

УДК 533

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛОСКОГО ЗОНДА В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

© 2016 г. В. А. Котельников, М. В. Котельников

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)

E-mail: Mvk_home@mail.ru

Поступила в редакцию 10.07.2014 г.

Разработаны математические и численные модели обтекания плоского зонда потоком бесстолкновительной плазмы. Получены вольт-амперные характеристики плоских зондов, расположенных вдоль и поперек потока, а также распределения плотности тока по ширине зонда. Результаты численного моделирования могут быть использованы для зондовой диагностики плазменных потоков.

DOI: 10.7868/S0040364415060150

ВВЕДЕНИЕ

Плоские электрические зонды являются одним из основных инструментов для диагностики потоков разреженной плазмы.

Впервые зонды были использованы для диагностики плазмы И. Ленгмюром [1]. В последующие годы и до настоящего времени работы по совершенствованию методов зондовой диагностики продолжались.

Плоские зонды широко использовались американскими исследователями. Обзор этих работ можно найти в [2]. В Советском Союзе и в современной России плоским зондам посвящено достаточно много работ. В МАИ в 1962–1965 годах они использовались при исследовании плазменных струй, истекающих из стационарных плазменных двигателей, создаваемых под руководством С.П. Королева. В период с 1981 по 1984 год МАИ совместно с НИИ радиопромышленности проведена большая серия исследований плоскими пристеночными зондами радиофизических параметров пристеночной плазмы на ракетных системах различного назначения [3]. В ЦАГИ плоские зонды использовались при исследовании пристеночной плазмы на моделях многоцелевого корабля “Буран”. Эти эксперименты проводились с применением охранных электродов.

В настоящее время плоские зонды применяются в ряде организаций. Среди них НИИ прикладной механики и электродинамики при МАИ, где плоскими зондами изучаются струи, истекающие из электроракетных двигателей с замкнутым дрейфом электронов [4, 5]. Такие двигатели используются на околоземной орбите для коррекции положения спутников связи и для других целей. В Институте приборостроения и информатики в плазменной лаборатории Кубарева Ю.В. плоские ориентированные зонды успешно при-

меняются для исследования плазменных струй, истекающих из магнитоплазодинамических двигателей [6]. В Лесотехническом институте в Лаборатории плазменных технологических исследований создана автоматизированная система, включающая плоский зонд, электронный блок и компьютер, управляющий ходом эксперимента и обработкой вольт-амперных характеристик.

Представленный далеко не полный обзор работ (дополнительно см., например, [7–9]) по применению плоских зондов свидетельствует об их популярности среди специалистов, занимающихся зондовой диагностикой плазменных образований. Такой интерес к зондам плоской геометрии связан с тем, что они позволяют дополнительно к традиционно измеряемым параметрам определить локальное значение направленной скорости потока разреженной плазмы.

До настоящего времени некоторые особенности плоских зондов недостаточно исследованы. Данная статья посвящена вопросам повышения точности зондового эксперимента, в частности, исследованию краевых и концевых эффектов, влиянию ориентации зонда в потоке плазмы, получению набора вольт-амперных характеристик плоских зондов в зависимости от характерных параметров задачи.

ФИЗИЧЕСКАЯ, МАТЕМАТИЧЕСКАЯ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛИ ЗАДАЧИ

Решение задачи о токе на зонд осуществляется методами математического моделирования. С целью сокращения размерности задачи выбрана геометрия зонда в форме удлиненного прямоугольника. Если удлиненная сторона прямоугольника много больше короткой стороны, то

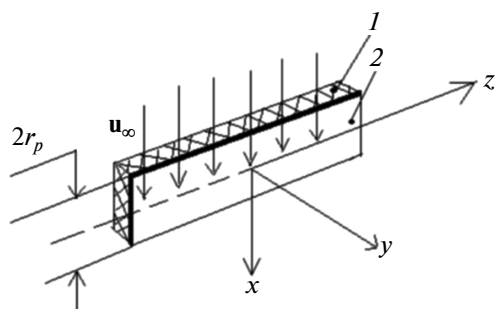


Рис. 1. Плоский изолированный зонд прямоугольной формы, ориентированный параллельно потоку: 1 – диэлектрик, 2 – активная поверхность зонда.

