

## ПРИЧИННЫЕ СВЯЗИ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЕМКОСТНОМ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ И ПРОСТОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ЕГО ПАРАМЕТРОВ

*Ю. П. Райзер, М. Н. Шнейдер*

1. Высокочастотные емкостные разряды (ВЧЕР) низкого давления ( $p \sim 10^{-3} - 1$  Тор) широко применяются для обработки и производства материалов, используемых в микроэлектронике. Имеются экспериментальные данные по характерным параметрам разряда; особую ценность, по нашему мнению, представляют систематические и тщательные измерения [1]. К настоящему времени имеются довольно детальные теории [2,3] и др., а также большое количество самосогласованных алгоритмов для численного моделирования ВЧЕР (см. обзоры [4,5]). Однако для экспериментаторов-практиков и инженеров, применяющих ВЧЕР, было бы полезным, не вникая в дебри теорий и, тем более, не прибегая к чрезвычайно трудоемкому численному моделированию, видеть, каковы причинные связи между параметрами разряда, что чем определяется, и иметь возможность простым способом оценивать разрядные величины.

Ниже формулируются указанные причинные связи (отнюдь не претендуя на их "открытие", мы просто расставляем все по своим местам) и предлагаем рабочую схему оценок параметров ВЧЕР низкого давления, установления его ВАХ и частотных характеристик.

2. Рассмотрим плоский симметричный  $\alpha$ -разряд не чрезмерно низкого давления  $p \gtrsim 10^{-2}$  Тор (чтобы можно было не принимать во внимание стохастический нагрев электронов). В  $\alpha$ -разряде заряды рождаются в основном в области плазмы (не в приэлектродных слоях) [6] и токи разрядов на электроды очень малы по сравнению с токами смещения. Характерная величина поля в стационарной плазме, скажем, его амплитуда  $E_a$  в средней части межэлектродного промежутка длины  $L$ , определяется через электронную температуру  $T_e$  необходимостью компенсации рождения зарядов и их потерь, в основном за счет амбиполярной диффузии к электродам. В предположениях о постоянстве  $T_e$  и подвижности ионов  $\mu_+$  по координате  $x$  между электродами, и в пренебрежении нагревом газа частота ионизации в ВЧ поле  $\nu_{\text{вч}}$  и коэффициент амбиполярной диффузии  $D_a = \mu_+ T_e$

также постоянны. Плотность плазмы  $n$  описывается уравнением

$$D_a d^2 n / dx^2 + \nu_{\text{ВЧ}} n = 0, \quad (1)$$

как в теории Шоттки положительного столба тлеющего разряда [6].

Если средняя толщина приэлектродных слоев пространственного заряда  $d$  невелика по сравнению с  $L$ , решение (1) можно экстраполировать к электродам, положив  $n = 0$  при  $x = \pm L/2$ . Это дает  $n = n_{\text{max}} \cos(\pi x/L)$  и уравнение

$$\nu_{\text{ВЧ}}(E_a) = D_a / \lambda^2, \quad \lambda = \pi / L, \quad (2)$$

которым определяется поле в плазме.

При низких давлениях частота поля  $\omega$  обычно сильно превышает частоту установления электронного спектра  $\nu_u = \delta \nu_m$ , где  $\nu_m$  — частота столкновений электронов с молекулами,  $\delta$  — доля энергии, передаваемая молекуле. В этом случае  $\nu_{\text{ВЧ}}$  приближенно совпадает с частотой ионизации  $\nu_i$  в постоянном поле  $E$ , равном эффективному  $E_{\text{eff}} = (E_a / \sqrt{2}) [\nu_m^2 / (\omega^2 + \nu_m^2)]^{1/2}$ . Функцию  $\nu_i(E)$  для интересующего газа, вернее, связанный с нею коэффициент Таунсенда, можно найти в литературе.

