

01:04:09

Самосогласованная модель высокочастотного емкостного разряда низкого давления

© А.С. Смирнов, К.Е. Орлов

С.-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 5 ноября 1996 г.

Сформулирована простая самосогласованная модель высокочастотного емкостного разряда низкого давления. Учтены эффекты, связанные со стохастическим нагревом электронов и нелокальностью электрического поля. Полученные соотношения позволяют качественно рассмотреть основные особенности таких разрядов низкого давления. Результаты численного расчета находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными.

Высокочастотные емкостные разряды широко применяются в плазменных технологиях полупроводниковых материалов [1]. Качество и эффективность процессов плазменной обработки зависят во многом от параметров плазмы и приэлектродных слоев разряда. Это определяет устойчивый интерес к разработке простых методов расчета характеристик ВЧ-разрядов в широком диапазоне изменения внешних параметров (давление и состав рабочего газа, размеры камеры и электродов, вкладываемая в разряд мощность и др.). В большинстве практически важных случаев используются разряды низкого давления, когда $p \cdot L_0 = 0.1 \div 0.01$ см · Тор (где p — давление в разрядной камере, L_0 — длина межэлектродного зазора). В этих условиях длина энергетической релаксации электронов может превышать характерные размеры системы, функция распределения электронов становится нелокальной и энергетический спектр определяется распределением осцилляторного поля проводимости по всей длине разрядного промежутка. Наиболее простыми для теоретического исследования являются разряды в инертных газах. Однако даже в этом случае точное аналитическое решение оказывается невозможным. Широко применяемое в настоящее время численное моделирование, основанное на использовании метода

Монте-Карло и его модификаций, позволяет в принципе получить все параметры плазмы высокочастотного емкостного разряда; однако практическое использование таких методик связано с большими затратами машинного времени. Кроме того, построение физических скейлингов на основе таких расчетов, как правило, затруднено из-за сложностей в выделении роли различных физических механизмов, определяющих процессы в плазме. Предложенный в [2] метод расчета функций распределения электронов, основанный на усреднении кинетического уравнения по области движения электронов, также требует достаточно сложных численных расчетов. Простая модель, предложенная в [3], не является замкнутой, поскольку температура электронов в плазме должна задаваться на основе экспериментальных данных. В данной работе предлагается простая самосогласованная модель разряда, позволяющая рассчитать его основные параметры.

В высокочастотных разрядах, как правило, выполняется условие $\omega_i \ll \omega \ll \omega_e$ (ω_i , ω_e — ионная и электронная плазменные частоты соответственно, ω — частота ВЧ-поля). В этом случае ионы образуют стационарный профиль концентрации, а электроны совершают колебания от одного электрода к другому с частотой, равной частоте ВЧ-поля, как показано на рис. 1, а. Если дебаевский радиус много меньше длины приэлектродного слоя, подвижная граница плазма-слой пространственного заряда является резкой и представляет собой потенциальный барьер бесконечной высоты для электронов. В центральной области разрядного промежутка, где условие квазинейтральности выполняется в течение всего периода, ионный профиль формируется амбиполярной диффузией. В приэлектродных слоях дрейф ионов к электродам определяется средним за период полем пространственного заряда. Для упрощения дальнейшего рассмотрения будем считать концентрации в слое и плазме постоянными и равными соответственно n_s и n_p . Перепад потенциала от плазмы к слою также аппроксимируем ступенчатым профилем со скачком на границе со слоем пространственного заряда. Соответствующие распределения концентрации ионов и потенциала показаны на рис. 1, б, в. Поток ионов из плазмы в сделанных выше предположениях может быть оценен как

$$\Gamma_p = n_p \cdot \sqrt{\frac{2\phi}{L_p} \frac{e\lambda_i\sqrt{2}}{M}}, \quad (1)$$

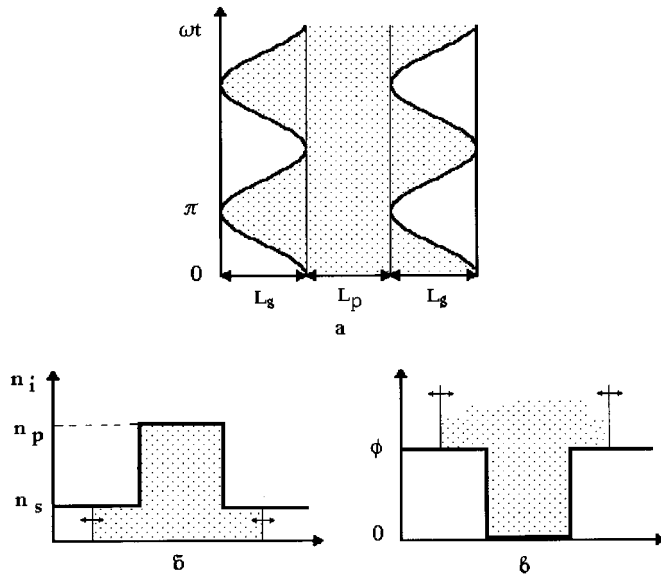


Рис. 1. Зависимость положения границы плазмы-слой пространственного заряда от фазы ВЧ-напряжения (а), распределение концентрации ионов (б) и потенциала (в) в межэлектродном зазоре.