задача в фазовом пространстве может оказаться четырехмерной нестационарной, что существенно сокращает необходимые ресурсы ЭВМ. Еще одна особенность задачи состоит в том, что она оказывается многопараметрической. Параметрами являются следующие величины: ширина зонда $2r_p$, его потенциал ϕ_p , направленная скорость потока плазмы u_∞ , угол между нормалью к поверхности зонда и вектором направленной скорости потока, отношение температур ионов и электронов в плазме $\varepsilon = T_i/T_e$. В работе рассмотрены два случая ориентации зонда в потоке:

1) вектор скорости параллелен поверхности зонда и перпендикулярен удлиненной стороне прямоугольника;

2) вектор скорости перпендикулярен поверхности зонда.

При исследовании вольт-амперных характеристик плоских электрических зондов в потоке разреженной плазмы неизбежно возникает вопрос о влиянии на зондовый ток нелинейных эффектов – краевого и концевой. Краевой эффект связан с неоднородностью электрического поля на краях зонда, что ведет к увеличению плотности тока вблизи краев. Концевой эффект возникает при параллельном обтекании плоскости зонда и состоит в следующем. На заряженные частицы, попавшие в слой объемного заряда зонда, действуют два конкурирующих фактора: электрическое поле притягивает частицы соответствующего знака к зонду, а направленная скорость потока плазмы сносит их вдоль поверхности, так что они могут пролететь мимо зонда или попасть на его поверхность на некотором расстоянии от передней кромки. Как будет показано ниже, распределение плотности тока вдоль поверхности зонда существенно зависит от совместного влияния указанных нелинейных эффектов. Очевидно, что с увеличением отрицательного потенциала зонда, влияние электрического поля на ионный ток растет, а фактор скорости остается неизменным. Поэтому при достаточно большом отрицательном

потенциале должен сокращаться примыкающий к передней кромке участок зонда, на котором проявляются указанные нелинейные эффекты. Если этот участок отделить от зонда диэлектрической перегородкой, то влияние направленной скорости вместе с краевым эффектом на зондовый ток оставшейся части зонда сокращается и может совсем прекратиться. Отделенный таким образом участок передней части зонда в литературе называют охранным электродом [10]. На удаленном крае зонда концевой эффект практически не проявляется, а краевой эффект мал. Поэтому размер охранный электрод на удаленном крае зонда должен быть существенно меньше, чем на переднем крае, или вообще отсутствовать. Применение охранных электродов играет важную роль в формулировке математической и численной модели задачи. Плоский зонд прямоугольной формы может быть изолированным, а может быть пристеночным, т.е. находиться в одной плоскости с некоторой поверхностью. В качестве такого пристеночного зонда можно рассматривать небольшой проводящий участок поверхности спутника, расположенный в лобовой или боковой его части. При этом возникает проблема корректной постановки граничных условий на прилегающей к зонду поверхности. Применение охранных электродов снимает эту проблему.

Рассмотрим плоский зонд в виде удлиненного прямоугольника без охранных электродов, активная поверхность которого ориентирована параллельно потоку (рис. 1).

Как показано в [11–13], математическая модель зондовой задачи в этом случае сводится к системе дифференциальных уравнений Власова–Пуассона в четырехмерном фазовом пространстве (x, y, v_x, v_y) :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_i}{\partial x} + v_y \frac{\partial f_i}{\partial y} + \frac{q_i}{m_i} \left(E_x \frac{\partial f_i}{\partial v_x} + E_y \frac{\partial f_i}{\partial v_y} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_e}{\partial x} + v_y \frac{\partial f_e}{\partial y} + \frac{q_e}{m_e} \left(E_x \frac{\partial f_e}{\partial v_x} + E_y \frac{\partial f_e}{\partial v_y} \right) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_i), \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad (3)$$

$$n_{i,e} = \left(\frac{2kT_{i,e}}{m_{i,e}} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{i,e}(x, y, v_x, v_y, t) dv_x dv_y, \quad (4)$$

$$j_{i,e} = \left(\frac{2kT_{i,e}}{m_{i,e}} \right)^{1/2} q_{i,e} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{i,e}(x, y, v_x, v_y, t) v_y dv_x dv_y. \quad (5)$$

В системе (1)–(5) $f_{i,e}$ – функция распределения ионов (ФРИ) и электронов (ФРЭ); $j_{i,e}, n_{i,e}, m_{i,e}, T_{i,e}, q_{i,e}$ – плотность токов, концентрация, масса, температура, заряд ионов и электронов соответственно; \mathbf{E}, ϕ – напряженность и потенциал

самосогласованного электрического поля; k – постоянная Больцмана; ϵ_0 – электрическая постоянная.

