

01;04;12

Самосогласованная структура разряда постоянного тока с замкнутым холловским дрейфом в скрещенных полях

© А.А. Платонов,¹ А.Г. Слышов,¹ Л.Д. Цендин,² С.Д. Вагнер¹¹ Карельский государственный педагогический университет,
185680 Петрозаводск, Россия² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: platonov@kspu.karelia.ru

(Поступило в Редакцию 5 декабря 2005 г.)

Исследован тлеющий разряд постоянного тока в скрещенных электрическом и магнитном полях с замкнутым холловским током в гелии. Показано, что основные особенности разряда постоянного тока без магнитного поля [1], такие как разделение на слой объемного заряда и плазму, формирование катодного падения и отрицательного свечения, возникновение области обратного электрического поля, создающего потенциальную яму для электронов малой энергии, приводящее к формированию фарадеева темного пространства, разделение функции распределения электронов (ФРЭ) на три ярко выраженные группы и т.п., сохраняются и в разряде со скрещенными полями. Показано, что толщина слоя практически не зависит от магнитного поля, тогда как длина отрицательного свечения значительно уменьшается с его ростом. Измеренная ФРЭ хорошо согласуется с концепциями нелокальной теории, по которой ток в фарадеевом темном пространстве переносится промежуточными электронами, не запертыми в потенциальной яме, энергии которых меньше первого потенциала возбуждения.

PACS: 52.80.Tn

Введение

Разряды в скрещенных электрическом и магнитном полях широко используются в современной технологии [2,3]. Они находят применение в модуляторных устройствах и в установках для изготовления пленок разного рода. Между тем структура разряда в скрещенных полях мало изучена. В первую очередь это связано со сложным характером движения электронов в разряде, делающим проблему трехмерной. Поэтому до сих пор не удавалось построить самосогласованную картину процессов в таких разрядах. Наиболее простая ситуация имеет место в разрядах с замкнутым холловским дрейфом электронов. Так как в цилиндрической геометрии дивергенция холловского тока равна нулю, то дрейф этот не приводит к перераспределению части, и проблема становится двумерной.

В работе [4] приведены сведения о важнейшей характеристике разрядного промежутка — функции распределения электронов. Измерения были выполнены для разряда цилиндрической геометрии в неоне. Был установлен максвелловский характер медленной части ФРЭ и определено влияние полярности электродов на его вид. В работах [5,6] было проведено исследование в разряде с коаксиальной геометрией электродов с продольным магнитным полем в аргоне. Измеренные ФРЭ сравнивались с полученными из решения кинетического уравнения. Наблюдалось удовлетворительное согласие между измеренными и рассчитанными ФРЭ.

Кинетическая самосогласованная одномерная модель короткого разряда в отсутствие магнитного поля была предложена в работе [1], в которой за ионизацию в прикатодной области ответственны быстрые электроны, ускоренные сильным электрическим полем в слое объемного заряда (эмитированные катодом и родившиеся в слое). Энергия их намного превосходит энергии возбуждения и ионизации атомов, а поток их экспоненциально растет по мере удаления от катода, достигая максимума на границе слоя и плазмы. Здесь же имеет место максимум интенсивности излучения. Так как ФРЭ быстрых электронов существенно нелокальна, она значительна также и в плазме, где поле мало. Поэтому отрицательное свечение состоит из двух частей — слоя и плазменной части, в которой поток быстрых электронов спадает, и длина его совпадает с пробегом электронов, эмиттированных катодом. Так как поток ионов, рождающийся в плазме, переносится на катод амбиполярной диффузией, вблизи границы между катодным слоем и плазмой возникает большой градиент концентрации. Самосогласованное электрическое поле при этом должно подавлять электронный диффузионный ток на анод, так что образуется потенциальная яма для электронов. Запертые в этой яме электроны не участвуют в переносе тока и остывают до температуры порядка комнатной. Максимум электронной концентрации соответствует дну потенциальной ямы, положение максимума близко к границе между отрицательным свечением и фарадеевым темным пространством. Электронный ток в нем переносится промежуточными электронами, энергии которых меньше энергий возбуждения

атомов газа, но превышают потенциал анода. Однако экспериментально этот факт никем не наблюдался. Основное отличие между разрядом постоянного тока без магнитного поля и разрядом в скрещенных полях должно состоять в том, что в магнитном поле перенос электронного тока определяется ларморовским радиусом, а не длиной свободного пробега. В данной работе показано, что сценарий разряда в скрещенных полях с замкнутым холловским дрейфом близко соответствует вышеизложенному.

