

УДК 533. 915

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАДИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ВЧ РАЗРЯДА

**В.А. Лисовский, Н.Д. Харченко, В.Д. Егоренков**

*Харьковский национальный университет, 61077, Харьков, пл. Свободы 4, Украина*

*e-mail: \_nadine\_@list.ru*

Поступила в редакцию 15 сентября 2008 г.

В работе исследовано распределение интенсивности свечения разрядной плазмы по радиусу трубки и измерены ленгмюровским зондом радиальные профили температуры электронов и плотности плазмы в ВЧ разряде. Экспериментально обнаружено резкое увеличение температуры электронов и интенсивности свечения вблизи стенки трубки в слаботочной  $\alpha$ -моду ВЧ разряда, при этом радиальное распределение плотности плазмы максимально вблизи границы радиального слоя. В  $\gamma$ -моду ВЧ разряда понижение температуры электронов во всем плазменном объеме приводит к ослаблению амбиполярного электрического поля и исчезновению пика интенсивности свечения вблизи стенки трубки.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** высокочастотный емкостный разряд, радиальная структура,  $\alpha$ -режим ВЧ разряда,  $\gamma$ -режим ВЧ разряда, низкое давление, азот.

Высокочастотный (ВЧ) емкостный газовый разряд широко используется в различных технологических процессах: плазменное травление и модификация различных материалов, осаждение нитридных, оксидных, алмазоподобных и других тонких пленок, плазменная очистка технологических газоразрядных камер, плазмохимия, накачка газовых лазеров, стерилизация медицинских инструментов и т.д. При проведении, например, процессов травления полупроводниковых пластин и осаждения пленок важно иметь однородное распределение параметров плазмы по площади электродов (пластин). Поэтому информация о радиальной структуре ВЧ разряда представляет большой интерес.

Однако, несмотря на важность вопроса, исследованию радиальной структуры симметричного ВЧ разряда посвящено лишь несколько теоретических работ. Авторы [1-3] представили двумерную жидкостную модель тлеющего ВЧ разряда в цилиндрически симметричной камере. Они получили, что напряженность радиального электрического поля в слое вблизи стенки трубки значительно превышает напряженность осевого электрического поля в центральной области камеры. Это приводит к появлению пика плотности плазмы вблизи границы радиального слоя. Авторы [4] развили электромагнитную теорию для плоско-параллельного разряда и исследовали распределение емкостной, индуктивной и полной мощности по площади электродов при различных частотах и плотностях плазмы. В работе [5] с помощью зонда Ленгмюра получили, что в камере GEC reference cell радиальный профиль плотности плазмы имеет резкий пик вблизи края электродов, что связано с повышенным электрическим полем в этой области.

Целью нашей работы было экспериментальное изучение радиальной структуры высокочастотного емкостного разряда. Как нам известно, в литературе отсутствуют экспериментальные данные о радиальных профилях параметров плазмы в симметричном ВЧ разряде. Поэтому, используя зондовые вольт-амперные характеристики, мы получили радиальные профили температуры электронов и плотности плазмы в ВЧ разряде, а также сделали фотографии распределения интенсивности свечения разрядной плазмы по площади электродов. Мы получили, что в слаботочной  $\alpha$ -моду ВЧ разряда температура электронов и интенсивность свечения имеют резкий пик вблизи стенки трубки, а радиальный профиль плотности плазмы достигает максимума вблизи границы радиального слоя. После перехода ВЧ разряда в сильноточную  $\gamma$ -моду эти пики температуры электронов, интенсивности свечения и плотности плазмы становятся слабо выраженными либо исчезают. Максимум плотности плазмы в  $\gamma$ -моду расположен вблизи оси камеры, а температура электронов становится практически постоянной по сечению разряда.

### УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились при давлениях азота и аргона  $p = 0,1 - 1$  Торр в диапазоне амплитудных значений ВЧ напряжения  $U_{rf} \leq 600$  В и частоте ВЧ поля  $f = 13,56$  МГц. В разрядной камере радиусом 100 мм измерения проводились при величине зазора между плоскими параллельными электродами из нержавеющей стали  $L = 22$  мм. Также мы провели ряд экспериментов с камерой радиусом 55 мм и зазором между электродами  $L = 40$  мм. ВЧ потенциал прикладывался к одному из электродов, в то время как второй был заземлен.

На рис.1 показана схема нашей экспериментальной установки. Кварцевая трубка с внутренним диаметром 100 мм вакуумно уплотнялась между электродами. Система напуска газа подавала азот (аргон) через множество маленьких отверстий в заземленном электроде. Разрядная камера откачивалась через систему отверстий в этом же электроде. Это позволяло напускать и откачивать газ однородно по площади электродов, что играет важную роль в технологических процессах (например, при травлении полупроводниковых материалов). Для

регистрации давления газа в диапазоне от  $10^{-3}$  Торр до атмосферного мы использовали вакуумный термоэлектрический датчик 13ВТЗ-003. Откачка газа производилась с помощью форвакуумного и турбомолекулярного насосов, что обеспечивало предельный вакуум порядка  $10^{-6}$  Торр. Высокочастотный генератор подключался к потенциальному электроду через согласующее устройство П - типа.