К системе (1)–(5) следует добавить начальные и граничные условия. Для решения кинетических уравнений необходимо знать начальные и граничные функции распределения. В качестве таковых часто используются максвелловские ФРИ и ФРЭ:

$$f_{i,e}(x, y, v_x, v_y) = n_\infty \pi^{-1} \left(\frac{m_{i,e}}{2kT_{i,e}} \right)^{3/2} \times \exp \left\{ -\frac{m_{i,e}}{2kT_{i,e}} \left[v_x^2 + (v_y - u_\infty)^2 \right] \right\}.$$

На активной поверхности зонда предполагается выполнение условия идеальной каталитичности, из которого следует, что потоки заряженных частиц со стороны поверхности в плазму отсутствуют.

Для решения уравнения Пуассона (3) необходимо задать два граничных условия: значения ϕ_p при $-r_p \leq r \leq r_p$ и на внешней границе расчетной области (обычно полагается равным нулю). Если зонд является пристеночным, то ставится дополнительное граничное условие на прилегающей к зонду стенке. При проводящей стенке потенциал полагается плавающим. Для диэлектрической стенки ставятся условия зеркального или диффузного отражения от нее заряженных частиц. Если зонд обрамлен охранными электродами, то на них полагается потенциал, равный потенциалу зонда ϕ_p . В этом случае граничные условия на стенке практически не оказывают влияния на зондовый ток.

Рассмотрим теперь математическую модель электрического зонда, ориентированного навстречу потоку разреженной плазмы (рис. 2).

Математическая модель в данном случае включает уравнения (1)–(5). Незначительные отличия появляются лишь в записи начального и граничного распределений ФРИ и ФРЭ, которые связаны с поворотом плоскости зонда относительно оси Z на угол 90° .

$$f_{i,e}(0, x, y, v_x, v_y) = n_\infty \pi^{-1} \left(\frac{m_{i,e}}{2kT_{i,e}} \right)^{3/2} \times \exp \left\{ -\frac{m_{i,e}}{2kT_{i,e}} \left[v_x^2 + (v_y - u_\infty)^2 \right] \right\}.$$

Все сказанное выше относительно зонда, ориентированного параллельно потоку, сохраняется и для зонда с перпендикулярной ориентацией.

Численное решение системы (1)–(5) с соответствующими начальными и граничными условиями достаточно хорошо разработано и изложено в [11–13].

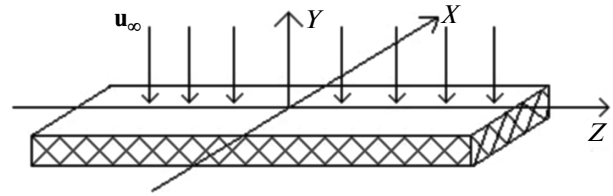


Рис. 2. Плоский изолированный зонд прямоугольной формы, ориентированный нормально потоку плазмы.

Предварительно система уравнений (1)–(5) с начальными граничными условиями приводилась к безразмерному виду с помощью следующей системы масштабов:

$M_L = r_D = (\epsilon_0 k T_i / e^2 n_{i\infty})^{1/2}$ – масштаб длины (r_D – радиус Дебая, $M_v^\alpha = (2kT_\alpha / m_\alpha)^{1/2}$ – масштаб скорости частиц сорта α , $M_\phi = kT_i / e$ – масштаб потенциала, $M_n = n_{i\infty}$ – масштаб концентрации.

Остальные масштабы находятся по формулам размерности: например, масштаб плотности тока $M_j = e M_n M_v^i$, масштаб тока на единицу длины зонда $M_I = M_j M_L$.

Решение осуществляется методом последовательных итераций по времени [14]. Для этого в момент времени $t = 0$ на зонд, имеющий некоторый начальный потенциал и соответствующую ему стационарную возмущенную зону, подается импульс потенциала до значения ϕ_p , при котором необходимо найти зондовый ток.

