

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАДИАЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Р. З. Шайхитдинов, В. М. Шибков

(кафедра физической электроники)

Приводятся результаты измерений радиального хода потенциала плазмы разряда низкого давления, создаваемого в цилиндрической диэлектрической трубке, помещенной в продольное магнитное поле. Показано, что для корректного измерения радиального электрического поля по разности плавающих потенциалов зонда необходимо учитывать сдвиг потенциала, вызванный неоднородным радиальным распределением концентрации электронов.

Прохождение электрического тока через смесь газов с различными потенциалами ионизации приводит к перераспределению легкоионизируемой примеси в продольном и поперечном направлениях [1]. В результате этого явления концентрация атомов примесного газа в центральной части разряда может сильно отличаться от концентрации в пристеночных и катодной областях [2–4]. Это приводит к уменьшению эффективности работы газоразрядных приборов, работающих на смесях газов. Подбором условий создания разряда (например, ВЧ разряд, применение обводных каналов и ряд других способов) можно уменьшить влияние продольного перераспределения компонентов смеси. Однако эти способы не приводят к существенному уменьшению поперечного разделения смеси. Известно [1], что продольное магнитное поле может уменьшать радиальное электрическое поле. В работах [5, 6] этот способ был успешно применен для воздействия на радиальное разделение компонентов смеси. В связи с этим актуальным является вопрос о корректности измерения радиального электрического поля в магнитоактивной плазме газового разряда низкого давления.

Напряженность радиального электрического поля газового разряда является одной из его важных характеристик, которая определяется температурой электронов и распределением их концентрации $n_e(r)$ по радиусу трубки r . Известно [1], что радиальное распределение потенциала плазмы $\varphi(r)$ в рамках классической теории Шоттки с учетом изменения коэффициентов диффузии D_j и подвижности b_j заряженных частиц в присутствии магнитного поля имеет вид:

$$\varphi_p(r) - \varphi_p(0) = \frac{D_e^\perp - D_i^\perp}{b_e^\perp + b_i^\perp} \ln \frac{n_e(r)}{n_e(0)}, \quad (1)$$

где $D_j^\perp = D_j(1 + \omega_j^2 \tau_j^2)^{-1}$, $b_j^\perp = b_j(1 + \omega_j^2 \tau_j^2)^{-1}$ — коэффициенты диффузии и подвижности электронов ($j = e$) и ионов ($j = i$) в магнитном поле с индукцией B ; $\omega_j = \frac{eB}{m_j}$, $\tau_j = \frac{\lambda_j}{v_j}$ — циклотронная частота

и время свободного пробега между столкновениями для соответствующих частиц, e — заряд электрона, m_j , λ_j и v_j — масса, длина свободного пробега и тепловая скорость частиц сорта j .

Имеется ряд работ [7, 8], посвященных изучению влияния продольного магнитного поля на радиальное электрическое поле, экспериментальные данные в которых получены путем зондовых измерений разности плавающих потенциалов вдоль радиуса разрядной трубки. Однако, как показано в [9], даже в случае постоянства температуры электронов по сечению разряда радиальное распределение плавающего потенциала $\Delta\varphi_f(r) = \varphi_f(r) - \varphi_f(0)$ не совпадает с радиальным ходом потенциала плазмы $\Delta\varphi_p(r) = \varphi_p(r) - \varphi_p(0)$. Это обусловлено изменением толщины призондового слоя по радиусу трубки вследствие неоднородного распределения концентрации электронов, которое в свою очередь приводит к изменению падения потенциала в призондовом слое.

