

03; 04; 07; 09

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕЧЕНИЯ ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ СЛОЕВ ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ ГАЗА

*А. В. Калмыков, Б. Ю. Неженцев, А. С. Смирнов, К. С. Фролов,  
Л. Д. Цендин, Ю. И. Шевченко*

Приводятся результаты исследований пространственного и временного распределения интенсивности свечения разряда в азоте при частоте ВЧ-напряжения 1.76 МГц. При изменении плотности разрядного тока в пределах 0.5—10 мА/см<sup>2</sup> в диапазоне давлений 15—30 Тор наблюдались два режима горения разряда — слаботочный и сильноточный. Указанные режимы имели значительные различия во временном распределении интенсивности свечения. Как показали расчеты, проведенные на основе решения уравнения движения ионов в слое, причиной существования двух режимов горения является различный механизм ионизации в приэлектродных областях.

В [1, 2] отмечалось, что высокочастотный разряд в потоке молекулярных газов может существовать в двух формах, отличающихся величиной вкладываемой в разряд мощности и характером свечения. По своим визуальным характеристикам эти формы аналогичны исследованным в [3]  $\alpha$ - и  $\gamma$ -разрядам и в [4] сильноточному и слаботочному. Переход от одной формы к другой сопровождается изменением структуры приэлектродных слоев. В этой связи представляет значительный интерес исследование процессов в приэлектродных слоях ВЧ разряда. В данной работе приводятся данные о пространственном и временном распределении интенсивности свечения в приэлектродных зонах емкостного ВЧ разряда, позволяющие сделать выводы о механизме ионизации в этих областях [5].

Разряд зажигался в потоке азота при давлении 10—30 Тор и скорости  $\sim 100$  м/с. Высокочастотное напряжение частотой  $\omega/2\pi = 1.76$  МГц подводилось к металлическим электродам 1, отделенным от разрядного промежутка диэлектрическими пластинами 2 с удельной емкостью 2 пФ/см<sup>2</sup>. Емкостное сопротивление пластин 2 ограничивало величину разрядного тока. Типичным являлся сильноточный режим разряда, который характеризуется ярким свечением сравнительно тонких приэлектродных областей толщиной порядка 1 мм. При этом величина разрядного тока изменялась в пределах  $j = 4\text{--}10$  мА/см<sup>2</sup>. В диапазоне давлений 15—30 Тор наблюдался слаботочный режим горения разряда с темными областями вблизи электродов толщиной  $\sim 10$  мм. При подаче напряжения сперва зажигался сильноточный разряд, уменьшая напряжение, переводили сильноточный разряд в слаботочный. Плотность тока в слаботочном разряде составляла  $j \approx 0.5$  мА/см<sup>2</sup>. Более точное определение тока в этом режиме было затруднено, так как он становится меньше токов утечки через емкости монтажа. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Изображение разряда с помощью линзы 3 фокусировалось на горизонтальную щель 4, за которой располагался фотоприемник 5. Перемещая щель с фотоприемником в вертикальном направлении можно было исследовать распределение интенсивности свечения по сечению разрядного промежутка. Для увеличения резкости изображения разряда, длина которого вдоль направления наблюдения составляла  $l \approx 150$  мм,

перед линзой помещалась диафрагма 6. Так как интенсивность излучения в слоях в сильноточном режиме была гораздо больше, то разрешение составляло 0.3 мм, тогда как в слаботочном оно было  $\sim 1.5$  мм. В качестве фотоприемника использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-28 с предварительным усилителем, позволявшем проводить на рабочей частоте фазовые измерения с погрешностью не превышающей  $6^\circ$ .

Осциллограммы свечения фиксировались на двухлучевом осциллографе одновременно с осциллограммами тока через разрядную камеру. Совмещая осциллограммы тока можно было сравнивать фазы максимумов свечения в различных областях плазмы. Привязка фазы свечения к фазе разрядного тока или электрического поля в плазме представляет значительные сложности. Это определяется тем, что в экспериментах можно измерять величину тока через разрядную камеру и напряжение на электродах, которые отличаются от разрядного тока и падения напряжения на разряде из-за утечек тока через паразитные емкости монтажа, и падение напряжения на диэлектрических пластинах.

Величины разрядного тока и падения напряжения на разряде можно рассчитать, используя эквивалентную схему разрядной камеры [2]. Однако точность этих расчетов невелика, особенно при малой величине разрядного тока.

На рис. 2, а, б приведены осциллограммы тока через разрядную камеру совместно с осциллограммами свечения разряда в центре разрядного промежутка и вблизи

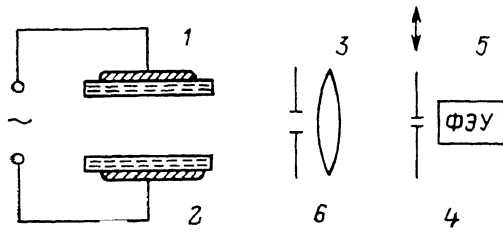


Рис. 1. Схема эксперимента.