Моделирование переходного процесса осуществляется последовательными итерациями по времени. На каждом временном слое кинетические уравнения решаются методом характеристик или методом крупных частиц Давыдова, а уравнение Пуассона – одним из сеточных методов. После завершения эволюционного процесса формируется новая возмущенная зона вблизи зонда, соответствующая потенциалу ϕ_p , при этом установившееся значение зондового тока считается окончательным решением поставленной зондовой задачи.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Решение зондовой задачи, сформулированной выше, позволяет получить функции распределения ионов и электронов, профили самосогласованных электрических полей в возмущенной зоне вблизи поверхности зонда, а также моменты ФРИ и ФРЭ. В данной статье основное внимание уделено потокам ионов и электронов на поверхность зонда в зависимости от параметров задачи $r_0 = r_p / M_L$, $\phi_0 = \phi_p / M_\phi$, $u_0 = u_\infty / M_v^i$, а также ори-

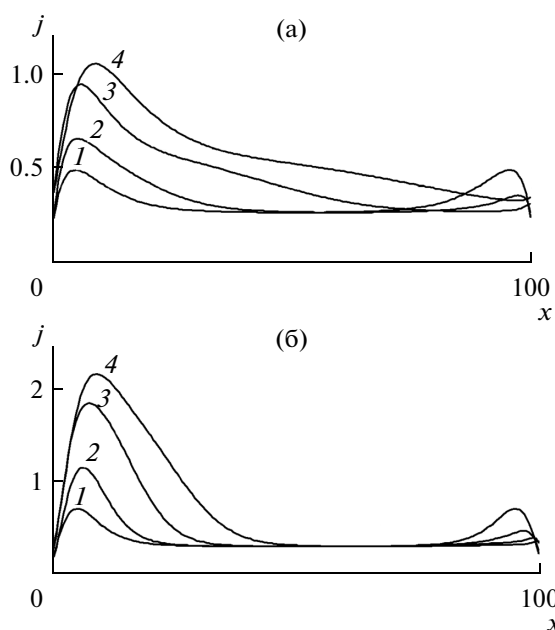


Рис. 3. Распределение плотности тока по ширине зонда: (а) $-2r_0 = 100$, $\varphi_0 = -10$, $\varepsilon = 1$; (б) $-2r_0 = 100$, $\varphi_0 = -40$, $\varepsilon = 1$; $1 - u_0 = 0$, $2 - 1$, $3 - 3$, $4 - 5$.

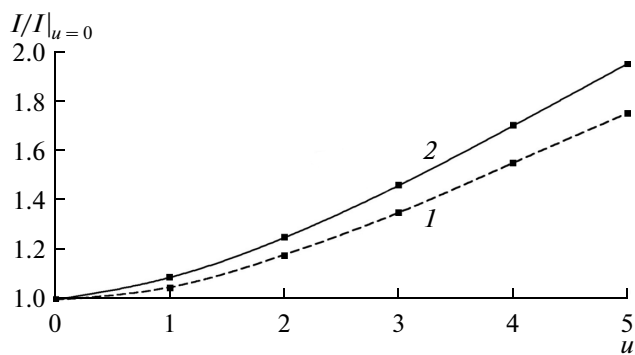


Рис. 4. Количественная оценка краевого эффекта: $1 - \varphi_0 = -10$, $2 - \varphi_0 = -40$.

ентации зонда в потоке плазмы. Параметр ε , соответствующий отношению температур ионов и электронов, полагался равным единице. Проведенные вычислительные эксперименты показали, что в интервале $0.2 \leq \varepsilon \leq 1$ ионный ток практически не меняется, а электронный ток изменяется существенно.

Начнем с зонда, ориентированного параллельно потоку. На рис. 3 приведены распределения плотности ионного тока на отрицательно заряженный зонд при двух значениях его потенциала $\varphi_0 = -10$, -40 и различных значениях направленной скорости потока u_0 .

