

**ВЛАДИМИР СТАНИСЛАВОВИЧ ИГНАХИН**

кандидат физико-математических наук, преподаватель кафедры электроники и электротехники физико-технического факультета, Петрозаводский государственный университет (Петрозаводск, Российская Федерация)  
*art101@mail.ru*

**ВАЛЕРИЙ ИВАНОВИЧ СЫСУН**

доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой электроники и электротехники физико-технического факультета, Петрозаводский государственный университет (Петрозаводск, Российская Федерация)  
*vsysun@psu.karelia.ru*

**АЛЕКСАНДР АНДРЕЕВИЧ ТИХОМИРОВ**

кандидат физико-математических наук, доцент кафедры энергообеспечения предприятий и энергосбережения физико-технического факультета, Петрозаводский государственный университет (Петрозаводск, Российская Федерация)  
*sasha.82@mail.ru*

**ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ\***

В работе были получены экспериментальные данные по ионному току на зонд в условиях разряженной плазмы. Было проведено сравнение экспериментальных результатов с результатами теоретического моделирования. Анализ данных показывает, что во всех случаях результат эксперимента близок к приближению радиального дрейфа и влияние тепловой скорости ионов на величину зондового тока отсутствует.

Ключевые слова: плазма, электрические зонды, диагностика

Одной из основных задач зондовой диагностики плазмы является определение концентрации плазмы, что достигается измерениями либо электронного, либо ионного тока насыщения [2]. При этом, для того чтобы измерительный зонд не влиял существенным образом на параметры исследуемого плазменного объекта, потери заряженных частиц на зонде должны быть существенно меньше суммарных потерь в плазме вследствие рекомбинации. Поэтому часто концентрация плазмы определяется по ионной ветви зондовой характеристики. Недостатком этого подхода является сложность теоретической интерпретации измеренного ионного тока.

В настоящее время для теоретической интерпретации ионной части зондовой характеристики используются различные теоретические интерпретации, применимость каждой из которых зависит от конкретных параметров плазмы (давление, температура компонент и т. п.). Так, в области низкого давления это орбитальная и радиальная теории [14], [15]. Орбитальная теория применима в том случае, когда ионы обладают значительным моментом количества движения (ионная температура отлична от нуля) и выполняется приближение бесстолкновительного движения, при этом учитываются все орбиты ионов в поле зонда. В этом случае даже редкие столкновения ионов с нейтралами разрушают орбитальное движение частиц и могут существенным образом влиять на сбор тока зондом, что показано численными расчетами методами молекулярной динамики [3].

В случаях, когда модель орбит неприменима, более корректной является теория радиального дрейфа, предполагающая чисто радиальное движение ионов на зонд. Упрощением радиальной теории является теория слоя, когда поверхность слоя пространственного заряда рассчитывается по закону «3/2», считая что весь потенциал сосредоточен в слое, а плотность тока на слой рассчитывается по скорости  $\sqrt{\frac{kT_e}{M}}$  (где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T_e$  – температура электронов,  $M$  – масса иона). Теория слоя дает большую ошибку при малых размерах зондов, когда отличие геометрии от плоской существенно [9]. Отметим, что как радиальная, так и орбитальная теории не учитывают ионизацию в объеме и предполагают формирование тока на бесконечности.

Теория ионного тока на электрический зонд при промежуточных давлениях без учета ионизации рассматривалась в [4], [15]. Расчеты для плотной плазмы [10] показали существенное влияние ионизации на величину ионного тока насыщения. Ввиду этого актуальным является исследование влияния ионизации на формирование ионного тока на зонд при низких и промежуточных давлениях. Учет ионизации при низких и промежуточных давлениях проводился в [8], [10]. В [8] рассматривается аналитическая модель в приближении радиального дрейфа с учетом ионизации и столкновений с атомами, в [7] дополнительно учтены влияние температуры ионов через орбитальный момент на величину зондово-

го ионного тока. Однако сравнения результатов этих работ с экспериментом не выполнялось.

В данной работе приводятся результаты некоторых экспериментов по измерению ионного тока на сферические и цилиндрические зонды в широком диапазоне размеров зондов и сравнение с моделями [1], [8].

