

04:09

©1993 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

*А.Е.Дулькин, С.А.Мошкалева, А.С.Смирнов, К.С.Фролов*

Приводятся результаты экспериментальных исследований высокочастотного емкостного разряда низкого давления. Показано, что характеристики разряда определяются в первую очередь приэлектродными слоями. Предложена простая качественная модель разряда, учитывающая нелокальность функции распределения электронов. Модель позволяет получить правильные зависимости параметров плазмы от внешних условий и верные по порядку величины численные значения.

### Введение

Диодные системы емкостного высокочастотного разряда широко применяются для анизотропного травления различных полупроводниковых материалов [1]. Процесс травления зависит от большого количества параметров: концентрации химически активных радикалов, потока ионов на обрабатываемую пластину, их энергии и состава, которые в свою очередь должны определяться такими характеристиками режима, как состав и давление газа, скорость прокачки, частота ВЧ поля, вкладываемая в разряд мощность. Из-за сложных и многообразных связей между всеми этими параметрами выбор режима для конкретного технологического процесса представляет трудную задачу. Она может быть значительно облегчена, если известна зависимость свойств плазмы от внешних параметров. Для определения характеристик плазмы ВЧ разряда обычно используют численное моделирование [2,3]. Однако этот метод требует больших затрат машинного времени и не позволяет описать свойства плазмы в широком диапазоне внешних условий. Более плодотворным является получение аналитических решений, основанных на пространственном и временном усреднении электрических полей и функции распределения заряженных частиц [4-6]. Но и в этом случае не удается получить в явном виде зависимостей параметров плазмы от внешних условий, решение может быть получено только численно. Это затрудняет использование результатов работ для интерпретации экспериментальных данных. Задачей данной работы являются исследование характеристик плазмы высокочастотного разряда в условиях, близких к используемым в технологических установках, а также получение и проверка полуэмпирических соотношений, позволяющих связать основные параметры плазмы с внешними условиями.

Эксперименты проводились на установке RDE-300 фирмы ALCATEL, использовавшейся для реактивного ионного травления соединений  $A^{III}B^V$  [7]. Схема измерений иллюстрируется рис. 1. Разряд зажигался между плоскими алюминиевыми электродами диаметром 15 см. Межэлектродное расстояние могло изменяться, однако в большинстве опытов составляло  $L_0 = 8$  см. Высокочастотное напряжение частотой  $\omega/2\pi = 13.56$  МГц подавалось на нижний водоохлаждаемый электрод, верхний электрод соединялся с корпусом камеры, внутренний диаметр которой составлял 30 см. Эксперименты проводились в аргоне, кислороде, метане, хлоре, смесях  $Ar:Cl_2$ ,  $CH_4:H_2$  при давлениях  $p = 0.1-10$  Па. В процессе экспериментов с помощью направленного ответвителя измерялась вкладываемая в разряд мощность  $Q$ , а с помощью емкостного и резистивного делителей высокочастотное  $U_{hf}$  и постоянное  $U_{sb}$  напряжения на электроде. Высокочастотный ток  $I_{hf}$  измерялся с помощью трансформатора тока (RC). Особенностью данной установки является наличие большой конструктивной емкости  $C_0 = 150$  пФ с электрода на "землю", поэтому при измерениях разрядного тока необходимо вычитать ток через  $C_0$  из данных, полученных с помощью (RC)

$$I_d = I_{hf} - U_{hf}\omega C_0. \quad (1)$$

При низких давлениях ток через емкость  $C_0$  достигал 90% суммарного тока, что ограничивало возможности измерения тока разряда. Спектры собственного излучения плазмы регистрировались с пространственным разрешением  $\sim 1$  мм при использовании монохроматора с дисперсией

