

04.1

Исследование условий образования второй точки обращения знака электрического поля в тлеющем разряде

© Е.И. Прохорова¹, А.А. Кудрявцев^{2,3}, А.А. Платонов¹, А.Г. Слышов¹¹ Петрозаводский государственный университет, Петрозаводск, Россия² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия³ Харбинский политехнический университет, Харбин, Китай

E-mail: prokhorova@petsu.ru

Поступило в Редакцию 24 ноября 2023 г.

В окончательной редакции 24 ноября 2023 г.

Принято к публикации 27 ноября 2023 г.

Проведено экспериментальное исследование продольного распределения параметров тлеющего разряда в аргоне в диапазоне давлений 0.1–0.7 Торг при разрядном токе 10 мА. Методом второй производной зондового тока получены продольные распределения концентрации и температуры электронов, потенциала пространства. Свечение разряда исследовалось с помощью фотоумножителя. Анализ измеренных данных показывает, что при низких давлениях наблюдается одна точка обращения поля в середине светящейся области, соответствующей максимуму плотности плазмы. При этом поверхность анода темная, анодное падение отрицательно (отталкивает электроны). С повышением давления на аноде появляется светящаяся пленка и образуется вторая точка обращения поля. Анодное падение положительное (притягивает электроны).

Ключевые слова: инверсная функция распределения электронов, точки обращения поля, тлеющий разряд.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.05.57178.19814

В последнее время значительно возрос интерес к условиям образования такого нетривиального и дискуссионного явления, как обращение знака электрического поля (field reversal, FR) в тлеющем разряде постоянного тока [1–3]. К настоящему времени как теоретически, так и экспериментально наиболее детально изучено положение первой точки FR (отсчитываемой от катода к аноду), расположенной в точке максимума плотности плазмы отрицательного свечения (NG). При этом эксперименты по обнаружению второй точки FR отсутствуют.

Было установлено, что появление первой точки FR связано с особенностями ионизационных и транспортных процессов в прикатодной области разряда. Ток в плазме положительного столба (PC) более чем на 99% переносится электронами, а непосредственно у катода отношение электронного тока к ионному мало: $j_e(0)/j_i(0) = \gamma \ll 1$. Поскольку изменение парциального тока в заданной области равно скорости ионизации в ней, в прикатодной области разряда ионизация, а следовательно, и электрическое поле должны быть более значительны, чем в PC. В результате в сильном поле катодного слоя электроны приобретают значительную энергию и быстро размножаются. Ускоренные в катодном слое толщиной d быстрые электроны далее попадают в область отрицательного свечения плазмы и вызывают здесь значительную нелокальную ионизацию. При скорости ионизации в этой области, сопоставимой со скоростью ионизации в катодном слое, пространственный вынос электронов из плазмы NG со слабым полем резко замедляется. Поэтому здесь образуется значительный пик плотности плазмы (собственно говоря, по наиболее яркой области с максимальной плотностью

зарядов такой разряд и получил название „тлеющий“). В такой ситуации диффузионный ток электронов по направлению к аноду начинает превышать полный ток разряда

$$eD_e \nabla n_e > j, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, D_e — коэффициент диффузии электронов, ∇n_e — градиент плотности электронов, j — плотность полного тока разряда.

Однако в стационарном разряде ток постоянен по его длине и равен разрядному току. Поэтому для компенсации „излишнего“ диффузионного тока за максимумом плотности плазмы образуется обратное поляризационное (амбиполярное) поле разделения зарядов, тормозящее электроны и обеспечивающее постоянство тока по сечению:

$$j(z) = eD_e \nabla n_e - e\mu_e E n_e = \text{const}, \quad (2)$$

где $j(z)$ — плотность тока вдоль оси z , μ_e — коэффициент подвижности электронов, n_e — концентрация электронов, E — напряженность электрического поля в разряде.

Условие (1) есть критерий образования первой точки FR x_m в максимуме плотности плазмы в NG. Положение этой точки важно для условия поддержания разряда, поскольку ионы, образующиеся до этой точки ($x < x_m$), возвращаются на катод и вносят вклад (часто значительный) в эмиссию электронов с его поверхности. В то же время ионы, образующиеся в области $x > x_m$, двигаются к аноду в обратном поле, тормозящем электроны и ускоряющем ионы по направлению уже не к катоду, а к аноду.