Из характера радиального распределения интенсивности излучения и электрического поля следует, что разряд состоит из катодного слоя и квазинейтральной плазмы. Интенсивность излучения возрастает по мере удаления от катода и максимальна вблизи границы слой-плазма. Плазменная область состоит из части отрицательного свечения и фарадеева темного пространства.

Использованные умеренные магнитные поля не влияют на движение ионов. В этом случае толщина слоя объемного заряда L_{Sh} , которая определяется ионами, не зависит от напряженности магнитного поля. Длина же отрицательного свечения L_{NG} , которая определяется пробегом быстрых электронов, уменьшается с ростом магнитного поля. Электронные ветви зондовых характеристик соответствуют ФРЭ запертых и промежуточных электронов. Измеренные ФРЭ промежуточных электронов соответствуют диффузии при постоянной полной энергии с нулевым граничным условием на аноде. Электронный ток в фарадеевом темном пространстве переносится промежуточными электронами.

Эксперимент

Исследования проводились в разрядных трубках с коаксиальной геометрией (рис. 1). Использовались две трубки с диаметрами внешнего и внутреннего электродов 60, 10 и 38, 19 мм соответственно. В работе приведены результаты исследований в первой трубке.

ФРЭ в различных точках разряда измерялась по второй производной зондового тока с помощью подвижного зонда. Измерения были выполнены в гелии при давлении 0.5 Torr и разрядном токе 50 мА. Напряжение на разряде равнялось 300 В. Магнитное поле менялось от 15 до 60 мТ. В статье приведены результаты измерений при одном значении магнитного поля — 15 мТ, когда центральный электрод являлся анодом. Торцевые электроды соединялись с внутренним. В этих условиях разряд существовал только при наличии магнитного поля. Результаты измерений, проведенных при другой полярности электродов и других магнитных полях, имели сходный характер. Исследованный интервал условий был ограничен неустойчивостью разряда, приводившей к высокому уровню шумов в плазме.

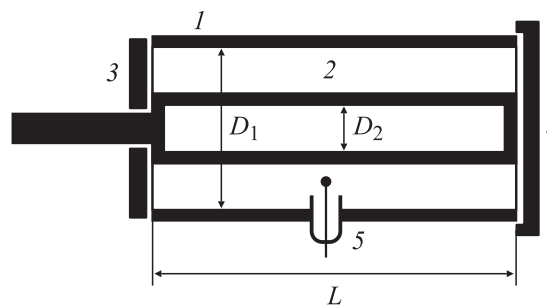


Рис. 1. Схема разрядной трубки, $L = 86$, $D_1 = 60$, $D_2 = 10$ мм; 1, 2 — внешний и внутренний (центральный) цилиндрические электроды; 3, 4 — торцевые электроды; 5 — подвижный зонд (длина — 3, диаметр — 0.2 мм).

Радиальное распределение интенсивности линий атомарного спектра исследовалось с помощью сканирующей установки с фотоэлектронной регистрацией через щель шириной 1.8 мм в электроде 4 (рис. 1).

Результаты и их обсуждение

Типичный профиль потенциала, определенный из зондовых измерений по нулю второй производной зондового тока, приведен на рис. 2. На профиле потенциала наблюдается потенциальная яма глубиной 1–1.5 В. Последняя экспериментальная точка вблизи катода соответствует границе между прикатодным слоем объемного заряда и плазмой. Падение потенциала в плазменной части разряда не превышало 1–2 В, так что катодное падение практически совпадало с полным напряжением на разряде. Толщину прикатодного слоя L_{Sh} можно оценить по крайнему положению зонда, при котором фиксировался заметный электронный ток (рис. 2). С другой стороны, так как отрицательное свечение порождается быстрыми электронами, эмиттированными катодом и рождающимися в прикатодном слое, то максимум их концентрации, а значит, и максимум свечения должен быть близок к положению границы между слоем и плазмой [1].

