

03;04

Об обратном электрическом поле в прикатодной области тлеющего разряда в гелии

© А.А. Кудрявцев, С.У. Нисимов, Е.И. Прохорова, А.Г. Слышов

Карельская государственная педагогическая академия, Петрозаводск

E-mail: prokhorova@kspu.karelia.ru

Санкт-Петербургский государственный университет

Поступило в Редакцию 5 марта 2011 г.

Продольные распределения параметров плазмы в коротком (без положительного столба)¹ тлеющем разряде в гелии свидетельствуют о формировании потенциальной ямы для тепловых электронов и обращения знака электрического поля в плазме отрицательного свечения и фарадеева темного пространства. В зависимости от приведенной длины разряда pL образуются одна или две точки обращения поля; от этого зависит знак анодного падения.

К настоящему времени установлено (см., например, [1,2]), что само существование таких неотъемлемых плазменных областей тлеющего разряда, как отрицательное свечение (NG) и фарадеево темное пространство (FDS), обусловлены нелокальной ионизацией быстрыми электронами, набравшими свою энергию в сильном поле катодного падения (CF). В плазме NG и FDS электрическое поле мало, причем в зависимости от условий там формируется одна или две точки обращения знака электрического поля (FR) [1–4]. Положение первой точки FR определяет долю ионов, возвращающихся на катод. В свою очередь, наличие потенциальной ямы для электронов в плазме приводит к запираению внутри нее отрицательных ионов и пылевых (аэрозольных) частиц, что важно для приложений. Однако, несмотря на большой научный и практический интерес, результаты прямых зондовых измерений дают противоречивые данные о явлении FR [1–4]. Фактически единственным надежным его доказательством на сегодня

¹ Положительный столб (PC) является автономной системой и образуется только в длинных разрядах в трубках [1]. Поскольку он не является необходимой частью разряда, то ниже будем рассматривать короткий (без PC) тлеющий разряд.

остается эксперимент, выполненный в [3], где для короткого разряда $pL \approx 1 \text{ см} \cdot \text{Торр}$ в смеси аргона с азотом смена знака электрического поля была зафиксирована тонкой методикой лазерной оптогальванической спектроскопии. В свою очередь, результаты [4] свидетельствуют, что в разряде в аргоне с $pL \approx 3 \text{ см} \cdot \text{Торр}$ расстояние между точками обращения поля l_{FR} составляет величину порядка $pl_{FR} \approx 0.6-0.8 \text{ см} \cdot \text{Торр}$. При этом глубина потенциальной ямы определяется температурой T_e запертых в потенциальной яме электронов, которая в плазме NG низка (менее нескольких десятых eV [2,5]). Поэтому при давлениях p выше 1 Торр получить с помощью подвижного зонда непротиворечивые данные о явлении FR весьма затруднительно. Для получения надежной информации необходимо использовать весь комплекс измерений с учетом априорной информации.

В данной работе проведены измерения пространственного распределения параметров прикатодной области короткого (без положительного столба) тлеющего разряда в гелии. Показано, что при низких давлениях потенциальная яма для электронов занимает всю плазменную область, в то время как при увеличении давления газа образуется вторая точка FR; между ней и анодом лежит область прямого поля к аноду.

Основываясь на кинетической модели (см., например, [2,5,6]) отметим, что характерными точками разряда являются: граница слоя CF d и точка x_m максимума концентрации плазмы (экстремума электрического потенциала $\varphi(x)$), соответствующая первой точке FR. Далее за x_m плотность плазмы убывает по направлению к аноду как $n(x)_m \exp(-x/\lambda_F)$, где характерный масштаб спада плотности плазмы в FDS λ_F [2,5] можно оценить по интерполяционной формуле $\lambda_F^{-1} = 2.4/R + \lambda_e^{-1}$ (R — радиус трубки, $\lambda_e = \lambda \sqrt{M/m}$ — длина энергетической релаксации электронов в атомарных газах). Поскольку здесь диффузионная компонента электронного тока обычно превышает полный ток ($eD_e \nabla n > j$), то возникает обратное поле, тормозящее электроны. Длина этой области FDS даже в наиболее благоприятном случае атомарных газов не превышает нескольких $\text{см} \cdot \text{Торр}$ [2]. Поэтому без применения специальных мер обычным подвижным зондом уверенно разрешить эту область FR можно только при низких давлениях.