В коротком (без РС) разряде поле у анода не может изменить знак (при положительном анодном падении (AF) этим ионам было бы негде рекомбинировать). Поэтому и знак AF в коротком разряде отрицательный, тормозящий электроны. Величина AF здесь $e\varphi_A \approx T_e \ln(M/m)$ (где φ_A — потенциал анода, T_e — температура электронов, $\ln(M/m)$ — натуральный логарифм отношения масс иона и электрона) порядка температуры электронов [4,5]. В результате основная часть электронов заперта в потенциальной яме, анод темный. Полный перепад потенциала в этой яме мал ($< 1-2$ eV), поскольку он определяется сравнительно низкой (< 1 eV) температурой запертых электронов T_e [4,5]. Факт наличия первой точки обращения поля вблизи максимума плотности плазмы x_m неоднократно изучен как теоретически, так и экспериментально [1–3].

В длинном разряде с однородным в продольном направлении РС в токе (2) доминирует второе слагаемое с внешним (прямым) полем. В такой ситуации в переходной к РС области в некоторой точке x_2 с неизбежностью должна образоваться вторая точка FR, после которой по направлению к аноду поле прямое (ускоряет электроны к аноду и тормозит ионы). Так, вблизи анода возникает положительное AF потенциала (порядка потенциала ионизации газа), приводящее к появлению яркой светящейся пленки на аноде [4–6].

Что же касается второй точки FR, то ее положение экспериментально не исследовано. Это во многом объясняется тем, что переход ко второй точке FR происходит при малом (милливольты) изменении потенциала пространства. Поэтому обнаружить в эксперименте такое изменение весьма затруднительно. Другая возможная причина отсутствия информации о второй точке FR была связана с неактуальностью знания положения этой точки как с физической, так и с практической точки зрения.

Возросший интерес ко второй точке обращения знака поля во многом связан с предсказанной в работе [7] возможностью реализации вблизи этой точки инверсии функции распределения электронов (EDF). Инверсная EDF открывает возможность продвинуться в решении чрезвычайно актуальной задачи получения в газах с рамауэровским минимумом сечения упругого рассеяния (аргон, криптон, ксенон) абсолютной отрицательной проводимости электронного газа. Напомним, что предсказание и реализация инверсных заселенностей возбужденных состояний атомов и молекул позволили на практике создать обширный класс различных лазеров, которые широко используются в разных технологических приложениях. По аналогии с инверсной заселенностью возбужденных состояний в лазерах среда с инверсной EDF будет усиливать электромагнитные волны.

В работе [7] было показано, что критерий реализации инверсной EDF f_0 имеет вид

$$(\partial f_0 / \partial w)|_{w=0} = (\partial f_0 / \partial x)|_{w=0} / E_x, \quad (3)$$

где f_0 — функция распределения электронов по энергиям, w — энергия электрона, E_x — напряженность продольного электрического поля.

Из формулы (3) следует, что если электрическое поле в некоторой точке x_0 меняет знак, то $(\partial f_0 / \partial w)|_{w=0}$ меняет знак тогда и только тогда, когда $(\partial f_0 / \partial x)|_{w=0}$ не меняет знака. Если $(\partial f_0 / \partial x)|_{w=0} < 0$ и $E_x < 0$ (что соответствует возрастанию потенциала), то $(\partial f_0 / \partial w)|_{w=0} > 0$, т.е. f_0 имеет инверсию. Очевидно, что вблизи первой точки условия инверсии не выполняются. В то же время непосредственно сразу за второй точкой обращения поля, где еще $(\partial f_0 / \partial x)|_{w=0} < 0$, возможно начало роста поля к РС, т.е. выполнение условия $E_x < 0$. Тогда по формуле (3) $(\partial f_0 / \partial w)|_{w=0} > 0$, т.е. EDF будет иметь инверсию при нулевой энергии [7].

В настоящей работе проведено комплексное экспериментальное исследование продольного распределения параметров тлеющего разряда в аргоне в диапазоне давлений 0.1–0.7 Torr при разрядном токе 10 mA. Эксперименты проводились в стеклянной разрядной трубке диаметром 65 mm с расстоянием между электродами 160 mm. Для определения электронных параметров использовался подвижный электрический зонд. Методом второй производной зондового тока получены продольные распределения концентрации и температуры электронов, потенциала пространства. Свечение разряда исследовалось с помощью фотоумножителя.

