

УДК 533.9.082.76

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ИОННОМУ ТОКУ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ЗОНД В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

А. П. Ершов, А. А. Кузовников, Б. Н. Крашенинников

(кафедра электроники)

Использование ионного тока для определения концентрации электронов имеет несомненное преимущество в случае плазмы ВЧ (СВЧ) разрядов: влияние ВЧ полей на движение ионов чрезвычайно незначительно и можно отказаться от сложной в техническом отношении процедуры устранения этого влияния на электронную ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда [1]. В плазме низкого давления ($p \ll 1$ Тор) при обработке ионной ветви ВАХ, как правило, используют теории, исходящие из бесстолкновительного движения ионов. Для этого случая предложены две достаточно строгие математические теории — макроскопическая теория Аллена, Бойда и Рейнольдса [2], согласно которой плотность ионного тока насыщения монотонно возрастает с уменьшением отношения радиуса зонда R к дебаевскому радиусу λ_D : $\xi = R/\lambda_D$, и микроскопическая теория Бернштейна и Рабиновича [3], согласно которой плотность ионного тока вследствие орбитального движения достигает постоянного уровня при $\xi \ll 1$. Однако экспериментальные данные, полученные в весьма различных условиях [4—8], не обнаруживают эффекта насыщения, и применение орбитальной теории приводит к завышению плотности электронов примерно на порядок величины. Это расхождение можно объяснить нарушением основных предположений бесстолкновительной теории цилиндрического зонда. Действительно, область применимости теории обычно выражают следующими неравенствами (см., например [9]): 1) число Кнудсена $K = \lambda_i/R \gg 1$, где λ_i — длина свободного пробега ионов (условие реализации бесстолкновительного движения); 2) отношение длины зонда L к радиусу $L/R \gg 1$ (условие применимости цилиндрической геометрии). Однако более корректными условиями являются неравенства

$$\frac{\lambda_i}{s+R} \gg 1, \quad \frac{L}{s+R} \gg 1 \quad (1)$$

(s — радиус слоя пространственного заряда, $s \sim \lambda_D$), которые зависят, в отличие от предыдущих, от величины ξ . В режиме орбитального движения, который реализуется при $\xi^{-1} = \lambda_D/R \gg 1$, как правило, неравенства (1) нарушаются. Таким образом, различие результатов теории и эксперимента связано с двумя основными факторами: столкновениями ионов с атомами газа и конечностью длины зонда.

Влияние малого числа столкновений на плотность ионного тока j рассматривалось теоретически в [7, 10]. Однако эти теории дают отличающиеся результаты: согласно [7], максимальное значение j достигается в случае $\lambda_i \sim s$, в [10] j монотонно уменьшается с уменьшением λ_i/s . Обе теории не учитывают влияния конечной длины зонда. В то же время, согласно [11], для пренебрежения этим влиянием должно выполняться весьма жесткое неравенство: $L/R \gg 10^2$.

Имеющиеся экспериментальные результаты [4—8, 10] также достаточно противоречивы. Согласно [5, 10], плотность ионного тока

лишь незначительно отличается от расчета [2], а согласно [4, 8], близка к аналитическому продолжению в область орбитального движения расчетов Лафрамбуаза [12] (основанных на подходе [3]) при $\xi > 1$. Различие может быть связано с тем, что значительная часть данных получена в экспериментах с ударными трубами, где возможно влияние дополнительных факторов. Однако общим и основным недостатком экспериментальных работ является то, что они получены в относительно небольшом диапазоне значений ξ , соответствующих орбитальному режиму. Это не позволяет дать четкое заключение об области применимости различных теорий. В то же время для слабоионизованной плазмы низкого давления и обычно используемых размеров зондов наиболее часто реализуется режим орбитального движения и, следовательно, эта задача имеет важное практическое значение.