Амплитуда ВЧ тока определялась с помощью пояса Роговского, сигнал с которого подавался на измеритель разности фаз ФК 2-12. На другой вход ФК 2-12 подавался сигнал с емкостного делителя, подключенного к ВЧ электроду. Это позволяло нам измерить амплитуды ВЧ тока, ВЧ напряжения и угол сдвига фазы  $\phi$  между ними. Измеритель разности фаз ФК 2-12 способен регистрировать амплитуды переменных сигналов в диапазоне частот  $f = 1 \text{ МГц} - 1 \text{ ГГц}$  и угол сдвига фазы  $\phi$  между сигналами (в нашем случае между ВЧ напряжением и ВЧ током).

В этих двух камерах (радиусом 100 мм и зазором  $L = 22$  мм, а также радиусом 55 мм и зазором между электродами  $L = 40$  мм) мы измерили внутренние параметры разрядной плазмы. Температура электронов  $T_e$ , потенциал плазмы и плотность плазмы  $n_i$  определялись из вольт-амперных характеристик, измеренных при помощи одиночного нихромового зонда Ленгмюра (длина зонда – 5,5 мм, диаметр – 0,18 мм), который мог перемещаться вдоль радиуса трубки в центральной плоскости. В одной плоскости с зондом располагался противозонд (площадь которого была в 70 раз больше площади поверхности ленгмюровского зонда), позволяющий избежать проникновения ВЧ тока в зондовую измерительную цепь. Зондовая цепь содержала резонансный фильтр, настроенный на частоту 13,56 МГц, а также дроссель индуктивностью 10 мГн. Перемещая зонд вдоль оси трубки, мы измерили осевые распределения параметров плазмы. Плотность плазмы  $n_i$  вычислялась из ионной ветви тока зонда согласно методике, описанной в литературе [6, 7]. Температуру электронов определялась из вольт-амперной характеристики зонда (используя линейный участок на зависимости электронного тока  $I_e$  на зонд от потенциала зонда  $U_p$ , построенной в полулогарифмическом масштабе). Линейность зависимости  $\ln(I_e)$  от  $U_p$  свидетельствует о максвелловском характере распределения электронов, поэтому можно использовать понятие температуры электронов для описания нашего ВЧ разряда. Для определения плотности плазмы используем выражение

$$I_{i, \text{measured}} = I_i^* \cdot I^*, \quad (1)$$

где

$$I^* = A \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi M_i}} n_i e, \quad (2)$$

$$I_i^* = \gamma_1 \gamma_2 I_L^*,$$

$A$  - собирающая площадь поверхности зонда,  $k$  - константа Больцмана,  $M_i$  - масса иона,  $e$  - элементарный заряд электрона, коэффициенты  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  - функции концентрации ионов, температуры электронов и давления газа [6]

$$\gamma_1, \gamma_2 = f_{1,2}(n_i, T_e, p), \quad (3)$$

$I_L^*$  - ток Лафрамбуаза

$$I_L^* = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta}, \quad (4)$$

$\eta = \frac{eU_p}{kT_e}$  безразмерный зондовый ток. Подставим (2-4) в (1) и получим уравнение, левая часть которого содержит ионный ток, измеренный при помощи зонда, а правая часть – является функцией давления газа, температуры электронов и плотности плазмы. Решая это уравнение, определяем концентрацию положительных ионов в плазме.

Кроме того, эксперименты проводились в разрядной трубке Т-образной формы (рис.2), ВЧ потенциал прикладывался к электроду, расположенному на одном конце горизонтальной части Т, в то время как второй электрод (нижняя часть Т) был заземлен. Через отверстие, расположенное в горизонтальной части Т, можно было делать фотографии ВЧ электрода, которые затем оцифровывались, чтобы получить радиальные профили свечения разряда. Длина горизонтальной части Т (расстояние между ВЧ электродом и окном) была равна

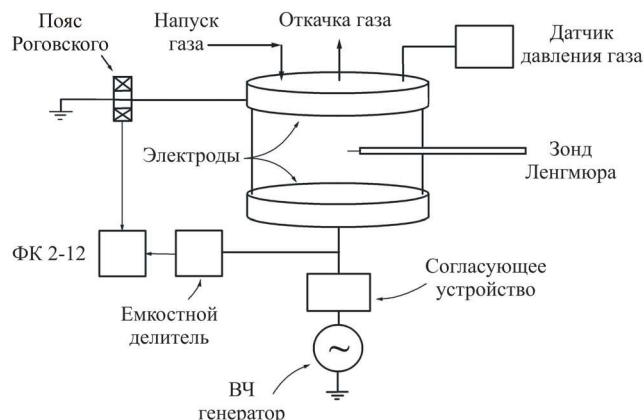


Рис.1. Схема разрядной камеры, в которой проводились зондовые измерения.