Рис. 3 позволяет качественно оценить влияние нелинейных эффектов на зондовый ток. Кривая 1

соответствует случаю $u_0 = 0$. Всплеск плотности ионного тока на обоих краях зонда зеркально симметричен относительно плоскости YZ . В данном случае увеличение плотности тока на краях определяется только краевым эффектом. Рост интегрального тока за счет краевого эффекта при заданном наборе характерных параметров задачи составляет $\sim 20\%$. Кривые 2–4 получены при направленной скорости потока соответственно 1, 3 и 5 безразмерных единиц. В данном случае имеет место одновременное влияние на зондовый ток краевого и кольцевого эффектов. Из приведенных кривых следует:

- на переднем крае зонда наблюдается значительный всплеск плотности зондового тока, который растет с увеличением направленной скорости; на удаленном крае наоборот — всплеск плотности тока с ростом u_0 подавляется;
- участок зонда по оси X , на котором наблюдается всплеск плотности тока, увеличивается с ростом скорости и уменьшением отрицательного потенциала зонда;

- если всплеск плотности тока занимает не всю поверхность зонда, то на оставшейся части зонда плотность тока близка к случаю нулевой скорости при отсутствии краевого эффекта;

- если использовать охранный электрод такой величины, при которой весь всплеск плотности тока попадает на него, то зондовый ток при любой скорости не зависит от концевых и краевого эффектов и соответствует случаю нулевой скорости и отсутствию краевого эффекта.

Количественно концевой эффект можно оценить по зависимости отношения $I/I|_{u=0}$ от скорости (рис. 4), где I — интегральный ток на единицу длины зонда, $I|_{u=0}$ — интегральный ток на тот же зонд при нулевой скорости. Кривые получены при двух значениях потенциала $\varphi_0 = -10$ и -40 .

Из рис. 4 следует, что увеличение интегрального тока на зонд за счет концевых эффектов может превышать аналогичные увеличения при краевом эффекте и достигать 100%.

На рис. 5 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) плоских зондов прямоугольной формы без охранного электрода, включающие ионный ток насыщения, возрастающий участок и электронный ток насыщения. Интервалы изменения параметров задачи указаны на рисунке.

На рис. 6 приведены только ионные ветви ВАХ в более удобном для практики масштабе.

На рис. 7 представлены ионные ветви ВАХ в тех же интервалах изменения характерных параметров задачи, но при наличии охранного электрода размером $\Delta r_{\text{охр}} = 25$. При $0 \leq u_0 \leq 2$ ионный ток соответствует нулевой скорости. Однако для скоростей $u_0 > 2$ размер охранного электрода сле-