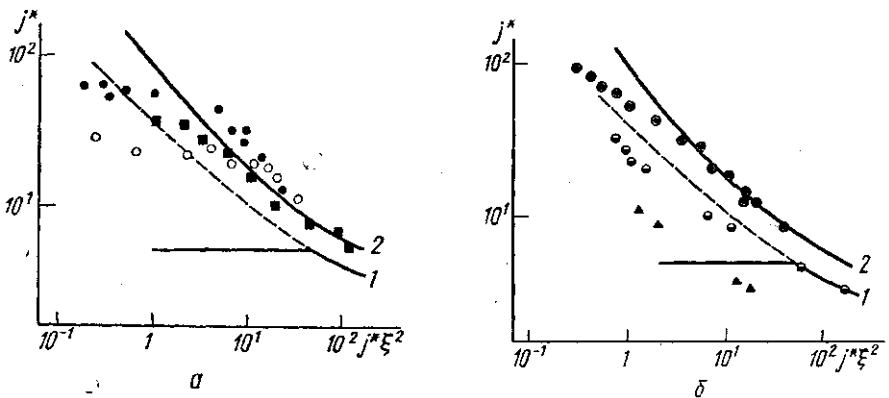
Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование плотности ионного тока в широком диапазоне параметров системы зонд — плазма (λ_i/s , λ_D/R , L/s) и определение области применимости существующих теорий ионного тока.

Сравнение результатов теории и эксперимента было проведено в безразмерных переменных, предложенных в работе [4] для определения концентрации ионов n_i (рассматриваем случай, когда $n_e = n_i$):

$$j^* = \frac{i_p}{A} (en_i)^{-1} \left(\frac{kT_e}{2\pi M} \right)^{-1/2},$$

$$j^* \xi^2 = \frac{i_p}{A} \cdot 4\pi^{3/2} R^2 \left(\frac{e}{kT_e} \right)^{3/2} \left(\frac{2M}{e} \right)^{1/2}.$$

Здесь j^* — нормированная на хаотический ионный ток с электронной температурой T_e плотность ионного тока, i_p — ионный ток при нормированном потенциале смещения $\eta = eV/(kT_e) = 25$, A — площадь зонда, M — масса иона. При известных значениях n_e и T_e j^* и $j^* \xi^2$ определяются непосредственно из эксперимента. Для определения n_e и T_e использовалась электронная ветвь ВАХ. Потенциал пространства находился по нулю второй производной ВАХ, n_e — из величины электронного тока при потенциале пространства, а T_e — как логарифмическая производная электронной ветви ВАХ на участке вблизи потенциала пространства [13].



Сравнение теоретических и экспериментальных значений нормированной плотности ионного тока в зависимости от $j^* \xi^2$: сплошные линии — теории Лафрамбуаза (1) и Чена (2) при $\eta = 25$, пунктир — аналитическое продолжение теории Лафрамбуаза;

a — ■ $\lambda_i/s \sim 3-5$, $L/s \sim 20$; ● $\lambda_i/s \sim 3-5$, $L/s \sim 3$; ○ $\lambda_i/s \sim 20$, $L/s \sim 3$;
 б — ⊙ $\lambda_i/s \sim 1$; ⊖ $\lambda_i/s \sim 0,5-0,25$; ▲ $\lambda_i/s \sim 0,15$

Измерения проводились в плазме емкостного ВЧ разряда ($\omega/(2\pi) = 40,8$ МГц) в α -режиме в Ar и Xe в диапазоне давлений $10^{-3} - 1$ Тор и концентраций электронов $10^8 - 10^{11}$ см $^{-3}$. ВЧ-разряд обеспечивал получение стабильной плазмы без бегущих и стоячих страт в широком диапазоне экспериментальных условий. Использовалась трехзондовая схема измерений [1], измерительные зонды имели диаметры 0,05; 0,1 и 0,3 мм и длину $L = 5$ мм. Для подавления влияния ВЧ поля на электронную ветвь ВАХ использовались резонансные фильтры, настроенные на 1-ю и 2-ю гармоники ВЧ генератора.