В зависимости от величины параметра pL в тлеющих разрядах следует ожидать двух основных сценариев [2]:

1. Когда длина межэлектродного промежутка $L < d + \lambda_F$, участок обратного поля с потенциальной ямой для электронов простирается

вплоть до анода. В этом случае и знак анодного падения (AF) отрицательный, тормозящий электроны.

2. При увеличении же длины разряда (параметра pL) при $L > d + \lambda_F$ следует ожидать образования второй точки обращения поля и восстановления прямого поля в плазме и перехода к РС. Соответственно и знак AF здесь должен измениться на положительный².

Измерения проводились в цилиндрической разрядной трубке длиной $L = 165$ mm с внутренним радиусом $R = 74$ mm с плоскими молибденовыми катодом и анодом диаметрами 56 и 60 mm соответственно при давлениях гелия 0.3–10 Torr. В трубке располагался подвижный цилиндрический зонд длиной 3 mm и диаметром 0.2 mm, позволяющий проводить измерения вдоль оси разряда. Использовался метод модуляции зондового тока с введением в зондовую цепь 100%-го модулированного высокочастотного сигнала. Низкочастотный сигнал, возникающий в зондовой цепи, регистрировался селективным усилителем с синхронным детектором. По измеренным вторым производным зондового тока рассчитывались функция распределения электронов и другие характеристики электронов, а по ее нулю определялся потенциал пространства. Аксиальные профили излучения регистрировались с помощью подвижного световода. По максимуму свечения определялись положение границы катодного слоя (толщина d) [2,6] и начало плазменной части NG, по минимуму — начало FDS.

Как уже отмечалось, для достижения лучшего пространственного разрешения измерения целесообразно проводить при низких давлениях, когда длины пробега частиц и все интересующие пространственные размеры максимальны. На рис. 1 приведены аксиальные распределения параметров разряда для давления $p = 0.3$ Torr и разрядного тока $I = 5$ mA. Маркерами на рисунке обозначены экспериментальные точки. В этих условиях как длины энергетической релаксации λ_e , так и длина пробега электронов с энергией, равной катодному падению (range), велики, так что должен реализовываться случай с одной точкой FR. Как видно из рис. 1, *a*, на профиле потенциала плазмы наблюдается потенциальная яма с минимумом при $x_m \approx 4$ cm и глубиной порядка 1 eV. На расстоянии 25 mm вблизи катода (в катодном слое) напряжение относительно заземленного анода изменяется от -970 V на катоде

² Вопрос о смене знака анодного падения является до сих пор дискуссионным [2], так что детальный анализ всех возможных ситуаций будет предметом отдельного рассмотрения.