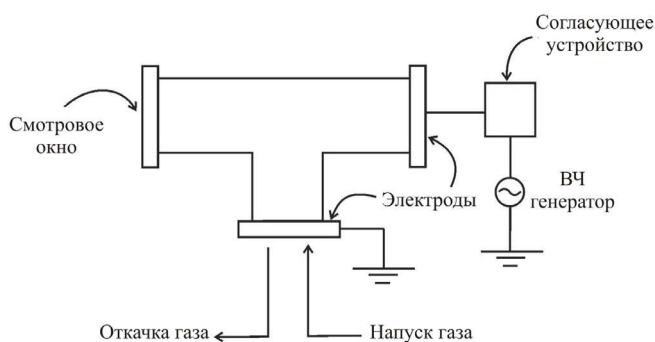


Рис.2. Схематическое изображение Т-трубки.

не играет. Проводимость приэлектродных слоев мала, а ток между плазмой и электродами замыкается в основном током смещения. Однако авторы [11] с помощью гидродинамического моделирования показали, что в  $\alpha$ -режиме электроны заполняют приэлектродный слой в течение его анодной фазы. В катодной фазе движущаяся граница расширяющегося слоя "выметает" эти электроны обратно в плазму, при этом они могут приобретать энергию благодаря повышенному электрическому полю в слое. Моделирование [11] также показало, что скорость ионизации молекул газа электронами, "выметенными" расширяющейся границей слоя, значительно превышает скорость ионизации электронами, получившими энергию от ВЧ электрического поля в плазменном объеме. В  $\gamma$ -режиме в приэлектродных слоях развиваются электронные лавины, ионизация атомов газа электронным ударом происходит в основном вблизи границы слоев, при этом эмиссия электронов с поверхностей электродов существенно влияет на процесс размножения электронов и поддержание разряда. Приэлектродные слои в  $\gamma$ -режиме обладают значительной проводимостью и по характеристикам подобны катодному слою тлеющего разряда постоянного тока.

Как говорилось выше, в работах [1-3] с помощью моделирования было показано, что вблизи диэлектрической боковой (радиальной) стенки разрядной трубки должен наблюдаться повышенный нагрев электронов. Однако, как нам известно, экспериментально радиальные профили параметров плазмы ВЧ разряда пока не были исследованы. Поэтому мы выполнили ряд измерений с помощью ленгмюровского зонда, а также, с помощью разрядной трубки Т-образной формы получили и оцифровали фотографии разрядного свечения как в  $\alpha$ -, так и в  $\gamma$ -режиме.

На рис.3 показаны радиальные профили температуры электронов для двух давлений аргона и различных ВЧ напряжений, измеренные в центральной плоскости разряда. Из рисунка видно, что в слаботочной  $\alpha$ -моде (кривая для  $U_{rf} = 50$  В,  $p = 0,1$  Торр и кривые для  $U_{rf} = 100$  В и  $165$  В,  $p = 1$  Торр) при удалении от оси разряда температура электронов сначала остается постоянной или слабо увеличивается. Однако при приближении к стенке разрядной трубки температура электронов  $T_e$  резко возрастает, при этом максимальная величина  $T_e$  примерно в 2 раза больше, чем  $T_e$  вблизи оси разряда. С ростом ВЧ напряжения температура электронов в  $\alpha$ -моде слабо уменьшается во всем разрядном объеме, при этом пик температуры электронов вблизи стенки трубки сохраняется. Но при  $\alpha$ - $\gamma$  переходе ВЧ разряда величина пика температуры электронов вблизи стенки трубки резко уменьшается (кривая для  $U_{rf} = 200$  В,  $p = 1$  Торр), а затем в сильноточной  $\gamma$ -моде этот пик температуры электронов отсутствует.

Подобное поведение температуры электронов мы видим на рис. 4 в ВЧ разряде в азоте в камере диаметром 55 мм и зазором между электродами 40 мм. Температура электронов сохранялась примерно постоянной от оси камеры до  $r \approx 22$  мм, затем мы видим вблизи стенки трубки

400 мм, длина вертикальной части Т (расстояние между заземленным электродом и местом соединения с горизонтальной частью Т) была равна 150 мм.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Как известно [8-18], ВЧ разряд может гореть в двух различных режимах: слаботочном ( $\alpha$ -) и сильноточном ( $\gamma$ -режиме). В  $\alpha$ -режиме электроны приобретают энергию для ионизации атомов газа в ВЧ поле в квазинейтральной плазме, при этом эмиссия электронов с поверхностей электродов в поддержании разряда большой роли