Данная работа посвящена изучению радиального электрического поля, напряженность которого измерялась по разности плавающих потенциалов с коррекцией на изменение толщины призондового слоя. Эта коррекция заключалась в том, что в каждой измеряемой точке по сечению разряда определялась толщина призондового слоя r_s при плавающем потенциале. Затем в предположении, что для всех точек толщина призондового слоя постоянна и равна $r_s(0)$ на оси разрядной трубки, вычислялось новое значение ионного тока J_i' . Поскольку электронный ток J_e не меняется с толщиной призондового слоя, то из имеющихся зависимостей $J_e(\varphi)$ и $J_i'(\varphi)$ находилось значение потенциала φ_f' , при котором $J_e = J_i'$. Нужно отметить, что здесь важно знать относительное изменение $r_s(r)$, вследствие чего выбор зависимости $J_i(\varphi)$ практически не влияет на точность определения φ_f' . Например, в одном случае ионный ток нами аппроксимировался прямой, проведенной к потенциалу пространства, в другом — функцией,

предложенной в [10]. Разница в полученных значениях не превышала 5%.

В экспериментах использовались разрядные трубки длиной 60 см и диаметром 2.5 и 1.5 см, имеющие по четыре подвижных цилиндрических зонда, один из которых был двойным. Стационарный разряд зажигался в гелии, ксеноне и их смесях. Для получения продольного магнитного поля использовался двухсекционный соленоид, который позволял получать магнитное поле с индукцией в диапазоне от 0 до 750 Гс. Область однородности магнитного поля составляла около 20 см вдоль и 5 см поперек оси разрядной трубки.

На рис. 1 пунктирными кривыми изображены измеренный ход плавающего потенциала $\Delta\varphi_f(r)$, а сплошными — рассчитанный ход плавающего потенциала $\Delta\varphi'_f(r)$ с учетом изменения $r_s(r)$ по радиусу трубки для различных значений магнитного поля. Как видно из рисунка, при фиксированных B , включая и случай $B = 0$, распределения этих величин не совпадают между собой. При этом кажущиеся значения напряженности радиального электрического поля $E_r^k = -d\varphi_f(r)/dr$, полученные с использованием измеренного хода плавающего потенциала плазмы, меньше истинных значений $E_r' = -d\varphi'_f(r)/dr$. То обстоятельство, что $\Delta\varphi'_f(r) = \Delta\varphi_p(r)$, подтверждается также непосредственными измерениями потенциала плазмы вдоль радиуса по нулю второй производной зондового тока.

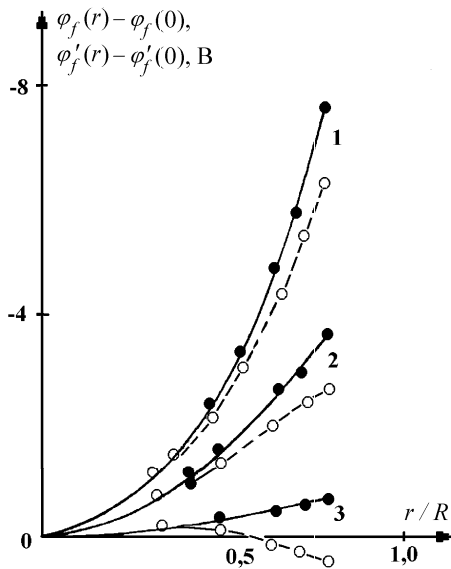


Рис. 1. Измеренный $\Delta\varphi_f(r)$ (пунктирные линии) и рассчитанный $\Delta\varphi'_f(r)$ (сплошные линии) ход потенциалов по радиусу. $p_{He} = 0.2$ Торр, $i_p = 50$ мА, $2R = 2.5$ см; B , Гс: 1 — 0, 2 — 300, 3 — 600

Как следует из выражения (1), магнитное поле уменьшает разность $\Delta\varphi_p(r)$, и когда она становится одного порядка с величиной сдвига $\varphi_f(r) - \varphi'_f(r)$, в зависимости $\Delta\varphi_f(r)$ появляется немонотонность (рис. 1, кривая 3): в области $r \geq 0.3R$ имеем $E_r < 0$, т. е. радиальное электрическое поле «перевернуто», в то время как от оси до $r \approx 0.3R$ направление E_r

