодной щели; *б* — функция распределения электронов ионно-пучковой плазмы в зависимости от энергии электронов ϵ_e ; 1 — максвелловская ФРЭЭ, 2 — ФРЭЭ по экспериментальным данным.

спектр которых близок к максвелловскому с температурой $T_e \sim 0.1-0.5 \text{ эВ}$, ФРЭЭ содержит незначительное количество высокоэнергетичных “немаксвелловских” электронов (рис. 1, *a*, кривая для $z = 60 \text{ мм}$ и рис. 1, *б*). Результаты более детального исследования этой области для данного типа устройства приведены в работе [2].

В области замагниченной ИПП, по мере приближения к аноду, φ_{pl} и T_e монотонно растут, причем приращение температуры электронов порядка пройденной разности потенциалов. По сравнению с незамагниченной ИПП T_e увеличивается более чем на порядок и достигает $5-25 \text{ эВ}$. С умень-

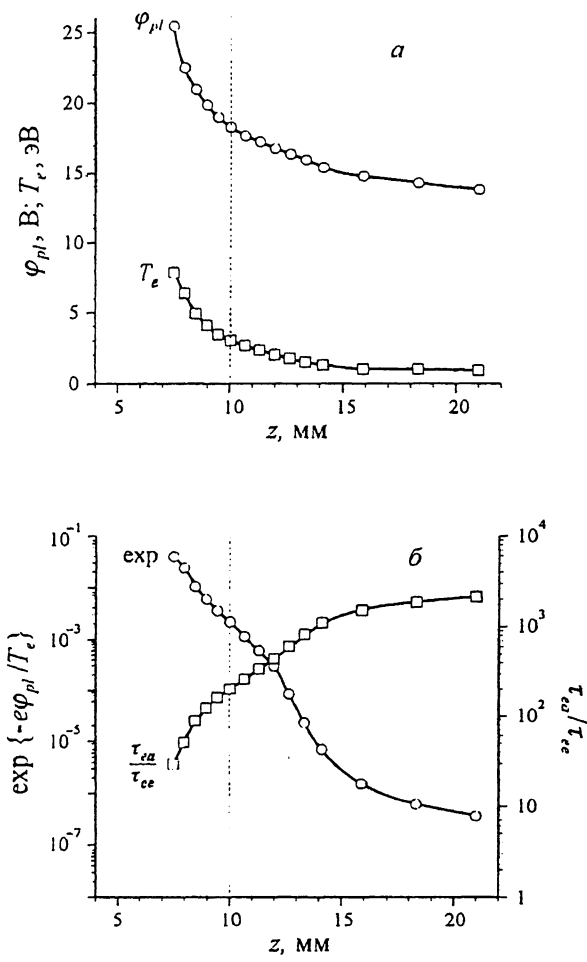


Рис. 2. Зависимости от расстояния до анода: а — потенциалы плазмы и температуры электронов; б — болъцмановского коэффициента и отношения времен релаксации энергии электронов при электрон-электронных и электрон-атомных столкновениях.

шением z амплитуда второй производной падает. Вблизи высоковольтной границы замагниченной ИПП на зависимости $\lg I_p''$ от U_p кроме основной группы электронов видна группа низкоэнергетичных электронов. Определение температуры группы низкоэнергетичных ("холодных") электронов из-за перекрытия энергетических спектров двух групп затруднительно. При дальнейшем уменьшении z доля "холодных" электронов увеличивается, а доля "горячих" соответственно падает. Наличие в энергетическом спектре

нескольких групп, а также нечувствительность применяемой методики к знаку второй производной делает невозможным нахождение φ_{pl} по данной методике в области малых z .

Следует отметить наличие в замагниченной ИПП электронов, энергия которых превышает потенциальный барьер, удерживающий электроны (рис. 1, а), т. е. эти беспрепятственно уходят на катоды УАД. На рис. 2, б приведена зависимость от z бальцмановского коэффициента $\exp\{-e\varphi_{pl}/T_e\}$, определяющего долю электронов, которые могут преодолеть прикатодный потенциальный барьер. Обращает внимание резкое увеличение $\exp\{-e\varphi_{pl}/T_e\}$ от 10^{-8} в ИПП до 10^{-1} вблизи границы замагниченная ИПП — анодный слой. Именно в этой области наблюдается максимум электронного тока на катоды системы [5].