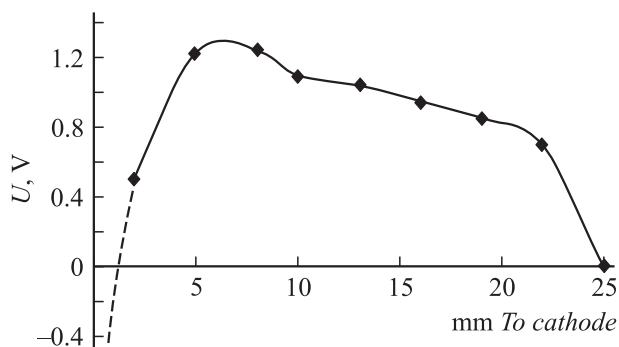


Рис. 2. Радиальное распределение потенциала.

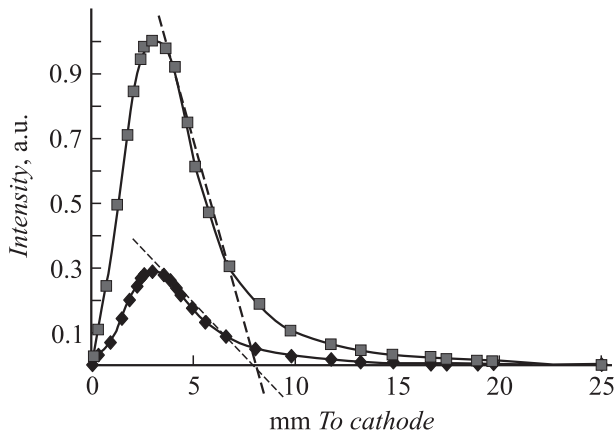


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения для отдельных линий (—◆— 447.1; —■— 587.6 nm).

Характерный вид распределения излучения для линий атомарного спектра приведен на рис. 3. Экстраполяция спада излучения к нулю соответствует положению границы между отрицательным свечением и фарадеевым темным пространством.

Оценку L_{Sh} можно получить из уравнения Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi \frac{j_i(x)}{eb_iE}, \quad (1)$$

где j_i — плотность тока ионов, e — заряд электронов, b_i — подвижность ионов, E — напряженность электрического поля, x — расстояние до катода.

В прикатодном слое ионный ток составляет значительную долю полного тока, практически совпадая с ним у катода.

Заменив для оценки j_i на j , и используя выражение для подвижности ионов, соответствующее резонансной перезарядке, получим толщину слоя

$$L_{Sh} = \left(\frac{5}{3(6\pi j)^{2/3} \left(\frac{m_i}{2e\lambda_i}\right)^{1/3}} U \right)^{3/5}, \quad (2)$$

где j — полный ток, m_i — масса иона гелия, λ_i — длина пробега ионов [7], U — напряжение на разряде.

Результаты эксперимента и расчетов по формуле (2): длина прикатодного слоя, определенная из распределения потенциала; —2 mm, определенная по максимуму интенсивности для линии 447.1 nm —3; согласно оценке (2) — 6.7 mm.

Учитывая точность экспериментальных результатов и грубость оценки, полученной в одномерной плоской геометрии, согласие этих результатов с оценкой L_{Sh} , полученной из зондовых измерений (рис. 2) можно считать удовлетворительным.