соответствует случаю $B = 0$. С учетом изменения толщины призондового слоя немонотонность в зависимости $\varphi'_f(r)$ исчезает и по всему сечению трубки $E_r > 0$. Отметим, что такой же случай немонотонности хода $\varphi_f(r)$ имел место и в некоторых других работах (напр., в [7]), авторы которых лишь на основании выполнения условия $T_e(r) = \text{const}$ отождествляли поведение $\varphi_f(r)$ с радиальным распределением потенциала плазмы $\varphi_p(r)$. Нужно отметить, что в таком случае восстановленное согласно классической теории Шоттки распределение $n_e(r)$ имело бы также немонотонный характер. Однако проведенные нами непосредственные измерения $n_e(r)$ и радиального распределения интенсивности линий атомов He и Xe, верхние уровни которых заселяются преимущественно прямым электронным ударом, показывают, что они приблизительно следуют бесселевской функции.

Особо следует остановиться на случае сильных магнитных полей при выполнении условия $D_e^\perp \leq D_j^\perp$, когда возможна перемена знака радиального электрического поля на противоположный. Измерения разности плавающих потенциалов $\Delta\varphi_f(0.8R) = \varphi_f(0.8R) - \varphi_f(0)$, проведенные в трубке диаметром 1.5 см, дали значение 3.5 В для $B = 600$ Гс (рис. 2), что намного превышает рассчитанную с использованием формулы (1) величину $\Delta\varphi(0.8R) \approx \frac{kT_e}{e} \approx 10^{+2}$ В для бесселевского распределения. Действительно, идентификация $\Delta\varphi_f(r)$ с $\Delta\varphi_p(r)$ может привести к «аномально» большому значению $E_r^k = -d\varphi_f/dr$, как это имело место, например, в [11]. С учетом же изменения толщины призондового слоя по сечению трубки получаем $\Delta\varphi'_f(0.8R) = 0.5$ В, которое все равно превышает $\Delta\varphi_p(0.8R) = 10^{+2}$ В. Это можно объяснить следующим образом.

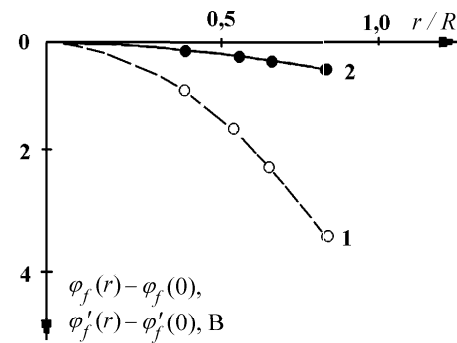


Рис. 2. Радиальная зависимость разности потенциалов $\Delta\varphi_f(r)$ (1) и $\Delta\varphi'_f(r)$ (2) в магнитоактивной плазме при $B = 600$ Гс, $p_{He} = 0.06$ Торр, $i_p = 15$ мА

Из формулы (1) видно, что величина $\Delta\varphi_p(r)$ зависит как от соотношения коэффициентов диффузии D_e^\perp и D_j^\perp , так и от распределения $n_e(r)$. Так, при $r = R$ получается $\varphi_p(R) \rightarrow -\infty$. Этот физически невозможный результат показывает, что граничное условие $n_e(R) = 0$ является весьма приближенным. В работе [1] предлагается более точное граничное условие для $n_e(R)$. Используя это граничное усло-

вие, мы рассчитали зависимости значений $n_e(R)$ и $\ln n_e(R)$ от величины индукции магнитного поля. Результаты расчета приведены на рис. 3. Если не учитывать изменения $n_e(r)$ (а следовательно, и $\ln n_e(R)$) в магнитном поле, то $\Delta\varphi_p(R) = 0.03$ В при $B = 0$. Для $B = 800$ Гс из-за увеличения $\ln n_e(R)$ примерно в шесть раз по сравнению со случаем $B = 0$ (см. рис. 3) получаем $\Delta\varphi_p(R) = 0.2$ В.