Результаты измерений зондами разных диаметров при безразмерных параметрах представлены на рисунке (при расчетах длина свободного пробега ионов полагалась в Ar $\lambda_i p_0 = 4,7 \cdot 10^{-3}$ см \cdot Тор, в Xe $\lambda_i p_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ см \cdot Тор, радиус ионного слоя определялся из закона «трех вторых»). Здесь же построены кривые, соответствующие расчетам Лафрамбуаза [12] на основе [3] и Чена [14] на основе [2] (для $\gamma = T_i/T_e = 0$). Из рисунка *a* следует, что при $\lambda_i > s$ зависимости j^* ($j^* \xi^2$) качественно близки к кривой Лафрамбуаза: с уменьшением ξ от достаточно больших значений плотность ионного тока растет, однако начиная с некоторого значения ξ (зависящего от λ_i/s) приближается к насыщению. В то же время величина j^* для больших ξ близка к расчету по теории Чена, а в области насыщения (при малых $\xi < 1$) превышает расчет Лафрамбуаза приблизительно на порядок.

Эти результаты можно объяснить, используя критерий разрушения орбитального движения, полученный в [10]: $\frac{\lambda_i}{R} < \left(\frac{eV}{kT_i}\right)^{1/2}$. Его можно переписать для используемых переменных, полагая $s \approx 5\lambda_D$:

$$\frac{\lambda_i}{s} < \frac{\xi}{5\sqrt{1/2}} \eta^{1/2}. \quad (2)$$

Учитывая, что в наших экспериментах $\eta = 25$, а $\gamma \approx 10^{-2}$, получаем $\lambda_i/s < 10\xi$. Тогда для $\lambda_i/s = 20$ имеем $\xi > 2$, а при $\lambda_i/s = 5$ $\xi > 0,5$, что вполне согласуется с экспериментом. Для этих значений ξ столкновения ионов с атомами полностью разрушают орбитальное движение, и так как при данных λ_i/s уменьшение ионного тока весьма незначительно [10], плотность ионного тока оказывается близкой к расчету по теории радиального движения Чена [14]. При меньших ξ реализуется режим орбитального движения. Отличие наблюдаемых величин j^* от рассчитанных по теории Лафрамбуаза (как и превышение при $j^* \xi^2 \sim 10^1$ кривой Чена) можно связать с отклонением геометрии зонда от цилиндрической. Действительно, во всех этих случаях показатель степени ионного тока (при аппроксимации его зависимостью $i_p \sim V^n$) лежит в пределах $n = 0,8 \pm 0,2$, заметно превышая предельное теоретическое значение для цилиндрической геометрии $n = 0,5$. Это уже указывает на влияние конечной длины зонда, что неудивительно, поскольку в эксперименте $L/s \sim 3$. Увеличение L/s на порядок приводит (при одном и том же значении λ_i/s) к уменьшению величины ионного тока. При этом показатель степени уменьшается до $n = 0,5 \pm 0,1$, т. е. приближается к теоретическому значению. Таким образом, при увеличении величин λ_i/s и L/s экспериментальные точки приближаются к кривой Лафрамбуаза. К сожалению, в условиях эксперимента достичь одновременно больших значений λ_i/s и L/s не удалось.

