

УДК 533.9.082

**РАДИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ПАРАХ ИОДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ**

Л. М. Волкова, А. М. Девятков, М. К. Тараджидзе \*

*(кафедра физической электроники)*

В положительном столбе разряда в парах иода низкого давления измерено радиальное распределение потенциала плазмы и заряженных частиц. Дается качественное объяснение экспериментальных данных. Результаты работы согласуются с полученными Дж. Б. Томпсоном зависимостями потенциала плазмы и заряженных частиц от радиальных координат.

1. Электроотрицательные вещества в ионизованном состоянии и их смеси с другими газами широко применяются для решения ряда прикладных задач плазмохимии, создания газоразрядных лазеров и источников пучков отрицательных ионов [1—4; 5, Гл. 15]. Информация о свойствах такой плазмы представляет, кроме того, большой научно-познавательный интерес, так как элементарные и коллективные процессы в них обладают рядом особенностей по сравнению с процессами в плазме, не содержащей отрицательных ионов.

Если отношения концентрации отрицательных ионов  $n_-$  к плотности электронов  $n_e$  становятся значительно больше единицы, то получается так называемая ион-ионная плазма. Ее свойства сильно отличаются и качественно и количественно от характеристик электрон-ионной плазмы, в которой  $n_-/n_e \ll 1$ . В условиях, когда  $n_-/n_e \gg 1$ , имеется много нерешенных проблем баланса заряженных частиц, установления стационарных значений параметров такой плазмы [5, Гл. 15; 6, Гл. 8].

В присутствии заметного количества отрицательных ионов в плазме обычно возникают интенсивные электромагнитные колебания, стоячие и бегущие страты, наблюдается явление шнуrowания.

Все эти явления и химическая активность большинства электроотрицательных элементов затрудняют экспериментальные исследования ионизованного газа, где  $n_-/n_e \approx n_-/n_e \gg 1$ . Из-за скудности экспериментальных данных и сложности их интерпретации до сих пор не создана количественная теория плазмы в электроотрицательных газах. Разработка такой теории только начинается (см., напр., [7, 8] и ссылки в них).

2. Нам известны результаты одного исследования [9] (см. также [5, с. 697]), где были определены зависимости от радиальных координат плотностей электронов  $n_e$ , положительных  $n_+$  и отрицательных  $n_-$  ионов и потенциала пространства  $V_0$  в положительном столбе (ПС) разряда в электроотрицательном газе (кислороде) при низких давлениях, когда  $n_-/n_e \approx 20$ . Результаты этих измерений оказались совершенно отличающимися от соответствующих зависимостей в ПС разрядов в электроположительных газах: на большом протяжении радиуса трубки ( $0 \leq r/R \leq 0,78$ ) значения  $n_e$  и  $V_0$  не зависели от расстояния от оси ПС.

Мы решили измерить указанные зависимости в ПС в парах иода — веществе, заметно отличающемся от объекта исследований [9] по массе ( $M(O_2) = 32$ ,  $M(I_2) = 254$ ) и по значениям сродства к электро-

\*) Сирия.

ну ( $E_a(O_2)=0,44$ ,  $E_a(O)=1,46$ ,  $E_a(I_2)=2,51$ ,  $E_a(I)=3,06$  эВ [5, с. 211, 59, 240]). Мы также поставили себе задачу попытаться объяснить необычное поведение указанных выше зависимостей.

Давление паров иода  $p(I_2)=0,05$  и  $0,075$  мм рт. ст. и плотность разрядного тока ( $j_d=1,8 \cdot 10^{-4}$  и  $4,4 \cdot 10^{-4}$  А/см<sup>2</sup>) были выбраны близкими к условиям опытов [9]. Кроме того, при выбранных нами значениях давления и плотностей тока ПС имел диффузный вид без стоячих страт, не контрагировался и шумы плазмы были слабые. Все это облегчало проведение экспериментов.

Разрядная трубка была описана в [10].

Измерения в условиях, близких к нашим, в разряде в парах иода показали, что основную часть заряженных частиц составляли ионы  $I_2^+$ ,  $I^-$  и электроны [4, 11].

По оценкам [12, с. 412], исследуемый нами ПС разряда в парах иода находился в диффузионном режиме для положительных и отрицательных ионов: газокинетические длины свободных пробегов ионов были равны:  $\lambda_+(I_2^+) \approx \lambda_-(I^-) = 0,25-0,37$  см для давления паров иода  $p(I_2)=7,5 \cdot 10^{-2}$  и  $5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст., т. е. выполнялось условие  $\lambda_+ \approx \lambda_- < R = 1,9$  см.