электрода для сильноточного и слаботочного разрядов. Как видно из рисунка, излучение из центральной области разряда в обоих случаях промодулировано с удвоенной частотой ВЧ поля. Очевидно, что два соседних максимума свечения соответствуют максимумам электрического поля при противоположных направлениях тока разряда. Величины всех максимумов свечения в центральной области разряда одинаковы. Характер свечения в приэлектродных областях зависит от режима. В сильноточном разряде величины соседних максимумов различны и по-разному зависят от расстояния до электрода. Один из них (рис. 2, а, 1) резко возрастает при приближении к электроду. При этом происходит его сдвиг по фазе относительно тока в сторону запаздывания на  $\Delta\varphi \sim 70^\circ$ . Интенсивность второго максимума слабо зависит от координат. У противоположного электрода, наоборот, возрастает и сдвигается по фазе максимум 2. В слаботочном разряде оба максимума имеют один порядок величины и сдвигаются по фазе при приближении к электроду, причем максимум 1 в сторону запаздывания, а максимум 2 в сторону опережения на  $\Delta\varphi \sim 30-50^\circ$ . У противоположного электрода направление сдвига фаз импульсов 1 и 2 меняется на противоположное.

Зависимость величины максимумов 1 и 2 от координат слаботочного и сильноточного режимов приведены на рис. 3. Видно что интенсивность свечения приэлектродных областей в сильноточном режиме почти на порядок превышает интенсивность свечения в положительном столбе, в то время как в слаботочном режиме свечение спадает к электродам. В слаботочном разряде на расстоянии  $\sim 1$  см от электрода оба максимума 1 и 2 имеют наибольшую величину. В отличие от сильноточного режима в слаботочном не наблюдается однородного положительного столба, что видно из рис. 3, 4, причем толщина приэлектродных областей сравнима с межэлектродным зазором.

Для разъяснения полученных результатов рассмотрим процессы, происходящие в приэлектродных слоях высокочастотного разряда [3]. Пусть выполняются следующие условия:

$$\omega \ll \nu_i, \nu_e, \nu_{\nu}, \quad (1)$$

$$\lambda_e, \lambda_i \ll L, L\sqrt{x}, \quad (2)$$

$$\omega \gg \beta n_e, \quad (3)$$

$$\omega \tau_e \ll 1, \quad (4)$$

$$\omega \tau_i \gg 1. \quad (5)$$

Здесь  $\nu_e, \nu_i$  — частоты столкновений электронов и ионов соответственно;  $l$  — длина свободного пробега;  $\kappa$  — эффективная доля энергии электрона, теряемая при одном столкновении;  $\beta \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$  — коэффициент рекомбинации;  $L$  — толщина приэлектродного слоя;  $\tau_{e,i} = (4\pi en_{e,i} \mu_{e,i})^{-1}$  — максвелловское время