Согласно [1], граница отрицательного свечения должна совпадать с максимальной глубиной проникновения быстрых электронов, эмитированных катодом, в плазму. В отсутствие магнитного поля эта величина практически совпадает с глубиной проникновения электронов

с энергией $W = eU$ в газ. Естественно ожидать, что эта глубина уменьшается с ростом магнитного поля. Экспериментально длина отрицательного свечения определялась путем линейной экстраполяции спада излучения линий атомарного спектра (рис. 3). Результаты экспериментальных измерений приведены в таблице. Видно, что в соответствии с этими представлениями длина отрицательного свечения заметно уменьшается с ростом магнитного поля. Длину отрицательного свечения можно определить также по положению экстремума потенциальной ямы. В этой точке концентрация плазмы максимальна [1]. Измеренный профиль концентрации плазмы изображен на рис. 4.

Длина отрицательного свечения

Магнитное поле, мТ	L_{NG} (mm), полученная путем экстраполяции спада излучения
15	9
20	7
30	6
40	5
50	4

Поскольку концентрация плазмы в плазменной части отрицательного свечения и фарадеевом темном пространстве обусловлена, в основном, электронами, запертыми в потенциальной яме, она описывается уравнением

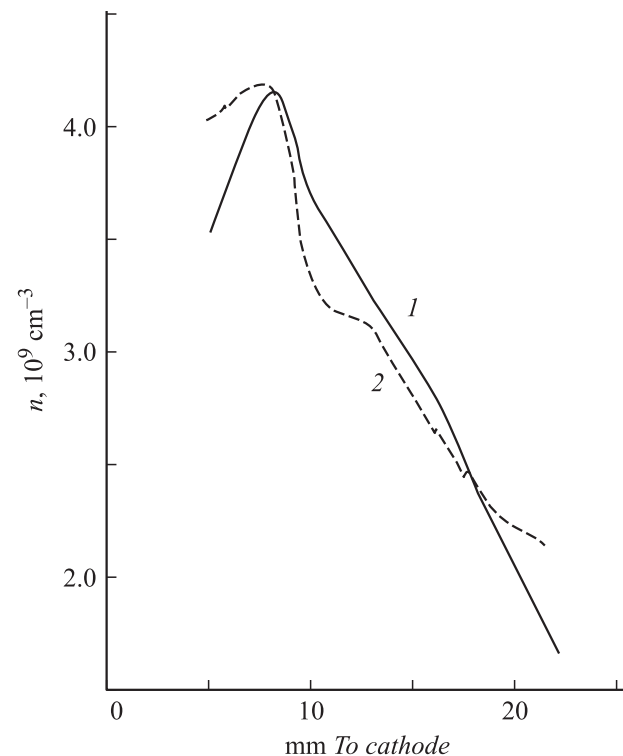


Рис. 4. Радиальное распределение концентрации электронов. Кривая 1 — эксперимент, 2 — расчет по формуле (3).

Больцмана

$$n(r) = n_0 \exp \left[-\frac{e(\varphi - \varphi_0)}{kT} \right], \quad (3)$$

где n_0 — максимальная концентрация электронов, k — постоянная Больцмана, T — температура запертых электронов, e — заряд электрона, φ — потенциал относительно дна ямы.

Из рис. 4 видно, что соотношение (3) выполняется с удовлетворительной точностью. При расчетах по формуле (3) использовалось значение температуры запертых электронов $T = 0.67$ eV, определенное по наклону линейных участков ФРЭ (рис. 5).

Так как расстояние между границей прикатодного слоя и концом отрицательного свечения было мало по сравнению с размерами разрядного промежутка, экстремум потенциала, согласно [1], должен практически совпадать с границей отрицательного свечения. Это видно из сопоставления рис. 2–4. Область между анодом и концом отрицательного свечения полностью аналогична фарадееву темному пространству разряда без магнитного поля. Измеренные ФРЭ для медленных электронов (вторые производные зондового тока по потенциалу зонда V_p) приведены на рис. 5. На них отчетливо виден участок шириной порядка 1.5 eV, соответствующий распределению Максвелла–Больцмана.