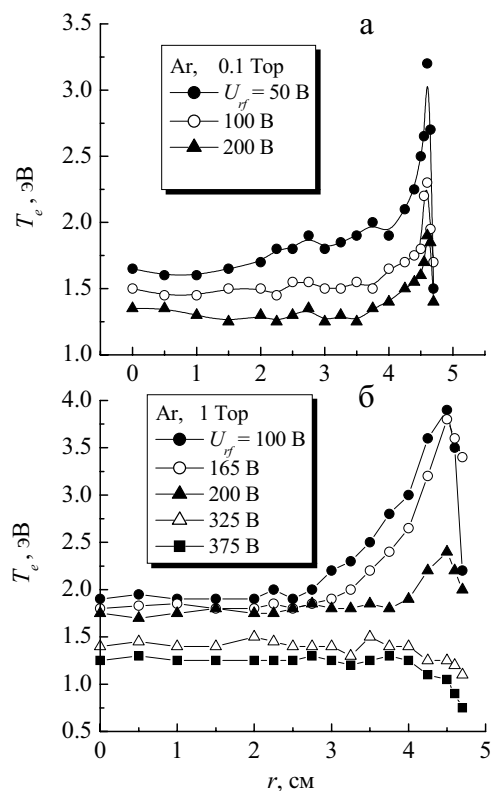


Рис.3. Радиальные профили температуры электронов при различных давлениях аргона и различных ВЧ напряжениях. (а –  $p = 0,1$  Торр, б –  $p = 1$  Торр). Зазор между электродами 22 мм, диаметр камеры 100 мм.

резкое увеличение  $T_e$  примерно в 2 раза по сравнению с центральной областью разряда. После перехода ВЧ разряда из  $\alpha$ - в  $\gamma$ -моду пик температуры электронов вблизи стенки трубки с ростом ВЧ напряжения быстро уменьшается и затем практически исчезает (см. кривую для  $U_{rf} = 333$  В). Плотность плазмы в  $\alpha$ -моду медленно повышается при движении зонда от центральной области к стенке разрядной трубки, достигает максимума и затем в радиальном слое (вблизи стенки трубки) быстро уменьшается.

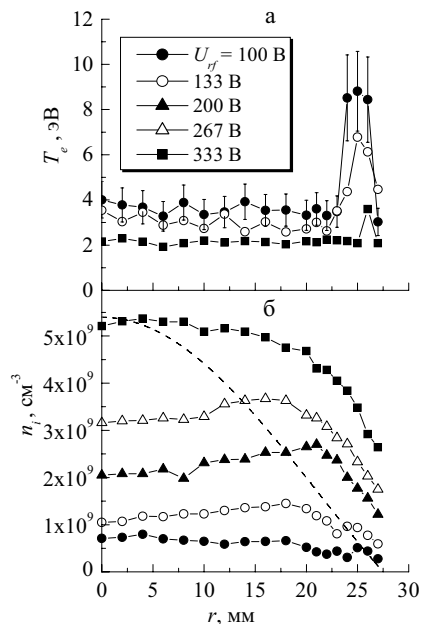


Рис. 4. Радиальные профили температуры электронов (а), и плотности плазмы (б). Давление азота 0,5 Торр, зазор между электродами 40 мм, диаметр камеры 55 мм. Пунктирной линией показан профиль плотности плазмы, описываемый функцией Бесселя нулевого порядка  $J_0(2.405r/R)$ .

видимому, из-за этого радиальный профиль плотности плазмы, измеренный нами, содержит более высокую концентрацию электронов вдали от оси разряда по сравнению с бесселевым профилем. К тому же, как будет показано ниже, значительный вклад в ионизацию молекул газа вблизи стенок трубки дают электроны, ускорившиеся в осциллирующем радиальном слое.

Резкое увеличение температуры электронов вблизи стенки трубки должно привести к появлению более

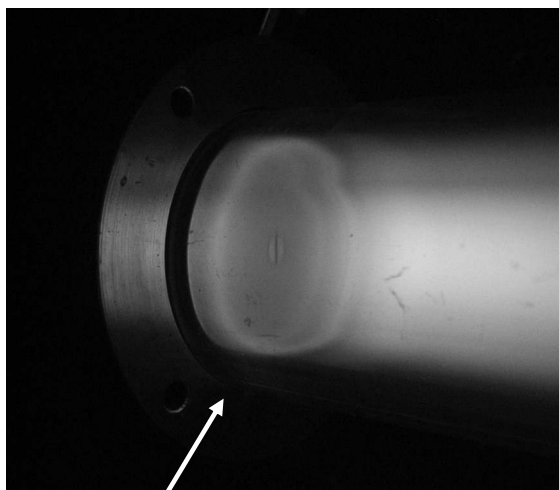


Рис. 5. Фотография разрядного свечения вблизи ВЧ электрода. Кольцевое свечение (на него указывает стрелка) вблизи границы приэлектродного слоя имеет синий цвет. Свечение вдали от электрода (справа) – розовое.