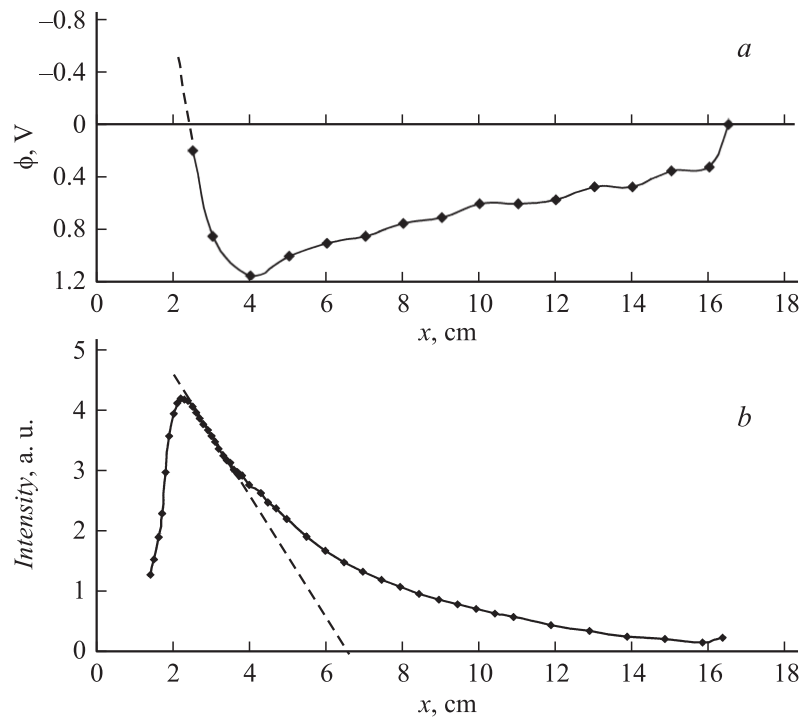


Рис. 1. Аксиальное распределение потенциала (*a*), свечения (*b*). x — расстояние от катода. Давление 0.3 Торг, ток 5 мА.

до $+0.2$ V на расстоянии 25 мм от катода. Толщина прикатодного слоя d , определенная по максимуму свечения (рис. 1, *b*), равна 23 мм. Эта толщина соответствует оценке из распределения потенциала по крайнему положению зонда, при котором фиксировался заметный электронный ток. Экстраполяция спада свечения (пунктир на рис. 1, *b*) соответствует положению границы между NG и FDS примерно на 65 мм от катода.

Таким образом, результаты экспериментов показывают, что в случае низких давлений, когда $\lambda_e + d \geq L$, реализуется одна точка FR, а потенциал плазмы относительно анода меняет знак и анодное падение отрицательное (тормозит электроны).