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для сравнения теоретических результатов с экспериментом требуется иметь хорошо изученный плазменный объект, параметры плазмы которого известным образом определяются макропараметрами разряда (родом газа наполнения, его давлением, разрядным током, размером камеры). Другой возможный подход состоит в измерении параметров плазмы (в первую очередь концентрации) независимым способом. В данной работе был выбран первый путь – зондовые измерения проводились в разреженной плазме положительного столба цилиндрической трубки. Параметры плазмы положительного столба могут быть найдены по параметрам разряда (давление, ток, размер трубки и т. д.) по известным теориям [1].

Разрядная камера, в которой зажигался тлеющий разряд, имеет форму трубки (использовались две трубки – внутренние радиусы 1,0 и 1,5 см). В трубке имеются два стеклянных отстоя, изготовленных на основе вакуумных кранов, предназначенных для размещения в них зондов. Такая конструкция позволяет производить замену зондов. Расстояние между зондами составляет 12 см.

Для осуществления разряда в трубке меньшего диаметра разрядная камера была дополнена внутренней вставкой 1 (рис. 1). Диаметр внутренней трубки в эксперименте составлял 8 мм.

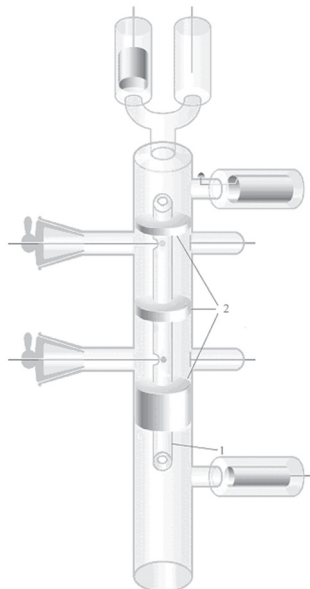


Рис. 1. Общий вид разрядной камеры с внутренней вставкой: 1 – внутренняя трубка диаметром 8 мм; 2 – перегородки

Зонды изготавливались из вольфрамовой и молибденовой проволоки. Были изготовлены сферические зонды различного диаметра (300 мкм, 500 мкм, 2,5 мм), а также цилиндрические зонды диаметрами 25 и 75 мкм. Цилиндрические зонды изготавливались методом электрохимического травления, сферические – оплавлением в электрической дуге. Для исключения подвода из эффективной площади поверхности зонда подвод в дальнейшем изолировался при помощи капилляра из молибденового стекла. Зонды посредством системы магнитного перемещения могли позиционироваться вдоль радиуса разрядной трубки.

Для откачки разрядной камеры использовался вакуумный пост Leybold PT 70 Dry, состоящий из безмасляного спирального форвакуумного насоса и турбомолекулярного насоса. Разрядная камера откачивалась до остаточного давления не выше  $2 \cdot 10^{-5}$  торр. Напуск рабочего газа в камеру осуществлялся посредством натекателя. Контроль напущенного газа производился с помощью баротрона (диапазон измеряемого давления 0,05–10 мм рт. ст.). Зондовые измерения проводились по однозондовой методике. Осевое поле в разряде оценивалось по двухзондовой методике [8].

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 2 представлена типичная вольт-амперная характеристика зондов, полученных в эксперименте.

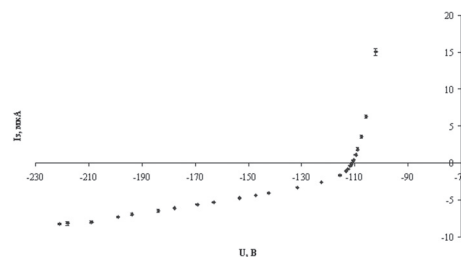


Рис. 2. Зондовая характеристика. Радиус трубки  $R_{tr} = 0,4$  см; аргон 0,08 торр; ток разряда  $I_r = 1,5$  мА; сферический зонд  $r_z = 0,15$  мм

Электронная температура  $T_e$  определялась методом первой производной зондового тока в точке плавающего потенциала, считая, что она существенно превышает производную ионного тока [7]:

$$\frac{kT_e}{e} = I_i \left( \frac{dI_e}{dU} \right)^{-1} = \frac{I_i}{\frac{dI_z}{dU} + \frac{dI_i}{dU}} \approx \frac{I_i}{\frac{dI_z}{dU}}. \quad (1)$$

Здесь  $I_i$  – ионный ток в точке плавающего потенциала,  $I_z$  – зондовый ток.

Потенциал плазмы определялся по плавающему потенциалу:

$$U_n = U_0 + \Delta U_0, \quad \frac{e\Delta U_0}{kT_e} \approx \ln \left( 0,67 \sqrt{\frac{M}{m}} \right), \quad (2)$$

где  $m$  – масса электрона.