Для всех исследованных нами ВЧ напряжений радиальные профили плотности плазмы оказались далеки от профиля, описываемого функцией Бесселя нулевого порядка  $J_0(2.405r/R)$ , показанного на рис.4 пунктирной линией. Профили также отличаются от равномерного распределения по радиусу плотности плазмы, принимаемому в одномерных моделях ВЧ разряда. Часть ионизирующих столкновений в квазинейтральной плазме совершают электроны, набравшие энергию в ВЧ электрическом поле в плазменном объеме вследствие джоулевого нагрева. Ионизация этими электронами совместно с диффузионным уходом заряженных частиц на стенки трубки должны были привести к радиальному профилю плотности плазмы, описываемому функцией Бесселя нулевого порядка  $J_0(2.405r/R)$ . Однако в  $\alpha$ -моду, как мы уже говорили выше, значительную энергию приобретают электроны, "выметаемые" из приэлектродного слоя в катодной фазе (при движении осциллирующей границы слоя от электрода) [11]. При низких давлениях газа эти электроны могут совершать ионизирующие столкновения в объеме плазмы, увеличивая концентрацию заряженных частиц. В  $\gamma$ -моду в приэлектродных слоях развиваются электронные лавины, из слоев в плазму движется поток быстрых электронов, производящий интенсивную ионизацию молекул газа. Так как источником быстрых электронов являются слои, то этот поток должен быть равномерно распределен по поперечному сечению разряда. Повидимому, из-за этого радиальный профиль плотности плазмы, измеренный нами, содержит более высокую концентрацию электронов вдали от оси разряда по сравнению с бесселевым профилем. К тому же, как будет показано ниже, значительный вклад в ионизацию молекул газа вблизи стенок трубки дают электроны, ускорившиеся в осциллирующем радиальном слое.

Чтобы проверить это и исследовать радиальную структуру свечения разряда, мы создали Т-образную трубку с окном, показанную на рис.2. Визуальные наблюдения показывают (см. рис.5), что вблизи оси трубки видно яркое розовое свечение, которое создается плазмой, простирающейся от границы приэлектродного слоя до окна на торце горизонтальной части разрядной трубки Т-образной формы. Вблизи стенки трубки наблюдается кольцевое синее свечение, которое является наиболее ярким в области соприкосновения границы приэлектродного слоя со стенкой трубки.

На рис.6 показаны радиальные профили интенсивности свечения разряда для трех давлений азота, полученные в Т-трубке. Для этого мы сделали ряд фотографий и оцифровали их. Так как вблизи стенки трубки свечение разряда имеет синий цвет, то мы показали на рис.6 профили свечения разряда в синей части спектра (чтобы лучше представить пик свечения вблизи стенки трубки). При наименьшем напряжении поддержания разряда при всех исследованных нами давлениях азота максимум синего свечения вблизи стенки трубки не наблюдался, и появлялся только с

ростом ВЧ напряжения. При этих условиях радиальный слой был толстым и темным из-за низкой плотности плазмы в разряде. Повышение ВЧ напряжения приводило к росту плотности плазмы, разрядное свечение заполняло всю поверхность электрода, и затем вблизи стенки трубки появлялось синее свечение в виде кольца, хорошо видимое глазом. При низком давлении азота ( $p = 0,1$  Торр, рис.6а) ширина синего кольца была не меньше 1 см, интенсивность его свечения росла при повышении ВЧ напряжения. При давлении азота  $p = 0,5$  Торр (рис.6б) в  $\alpha$ -моду с ростом ВЧ напряжения сначала появлялось синее кольцо шириной около 5 мм, и его интенсивность свечения возрастала. Дальнейшее повышение ВЧ напряжения приводит к переходу разряда из  $\alpha$ - в  $\gamma$ -моду, синее кольцо при этом становится тоньше и прижимается ближе к стенке трубки, а после полного перехода ВЧ разряда в  $\gamma$ -моду синее кольцо исчезает. Подобное поведение свечения разряда мы видим при давлении азота  $p = 1$  Торр (рис.6в). Достичь перехода из  $\alpha$ - в  $\gamma$ -моду при этом давлении нам помешало загорание паразитного разряда в отверстиях заземленного электрода Т-трубки, через которые газ откачивался из камеры, и поэтому мы не представили данные для  $\gamma$ -моды на рис.6в.