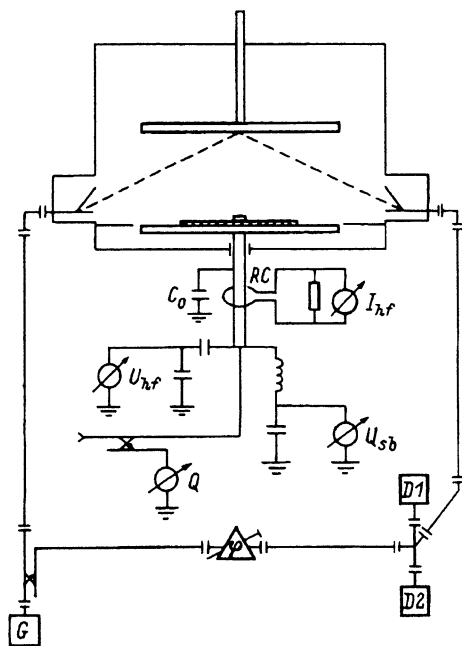


Рис. 1. Схема эксперимента.

12Å /мм (спектральное разрешение  $\sim 2 \text{ \AA}$ ). Электронная концентрация измерялась с помощью 8-миллиметрового СВЧ интерферометра [7]. Схема интерферометра и направление зондирования показаны на рис. 1. Для уменьшения влияния на разряд и процесс травления алюминиевые рупорные антенны располагались в диагностических патрубках установки. Излучение из передающей антенны отражалось от верхнего электрода и попадало в приемную антенну. Положение электрода выбиралось таким, чтобы проходящая в антенну мощность была максимальной. Интерферометр позволял надежно регистрировать концентрацию электронов  $n_e$ , превышающую  $10^9 \text{ см}^{-3}$ .

## Результаты экспериментов

Эксперименты показали, что во всем диапазоне давлений во всех исследованных газах вблизи нижнего электрода наблюдается темный слой толщиной порядка 1 см. Возле верхнего заземленного электрода темное пространство практически отсутствовало. Профили свечения плазмы при различной величине зазора и постоянной вкладываемой мощности приведены на рис. 2. Видно, что при постоянной вкладываемой мощности  $Q$  уменьшение зазора приводит к уменьшению толщины темного приэлектродного пространства. Одновременно уменьшается напряжение на разряде. На рис. 3 приведена зависимость постоянного напряжения автосмещения  $U_{sb}$  от межэлектродного расстояния. Амплитуда переменного напряжения  $U_0$  совпадала с  $U_{sb}$ .

Зависимость от амплитуды плотности разрядного тока  $j_0$  концентрации электронов в плазме, напряжения и вкладываемой в разряд мощности приведена на рис. 4. Как видно данные, полученные при различных давлениях аргона и кислорода, мало отличаются. Постоянное напряжение смещения  $U_{sb}$  возрастает пропорционально разрядному току, концентрация пропорциональна току в степени 1-1.7, а вкладываемая мощность пропорциональна  $j_0$  в степени 1.5-2.4.

Влияние электроотрицательной добавки  $\text{Cl}_2$  на параметры разряда в Ag иллюстрируется рис. 5, там же приведена зависимость от вкладываемой мощности напряжения автосмещения и концентрации электронов в плазме. Добавка  $\text{Cl}_2$  практически не влияет на электрические характеристики разряда, в то время как концентрация электронов падает пример-

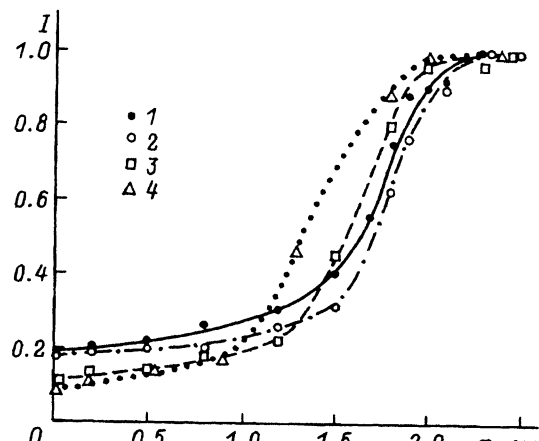


Рис. 2. Профили свечения линии Ag  $\lambda = 751 \text{ нм}$  в плазме в смеси Ag:O<sub>2</sub> = 1:10 при различной величине межэлектродного зазора.