где λ_i , M — средняя длина пробега и масса ионов, e — заряд электрона, ϕ — постоянный потенциал плазмы на границе со слоем, L_p — длина плазмы. Так как ионизация в слоях отсутствует, поток ионов в слое сохраняется и Γ_p равен потоку ионов на электроды;

$$\Gamma_s = n_s \sqrt{\frac{4\pi j_0}{\omega} \frac{\epsilon \lambda_i \sqrt{2}}{M}}, \quad (2)$$

где j_0 — амплитудное значение плотности разрядного тока. Отношение концентраций n_s/n_p может быть получено из (1) и (2), при этом концентрация n_s определяется условием замыкания разрядного тока током смещения в слое в фазе пространственного заряда [3]:

$$n_s = \frac{2j_0}{\omega e L_s}, \quad (3)$$

где L_s — длина слоя пространственного заряда. В плазменной фазе разрядный ток переносится током проводимости, амплитуда осцилляторного поля в плазменной фазе связана с концентрацией условием непрерывности разрядного тока

$$j_0 = e \cdot b_e \cdot n_p \cdot E_p = e \cdot b_e \cdot n_s \cdot E_s, \quad (4)$$

где $E_{p,s}$ — амплитуда поля проводимости в плазме и слое, b_e — подвижность электронов.

Для определения параметров разряда рассмотрим на качественном уровне процессы, формирующие распределение электронов в плазме. Нагрев электронов с энергиями $\varepsilon > e\phi$ определяется усредненным по пространству осцилляторным полем. Для простой "двухступенчатой" модели распределения концентрации плазмы между электродами усреднение проводится тривиально и поток по энергии для "высокоэнергетичной" части функции распределения равен

$$\Gamma_{\varepsilon,H} = \left[\frac{L_p}{L_0} E_p^2 + \frac{L_s}{L_0} E_s^2 \right] \frac{e^2 \nu \varepsilon^{3/2}}{6m^2(\omega^2 + \nu^2)} \frac{\partial f_H}{\partial \varepsilon} = D_{\varepsilon,H} \frac{\partial f_H}{\partial \varepsilon}, \quad (5)$$

где m — масса электрона, ν — транспортная частота столкновений электронов, ε — энергия электрона. Электроны с энергиями $\varepsilon < e\phi$ в слой не попадают и поле для "низкоэнергетичной" части функции распределения равняется осцилляторному полю в плазме. Поток по энергии для "низкоэнергетичной" части распределения равен соответственно

$$\Gamma_{\varepsilon,C} = E_p^2 \frac{e^2 \nu \varepsilon^{3/2}}{6m^2(\omega^2 + \nu^2)} \frac{\partial f_C}{\partial \varepsilon} = D_{\varepsilon,C} \frac{\partial f_C}{\partial \varepsilon}. \quad (6)$$

Считая, что f_C не имеет особенностей при $\varepsilon \rightarrow 0$ и $e\phi < \varepsilon^*$, где ε^* — энергия первого уровня возбуждения атомов газа, введем для функций f_C и f_H приближенные условия нормировки вида:

$$n_p = \frac{4\pi}{3} f_C^0 (e\phi)^{3/2}, \quad (7)$$

$$n_s = \frac{4\pi}{3} f_H^0 \left(\varepsilon^{*3/2} - e\phi^{3/2} \right). \quad (8)$$

Эти уровни верны при $n_p \gg n_s$. Будем считать, что при неупругих столкновениях с атомами электроны теряют всю кинетическую энергию и возвращаются в низкоэнергетическую часть распределения с $\varepsilon = 0$. Тогда, при $0 < \varepsilon < \varepsilon^*$, поток Γ_ε сохраняется и $\Gamma_{\varepsilon,C} = \Gamma_{\varepsilon,H} = \text{const}(\varepsilon)$. Приравнявая (5) и (6), с учетом (7,8) получаем

$$\left(\frac{\varepsilon^*}{\varepsilon\phi}\right)^{3/2} - 1 = \frac{n_s}{n_p} \left(1 + \left[\frac{L_p}{L_0} + \frac{L_s}{L_0} \frac{E_s^2}{E_p^2}\right]\right). \quad (9)$$

Для вычисления частоты ионизации можно воспользоваться формулой Таунсенда для постоянного поля [4]. Тогда число ионизаций в объеме плазмы:

$$Z = n_s \cdot E_{\text{eff}} \cdot b_e \cdot A \cdot p \cdot \exp\left(-\frac{Bp}{E_{\text{eff}}}\right) \quad (10)$$

где

$$E_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{L_p}{L_0} E_p^2 + \frac{L_s}{L_0} E_s^2\right] \frac{\nu^2}{(\omega^2 + \nu^2)}, \quad [5],$$

p — давление газа, A и B — эмпирические константы. Потери заряженных частиц из объема плазмы могут быть выражены через поток ионов в слое пространственного заряда (2). Приравнявая Γ_s/L_p и Z , получаем уравнение баланса числа заряженных частиц в объеме плазмы. Совместное решение (9) и (10) определяет $L_s(j_0)$ и $\phi(j_0)$. Далее все параметры плазмы могут быть рассчитаны через полученные значения L_s и ϕ [3].