Ионный ток определялся по известному потенциалу плазмы путем вычитания электронного тока:

$$I_e = \frac{en_0 S_z}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \exp\left(-\frac{|eU_z|}{kT_e}\right), \quad (3)$$

где  $S_z$  – площадь зонда.

### СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Теория плазмы положительного столба в диффузионном режиме ( $\lambda_i, \lambda_e < R_{\text{ст}}$ ), развитая Шоттки [1], позволяет определить параметры плазмы (концентрацию, частоту ионизации) по известным разрядным условиям (род газа, давление, ток).

Плотность разрядного тока связана с концентрацией электронов следующим соотношением:

$$j = e\mu_e nE, \quad (4)$$

где  $\mu_e$  – подвижность электронов,  $n$  – концентрация электронов ( $n = n_e \approx n_p$ ),  $E$  – напряженность поля. Ток разряда, учитывая бесселевский профиль концентрации, таким образом,

$$I = e\mu_e E \int_0^{R_{\text{ст}}} 2\pi n_0 J_0 \left(2.4 \frac{r}{R_{\text{ст}}}\right) dr \approx 0.423 e\mu_e n_0 E \pi R_{\text{ст}}^2, \quad (5)$$

где  $n_0$  – концентрация электронов на оси. Из последнего соотношения можно получить концентрацию плазмы при известном токе разряда. Величина поля  $E$  находилась в эксперименте. В неоне  $\mu_p = 1,5 \cdot 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{торр}/(\text{В} \cdot \text{с})$ , в аргоне –  $\mu_p = 3,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{торр}/(\text{В} \cdot \text{с})$  [6].

В пренебрежение объемной рекомбинацией частота ионизации находится из соотношения:

$$z = D_a / \Lambda^2 \equiv v_{\text{да}}, \quad \Lambda = R_{\text{ст}} / 2.4. \quad (6)$$

Коэффициент амбиполярной диффузии  $D_a$  находится по соотношению:

$$D_a = \mu_p \frac{kT_e}{e}, \quad (7)$$

где  $\mu_e$  – подвижность ионов. Подвижность ионов неона  $\mu_p = 4,2 \text{ см}^2 \cdot \text{атм}/(\text{В} \cdot \text{с})$ , аргона  $\mu_p = 1,53 \text{ см}^2 \cdot \text{атм}/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

Длина свободного пробега ионов, предполагая, что доминирующим механизмом рассеяния является резонансная перезарядка, определялась по соотношению:

$$\lambda_i = \frac{1}{n\sigma_n}. \quad (8)$$

Величины сечений  $\sigma_n$  для неона  $\sigma_n = 3,83 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ , для аргона  $\sigma_n = 7,19 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  [12].

По известным значениям  $T_e, n_0, z, \lambda_i$  таким образом можно получить безразмерные параметры  $U = \frac{e\varphi}{kT_e}$ ,  $a = \frac{r_s}{\lambda_0} = \frac{r_s e}{\sqrt{\epsilon_0 kT_e / n_0}}$ ,  $A = \frac{z\lambda_0}{\sqrt{kT_e / M}} = \frac{z}{\omega_i}$ ,  $l_i = \frac{\lambda_i}{\lambda_0}$ ,

$j' = \frac{j}{en_0 \sqrt{kT_e / M}}$  ( $\lambda_0$  – электронный дебаевский радиус) для сравнения с результатами теории [8], [10]. Некоторые результаты сравнения расчетных и экспериментальных ВАХ приведены на рис. 3–4.

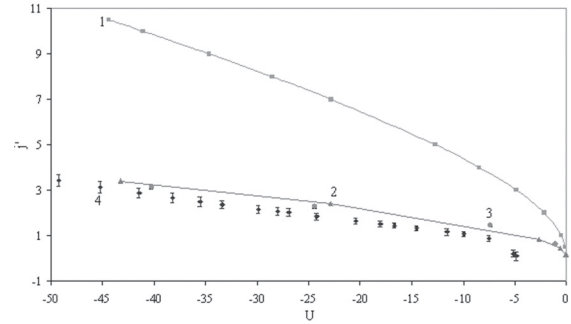


Рис. 3. Сравнение результатов эксперимента с теоретическими расчетами (неон, 0,5 торр, ток разряда 1,0 мА, радиус трубки 1 см, радиус сферического зонда 1,25 мм. 1 – радиальная теория [16], 2 – приближение радиального дрейфа с учетом ионизации и столкновений [9], 3 – учет ионизации, столкновений и температуры ионов по [7], 4 – эксперимент.  $a = 2,9, l_i = 0,5, A = 0,028$