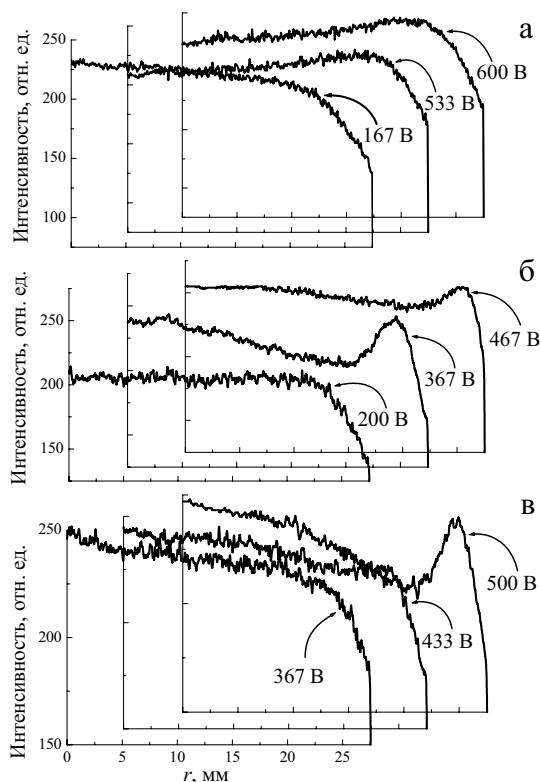


Рис. 6. Радиальные профили интенсивности свечения разряда при различных давлениях азота, сделанные при помощи разрядной трубки Т-образной формы. (а –  $p = 0,1$  Торр, б –  $p = 0,5$  Торр, в –  $p = 1$  Торр).

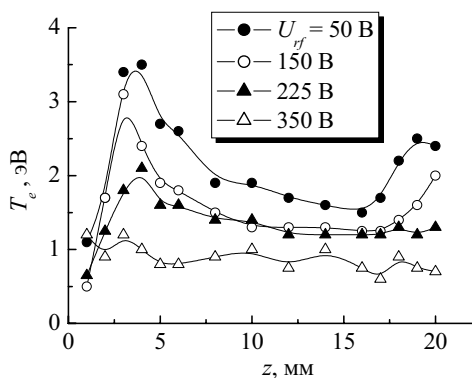


Рис. 7. Осевые профили температуры электронов при давлении аргона 1 Торр и различных ВЧ напряжениях. Зазор между электродами 22 мм, диаметр камеры 100 мм.

электрического поля  $E_r$  определяется температурой электронов  $T_e$  в плазме. Можно ожидать, что амбиполярное электрическое поле  $E_r$  будет максимальным в областях повышенного нагрева электронов.

Осевые профили  $T_e$ , измеренные нами в аргоне при различных ВЧ напряжениях (см. рис.7), имеют максимумы вблизи осевых границ приэлектродных слоев в  $\alpha$ -моду ВЧ разряда (кривые для  $U_{rf} = 50$  В и 150 В). Как мы говорили выше, в  $\alpha$ -моду наибольший нагрев электронов происходит в катодной фазе приэлектродных слоев, когда зашедшие в слой в течение анодной фазы электроны "выметаются" обратно в плазму при движении осциллирующей границы слоя от электрода [11], приобретая при этом значительную энергию. При переходе из  $\alpha$ - в  $\gamma$ -моду в слоях развиваются электронные лавины, из приэлектродных слоев в плазму выходит поток (пучок) электронов высокой энергии. При этом происходит перестройка структуры ВЧ разряда,

при этом мы использовали соотношение Эйнштейна  $D_e/\mu_e = kT_e/e$ , где  $k$  – постоянная Больцмана,  $e$  – заряд электрона. Таким образом, величина амбиполярного

Теперь рассмотрим механизм появления повышенного нагрева электронов вблизи стенки трубки. В плазме достаточно высокой плотности ( $n_e > 10^8$  см<sup>-3</sup>) заряженные частицы уходят из разрядного объема на стенки трубки вследствие амбиполярной диффузии [19]. Потоки электронов  $\Gamma_e$  и ионов  $\Gamma_i$  в квазинейтральной плазме ( $n_e = n_i = n$ ) записываются в виде:

$$\Gamma_e = -\mu_e E_r n - D_e \nabla n, \quad (5)$$

$$\Gamma_i = \mu_i E_r n - D_i \nabla n, \quad (6)$$

где  $\mu_e$  и  $\mu_i$  – подвижности электронов и ионов,  $D_e$  и  $D_i$  – коэффициенты свободной диффузии электронов и ионов, соответственно,  $E_r$  – возникающее амбиполярное электрическое поле (в нашем случае направленное вдоль радиуса камеры  $r$ ). При амбиполярной диффузии эти потоки  $\Gamma_e \approx \Gamma_i = \Gamma$ , тогда

$$\Gamma = -D_a \nabla n, \quad (7)$$

где  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии. Так как  $\mu_e \gg \mu_i$ ,  $D_e \gg D_i$ , то для выполнения равенства  $\Gamma_e \approx \Gamma_i$  нужно, чтобы дрейфовый поток электронов (первое слагаемое в правой части (5)) был примерно равен потоку электронов, выносимых из плазменного объема вследствие свободной диффузии (второе слагаемое в (5)) [19]. Тогда напряженность амбиполярного поля  $E_r$  равна:

$$E_r \approx -\frac{D_e}{\mu_e} \cdot \frac{1}{n} \cdot \nabla n = -\frac{kT_e}{e} \cdot \frac{1}{n} \cdot \nabla n, \quad (8)$$