Для получения второй производной использовался радиотехнический метод, при котором в зондовую цепь вводился высокочастотный амплитудно-модулированный сигнал [8]. Опорным электродом при зондовых измерениях являлся анод.

Из анализа экспериментальных данных следует, что при низких давлениях (разряд состоит исключительно из области катодного, анодного слоев и яркой области плазмы NG) наблюдается одна точка обращения FR в середине светящейся области, соответствующей максимуму плотности плазмы. При этом поверхность анода темная, анодное падение отрицательно (отталкивает электроны). Температура тепловых электронов в потенциальной яме между катодным и анодным слоями низка (< 1 eV), а их EDF по энергиям близка к максвелловской. Температура электронов определялась по наклону логарифма второй производной зондового тока по потенциалу зонда.

Далее синхронно с повышением давления начинает формироваться темная область плазмы фарадеева темного пространства (FDS), длина которого растет от анода по направлению к катоду (соответственно размер области NG уменьшается). При этом на аноде появляется светящаяся пленка и образуется интересующая нас вторая точка FR. При дальнейшем увеличении давления вблизи анода начинает образовываться светящийся положительный столб разряда с большой (порядка 3 eV) температурой электронов. И хотя наличие двух точек FR при этом сохраняется, расстояния между ними и от катода уменьшаются, что сильно затрудняет их