На рис. 2, б представлены результаты численной оценки, согласно классическим выражениям [16], отношения времен релаксации энергии электронов, набранной в электрическом поле, при электрон-атомных τ_{ea} и электрон-электронных столкновениях τ_{ee} , с учетом экспериментально измеренных значений $T_e(z) : \tau_{ea}/\tau_{ee} \approx 2 \cdot 10^3/T_e^2$ [эВ] (рабочий газ — аргон, $p = 1 \cdot 10^{-3}$ Тор, степень ионизации $\sim 10^{-4}$). Эта оценка подтверждает гипотезу об определяющей роли электрон-электронных соударений в формировании локально равновесной функции распределения электронов по энергиям в области квазинейтральной замагниченной ИПП.

Таким образом, полученные экспериментальные данные и проведенные численные оценки непосредственно доказывают, что кинетические процессы формирования квазиравновесной функции распределения в газовых разрядах низкого давления в скрещенных EH полях способны приводит к формированию интенсивного потока электронов на катоды.

Теоретическая задача о структуре разряда низкого давления в EH полях с учетом эффективного стока электронов на катоды из высокоэнергетичного хвоста функции распределения исследована недостаточно. Модель слоя [17], основанная на бальцмановском распределении электронов во всем слое дает монотонный рост электронного тока на катод по мере приближения к аноду, что противоречит экспериментальным данным, согласно которым максимум тока электронов на катод находится в начале слоя. Общая картина пространственной эволюции функции распределения, приведенная в настоящей работе, свидетельствует о том, что аппроксимация ее бальцмановским распределением применима только в замагниченной ИПП (предслое), высоковольтная граница которой соответствует области с максимальным потоком электронов на катоды, а в анодном

слое она существенно отличается от максвелловской. Для корректного решения задачи о слое необходимо решать кинетическое уравнение с учетом интенсивной (лавинной) ионизации. Экспериментальные исследования будут продолжены в направлении изучения влияния внешних параметров (H, U_i, p) на вид функции распределения электронов по энергиям в замагниченной ионно-пучковой плазме.

Список литературы

- [1] Зыков А.В., Марущенко Н.Б., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 9-13.
- [2] Дудин С.В., Зыков А.В., Фареник В.И. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 6. С. 22-26.
- [3] Dudin S.V., Zykov A.V., Farenik V.I. // Rev. sci. Instrum. 1994. V. 65. N 4. Part II. P. 1451-1453.
- [4] Дудин С.В., Зыков А.В. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 11. С. 58-63.
- [5] Дудин С.В., Зыков А.В., Ушаков А.В. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 11. С. 25-30.
- [6] Кервалишвили Н.А., Жаринов А.В. // ЖТФ. 1965. Т. 35. В. 12. С. 1294-2201.
- [7] Поляк И.М. // Радиотехника и радиоэлектроника. 1961. № 3. С. 395.
- [8] Крейндель Ю.Е., Гутова Л.А., Шалай В.И. // ЖТФ. 1968. Т. 38. № 12. С. 2042-2045.
- [9] Бархударов Э.М., Кервалишвили Н.А., Кортлонджия В.П. // ЖТФ. 1972. Т. 42. В. 2. С. 1904-1908.
- [10] Смирницкая Г.В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. В. 10. С. 2075-2080.
- [11] Кервалишвили Н.А. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 2. С. 174-181.
- [12] Каган Ю.М., Перель В.И. // УФН. 1963. Т. 81. С. 409.
- [13] Девятов А.М., Мальков М.А. // Изв. вузов. Сер. физика. 1984. Т. 27. № 3. С. 29-39.
- [14] Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Энергоатомиздат. 1988. 238 с.
- [15] Дудин С.В. // ПТЭ. 1994. № 4. С. 78-82.
- [16] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971.
- [17] Калашников В.К., Саночкин Ю.В. // ЖТФ. 1974. Т. 44. В. 12. С. 2504-2518.

Харьковский государственный
университет

Поступило в Редакцию
18 сентября 1996 г.