при этом мы использовали соотношение Эйнштейна  $D_e/\mu_e = kT_e/e$ , где  $k$  – постоянная Больцмана,  $e$  – заряд электрона. Таким образом, величина амбиполярного

приэлектродные слои по характеристикам становятся подобны катодному слою DC разряда [9]. Области плазмы, примыкающие к приэлектродным слоям, из-за наличия потока электронов высокой энергии превращаются в аналог отрицательного свечения (при достаточно большом давлении газа и длинном зазоре между электродами появляются также темные фарадеевы пространства). В этих областях DC разряда, как известно [19], температура электронов мала, т.к. поток электронов высокой энергии переносит значительную часть разрядного тока и при этом производит интенсивную ионизацию молекул газа, и нет необходимости в поддержании уровня ионизации в данных областях плазменными электронами. Поэтому в  $\gamma$ -моду максимумы на осевых профилях температуры электронов вблизи границ электродов почти исчезают.

Некоторый вклад в повышенный нагрев электронов и появление синего свечения вблизи радиальной (боковой) стенки могут давать ион-электронная и электрон-электронная вторичные эмиссии с поверхности кварцевого стекла. Поверхность трубки заряжается отрицательно и притягивает к себе положительные ионы, при этом также ускоряет вторичные электроны. Эти быстрые вторичные электроны, набрав в радиальном слое энергию, могут возбуждать и ионизировать молекулы газа. Однако анализ наших экспериментальных данных показывает, что, по-видимому, вклад вторичной эмиссии в нагрев электронов вблизи радиальной (боковой) стенки трубки невелик. Из рис.4 видно, что с ростом ВЧ напряжения плотность плазмы увеличивается как в слаботочной  $\alpha$ -моду, так и в сильноточной  $\gamma$ -моду ВЧ разряда. Это означает, что поток положительных ионов, бомбардирующих поверхность кварцевого стекла, возрастает. При этом должен увеличиваться и поток вторичных электронов, что вызовет повышение интенсивности синего свечения вблизи радиальной границы. На самом же деле переход ВЧ разряда из  $\alpha$ - в  $\gamma$ -моду приводит к исчезновению эффекта нагрева электронов вблизи радиальной (боковой) стенки. Следовательно, вторичная ион-электронная эмиссия вряд ли играет значительную роль при нагреве электронов в радиальном слое. Отрицательно заряженная поверхность кварцевого стекла отталкивает приближающиеся к ней электроны, и достичь поверхности могут только самые быстрые электроны (потерявшие при этом значительную часть своей энергии). Поэтому вторичная электрон-электронная эмиссия с поверхности кварцевого стекла будет затруднена. Для выяснения роли вторичных процессов в нагреве электронов в радиальном слое целесообразно провести дополнительные исследования.

Отметим, что полученные нами осевые профили температуры электронов согласуются с результатами экспериментов [15, 16] и расчетов [20]. Наблюдается также хорошее согласие радиальных профилей плотности плазмы и температуры электронов, измеренных в данной работе, с предсказанными в теоретических работах [1–3].