Для $\lambda_i \approx s$ (рисунок *б*) результат близок к случаю $\lambda_i > s$. Хотя заметного насыщения плотности ионного тока не происходит, оно, видимо, должно наблюдаться при очень малых ξ , поскольку оценка по (2)

дает $\xi < 0,1$. Дальнейшее увеличение давления, согласно [7, 10], приводит к уменьшению ионного тока. Для $\lambda_i/s = 0,5$ экспериментальные точки хорошо ложатся на аналитическое продолжение кривой Лафрамбуаза. Именно такой результат был получен в работах [4, 8] для плазмы Ne при $p \sim 0,5 - 1$ Тор, который и послужил основанием для вывода о том, что при аналитическом продолжении в область малых ξ теория Лафрамбуаза может быть удовлетворительно использована в широком диапазоне экспериментальных условий. Ясно, что это совпадение оказалось случайным, связанным с выбором давления нейтрального газа. Отметим, что в условиях [4, 8] ион испытывал 2—4 столкновения в слое, что хорошо согласуется с нашим результатом. Дальнейший рост давления приводит к еще большему уменьшению ионного тока.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты показывают, что прямое применение бесстолкновительной теории Лафрамбуаза для слабоионизованной плазмы низкого давления приводит к неверному определению концентрации электронов. Малое, но конечное влияние столкновений ионов с атомами и между собой, а также конечность длины зонда изменяют величину плотности ионного тока. Для исследованного диапазона параметров ($10^{-2} < R/\lambda_D < 10^1$, $10^{-1} < \lambda_i/s \leq 10^1$, $1 < L/s \leq 10^1$) можно сделать следующие выводы.

В области $\xi > \xi_0$, $\xi_0 = \frac{\lambda_i}{s} \frac{5\gamma^{1/2}}{\eta^{1/2}}$ (тонкий слой пространственного заряда) влияние столкновений приводит к радиальному движению ионов. При $\lambda_i/s \gg 1$ их тормозящее влияние мало и для расчета n_i следует использовать теорию Чена. С уменьшением λ_i/s ион-нейтральное трение растёт и при $0,3 < \lambda_i/s < 1$ лучшие результаты даёт применение теории Лафрамбуаза и ее аналитического продолжения в область малых ξ . Конечность длины зонда в этих условиях не играет заметной роли.

В области $\xi < \xi_0$ (толстый слой пространственного заряда) влияние длины зонда становится существенным и близости к теории Лафрамбуаза можно ожидать лишь при $\lambda_i/s \gg 10^1$, $L/s \gg 10^1$. Для $\lambda_i/s \leq 10^1$ и $L/s \leq 10^1$ удовлетворительные результаты можно получить, используя аналитическое продолжение теории Лафрамбуаза либо близкую по результатам аналитическую теорию [15], обобщенную на случай произвольной функции распределения электронов в [16]. Промежуточный случай ($\lambda_i/s > 10^1$, $L/s > 10^1$) требует дополнительного теоретического рассмотрения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М.: Наука, 1981. [2] Allen J. E., Boyd R. L. F., Reynolds P. Proc. Phys. Soc., 1957, 70, p. 297. [3] Bernstein I. B., Rabinowitz I. Phys. Fluids, 1959, 2, p. 112. [4] Sonin A. A. AIAA Journal, 1966, 4, p. 1588. [5] Ledermann S., Bloom M. H., Widhopf G. E. AIAA Journal, 1968, 6, p. 2133. [6] Chen F. F., Etievant C., Mosher D. Phys. Fluids, 1968, 11, p. 811. [7] Kopiczynski T. Proc. 13 ICPIG. Part 1. Berlin, 1977, p. 99. [8] Nuhn V., Peter G. Ibid., p. 97. [9] Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978. [10] Shin C. H., Levi E. AIAA Journal, 1971, 9, p. 1673. [11] Каган Ю. М., Перель В. И. ЖТФ, 1969, 39, с. 2238. [12] Laframboise J. G. UTIAS Report 100, 1966. [13] Ершов А. П. и др. Физ. плазмы, 1981, 7, с. 609. [14] Chen F. F. J. Nucl. Energy. Part C, 1965, 7, p. 47. [15] Каган Ю. М., Перель В. И. УФН, 1963, 81, с. 409. [16] Довженко В. А., Ершов А. П., Солнцев Г. С. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1978, 19, № 6, с. 9.

Поступила в редакцию
24.08.83