1 — 80, 2 — 50, 3 — 35, 4 — 32.5 мм;  $p = 0.5 \text{ Па}$ ,  $Q = 50 \text{ Вт}$ . Интенсивность в отн. ед.

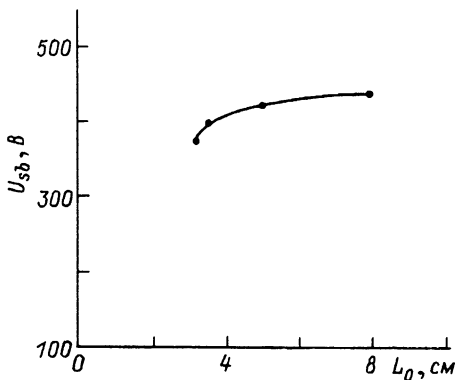


Рис. 3. Зависимость постоянного напряжения автосмещения от межэлектродного расстояния ( $\text{Ar}:\text{O}_2 = 1:10$ ,  $p = 0.5$  Па,  $Q = 50$  Вт).

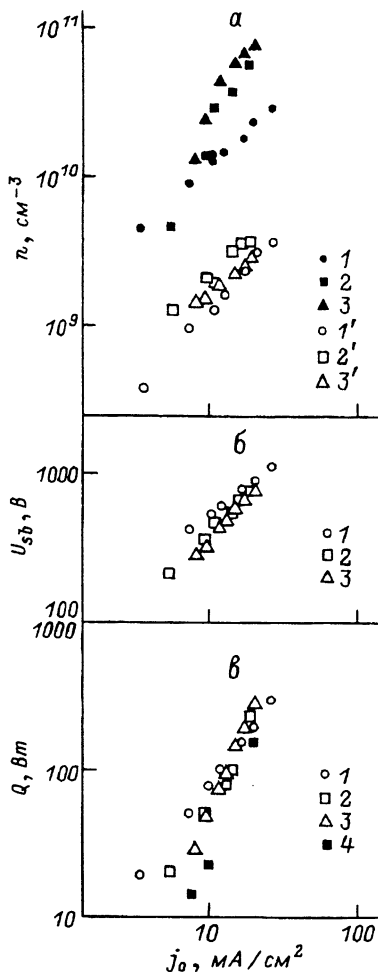


Рис. 4. Зависимости концентраций электронов в плазме (1-3) и слое (1'-3'), напряжения автосмещения и вкладываемой мощности (4 — расчет) от плотности разрядного тока.

1, 1' — Ar,  $p = 1$  Па; 2, 2' — Ar,  $p = 10$  Па; 3, 3' —  $\text{O}_2$ ,  $p = 10$  Па.

но в четыре раза при увеличении доли хлора от 0 до 10%. Дальнейшее увеличение концентрации  $\text{Cl}_2$  не приводит к уменьшению концентрации электронов.

### Обсуждение результатов

Анализ полученных результатов будем производить на основе простой модели, позволяющей связать параметры плазмы и приэлектродных слоев с параметрами, задающимися электрической цепью. Будем считать, что плазма состоит из однородного положительного столба с концентрацией  $n_p$  и двух приэлектродных слоев толщиной  $L_1$ ,  $L_2$  и концентрацией  $n_{s1}$ ,  $n_{s2}$  (рис 6,а). И в плазме и в слое выполняется условие

$$\tau_1^{-1} < \omega < \tau_e^{-1}, \quad (2)$$

где

$$\tau_{e,i} = (4\pi\sigma_{e,i})^{-1}, \quad \sigma_{e,i} = \left| \frac{ne^2}{m_{e,i}(\nu + i\omega)} \right|$$