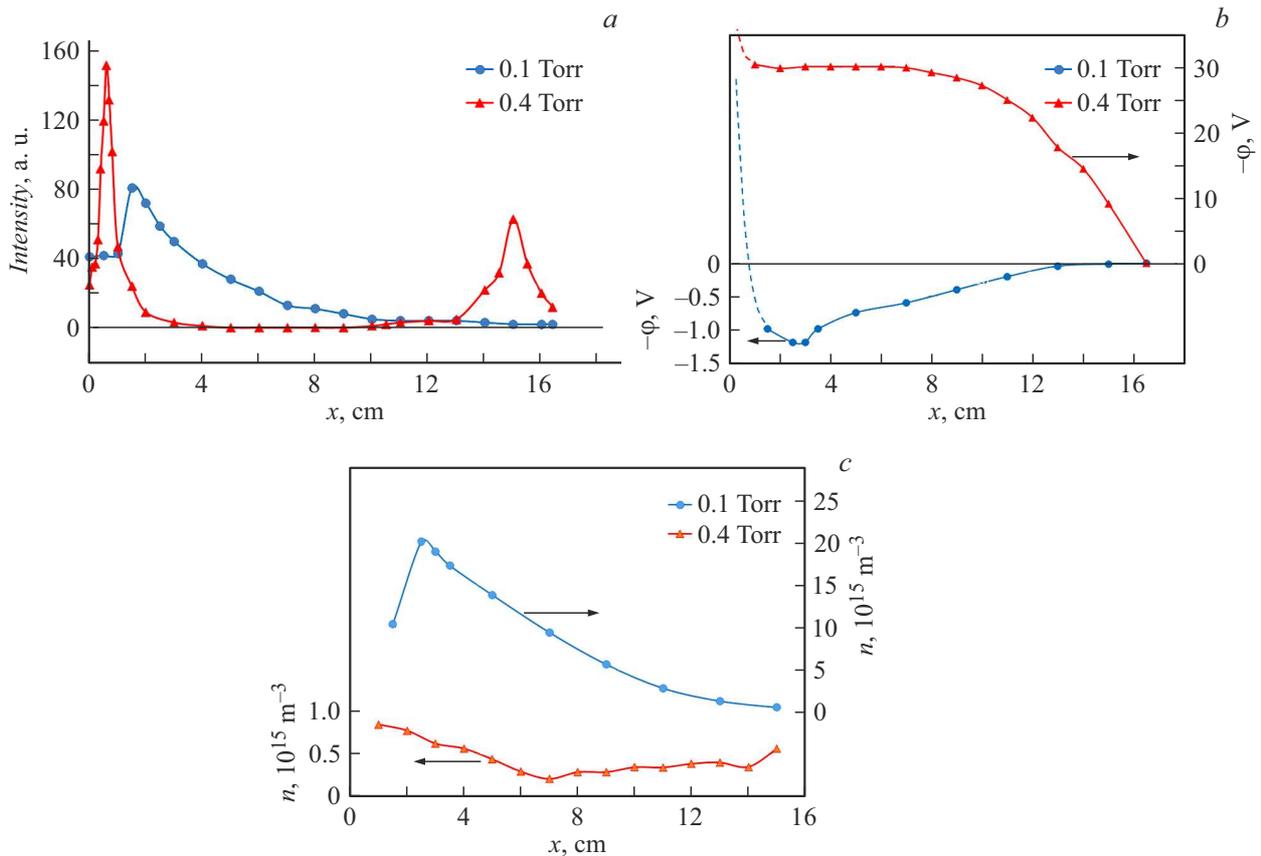


Рис. 1. Аксиальное распределение интенсивности свечения разряда (а), потенциала пространства (катод слева, анод справа) (b) и концентрации электронов (с).

обнаружение при повышении давления. Соответственно температура запертых электронов в плазменной области между первой и второй точками FR низка (менее 1 eV), а их EDF близка к максвелловской.

Для иллюстрации представлены экспериментальные результаты для двух наиболее характерных режимов: при давлениях 0.1 и 0.4 Torr. На рис. 1, а показано распределение интенсивности свечения разряда по длине. Как известно, положению границы катодного слоя d соответствует максимум свечения. Как и следовало ожидать, с повышением давления и уменьшением напряжения толщина слоя уменьшается. Для давления 0.1 Torr толщина $d \approx 1.8$ cm, для 0.4 Torr — $d \approx 0.8$ cm. При давлении 0.1 Torr практически весь разрядный объем занимает плазма NG, анод темный. При давлении 0.4 Torr значительную часть разряда занимает темная область FDS, которое переходит в начало светящегося PC. Вблизи анода наблюдается яркая пленка анодного свечения.

На рис. 1, b представлены аксиальные измерения потенциала плазмы. Зондовые измерения были выполнены до границы катодного слоя, левее которого (т.е. в самом слое) начинается резкий рост потенциала. Температура электронов в плазме NG лежит в диапазоне 0.3–0.4 eV (0.36 eV при $x = 7$ cm). Видно, что при низком давлении потенциал имеет минимум примерно при $x_m \approx 2.8$ –3 cm. Эта точка примерно соответствует

максимуму плотности плазмы (рис. 1, c). Плазменная область представляет собой потенциальную яму для электронов с малым (~ 1 V) перепадом потенциала по отношению к опорному электроду (заземленному аноду).

В то же время для давления 0.4 Torr наблюдается совершенно другая картина. Во-первых, наблюдается положительное анодное падение величиной примерно 30 V. Во-вторых, точка первого обращения поля слабо выражена и расположена примерно при $x_m \approx 1.5$ –2 cm. Далее следует слабое изменение потенциала до второй точки обращения поля (~ 6 –7 cm). После нее наблюдается рост потенциала и соответственно электрического поля в переходной к PC области. Тогда температура электронов в плазме NG лежит в диапазоне 0.3–0.4 eV и начинает расти в переходной к PC области (0.57 eV при $x = 7$ cm). Спад плотности плазмы в области NG и FDS после перехода к прямому полю сменяется ее ростом при $x > 7$ cm.

Концентрация и средняя энергия электронов определялись интегрированием по энергиям EDF, которая находилась из измерений второй производной зондового тока.

Для получения второй производной зондового тока в абсолютных единицах установка градуировалась подачей на зонд сигнала звуковой частоты (частота модуляции) и