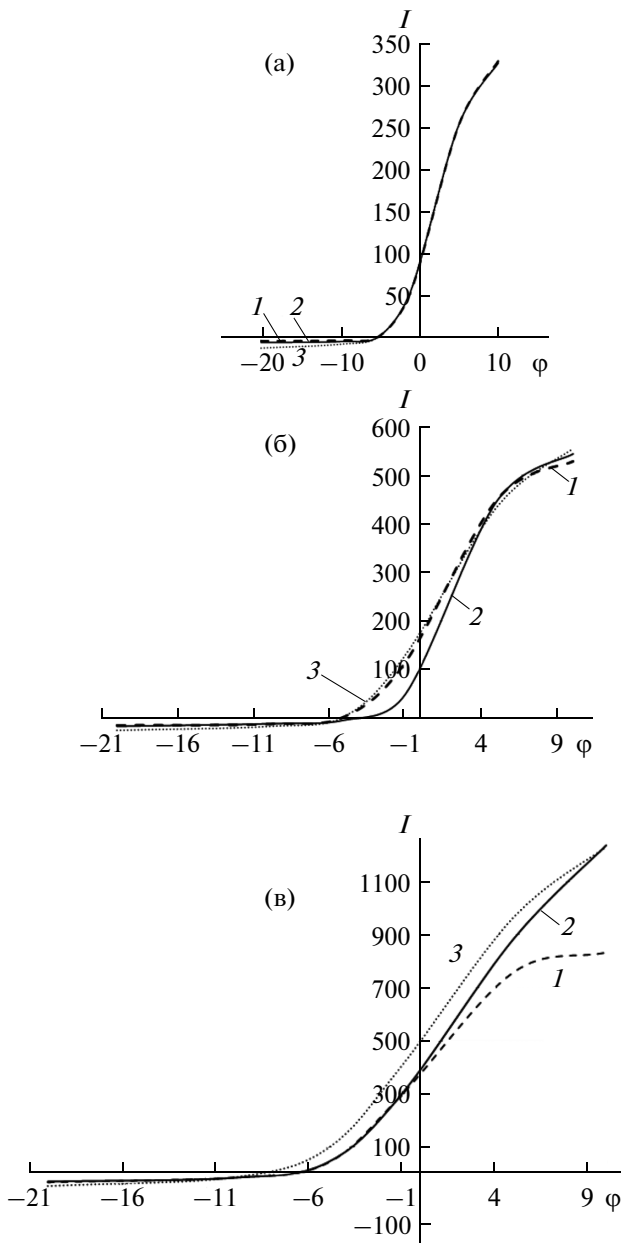


Рис. 5. ВАХ плоских зондов, расположенных параллельно потоку плазмы при $\epsilon = 1$: (а) $-2r_0 = 10$, (б) -20 , (в) -50 ; $I - u_0 = 0$, 2 – 1, 3 – 5.

дует увеличить до $\Delta r_{\text{оxp}} \approx 40$, чтобы ионный ток совпадал со случаем $u_0 = 0$.

Перейдем теперь к рассмотрению ВАХ плоского зонда, расположенного нормально потоку. В этих условиях концевой эффект отсутствует, а краевой эффект с ростом направленной скорости подавляется и его вклад в зондовый ток снижается. На рис. 8 приведено несколько ВАХ плоского прямоугольного зонда, ориентированного нормально потоку.

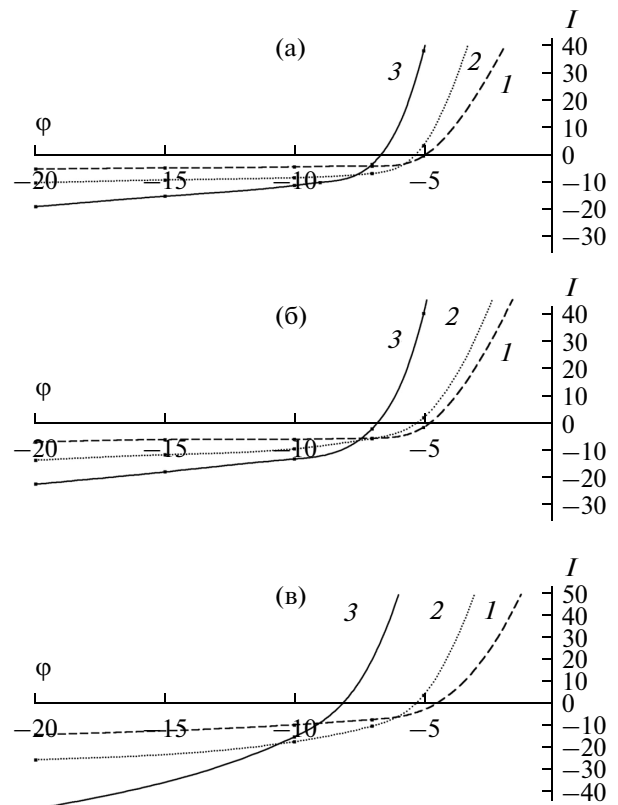


Рис. 6. Ионные ветви ВАХ при $\epsilon = 1$, $u_0 = 0$ (а), 1 (б), 5 (в): 1 – $2r_0 = 10$, 2 – 20, 3 – 50.

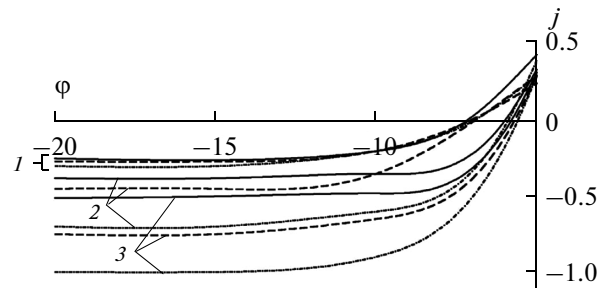


Рис. 7. ВАХ плоских зондов прямоугольной формы, ориентированных вдоль потока при $\Delta r = 25$; $2r_0 = 50$ (сплошные кривые), 20 (штриховые), 10 (штрихпунктир): 1 – $u_0 = 0$, 2 – 3, 3 – 5.