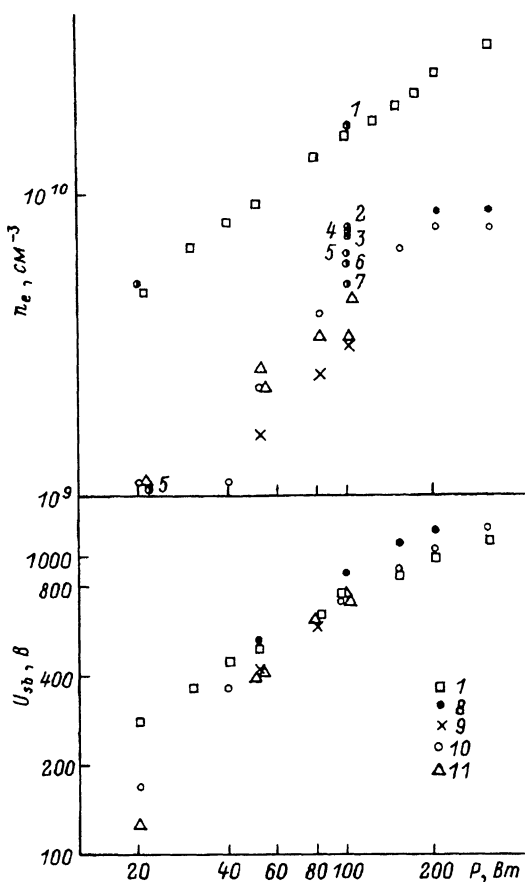
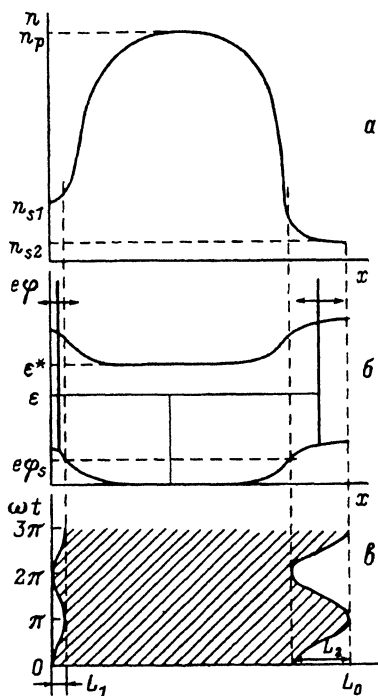


Рис. 5. Зависимости концентрации электронов в плазме и напряжения автосмещения от вкладываемой в разряд мощности в различных смесях.  $p = 1$  Па; состав смеси  $\text{Cl}_2/\text{Ar}$ : 1 — 0/1, 2 — 1/400, 3 — 1/160, 4 — 1/80, 5 — 1/40, 6 — 1/16, 7 — 1/10, 8 — 1/4, 9 — 1/1, 10 — 4/1, 11 — 1/0.

Рис. 6. Профили распределения электронной концентрации (а) и потенциала (б) в плазме разряда и траектория движения границ плазменной фазы (в).



проводимости электронов и ионов соответственно;  $\nu_{e,i}$  — частота столкновений с нейтральными частицами.

Профиль электронной концентрации в слоях имеет резкую границу, которая движется в переменном электрическом поле между электродом и границей слоя. Ионы же, обладающие большой массой, испытывают существенное влияние только средней по времени составляющей электрического поля. При выполнении условия (2) ток в плазме переносится электронами, а в области пространственного заряда — током смещения. Далее будет показано, что существующая в реальных разрядных камерах асимметрия (один из электродов электрически соединен с корпусом камеры) позволяет в рамках рассматриваемой модели пренебречь влиянием слоя у заземленного электрода ( $L_1, n_{s1}$ ) на свойства разряда и учитывать лишь слой у потенциального электрода ( $L_2 = L, n_{s1} = n_s$ ). Если считать  $j = j_0 \sin \omega t$ , то электрическое поле у электрода имеет вид

$$E = E_0(1 + \cos \omega t). \quad (3)$$

Амплитуда электрического поля у электрода связана с амплитудой плотности разрядного тока  $j_0$

$$E_0 = \frac{4\pi j_0}{\omega}. \quad (4)$$

Так как это электрическое поле создается пространственным зарядом в слое, то величина плотности тока связана с толщиной слоя и концентрацией ионов в нем следующим соотношением:

$$2 \frac{j_0}{\omega} = n_s \epsilon L. \quad (5)$$

Из (2)–(5) следует, что напряжение на слое равно

$$U(t) = \frac{\pi j_0}{\omega} L(1 + 2 \cos \omega t + \cos^2 \omega t). \quad (6)$$