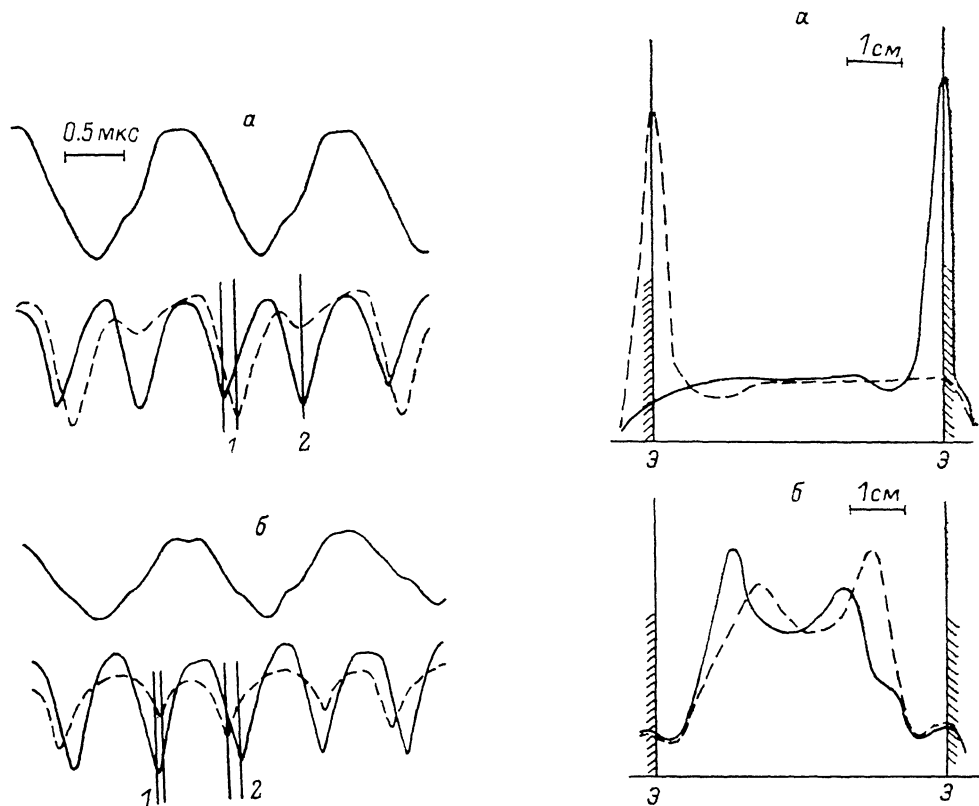


Рис. 2. Осциллограммы тока через разрядную камеру и интенсивности свечения для сильноточного (а) и слаботочного (б) разрядов.

Сплошная линия — свечение из центральной области, штриховая — из приэлектродных областей.

Рис. 3. Распределение интенсивности свечения для сильноточного (а) и слаботочного (б) разрядов.

Сплошная линия — максимум 1, штриховая — максимум 2; Э — граница электрода.

электронов и ионов соответственно;  $n_{e,i}, \mu_{e,i}$  — их концентрация и подвижность. Условия (1), (2) означают, что функция распределения электронов, а следовательно, и другие процессы, с ними связанные, определяются локальными мгновенными значениями электрического поля в плазме. Согласно (3), можно пренебречь колебаниями концентрации плазмы в положительном столбе. Условие (4) позволяет пренебречь током смещения в плазме по сравнению с электронным током, а (5) — ионным током проводимости по сравнению с током смещения. Неравенства (1)—(3) выполняются для условий наших экспериментов с большим запасом. Из (4), (5) следует, что для  $p \approx 20 \text{ Тор}$  должно быть  $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} < n < 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  или соответственно при  $E/N \approx 2.8 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$   $0.2 \text{ А/см}^2 < j < 80 \text{ А/см}^2$ . Процессы в приэлектродных слоях в этом случае иллюстрируются рис. 4, где приведены зависимости тока (а), электрического

поля в разных точках слоя ( $\delta$ ) и положения границы плазмы ( $\delta$ ) от времени. При  $t=0$  электроны находятся в крайнем левом положении ( $x=0$ ), при этом ток равен нулю, а при  $0 < x < L$  находится нескомпенсированный ионный пространственный заряд. При  $t > 0$  электроны начинают двигаться к электроду и при  $\omega t = \pi$  достигают его. Затем направление тока меняется на противоположное и электроны начинают удаляться от слоя. Заштрихованная область на рис. 4, в соответствует плазменной фазе, здесь  $n_e = n_i$  и в соответствии с (4) ток переносится электронами. В незаштрихованной области — фазе пространственного заряда ток переносится током смещения. Можно показать, что граница плазмы в пренебрежении электронной диффузией является резкой. Электрическое поле в фазе объемного заряда приводит к выносу ионов на электрод, однако при включении условия (5) этот вынос не приводит к существенному

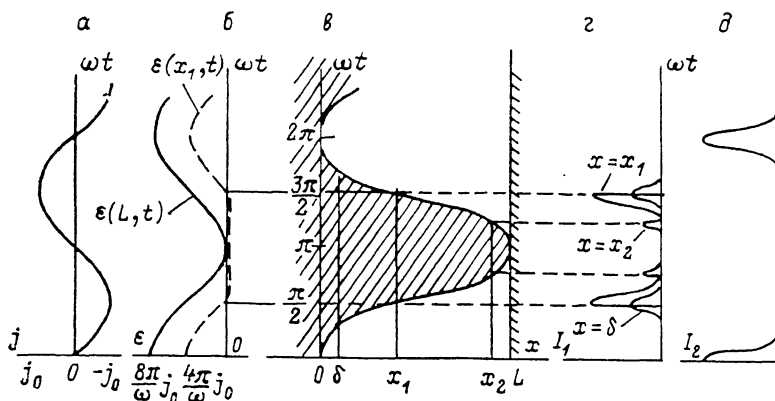


Рис. 4. Зависимость от времени электрического поля, границы плазмы и интенсивности ионизации.