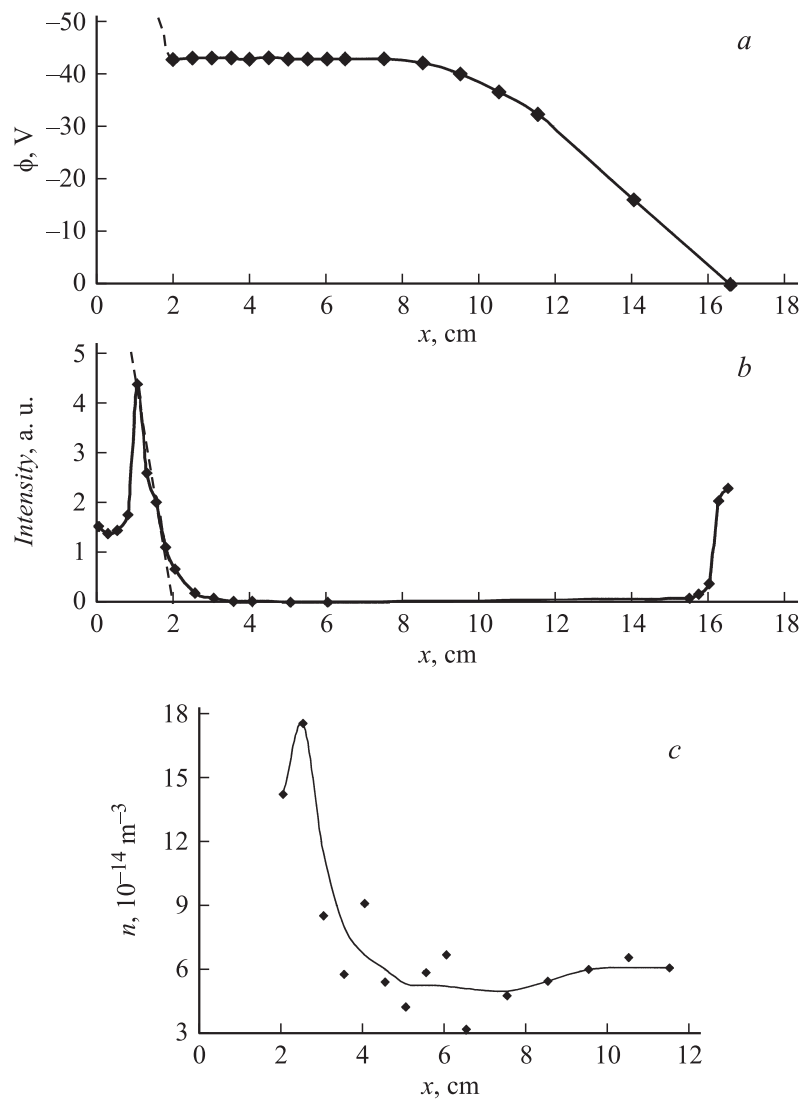


Рис. 2. Аксиальное распределение потенциала (*a*), свечения (*b*) и концентрации электронов (*c*). x — расстояние от катода. Давление 1.5 Torr, ток 10 mA.

На рис. 2 приведены результаты измерений аксиальных профилей для $p = 1.5$ Torr и тока $I = 10$ mA ($U = 550$ V). В слое вблизи катода напряжение уменьшается от -550 V на катоде до -43 V (рис. 2, *a*). Толщина прикатодного слоя, определенная по максимуму свечения (рис. 2, *b*), равна 10 mm. Как и следовало ожидать, при более высоких давлениях разрешить в плазме потенциальную яму для электронов сложнее. На профиле потенциала пространства (рис. 2, *a*) наблюдается участок его слабого изменения. Область за максимумом концентрации электронов (рис. 2, *c*) соответствует области обратного поля, которую можно рассматривать как потенциальную яму глубиной порядка 0.5 eV. Оценка длины энергетической релаксации для условий рис. 2 дает 23 mm. Результаты показывают, что при увеличении давления уменьшается как длина FR, так и глубина потенциальной ямы. Последнее обстоятельство связано с уменьшением температуры электронов за счет упругих столкновений с атомами. Оценка длины области NG по длине пробега электронов с энергией, равной катодному падению [3] дает 35 mm, примерно соответствует экспериментально наблюдаемой (рис. 2, *b*). На расстояниях, больших 35 mm от катода, располагается область FDS. Как видно из рис. 2, *a*, за областью слабого изменения потенциала на расстояниях 8 cm от катода и далее восстанавливается заметное прямое поле. Отметим, что свечение разряда регистрируется только вблизи анода, т.е. в исследуемых условиях область FDS достаточно длинная. Она значительно превосходит радиус трубки и наблюдается даже в области заметного прямого поля (рис. 2, *a*). Выполненные эксперименты свидетельствуют о том, что протяженная область FDS занимает практически весь разрядный объем и при более высоких давлениях (до 10–12 Torr). Причины этого остаются пока до конца неясными. Одной из возможных причин может быть пеннинговская ионизация с участием метастабильных атомов.

Таким образом, проведенные исследования свидетельствуют о формировании потенциальной ямы для тепловых электронов и обращении знака электрического поля в прикатодной плазме отрицательного свечения и фарадеева темного пространства. В зависимости от приведенной длины разряды pL образуются одна или две точки обращения поля, с которыми коррелирует знак анодного падения (соответственно отрицательный и положительный).

Авторы благодарят Л.Д. Цендина за внимание и помощь в работе.

А.А. Кудрявцев благодарит за поддержку РФФИ № 09-02-01194.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
- [2] Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010.
- [3] Gottscho R., Mitchell A., Scheller G.R., Chan Yin-Yee, Graves D. // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. N 11. P. 6407–6414.
- [4] Fiala A., Pichford L.C., Boeuf J.P. // Phys. Rev. W. 1984. V. 49. N 6. P. 5607–5622.
- [5] Kolobov V.I., Tsendin L.D. // Phys. Rev. A. 1992. V. 46. P. 7837.
- [6] Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д. // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 8. С. 71–82.