Однако проще и удобнее воспользоваться имеющимися экспериментальными зависимостями  $E/p$  в плазме положительного столба тлеющего разряда низкого давления в трубке радиуса  $R$  от  $pR$  [6]. Экспериментальную функцию  $E/p$  от  $pR$  можно рассматривать как результат решения уравнения типа (2). При этом следует положить  $E = E_{\text{eff}}$  и  $R = L(2, 4/\pi)$ . Поле в плазме ВЧЕР низкого давления мало зависит от плотностей плазмы и тока  $j_a$ , поскольку скорости рождения  $\nu_{\text{ВЧ}} n$  и потерь  $D_a n / \lambda^2$  одинаково пропорциональны  $n$ . Ток смещения в плазме обычно мал по сравнению с током проводимости, так что в [6]

$$j_a \approx e^2 n_{\text{max}} F_a / m (\omega^2 + \nu_m^2)^{1/2}. \quad (3)$$

В приэлектродных слоях амбиполярный диффузионный поток превращается в дрейфовый поток ионов, которые выносятся на электроды средним (постоянным) полем. Среднее падение напряжения на слое  $\bar{V}$  и его толщина  $d$  как раз и определяются необходимостью вынести на электрод амбиполярный поток ионов из плазмы, равный

$$\Gamma_+ = j_+ / e = -D_a (\partial n / \partial x)_{x=\pm L/2} \approx \pi D_a n_{\text{max}} / L, \quad (4)$$

а также перенести посредством тока смещения разрядный ток  $j_a$ . Если, как это ближе всего к реальности, ион массы  $M$  движется через слой в режиме перезарядки с постоянной длиной пробега  $l^{[2]}$ , то его скорость у электрода есть  $v_+ \approx \sqrt{e\bar{E}_e l/M}$ , где  $\bar{E}_e$  — среднее поле у электрода. Оно равно приближенно  $\bar{E}_e \approx 4\pi en_s d$ , где  $n_s$  — средняя плотность ионов в слое пространственного заряда, причем  $\bar{V} \approx \bar{E}_e d/2 \approx 2\pi en_s d^2$ . Ионный ток на электрод равен

$$j_+ = env = \approx a \sqrt{\frac{2el}{M}} \frac{V^{3/2}}{d^{5/2}}, \quad a = 1/2\pi. \quad (5)$$

Уточненное рассмотрение с учетом самосогласованного распределения  $n(x)$ ,  $\bar{E}(x)$  в слое  $^{[3]}$  дает  $a = 0.064$ , что в 2.5 раза меньше, чем в (5). Приравнявая (4) и (5), можно выразить  $n_{\max}$  через  $\bar{V}$  и  $d$ .

В не слишком длинном ВЧЕР низкого давления падение напряжения на плазме относительно мало по сравнению с падением на слоях. Если амплитуда приложенного напряжения  $V_a$  не слишком низка, можно пренебречь и плавающими потенциалами электродов. В этих случаях приемлема электрическая схема  $\alpha$ -ВЧЕР, в которой слои — “емкости” соединены последовательно “идеальным проводником” — плазмой, откуда  $\bar{V} = V_a/2$ . С другой стороны разрядный ток равен току смещения в слое у электрода, так что

$$j_a \approx \frac{1}{4\pi} \partial E_e / \partial t \approx \omega \bar{V} / 2\pi d = \omega V_a / 4\pi d. \quad (6)$$

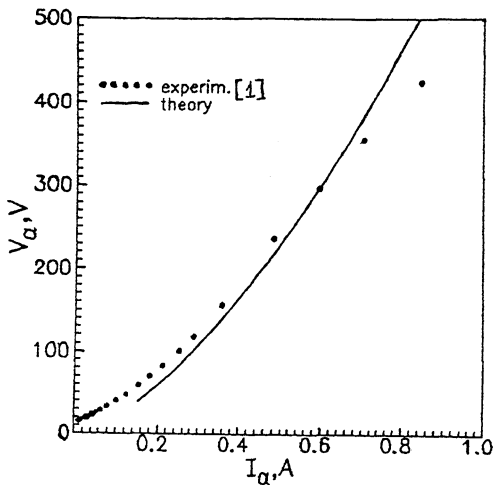
Равенства (3)–(6) вместе с найденным на основе (2) полем в плазме  $E_a$  решают задачу определения ВАХ и всех параметров ВЧЕР. В частности, толщина слоя

$$d = \left[ 2a \left( \frac{2el\bar{V}}{M} \right)^{1/2} \left( \frac{eE_a}{m\nu_m} \right) \frac{L}{D_a \omega (1 + \omega^2/\nu_m^2)^{1/2}} \right]^{2/3}. \quad (7)$$