Для низких давлений (когда $\lambda_e \geq L_s$, где λ_e — длина свободного пробега электрона) существенным становится стохастический нагрев электронов [2]. Этот эффект можно приближенно учесть включением в (5) дополнительного слагаемого $\frac{3}{2} \frac{\Omega_B}{\nu} E_s^2$, где $\Omega_B = \sqrt{2\varepsilon/m}/L_p$ — частота столкновений электрона с движущимися границами плазма-слой.

На рис. 2, а представлена зависимость концентрации в плазме n_p от давления для разряда в аргоне ($j_0 = 2.67 \text{ мА/см}^2$, $L_0 = 2 \text{ см}$), рассчитанная по формулам (9), (10). Результаты расчета в пределах погрешности совпадают с экспериментальными данными [6] и отражают качественную зависимость, следующую из (1)–(3):

$$n_p(p) \sim \frac{1}{L_s} \sqrt{\frac{L_p}{|\phi|}} \sim \sqrt{\frac{1}{|\phi|}}. \quad (11)$$

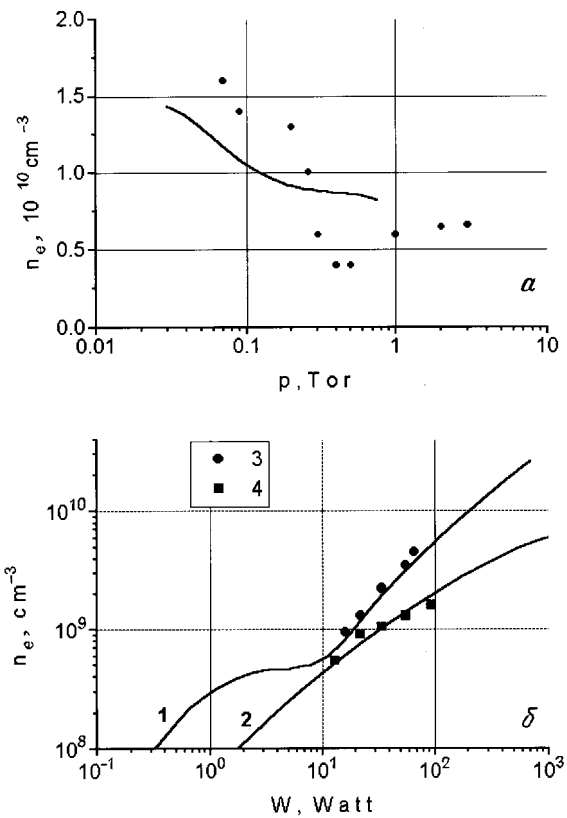


Рис. 2. *a* — зависимость концентрации электронов в центре разрядного промежутка (n_e) от давления (p). Аргон, $L_0 = 2$ см, $j_0 = 2.67 \text{ mA/cm}^2$. Сплошная линия — расчет, точки — эксперимент [6]. *б* — зависимость средней концентрации электронов в плазме (n_e) от мощности, вкладываемой в разряд (W). Аргон, $L_0 = 4$ см; 1, 3 — $p = 0.11$ Тор; 2, 4 — $p = 0.02$ Тор; 1, 2 — расчет; 3, 4 — эксперимент [7].

В случае сильной асимметрии разряда, когда влиянием малого слоя можно пренебречь, следует заменить L_s на $L_s/2$ в формуле для усредненного электрического поля (5). Результаты расчета для несимметричного разряда в аргоне ($L_0 = 4$ см, $p = 0.02, 0.11$ Тор)

представлены на рис. 2, б. Мощность, вкладываемая в разряд, рассчитана как сумма мощностей, вкладываемых в электронную и ионную компоненты. Как видно из рисунка, результаты эксперимента [7] совпадают с расчетом в широком диапазоне изменения вкладываемой мощности.

Несмотря на сильные упрощения, предложенная модель позволяет корректно учесть основные особенности высокочастотного емкостного разряда низкого давления. Результаты численного расчета дают правильные качественные зависимости и неплохое количественное совпадение с имеющимися экспериментальными данными.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-16918), Международным агентством по атомной энергии (грант № 9238) и INTAS (гранты № 94-0740).

Список литературы

- [1] Анспрук Н., Браун Д. Плазменная технология в производстве СВИС. М.: Мир, 1987.
- [2] Kaganovic I.D., Tsendin L.D. // IEEE trans. Plasma Sci. 1992. V. 20. N 7. P. 86–92.
- [3] Дулькин А.Е., Мошкалева С.А., Смирнов А.С. и др. // ЖТФ. 1993. Т. 63. № 7. С. 64–73.
- [4] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 527 с.
- [5] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1997. 383 с.
- [6] Godyak V.A., Piejak R.B. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 8. С. 996–999.
- [7] Смирнов А.С., Уставчиков А.Ю., Фролов К.С. // ПТЭ. 1994. № 3. С. 129–132.