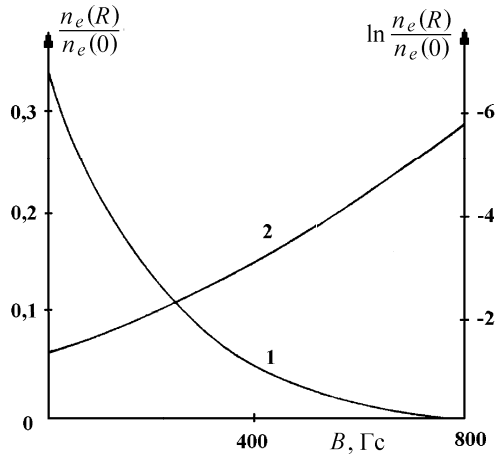


Рис. 3. Рассчитанные значения $n_e(R)/n_e(0)$ (1) и $\ln[n_e(R)/n_e(0)]$ (2) в зависимости от магнитного поля

В [12] показано, что радиальный профиль концентрации электронов при наложении магнитного поля описывается выражением

$$n_e^B(r) = n_e^0 \exp(-aB),$$

где $a = \frac{eE_z br}{2kT_e p}$, E_z — напряженность продольного электрического поля, p — давление газа. Для наших условий разряда в точке $r_1 = 0.8R$ $a = 0.01$ Гс⁻¹. Тогда подстановка $n_e^B(r)$ в (1) даст

$$\Delta\varphi_p(r_1) = -\frac{kT_e}{e} \left(\ln \frac{n_e^0(r_1)}{n_e^0(0)} - aB \right) \approx 0.2 \text{ В}$$

при $T = 300$ К, что лучше согласуется с величиной $\Delta\varphi_f(r_1) = 0.5$ В.

Таким образом, проведенные в работе исследования показывают, что широко используемый рядом авторов в виду его простоты метод измерения электрического поля газоразрядной плазмы по раз-

ности плавающих потенциалов требует проведения в каждом конкретном случае тщательного анализа его применимости. В частности, при измерении радиального электрического поля по разности плавающих потенциалов, а не по разности потенциалов пространства, необходимо учитывать влияние изменения толщины призондового слоя на измеренное значение разности плавающих потенциалов. Неучет этого влияния может привести к физически некорректным результатам.

Литература

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., 1977.
2. Девятов А.М., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Contrib. Plasma Phys. 1986. **26**, N 1. P. 37.
3. Волкова Л.М., Девятов А.М., Кралькина Е.А., Шибкова Л.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1982. **23**, № 3. С. 8 (Moscow University Phys. Bull. 1982. **37**, N 3. P. 8).
4. Девятов А.М., Шибков В.М., Шибкова Л.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. **25**, № 4. С. 40 (Moscow University Phys. Bull. 1984. **39**, N 4. P. 46).
5. Девятов А.М., Волкова Л.М., Шайхитдинов Р.З., Шибков В.М. // Оптика и спектроскопия. 1987. **62**. Вып. 6. С. 1230.
6. Девятов А.М., Шайхитдинов Р.З., Шибков В.М. // Изв. ВУЗов, физика. 1986. № 12. С. 84.
7. Aldridge R. V., Keen B.E. // Plasma Physics. 1970. **12**. P. 1.
8. Карасев В.Ю., Семенов Р.И., Чайка М.П. // Оптика и спектроскопия. 1995. **78**, № 3. С. 394.
9. Девятов А.М., Шайхитдинов Р.З., Шибков В.М. // Тез. докл. III Всесоюзной конференции по физике газового разряда. Киев, 1986. Ч. 3. С. 336.
10. Девятов А.М., Куралова А.В., Николаев В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. **26**, № 3. С. 35. (Moscow University Phys. Bull. 1985. **40**, N 3. P. 39).
11. Белафин М.И., Тимофеев А.В., Швилкин Б.Н. // Физика плазмы. 1970. **6**, № 3. С. 705.
12. Sen S.N., Ghosh S.K., Ghosh B. // Indian J. Phys. 1983. **21**. P. 613.

Поступила в редакцию
19.12.03