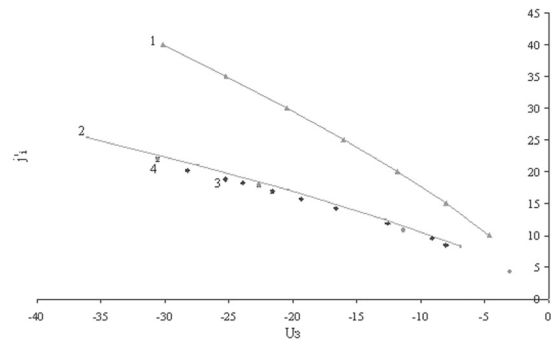


Рис. 4. Сравнение результатов эксперимента с теоретическими расчетами (аргон, 0,15 торр, ток разряда 1,0 мА, радиус трубки 0,4 см, радиус сферического зонда 0,15 мм. 1 – радиальная теория [16]; 2 – приближение радиального дрейфа с учетом ионизации и столкновений [9]; 3 – эксперимент  $a = 0,59, l_i = 1,1, A = 0,075, 4$  – учет температуры по [7]

Во всех экспериментально исследованных случаях величина  $l_i \lesssim 1$ , вследствие чего для данных размеров зондов влияние орбитального движения пренебрежимо мало.

Результаты всех измерений для потенциала  $U = 20$  приведены в таблице.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное сравнение указывает на хорошее соответствие модели радиального дрейфа с учетом ионизации и столкновений результатам эксперимента. Значение параметра  $l_i \sim 1$  и влияние ионной температуры на величину ионного тока в таких условиях пренебрежимо мало даже при размерах зондах  $a \sim 0,01$  (минимальный размер в проведенных экспериментах). В то же время радиальная теория без учета ионизации и столкновений дает завышенный результат, что также связано с влиянием столкновений.

Из проведенных измерений видно, что во всех случаях результат эксперимента близок к приближению радиального дрейфа и влияние тепловой скорости ионов на величину зондового тока отсутствует. В условиях экспериментов [16] величина  $l_i$  была существенно выше ( $\sim 50$ ).

Сравнение результатов измерений с расчетами,  $U_a = -20$ 

Зонд	Газ	Давление, торр	$R_{np}$ , см	$I_{разр}$ , МА	$T_e$ , эВ	$a$	$l_i$	$A$	$j'$ (эксперимент)	$j'$ ([16])	$j'(T_p, \text{учет ионизации и столкновений})$ [9]
Сфер. Rз = 0,15 мм	Аг	0,08	0,4	1,5	3,5	0,52	1,86	0,184	$17,7 \pm 0,3$	33,7	23
Цил. Rз = 37,5 мкм	Аг	0,08	0,4	1,5	3,5	1,3	1,86	0,184	$15,6 \pm 0,3$	27,7	18,3
Цил. Rз = 12,5 мкм	Аг	0,08	0,4	1,5	3,5	0,43	1,86	0,184	$42,0 \pm 0,5$	70,6	47,2
Сфер. Rз = 0,15 мм	Аг	0,15	0,4	1	2,7	0,59	1,14	0,075	$16,1 \pm 0,2$	29,4	16,8
Цил. Rз = 37,5 мкм	Аг	0,15	0,4	1	2,7	0,15	1,14	0,075	$15,0 \pm 0,5$	24,5	12,7
Цил. Rз = 12,5 мкм	Аг	0,15	0,4	1	2,7	0,05	1,14	0,075	$44,0 \pm 0,5$	61,6	32,9
Сфер. Rз = 0,15 мм	Аг	0,25	0,4	1	2,8	0,74	0,86	0,037	$10,4 \pm 0,1$	23,5	11,6
Цил. Rз = 37,5 мкм	Аг	0,25	0,4	1	2,8	0,185	0,86	0,037	$10,1 \pm 0,2$	20,8	8,9
Цил. Rз = 12,5 мкм	Аг	0,25	0,4	1	2,8	0,062	0,86	0,037	$30,0 \pm 0,5$	51,2	22,5
Сфер. Rз = 1,25 мм	Не	0,5	1	1,0	3,7	2,9	0,5	0,028	$1,6 \pm 0,2$	6,4	2,2
Сфер. Rз = 0,25 мм	Не	0,5	1	1,0	3,7	0,58	0,5	0,028	$11,0 \pm 0,9$	29,6	11,7
Сфер. Rз = 1,25 мм	Не	0,23	1	1,0	5,6	1,8	0,7	0,057	$3,3 \pm 0,3$	29,8	4,3
Сфер. Rз = 0,25 мм	Не	0,23	1	1,0	5,6	0,37	0,7	0,057	$24,0 \pm 1,7$	58,1	24,3
Сфер. Rз = 1,25 мм	Аг	0,08	1,5	1,5	2	2,9	1,25	0,015	$3,0 \pm 0,3$	6,2	3,2
Сфер. Rз = 0,15 мм	Аг	0,08	1,5	1,5	2	0,35	1,25	0,015	$30,0 \pm 0,8$	51	31
Цил. Rз = 37,5 мкм	Аг	0,08	1,5	1,5	2	0,35	1,25	0,015	$20,0 \pm 0,3$	39	18
Цил. Rз = 12,5 мкм	Аг	0,08	1,5	1,5	2	0,03	1,25	0,015	$51,0 \pm 1,3$	99	45
Сфер. Rз = 1,25 мм	Аг	0,15	1,5	1,0	2	2,6	0,6	0,009	$2,9 \pm 0,05$	7,2	2,5