3. Концентрация электронов была определена обычным способом по измеренным значениям электронного тока на зонд при потенциале зонда  $V_p = V_0$ . Плотность положительных ионов была вычислена по их току на зонд с использованием формулы Бома. Концентрация отрицательных ионов определялась из условия квазинейтральности:  $n_+(I_2^+) \approx n_-(I^-)$ .

Помимо определения  $n_-(I^-)$  по результатам измерений  $n_+(I_2^+)$  были оценены значения  $n_-(I^-)$  путем решения уравнения баланса, учитывающего основные процессы образования и гибели отрицательных ионов  $I^-$ . Доминирующими реакциями образования заряженных частиц в условиях наших экспериментов являются диссоциативное прилипание и ионизация молекул иода при соударениях с электронами. Устранение положительных и отрицательных ионов  $I_2^+$  и  $I^-$  из объема плазмы в основном происходит за счет ион-ионной рекомбинации.

Некоторую, но меньшую роль могут играть и другие процессы [4, 11]. При малых плотностях тока, как в наших опытах, степень диссоциации мала:  $n(I_2) \gg n(I)$  [4].

Уравнение баланса образования и гибели отрицательных ионов в условиях наших опытов можно записать в виде

$$K_d n_e (I_2) - K_r n (I^-) n (I_2^+) = 0, \quad (1)$$

где  $K_d$  и  $K_r$  — константы скоростей диссоциативного прилипания и ион-ионной рекомбинации, причем  $K_r = 1,47 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup> [11].

Величина  $K_d$  оценивалась по формуле

$$K_d = \int_0^{\infty} q_d(v_e) f(v_e) v_e dv_e. \quad (2)$$

Эффективное сечение диссоциативного прилипания  $q_d(v_e)$  взято из [4]. Функция распределения электронов по скоростям  $f(v_e)$  нами была измерена; она оказалась близкой к максвелловской с  $kT_e \approx 30$  эВ. В наших условиях величина  $K_d$  имела значение порядка  $10^{-11}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>.

Оцененные значения плотности отрицательных ионов превосходили измеренные не более чем вдвое. Измеренные значения концентраций заряженных частиц на оси ПС при изменении давления паров иода и плотности разрядного тока в ранее указанных пределах меня-

лись:  $n_e(0)$  от  $4 \cdot 10^7$  до  $7 \cdot 10^7$  см $^{-3}$ ,  $n_+(0) \approx n_-(0)$  от  $3 \cdot 10^9$  до  $9 \cdot 10^9$  см $^{-3}$ , т. е. мы наблюдали ион-ионную плазму с  $n_+/n_e \approx 100$ , что превосходит соответствующее значение в [9] примерно в пять раз.

В случае  $n_+ \approx n_- \gg n_e$  радиус Дебая определяется концентрацией ионов и их температурой ( $T_+ \approx T_- \approx 400$  К). Он имеет величину порядка  $10^{-2}$  см. Длина свободного пробега ионов  $\lambda_+ \approx \lambda_- < R = 1,9$  см. Это означает, что объект наших исследований является ион-ионной плазмой в диффузионном режиме для ионов.

Зависимости  $n_e(r/R)$ ,  $n_+(r/R) \approx n_-(r/R)$ , измеренные нами в ПС разряда в парах иода, показаны на рис. 1. Измерения могли быть про-

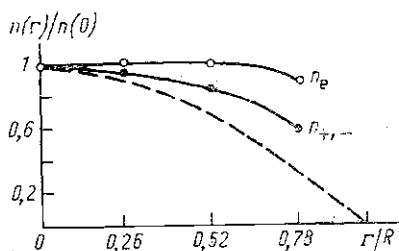


Рис. 1. Зависимости концентрации электронов  $n_e$ , положительных  $n_+$  и отрицательных  $n_-$  ионов от расстояния от оси в парах иода при  $p(I_2) = 5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст.,  $i_d = 2$  мА,  $n_e(0) = 4 \cdot 10^7$  см $^{-3}$ ;  $n_+(0) \approx n_-(0) \approx 3 \cdot 10^9$  см $^{-3}$ ;  $R = 1,9$  см. Штриховая линия — функция Бесселя первого рода нулевого порядка

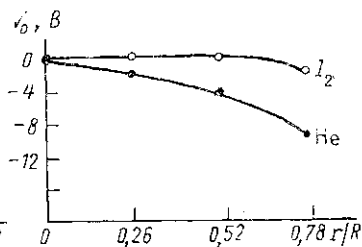


Рис. 2. Радиальное распределение потенциала плазмы  $V_0(r/R)$  в положительном столбе разряда в чистых парах иода и в гелии. Условия проведения измерений — те же, что и для рис. 1, кроме  $p(He) = 0,5$  мм рт. ст.,  $i_d = 20$  мА.