Отсюда можно получить постоянную составляющую напряжения

$$U_{sb} = \frac{3}{2} \frac{\pi j_0}{\omega} L \quad (7)$$

и амплитуду первой гармоники напряжения на слое

$$U_0 = 2\pi \frac{j_0}{\omega} L. \quad (8)$$

Таким образом, все основные параметры слоя можно определить, если известна концентрация ионов в нем. Величина  $n_s$  определяется балансом ионов в слое. В разрядах низкого давления, когда  $L \leq \lambda_\epsilon$ , где  $\lambda_\epsilon$  — длина энергетической релаксации электронов, ионизацией плазменными электронами в слое можно пренебречь [8]. Электроны, выбитые из электрода за счет  $\gamma$ -процессов, приобретают большую энергию и также дают основную ионизацию за пределами слоя. Следовательно, основной источник ионов в слое это поступление их из плазмы за счет амбиполярной диффузии

$$\Gamma = \frac{D_a}{\Lambda} n_p. \quad (9)$$

Здесь  $\Gamma$  — поток ионов,  $D_a = (T_e/\Lambda)\mu_i$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $T_e$  — электронная температура,  $\mu_i$  — подвижность ионов,  $\Lambda$  — характерный размер (ширина межэлектродного зазора или диффузионная длина). Потери ионов определяются их выносом на электрод среднего электрического поля. Если длина пробега ионов  $\lambda_i$  меньше размера слоя, то поток ионов определяется их подвижностью. Как известно (см. например, [7]), в зависимости от величины ускоряющего поля подвижность ионов  $\mu_i$  предполагают либо постоянной ( $\lambda_i \sim E$ ), либо спадающей с ростом поля  $\mu_i \sim E^{-0.5}$ , т.е.  $\lambda_i = \text{const}$ . Во втором случае

$$\Gamma = n_s \left[ \frac{\sqrt{2}\epsilon\lambda_i}{m_i} E_0 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

Приравнявая (9) и (10), получаем с учетом (4)

$$n_s = n_p \frac{D_a}{\Lambda} \left[ \frac{m_i\omega}{4\pi\sqrt{2}\epsilon\lambda_i j_0} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

Концентрация в положительном столбе связана законом Ома с плотностью тока и электрическим полем в нем

$$j_0 = \frac{n_p e^2}{m\sqrt{\nu^2\omega^2}} E_p. \quad (12)$$

Электрическое поле в свою очередь определяется из баланса числа частиц. В положительном столбе разряда постоянного тока оно определяется параметром  $pL$  и сортом газа и слабо зависит от тока. При этом концентрация электронов в положительном столбе пропорциональна плотности тока [9]. Несколько более сложная ситуация в ВЧ разряде низкого давления, когда необходимо учитывать нелокальность функции распределения электронов [8]. Рассмотрим процесс передачи энергии от электрического поля электронам. На рис. 6,а схематически показано распределение концентрации ионов в плазме. При этом считается, что площадь левого электрода больше, а плотность тока на нем меньше, чем на правом. Соответствующее распределение потенциала приведено на рис. 6,б, а траектория движения границы плазменной фазы — на рис. 6,в. Профиль потенциала состоит из двух частей: плавно меняющегося амбиполярного потенциала и резкого скачка на границе фазы объемного заряда. Поскольку толщина области, где происходит скачок порядка дебаевского радиуса, много меньше толщины слоя, то на рис. 6,б скачок показан вертикальной линией. При  $\lambda_e > L_0$  электроны движутся в потенциале (рис. 6,б) с сохранением полной энергии — по горизонтальным траекториям между потенциальными барьерами. Если полная энергия электрона  $\epsilon$  меньше потенциала возбуждения  $\epsilon^*$ , то электрон не может производить неупругих столкновений. Если  $\epsilon > \epsilon^*$ , то неупругие столкновения могут происходить в той области пространства, где кинетическая энергия превышает  $\epsilon^*$ , т.е. в центральной области разряда. Набор энергии от электрического поля описывается диффузией по энергиям с коэффициентом