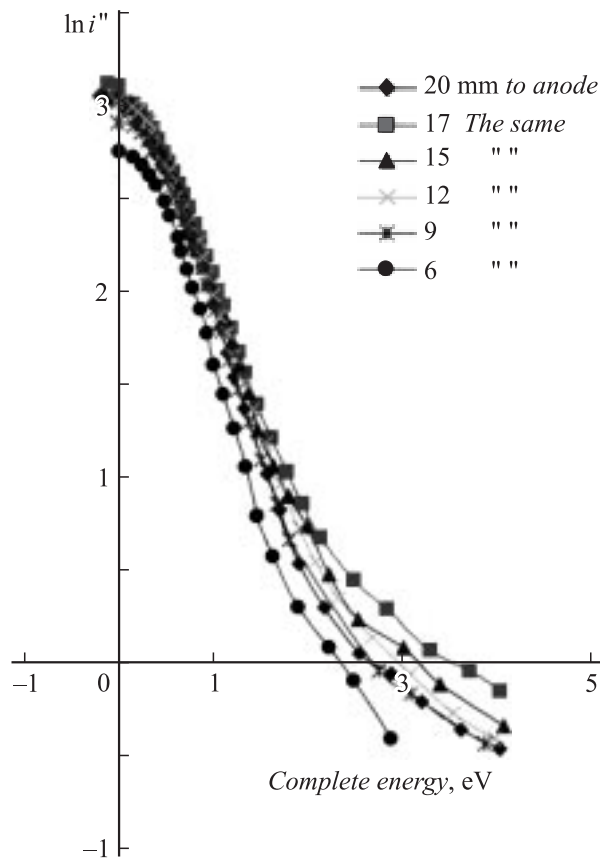


Рис. 5. Вторые производные зондового тока в полулогарифмическом масштабе.

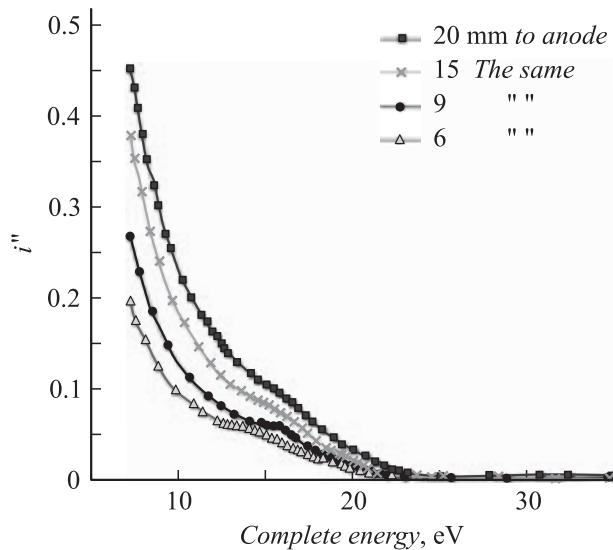


Рис. 6. Распределение незапертых электронов.

Излом ФРЭ при eV_p , близких к 2 eV, соответствует переходу от запертых электронов к промежуточным, которые уходят на анод.

На рис. 6 приведены ФРЭ незапертых электронов, где отчетливо виден резкий спад в области с энергиями около первого потенциала возбуждения, который связан с влиянием неупругих ударов на ФРЭ. Особенность ФРЭ при энергии 15 eV следует приписать рождению быстрых электронов при столкновении двух метастабильных атомов гелия $\text{He}(2^3S)$ [8]. Оценки значений концентрации метастабильных атомов, полученные по этим особенностям и уравнению баланса метастабилей, дают близкие результаты.

ФРЭ промежуточных электронов $f_0(\varepsilon, r)$ в фарадеевом темном пространстве удовлетворяет кинетическому уравнению с нулевым граничным условием на аноде. Пренебрегая малой потерей энергии при упругих столкновениях, имеем [1]:

$$\frac{1}{rv} \frac{\partial}{\partial r} rvD(v) \frac{\partial f_0}{\partial r} = 0, \quad (4)$$

где v — скорость электронов, r — расстояние от центра разряда,

$$D = \frac{\lambda^2(v)v_e(v)}{3\left(1 + \frac{\omega_e^2}{v_e^2(v)}\right)}$$

— электронный коэффициент диффузии поперек магнитного поля, λ — длина свободного пробега электронов, v_e — частота столкновений, ω_e — циклотронная частота.