ведены до  $r/R \approx 0,78$  (до  $r = 1,5$  см). На расстояниях от оси ПС  $r/R \approx 0,6$  значения  $n_e(r/R)$  оставались почти постоянными, что обусловлено в наших условиях тремя причинами. Во-первых, при тех давлениях паров иода, что мы использовали, длина свободного пробега электронов  $\lambda_e \gg R$  [12, с. 107]. В таких условиях в ПС разряда во всех газах  $n_e(r/R) \approx \text{const}$ . Во-вторых, в условиях, когда в плазме убыль заряженных частиц из-за рекомбинации превалирует над устранением их за счет диффузии, распределение концентрации по радиусу является постоянным в центральной части и имеет резкий спад вблизи стенок [13, с. 204—205]. Оценки показали, что в объекте наших исследований это условие выполняется: диффузионное время жизни заряженных частиц более чем в 100 раз превышает время их гибели из-за рекомбинации. Это естественный результат больших значений сродства к электрону атомов и молекул иода и малых скоростей ионов (их температура почти равна комнатной при слабых разрядных токах, как у нас) и малого значения градиента концентрации электронов и ионов в центральных областях ПС.

Третьей причиной того что концентрация электронов почти не зависит от радиальных координат на расстоянии более половины радиуса ПС, является малый поток отрицательных зарядов на стенки трубки. Плотность электронов мала, поэтому мала и плотность потока электронов на стенки. Концентрация отрицательных ионов велика, но температура их низка, поэтому даже слабое отталкивающее поле не допускает попадания их на стенки. Из-за этого плотность отрицательных зарядов на стенках незначительна.

Концентрации отрицательных и положительных ионов при удалении от оси ПС монотонно убывают менее круто, чем функция Бесселя (см. рис. 1). По-видимому, это объясняется наличием электронов, распределение которых по радиусу почти постоянно.

Значения потенциалов пространства  $V_0(r/R)$  на разных расстояниях от оси ПС измерялись с помощью подвижных зондов двумя способами: по точке перегиба ВАХ электронного тока на зонд  $i_p(V_p)$  и по точке на ВАХ второй производной тока на зонд, где  $i_p''=0$ . Оба метода дали удовлетворительно согласующиеся между собой в пределах экспериментальных погрешностей ( $\pm 15-20\%$ ) результаты.

Радиальное распределение потенциала пространства  $V_0(r/R)$  почти не зависит от радиальных координат (рис. 2) примерно до таких же расстояний от оси ( $0 \leq r/R \leq 0,6$ ), что и  $n_e(r/R)$ , после чего с увеличением  $r/R$  до  $\sim 0,78$  значения  $n_e$  несколько убывают, а потенциал плазмы  $V_0$  падает (см. рис. 1 и 2).

Из рис. 2 видно, что в ПС разряда в парах иода на расстоянии от оси  $r \approx 0,78 R \approx 1,5$  см отрицательный потенциал уменьшается примерно на 3 В. Это изменение потенциала приходится главным образом на конец исследованного расстояния  $r$  от оси:  $\Delta r \approx 0,3$  см (от  $r \approx 0,6R$  до  $r \approx 0,78R$ ).

Поведение параметров ПС на расстояниях  $r/R \geq 0,78$  мы по техническим причинам не смогли определить. Была измерена разность потенциалов между осью ПС и стенками трубки с использованием пристеночного зонда. Она оказалась равной  $V_0(0) - V_0(R) \approx -45$  В. Оценка этой величины по формуле Пуассона для среднего значения  $\bar{n}_e(r) \approx 10^7$  см<sup>-3</sup> дала близкий по порядку величины к измеренному значению результат:  $V_0(0) - V_0(R) \approx -60$  В. Следовательно, в слое толщиной  $\Delta r = R - 0,78R \approx 0,5$  см происходит изменение потенциала более чем на  $-40$  В, т. е. в этом слое радиальное поле гораздо сильнее, чем в области с радиальными координатами между  $r/R=0$  и  $r/R \approx 0,78$ .