$$D_\epsilon = \frac{\epsilon^2 \nu^2 \nu E^2}{3(\omega^2 + \nu^2)} \quad (13)$$

( $v$  — скорость электрона), пропорциональным квадрату электрического поля. Электроны с энергией  $\varepsilon < e\varphi_s$  двигаются только в пределах плазменной области и набирают энергию в поле  $E_p$ . Электроны с  $\varepsilon > e\varphi_s$  проникают в область слоя, где концентрация электронов значительно меньше, чем в положительном столбе, а поле в плазменной фазе  $E_s \gg E_p$ . Набор энергии этими электронами определяется усредненным коэффициентом диффузии [8], который зависит от среднего электрического поля

$$\langle E^2 \rangle \sim E_p^2 + \frac{1}{2} \frac{L_1}{L_0} E_{s1}^2 + \frac{1}{2} \frac{L_2}{L_0} 2E_{s2}^2. \quad (14)$$

Так как обычно  $E_p \ll E_s$  ( $E_{s1} < E_{s2} = E_s$ ), то

$$\langle E^2 \rangle \simeq \frac{1}{2} \frac{L}{L_0} E_s^2, \quad (15)$$

т.е. нагрев электронов определяется электрическим полем в слое. Как указывалось ранее, ступенчатой ионизацией и вкладом  $\gamma$ -электронов на ионизацию в приэлектродных слоях можно пренебречь. При не слишком больших полях частота ионизации экспоненциально зависит от электрического поля. В этом случае величина  $\langle E^2 \rangle$  мало меняется при изменении плотности тока, а концентрация заряженных частиц в слое, так же как и в положительном столбе разряда постоянного тока, пропорциональна плотности разрядного тока. Среднюю концентрацию в слое можно определить по известным  $j_0$ ,  $U_{sb}$  с помощью соотношений (5), (7). Рассчитанные таким образом значения  $n_s$  приведены на рис. 4,а. Как видно из рисунка, концентрация в слое приблизительно на порядок меньше, чем концентрация  $n_p$  в центре разряда, и возрастает пропорционально плотности тока разряда. Это соответствует рассмотренной простой модели приэлектродных слоев. Зависимость концентрации  $n_p$  от плотности тока определяется (11), откуда следует, что  $n_p$  должна быть пропорциональна  $j_0^{3/2}$ . Если подвижность ионов  $\mu_i$  не зависит от энергии, то  $\lambda_i \sim E_0$ , а поток в слое (10) пропорционален  $E_0$ , а не  $\sqrt{E_0}$ . В этом случае концентрация в центре разряда  $n_p$  пропорциональна  $j_0^2$ . Как видно, результаты рис. 4 не противоречат данным оценкам. Величину мощности, которая выделится в приэлектродных слоях, можно оценить по экспериментальным значениям напряжения автосмещения и концентрации ионов в слое

$$Q_s = U_{sb} e \Gamma_i = U_{sb} e n_s \left[ \frac{4\pi\sqrt{2}e\lambda_i j_0}{m_i \omega} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (16)$$

Результаты расчета для Ag приведены на рис. 4,в. Как видно из рисунка, в эксперименте  $Q \sim j^{1.5}$ , т.е. почти вся мощность, вкладываемая в разряд, затрачивается на ускорение ионов в приэлектродных слоях. Выше предполагалось, что все падение напряжения и вкладываемая мощность сосредоточены у электрода, на который подаво ВЧ напряжение. Оценим справедливость этого предположения в рамках данной модели. Поскольку эффективная площадь заземленного электрода больше за счет стенок разрядной камеры, то плотность тока на него  $j_i$  должна быть меньше плотности тока на потенциальный электрод. В то же время потоки ионов, которые определяются диффузией из центральных областей разряда



(9), должны быть одинаковы. Тогда из (11) следует

$$\frac{n_{s1}}{n_{s2}} = \left[ \frac{j_1}{j_0} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (17)$$