В типичных условиях, когда  $\omega^2/\nu_m^2 \ll 1$ , имеем следующие частотные зависимости:

$$d \sim V_a^{1/3} \omega^{-2/3}, \quad V_a \sim j_a^{3/2} \omega^{-5/2}, \quad j_a \sim V_a^2 \omega^{5/3}. \quad (8)$$

3. Приведем численный пример и сравним результаты расчета с экспериментом  $^{[1]}$ . В  $^{[1]}$  исследовался разряд в аргоне при  $p \sim 3 \cdot 10^{-3} - 3$  Тор,  $f = 13.56$  МГц,  $L = 6.7$  см, площади электродов  $S = 160$  см $^2$ , причем электроды были заполнены током. Рассмотрим вариант  $p = 0.1$  Тор.



Имеем:  $\nu_m = 5.5 \cdot 10^9 p = 5.5 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1} \gg \omega = 0.86 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$ , т. е.  $E_{\text{eff}} = E_a / \sqrt{2}$ . Эквивалентному радиусу трубки  $R = (2.4/\pi)L$  соответствует  $E/p \approx 7 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Тор})$  [6], откуда  $E_a/p \approx 10 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Тор})$ . Положим  $T_e = 4 \text{ эВ}$ , что следует и из оценок и из различных измерений в аргоне. При этом  $D_a = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\nu_{\text{ВЧ}} = 900 \text{ c}^{-1}$ . Возьмем для примера  $V_a = 300 \text{ В}$ . Тогда  $\bar{V} = 150 \text{ В}$ ; по (7)  $d \approx 0.61 \text{ см}$ , что согласуется с величиной, определенной по измеренной в [1] емкости слоя. По (6)  $j_a \approx 3.7 \text{ мА}/\text{см}^2$ , откуда амплитуда тока  $I_a = j_a S \approx 0.6 \text{ А}$  хорошо совпадает с измеренной в [1] при  $V_a = 300 \text{ В}$ . Вычисленная по (3)  $n_{\text{max}} \approx 7.3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$  согласуется со средней плотностью плазмы  $n = 4.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , которую можно оценить по измеренному в [1] активному сопротивлению разряда  $15 \text{ Ом}$ . Вычисленная средняя плотность ионов в слое  $n_s$  в 16 раз меньше  $n_{\text{max}}$ . Неплохо для столь простой теории согласуется с экспериментом и расчетная ВАХ (см. рисунок). Согласуется изложенная модель и с результатами самосогласованного численного расчета [7] для условий, принятых в [7]. Все это дает основание для использования рассмотренной простейшей теории в качестве оперативного инструмента для оценок в практической работе.

## Список литературы

- [1] *Godyak V.A., Piejak R.B., Alexandrovich B.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. V. 19. N 4. P. 660-676.
- [2] *Godyak V.A., Khanneh A.S.* J. de Physique 1979. V. 40. P. 147-148; IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. V. 14. N 2. P. 112-123.
- [3] *Lieberman M.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. V. 16. N 6. P. 638-644.
- [4] *Lister G.G.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1992. V. 25. P. 1649-1680.
- [5] *Понос А.М., Рахимов А.Т., Рахимова Т.В.* // Физика плазмы. 1933. Т. 19. С. 1241-1267.
- [6] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М., 1992.
- [7] *Gogolides E., Sawin H.H.* // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. N 9. P. 3971-3987; *ibid*, P. 3988-4002.

Институт проблем механики  
Москва

Поступило в Редакцию  
27 июня 1994 г.