изменению концентрации ионов в слое за период. Образовавшийся на поверхности электрода положительный заряд компенсируется электронами, достигающими его при  $\omega t \cong \pi$ . Убыль ионов из слоя за счет их выноса на поверхность электрода может компенсироваться за счет двух механизмов ионизации: в плазменной фазе и фазе объемного заряда. Модель разряда с ионизацией в фазе объемного заряда подробно рассмотрена в [6]. Ионный поток на электрод приводит к эмиссии вторичных электронов с коэффициентами  $\gamma \ll 1$ . Ускорение вторичных электронов в сильном электрическом поле пространственного заряда приводит к интенсивной ионизации в слое. Очевидно, что максимум ионизации совпадает с максимумом электрического поля пространственного заряда и соответствует  $\omega t = 0, 2\pi, \dots$ . Зависимость интенсивности ионизации для этого случая  $I_2(x, t)$  показана на рис. 4, д. Зависимость  $I_1(x, t)$  интенсивности ионизации в плазменной фазе показана на рис. 4, г. Она определяется абсолютной величиной электрического поля, которое связано с плотностью тока законом Ома

$$E = \frac{j}{en_e \mu_e}. \quad (6)$$

Так же как и в квазинейтральной плазме, при  $x < 0$  в плазме должно наблюдаться два максимума ионизации, соответствующие максимальным абсолютным значениям тока при  $\omega t = \pi/2$  (максимум 2) и  $\omega t = 3\pi/2$  (максимум 1). Если концентрация ионов в слое  $n_i(x)$  уменьшается с ростом  $x$ , то интенсивность ионизации  $I_1(x, t)$  в максимумах должна расти вплоть до  $x = x_1$ , соответствующего положению границы плазмы в момент  $\omega t = \pi/2, 3\pi/2$ . Величина  $x_1$  определена согласно  $\int_{x_1}^L n_i(x) dx = j_0 / e\omega$  (рис. 4, в). В области слоя  $x > x_1$  электроны приходят только при  $\omega t > \pi/2$ , когда электрическое поле уже перешло через максимум, поэтому интенсивность ионизации  $I_1(x, t)$  здесь уменьшается. Иони-

зация возможна, когда в данную точку приходят электроны, поэтому максимумы ионизации (2) (рис. 4, *г*) смещаются при  $x=x_2 > x_1$  в сторону более поздних моментов времени  $\omega t > \pi/2$ . Соответственно максимум (1) заканчивается, когда из рассматриваемой точки уходят электроны и смещаются в сторону  $\omega t < 3\pi/2$ .

Изложенные представления позволяют качественно объяснить наблюдаемые характеристики свечения плазмы. Свечение плазмы в видимой области определяется возбуждением электронных состояний с энергией возбуждения, сравнимой с энергией ионизации, и, следовательно, все сказанное выше относится и к распределению интенсивности свечения. Характер свечения слоев в слаботоочном разряде соответствует случаю, когда концентрация ионов в приэлектродных слоях поддерживается ионизацией в плазменной фазе. В соответствии с рис. 4, *г* в слоях наблюдаются два максимума свечения за период, причем интервал между ними и их интенсивность уменьшаются при приближении к электроду. Это дает возможность максимумы 1, 2 на рис. 2, *б* и 1, 2 на рис. 4, *г* отождествить. Свечение сильнотоочного разряда соответствует преобладанию ионизации  $I_2$  в фазе объемного заряда. Максимум 1 на рис. 2, *а* можно отождествить с максимумом ионизации вторичными электронами. Он смещен по фазе от соответствующего максимума свечения в объеме плазмы на  $\Delta\varphi \sim 70^\circ$ , т. е. наблюдается вблизи минимума тока. Отличие сдвига фаз от  $90^\circ$  может быть объяснено конечной величиной ионного тока на электрод, значение которого, согласно [6], должно составлять 20—30 % от полного толчка.

Таким образом, проведенные эксперименты позволяют однозначно установить, что наблюдающиеся два режима разряда в потоке азота различаются механизмом ионизации в приэлектродных областях. В слаботоочном разряде концентрация ионов в слое поддерживается за счет ионизации в плазменной фазе. В сильнотоочном же преобладает ионизация вторичными электронами, выбитыми из электрода в фазе объемного заряда.

Авторы выражают благодарность Г. А. Баранову за поддержку работ и Д. В. Олейнику за помощь в проведении эксперимента.

#### Список литературы

- [1] *Alekseev I. A., Baranov G. A., Frolov K. S. et al. // XVII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Budapest, 1985. P. 646—648.*
- [2] *Смирнов А. С., Фролов К. С., Шевченко Ю. И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 7. С. 1310—1316.*
- [3] *Левитский С. М. // ЖТФ. 1957. Т. 27. Вып. 4. С. 670—675.*
- [4] *Яценко Н. А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 6. С. 1195—1204.*
- [5] *Flatt D. L., Donnelly V. M. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 4. P. 1052—1056.*
- [6] *Смирнов А. С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 1. С. 61—65.*

Ленинградский политехнический институт  
им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию  
8 июля 1988 г.