а с учетом (5),(8)

$$\frac{U_1}{U_0} = \left[ \frac{j_1}{j_0} \right]^{\frac{5}{2}}. \quad (18)$$

Здесь  $U_1$  и  $U_0$  — падения напряжения на приэлектродных слоях. Таким образом, видно падение напряжения, соответственно выделяющаяся в слое мощность очень быстро уменьшается с плотностью разрядного тока и практически во всех случаях можно пренебречь падением напряжения у заземленного электрода. Следует отметить, что потоки ионов на электрод и стенки разрядной камеры различны, а следовательно, различны и концентрация ионов в этих областях и плотность разрядного тока. Из соотношения (15) следует, что средний квадрат электрического поля возрастает обратно пропорционально межэлектродному зазору. Это приводит к пропорциональному увеличению частоты ионизации. Однако, согласно (9), пропорционально увеличиваются и диффузионные потери заряженных частиц, таким образом равновесие сохраняется при неизменных параметрах приэлектродных слоев. Это соответствует данным рис. 2, 3, из которых видно, что изменение параметров слоя при изменении ширины зазора становится существенным лишь когда его величина становится сопоставима с размерами слоя.

Рассмотрим влияние на характеристики разряда в Ag добавки  $\text{Cl}_2$ . Очевидно, что наличие электроотрицательных молекул приводит к образованию отрицательных ионов и уменьшению концентрации электронов. Так как  $T_e \gg T_i$ , то амбиполярное поле в приэлектродных слоях втягивает отрицательные ионы в плазму, причем они собираются в центральных областях разряда. Отрицательные ионы гибнут в объеме за счет отлипания и рекомбинации, в приэлектродных областях они практически отсутствуют. Подобный механизм, описанный впервые в [10], с учетом показанной ранее определяющей роли приэлектродных слоев объясняет малое влияние добавки электроотрицательного газа на электрические параметры разряда в эксперименте (рис. 5). Наблюдающееся в эксперименте уменьшение концентрации электронов в центральных областях разряда приводит к возрастанию электрического поля там, но, поскольку оно все равно значительно меньше поля в слоях пространственного заряда ( $E_p \ll E_s$ ), это не сказывается на суммарных характеристиках разряда.

### Заключение

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показали, что характеристики высокочастотного емкостного разряда низкого давления определяются в первую очередь приэлектродными слоями. Свойства разряда могут быть объяснены на основе простой качественной модели, которая учитывает нелокальность функции распределения электронов. Эта модель позволяет получить правильные зависимости параметров плазмы от внешних условий и верные по порядку величины численные значения. Авторы благодарны Л.Д.Цендину и И.Д. Кагановичу за плодотворные обсуждения.

## Список литературы

- [1] Плазменная технология в производстве СБИС / Под ред. Н.Айнспрука, Д.Брауна. М.: Мир, 1987.
- [2] *Бойко В.В., Манкелевич Ю.А. и др.* // Физика плазмы. 1989. Т. 54. № 1. С. 219-224.
- [3] *Kushner M.* // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. P. 4958-4965.
- [4] *Смирнов А.С., Цендин Л.Д.* // ЖТФ. 1990. Т. 35. Вып. 7. С. 56-61.
- [5] *Leiberman M.A.* // IEEE Trans. 1988. Vol. PS-16. P. 638-644.
- [6] *Мак-Даниель М., Мэзон Э.* Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976.
- [7] *Dulkin A.E., Moshkalyov S.A., Pyataev V.Z. et al.* // Proc. Intern. Conf. on Microlithography. Rome, 1991. P. 345-348.
- [8] *Kaganovitch I.D., Tsendin L.D.* IEEE Trans. // 1992. Vol. PS-20. N 2. P. 62-75.
- [9] *Грановский В.Л.* Электрический ток в газах. Т. 2. Установившийся ток. М.: Наука, 1972.
- [10] *Цендин Л.Д.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 12. С. 2318-2322.

Санкт-Петербургский государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
20 октября 1992 г.  
В окончательной редакции  
28 апреля 1993 г.