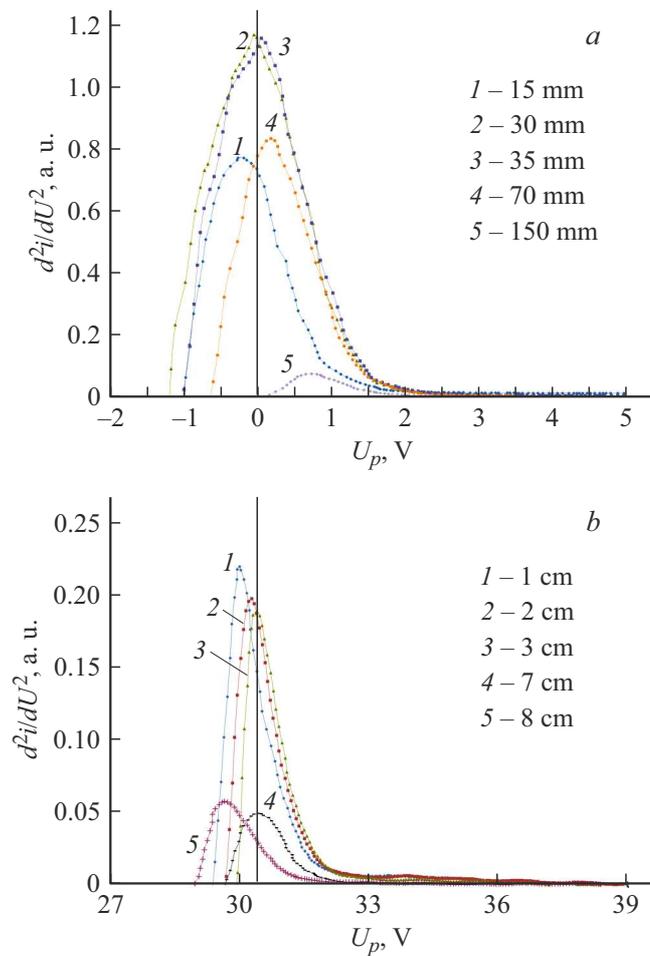


Рис. 2. Вторые производные зондового тока на оси разряда в аргоне для различных расстояний от катода (указаны на рисунке). *a* — $p = 0.1$ Torr, $I = 10$ mA; *b* — $p = 0.4$ Torr, $I = 10$ mA. U_p — напряжение зонда.

рассчитывался ток зонда. Характерный вид измеренных вторых производных приведен на рис. 2, *a* и *b*.

Таким образом, в работе показано, что в тлеющем разряде в аргоне вторая точка обращения знака электрического поля с неизбежностью образуется при увеличении давления газа (параметра $pL > 3$ cm · Torr, где p — давление газа, L — расстояние между анодом и катодом разряда) по мере формирования переходной области от фардеева темного пространства к положительному столбу. Полученные экспериментальные данные подтверждают результаты анализа [4,5] и моделирования [7], свидетельствующие об образовании второй точки обращения поля в переходной к положительному столбу области тлеющего разряда.

Финансирование работы

А.А. Кудрявцев благодарит за поддержку РФФ (грант № 22-22-00308).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ю.П. Райзер, М.Н. Шнейдер, ТВТ, **29** (6), 1041 (1991). [Yu.P. Raizer, M.N. Shneider, High Temp., **29** (6), 833 (1991).]
- [2] J.P. Boeuf, L.C. Pichford, J. Phys. D: Appl. Phys., **28** (10), 2083 (1995). DOI: 10.1088/0022-3727/28/10/013
- [3] V. Kolobov, V. Godyak, Phys. Plasmas, **26** (6), 060601 (2019). DOI: 10.1063/1.5093199
- [4] Ю.П. Райзер, *Физика газового разряда* (Интеллект, Долгопрудный, 2009).
- [5] Л.Д. Цендин, УФН, **180** (2), 139 (2010). DOI: 10.3367/UFN.0180.201002b.0139 [L.D. Tsendin, Phys. Usp., **53** (2), 133 (2010). DOI: 10.3367/UFNe.0180.201002b.0139].
- [6] Е.И. Прохорова, А.А. Кудрявцев, А.А. Платонов, А.Г. Слышов, ЖТФ, **87** (7), 1107 (2017). DOI: 10.21883/JTF.2017.07.44687.2076 [E.I. Prokhorova, A.A. Kudryavtsev, A.A. Platonov, A.G. Slyshov, Tech. Phys., **62** (7), 1122 (2017). DOI: 10.1134/S1063784217070209].
- [7] Ch. Yuan, J. Yao, E.A. Bogdanov, A.A. Kudryavtsev, Zh. Zhou, Phys. Rev. E, **101** (3), 031202 (R) (2020). DOI: 10.1103/PhysRevE.101.031202
- [8] V.I. Kolobov, L.D. Tsendin, Phys. Rev. A, **46** (12), 7837 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevA.46.7837