Производные берутся при постоянной полной энергии

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2} - e\varphi(r). \quad (5)$$

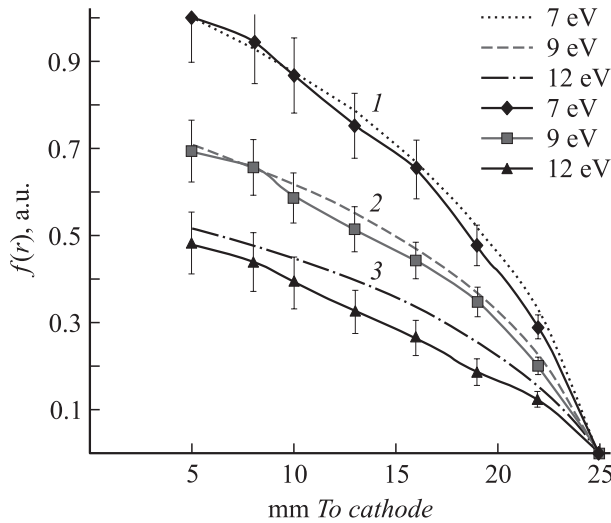


Рис. 7. Распределение ФРЭ по радиусу в разряде в скрещенных полях. Кривые 1 — 7; 2 — 9; 3 — 12 eV (пунктир — расчет по формуле (6), сплошные линии — результат эксперимента).

Решение уравнения (4) есть

$$f_0(\varepsilon, r) = \Phi(\varepsilon) \int_r^{r_a} \frac{dr'}{v(r', \varepsilon)r'D(r', \varepsilon)}. \quad (6)$$

Функция $\Phi(\varepsilon)$ определяется кинетикой и релаксацией быстрых электронов.

На рис. 7 сопоставлены ФРЭ, вычисленные согласно (6), с результатами эксперимента. Наблюдается хорошее согласие с экспериментом. Таким образом, подтверждается тот факт, что электронный ток в фарадеевом темном пространстве переносится промежуточными электронами.

Заключение

Выполнено исследование разряда с замкнутым холловским током электронов в гелии в скрещенных полях. Показано, что сценарий разряда, состоящий в разделении его на плазму и слой объемного заряда, и формирование области обратного поля в фарадеевом темном пространстве согласуется с кратиной, имеющей место в разряде без магнитного поля. Профиль электрического потенциала соответствует потенциальной яме глубиной порядка 1–2 eV, а ФРЭ разделяется на три части, соответствующие быстрым электронам, запертым в потенциальной яме, и промежуточным электронам, энергии которых ниже первого потенциала возбуждения.

Выполнены оценки характерных параметров разряда. Показано, что промежуточные электроны переносят электронный ток в фарадеевом темном пространстве; измеренные ФРЭ промежуточных электронов соответствуют диффузии при постоянной полной энергии с нулевым граничным условием на аноде.

Работа выполнена при поддержке грантов: Министерства образования и науки РФ 137-05, CRDF PZ-013-02. Работа одного из авторов (Цендин Л.Д.) была поддержана РФФИ (проект RFBR 04-02-1683а), а также грантами NRP-567-ST-03 и NRP1-567-ST-03.

Список литературы

- [1] Kolobov V.I., Tsendin L.D. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46. N 12. P. 7837–7852.
- [2] Lieberman M., Lichtenberg A. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. New Jersey: Wiley Hoboken, 2005.
- [3] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
- [4] Вагнер С.Д., Шляев Б.В. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 675–680.
- [5] Passot E., Golubovskii Yu.B. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. Vol. 32. P. 2655–2665.
- [6] Kudrna P., Holik M. et al. // Proc. of XXVI Int Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Greifswald, Germany, 15–20 July. 2003. Vol. 1. P. 41–42.
- [7] Хастед Дж. Физика атомных столкновений. М.: Мир, 1965.
- [8] Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госатомиздат, 1961.