Там же, на рис. 2, приведена зависимость  $V_0(r)$  в ПС разряда в гелии. Она имеет обычный для электроположительных газов вид: по мере удаления от оси потенциал  $V_0(r)$  монотонно становится все более отрицательным.

Радиальное распределение электронов  $n_e(r)$  и потенциала  $V_0(r)$  взаимно обусловлено законом Больцмана [14, с. 240]. Поэтому на тех расстояниях от оси, где  $n_e(r) \approx \text{const}$  (см. рис. 1), должно быть и  $V_0(r) \approx \text{const}$ , что и видно на рис. 2.

4. Радиальное распределение отрицательных ионов, обнаруженное в [9] в разряде в кислороде и в наших измерениях в парах иода в таком виде, как изображено на рис. 1, может устанавливаться лишь в том случае, когда имеется градиент концентрации ионов и задерживающее поле со стороны стенок. Это означает, что распределение потенциала  $V_0(r/R)$  в ПС разрядов в электроотрицательных газах таково, что при удалении от оси происходит небольшое (в пределах точности измерений, поэтому незаметное на рис. 2) уменьшение потенциала пространства, что создает радиальное поле  $E_r \neq 0$ , тормозящее движение отрицательных частиц к стенкам. Величина этого поля небольшая, недостаточная для препятствия движению электронов с большими энергиями, но достаточная для торможения отрицательных ионов с их низкой температурой. В условиях ион-ионной плазмы в отличие от электрон-ионной плазмы устанавливается своеобразный режим амбиполярной диффузии, управляемой отрицательными ионами [5, с. 694—698]. Здесь мы видим, что количественные изменения величины  $n_-/n_e$  приводят к качественно иному механизму ухода заряженных частиц из объ-

ема плазмы на стенки трубки. Согласно причинам, изложенным в п. 2, вклад амбиполярной диффузии, управляемой отрицательными ионами, в удалении ионов из объема плазмы в наших условиях пренебрежимо мал по сравнению с ролью объемной рекомбинации.

5. Из рис. 2 видно, что на расстоянии от оси  $r \approx 0,6R \approx 1,1$  см ПС в радиальном направлении условно можно разделить на два слоя: внутренний ( $0 \leq r \leq 0,6R$ ), цилиндрический, где  $n_e(r) \approx \text{const}$  и  $V_0(r) = \text{const}$ , и внешний ( $0,6R < r < R$ ), в виде полого цилиндра, где  $n_e(r)$  и  $V_0$  начинают убывать.

На расстоянии толщины стенок внешнего слоя ( $\sim 0,4R \approx 0,76$  см) укладываются две или три средние длины свободного пробега ионов. В этом слое в основном происходит все падение потенциала пространства  $V_0(0) - V_0(R) = -45$  В.

Во внутреннем слое условие квазинейтральности имеет вид  $n_+(r) \approx n_-(r)$ , образование отрицательных  $I^-$ , положительных  $I_2^+$  ионов и электронов и их исчезновение происходят за счет реакций, перечисленных в п. 3.

Сильное поле около стенок, тормозящее отрицательно заряженные частицы, должно полностью отталкивать отрицательные ионы и притягивать положительные. Значительная часть электронов из-за их большой энергии преодолевает задерживающий потенциал стенок. Так как в стационарном режиме плотности потоков положительных (ионов  $I_2^+$ ) и отрицательных (электронов) частиц должны быть равны ( $n_+v_+ = n_e v_e$ ), необходимо предположить, что во внешнем слое установится электрон-ионное биполярное движение положительных ионов и электронов в направлении к стенкам.

6. Необходимо отметить, что в разрядах в электроотрицательных газах и парах, когда  $n_+ \approx n_- \gg n_e$ , понятие «положительный столб» (ПС) разряда принимает несколько иной смысл, чем тот, что подразумевается в разрядах в веществах с отрицательными значениями сродства их частиц к электрону. Многие свойства и процессы, происходящие в первом и во втором видах ПС, заметно отличаются друг от друга. Почти все характеристики ПС в электроположительных газах вполне удовлетворительно описываются теориями Шоттки и Ленгмюра—Тонкса [12, §§ 33—37], которые не могут быть использованы для оценок многих параметров ПС в электроотрицательных газах, поскольку в последнем случае некоторые важные предпосылки, заложенные в основы указанных теорий, не выполняются. Прежде всего это предположение о преобладании механизма амбиполярной диффузии, направленной к стенкам трубки, в процессе удаления заряженных частиц над их объемной рекомбинацией. В условиях  $n_+ \approx n_- \ll n_e$  это предположение соблюдается, так как  $m_e/m_+ \ll 1$ ,  $T_e/T_+ \gg 1$ , что приводит к большой разнице подвижностей электронов и ионов:  $\mu_e \gg \mu_+ \approx \mu_-$ . В так называемом ПС, когда  $n_+ \approx n_- \gg n_e$ , все наоборот: массы, температуры и подвижности основной части носителей зарядов (положительные и отрицательные ионы) почти равны друг другу. В таком ионизованном газе основной причиной гибели заряженных частиц является их рекомбинация в объеме даже при тех малых степенях ионизации и малых давлениях газа, при которых в электроположительных газах ролью объемной рекомбинации можно пренебречь по сравнению с их диффузией к стенкам. Этому способствует и еще почти полное отсутствие радиального электрического поля в большей части сечения ПС, что в свою очередь вызвано малой скоростью диффузии заряженных частиц, управляемой отрицательными ионами и направленной к стенкам, и малой плотностью электронов. Из-за этих причин в ион-ионной плаз-