### ВЫВОДЫ

В данной работе экспериментально обнаружено резкое увеличение температуры электронов и интенсивности свечения вблизи стенки трубки в слаботочной  $\alpha$ -моду ВЧ разряда, при этом радиальное распределение плотности плазмы максимально вблизи границы радиального слоя. Переход ВЧ разряда в сильноточную  $\gamma$ -моду приводит к более однородному распределению с низкой температурой электронов, ослаблению амбиполярного электрического поля и исчезновению пика интенсивности свечения вблизи стенки трубки. Радиальное амбиполярное электрическое поле вызывает нагрев электронов и повышенную плотность плазмы вблизи границы радиального слоя в  $\alpha$ -моду ВЧ разряда.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tsai J.H., Wu C. Two-dimensional simulations of rf glow discharges in  $N_2$  and  $SF_6$  // Phys. Rev. A. – 1990. – Vol.41, №.10. – P. 5626-5644.
2. Young F.F., Wu Ch.-H. Radial flow effects in a multidimensional, three-moment fluid model of radio frequency glow discharges // Appl. Phys. Lett. – 1993. – Vol.62, №.5. – P. 473475.
3. Young F.F., Wu Ch.-H. Comparisons of one- and two-dimensional three-moment fluid models for rf glow discharges // J. Appl. Phys. – 1993. – Vol.74, №.2. – P. 839-847.
4. Lieberman M.A., Booth J.P., Chabert P., Rax., J.M., Turner M.M. Standing wave and skin effects in large-area, high-frequency capacitive discharges // Plasma Sources Sci. Technol. – 2002. – Vol.11, №.3. – P. 283-293.
5. Overzet L.J., Hopkins M.B. Spatial variations in the charge density of argon discharges in the Gaseous Electronics Conference reference reactor// Appl. Phys. Lett. – 1993. – Vol.63, №.18. – P. 2484-2486.
6. Zakrzewski Z., Kopiczynski T. Effect of collisions on positive ion collection by a cylindrical Langmuir probe // Plasma Physics. - 1974. - Vol.16, №.12. - P. 1195-1198.
7. Tichy M., Sicha M., David P., David T. A collisional model of the positive ion collection by a cylindrical Langmuir probe// Contrib. Plasma Phys. - 1994. - Vol.34, №.1. - P. 59-68.
8. Левитский С.М. Исследование потенциала зажигания высокочастотного разряда в газе в переходной области частот и давлений // ЖТФ. – 1957. – Т.2, № 5. – С. 970-977.
9. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостный разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. - М.: Изд-во МФТИ; Наука-Физматлит, 1995. - 320 с.
10. Яценко Н.А. Связь высокого постоянного потенциала плазмы с режимом горения высокочастотного емкостного разряда среднего давления // ЖТФ. – 1981. - Т.51, №6. - С. 1195-1204.

11. Belenguer Ph., Boeuf J.P. Transition between different regimes of rf glow discharges // *Phys. Rev. A.* – 1990. - Vol.41, №.8. - P. 4447-4459.
12. Godyak V.A., Khanneh A.S. Ion bombardment secondary electron maintenance of steady RF discharge // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 1986. - Vol.PS-14, №.2. - P. 112-123.
13. Godyak V.A., Piejak R.B., Alexandrovich B.M. Electrical characteristics of parallel-plate RF discharges in argon // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 1991. - Vol.19, №.4. - P. 660-676.
14. Vidaud P., Durrani S.M.A., Hall D.K. Alpha and gamma RF capacitive discharges in N<sub>2</sub> at intermediate pressures // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1988. - Vol.21, №.1. - P. 57-66.
15. Лисовский В.А. Особенности  $\alpha$  –  $\gamma$  перехода в ВЧ разряде низкого давления в аргоне // *ЖТФ.* – 1998. - Т.68, № 5. - С. 52 - 60.
16. Lisovskiy V.A., Yegorenkov V.D. Alpha–gamma transition in RF capacitive discharge in low-pressure oxygen // *Vacuum.* – 2004. - Vol.74, №.1. – P. 19-28.
17. Lisovskiy V., Booth J.-P., Landry K., Douai D., Cassagne V., Yegorenkov V. Modes and the alpha-gamma transition in rf capacitive discharges in N<sub>2</sub>O at different rf frequencies // *Physics of Plasmas*, - 2006. - Vol.13, №.10. - p. 103505.
18. Lisovskiy V., Booth J.-P., Landry K., Douai D., Cassagne V., Yegorenkov V. The Effect of Discharge Chamber Geometry on the Characteristics of Low-Pressure RF Capacitive Discharges // *IEEE Transactions on Plasma Science.* – 2007. - Vol.35, №.2, Part 3. - pp. 416-424.
19. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука. – 1987. – 592 с.
20. Sommerer T.J., Kushner M.J. Numerical investigation of the kinetics and chemistry of rf glow discharge plasmas sustained in He, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, He/N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>, He/CF<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>, and SiH<sub>4</sub>/NH<sub>3</sub> using a Monte Carlo-fluid hybrid model // *J. Appl. Phys.* - 1992. - Vol. 71, №. 4. - P. 1654-1673.

### EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE RF DISCHARGES RADIAL STRUCTURE

**V.A. Lisovskiy, N.D. Kharchenko, V.D. Yegorenkov**

*Kharkov National University, 4 Svobody sq., Kharkov, 61077, Ukraine*

*e-mail: \_nadine\_@list.ru*

This paper studies the distribution of the glow intensity of the discharge plasma against the tube radius and reports the radial profiles of electron temperature and plasma concentration in the RF discharge registered with a Langmuir probe. An abrupt increase of electron temperature and glow intensity near the tube wall in the weak-current  $\alpha$ -mode of the RF discharge is revealed, the radial distribution of plasma concentration possessing a maximum near the radial sheath boundary. In the  $\gamma$ -mode of the RF discharge the electron temperature decrease in the total plasma volume leads to an ambipolar electric field weakening and the peak of the glow intensity near the tube wall vanishes.

**KEY WORDS:** radio-frequency capacitively coupled discharges, radial structure,  $\alpha$ -mode of the RF discharge,  $\gamma$ -mode of the RF discharge, low pressure, nitrogen.