\* Работа выполнена при поддержке Программы стратегического развития Петрозаводского государственного университета на 2012–2016 годы, Минобрнауки РФ, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России (2009–2013)», государственные контракты № 14.740.11.0895, № 14.740.11.0137, № 16.740.11.0562, № 14.740.11.1157, № 14.В37.21.0755, № 14.В37.21.0747, № 14.В37.21.1066, а также в соответствии с государственным заданием Минобрнауки России и заказом Департамента научных и научно-педагогических кадров университету на оказание услуг № 2.3282.2011 и № 2.2774.2011.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 544 с.
- Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. М.: Мир, 1967. 546 с.
- Зобнин А. В., Нефедов А. П., Синельщиков В. А., Фортгов В. Е. О заряде пылевых частиц в газоразрядной плазме низкого давления // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. С. 554.
- Мойжес В. Я., Немчинский В. А. Ионный ток насыщения на зонд при больших и промежуточных давлениях // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 419.
- Немчинский В. А. Расчет ионного тока на зонд при промежуточных давлениях в пределе холодных ионов // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 2. С. 416.
- Райзер Ю. П. Физика газового разряда. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Интеллект, 2009. 736 с.
- Сысун В. И. Зондовые методы диагностики плазмы. Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 1997. 60 с.
- Сысун В. И., Игнахин В. С. Радиальная теория ионного тока на зонд в плазме низкого давления с учетом объемной ионизации и столкновений с атомами // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 4. С. 377–386.
- Сысун В. И., Игнахин В. С. Уточнение закона трех вторых и радиальной теории ионного тока на малый зонд или пылевую частицу в разряженной плазме // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 7. С. 60–65.
- Сысун В. И., Тихомиров А. А., Тихонов Е. А., Игнахин В. С. Моделирование ионного тока на зонд с учетом ионизации и столкновений в плазме низкого давления методом крупных частиц // Вестник Воронежского государственного технического университета. 2012. Т. 8. № 8. С. 51–55.
- Ульянов К. Н. Теория зондов в плотной плазме // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 790.
- Физические величины: Справочник / А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.; Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- Allen J. E., Boyd R. L. F., Reynolds P. The collection of positive ions by a probe immersed in a plasma // Proc. Phys. Soc. 1957. Vol. B70. № 6. P. 297–304.
- Allen J. E., Turrin A. The collection of positive ions by a probe immersed in a plasma // Proc. Phys. Soc. 1964. Vol. 83. P. 177–179.
- Bohm D. Minimum ionic kinetic energy for a stable sheath // The characteristics of electrical discharges in magnetic fields / Ed. A. Guthrie, R. K. Wakerling. N. Y.: Mc. Graw-Hill, 1949.
- Sternovsky Z., Robertson S., Lampe M. The contribution of charge exchange ions to cylindrical Langmuir probe current // Phys. Plasmas. 2003. Vol. 10. № 1. P. 300–309.