ме отсутствует постоянный избыток плотности положительных зарядов над отрицательными.

Нейтральное плазменное образование, расположенное между анодом и катодными частями разряда, и в электроотрицательных газах можно, следуя традиции, условно называть положительным столбом, что мы и делаем в этой статье, помня при этом вышесказанные замечания об отличиях свойств ПС в электроотрицательных и электроположительных веществах.

Все, что здесь сказано о различиях свойств ПС в иоде и в электроположительных газах, по-видимому, качественно справедливо и в отношении других, а не только для  $O_2$  и  $I_2$ , веществ, атомы и молекулы которых имеют положительные значения сродства к электрону, и при других значениях давления и плотности тока. Естественно, конкретные значения расстояний  $r/R$ , при которых  $n_e(r)$  и  $V_0(r)$  остаются неизменными, будут другими.

В заключение можно сделать следующие выводы.

1) Зависимости  $n_e(r/R)$ ,  $V_0(r/R)$ , полученные в [9] и в нашей работе, по-видимому, присущи ПС разрядов во всех электроотрицательных газах, когда  $n_+/n_e \approx n_-/n_e \gg 1$ .

2) Несмотря на то что в таких разрядах  $n_e \ll n_+ \approx n_-$ , зависимость  $V_0(r)$  определяется радиальным распределением  $n_e(r)$ . Последнее также влияет на вид  $n_+(r) \approx n_-(r)$ .

3) ПС разряда в электроотрицательных газах можно разделить в радиальном направлении на два слоя, резко отличающихся поведением  $V_0(r)$ ,  $n_e(r)$  и механизмами, управляющими балансом заряженных частиц.

Для решения многих проблем физики ионизованного газа в электроотрицательных газах необходимо проводить систематические исследования его параметров, меняя в широком диапазоне значения сродства к электрону частиц излучаемого газа, давления, плотности тока и размеров разрядной трубки.

Авторы выражают благодарность проф. А. А. Рухадзе за полезное обсуждение и ценные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зарецкий А. Н., Кириллов Г. А., Кормер С. Б. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. 48. С. 1611; Bauvier A. J., Basic R., Bauvier A. et al. // Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. (USA). 1993. 1810. P. 493.
2. Бредерлов Г., Филл Э., Витте К. Мощный иодный лазер. М., 1985. С. 157; гл. 2, 3.
3. Shay T., Капо Н., Collins G. J. // Appl. Phys. Lett. 1975. 26, N 9. P. 531.
4. Davis C. C., King T. A. // Second Intern. Conf. on Gas Discharge. L., 1972. P. 127.
5. Мессис Г. Отрицательные ионы // М., 1979.
6. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах // М., 1967.
7. Цендин Л. Д. // ЖТФ. 1985. 85, № 12. С. 2318; ЖТФ. 1989. 89, № 1. С. 21.
8. Lichtenberg A. J., Vahedi V., Lieberman M. A. // J. Appl. Phys. 1994. 75, N 5. P. 2339; 1994. 76, N 1. P. 625.
9. Thompson J. V. // Proc. Roy. Soc. 1961. A262. P. 503.
10. Волкова Л. М., Девятов А. М., Таракджи М. К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. 35, № 1. С. 63.
11. Philip C. M., Coulter R. M. // Phys. Lett. 1970. 32, N 4. P. 259.
12. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.; Л., 1952. Т. 1.
13. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. М., 1977.
14. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т. 2: Установившийся ток. М., 1971. С. 432.

Поступила в редакцию  
08.09.94