Анализ приведенных на рис. 8 ВАХ и данных других вычислительных экспериментов показал, что при достаточно высоких отрицательных потенциалах ионный ток на единицу длины зонда с хорошей точностью определяется известной формулой Ленгмюра [2], записанной в безразмерном виде:

$$I_i = 2r_0 u_0 j_0 \sqrt{1 + \frac{\Phi_0}{u_0^2}}, \quad (6)$$

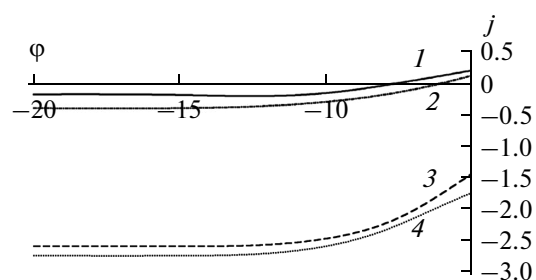


Рис. 8. ВАХ плоских зондов прямоугольной формы, ориентированных перпендикулярно потоку: 1, 3 – $2r_0 = 100$; 2, 4 – $2r_0 = 10$; 1, 2 – $u_0 = 0$; 3, 4 – $u_0 = 5$.

где $2r_0 l_0$ – активная поверхность зонда. Формула (6) получена при условии пренебрежения краевыми эффектами, которые можно устранить охранными электродами. Если охранные электроды не применяются, то влиянием краевых эффектов можно пренебречь при $2r_0 > 10^3$. С ростом параметра u_0 влияние краевого эффекта также сокращается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нелинейные эффекты (концевой и краевой) оказывают существенное влияние на зондовый ток при параллельном обтекании, если размер зонда $2r_0 < 10^3$, и это влияние увеличивается с ростом направленной скорости u_0 .

Зонд, ориентированный навстречу потоку, меньше подвержен влиянию нелинейных эффектов, так как концевой эффект отсутствует. Краевым эффектом можно пренебречь, если $2r_0 > 10^3$. С ростом скорости потока плазмы роль краевого эффекта также уменьшается.

Если условия эксперимента таковы, что нелинейными эффектами пренебречь нельзя, рекомендуется применять охранные электроды. При корректном выборе размера охранных электродов ионный ток насыщения близок к ионному току в покоящейся плазме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Langmuir I.* Collected Works of Irwing Langmuir / Ed. Smits G. N.Y., 1961.
2. Чан П., Телбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме (Теория и применение). М.: Мир, 1978. 202 с.
3. Котельников В.А. Зондовые измерения в движущейся плазме. Дис. ... канд. тех. наук. М.: МАИ, 1965. 113 с.
4. Бишаев А.М., Ким В.П. Исследование локальных параметров плазмы в ускорителе с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения // ЖТФ. 1978. Т. 48. № 9. С. 1853.
5. Гаврюшин В.М., Ким В.П. О влиянии характеристик магнитного поля на параметры ионного потока на выходе ускорителя с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 4. С. 850.
6. Котельников М.В., Котельников В.А. Зондовые измерения в потоке разреженной плазмы, истекающей из магнитоплазодинамического движителя // Электр. журн. "Тр. МАИ". 2012. Вып. 50. www.mai.ru.
7. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю. Зондовая диагностика анизотропной функции распределения электронов в плазме // ТВТ. 2012. Т. 50. № 6. С. 841.
8. Лапшин В.Ф., Мустафаев А.С. Метод плоского одностороннего зонда для диагностики анизотропной плазмы // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 2. С. 35.
9. Овсянников А.А., Энгельшт В.А., Лебедев Ю.А. Диагностика низкотемпературной плазмы. Новосибирск: Наука, 1994. 483 с.
10. Грановский В.Л. Электрический ток в газах. Т. 1. Общие вопросы электродинамики газов. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1952. 433 с.
11. Котельников В.А., Ульданов С.В., Котельников М.В. Процессы переноса в пристеночных слоях плазмы. М.: Наука, 2004. 422 с.
12. Котельников В.А., Котельников М.В., Гидаснов В.Ю. Математическое моделирование обтекания тел потоками столкновительной и бесстолкновительной плазмы. М.: Физматлит, 2010. 266 с.
13. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1988. 238 с.
14. Котельников М.В. Вольт-амперные характеристики цилиндрического зонда в потоке столкновительной и бесстолкновительной плазмы // ТВТ. 2008. Т. 46. № 4. С. 629.