

04;09;12

## Стационарные состояния ВЧ индукционного разряда низкого давления вблизи порога погасания

© А.В. Зыков, К.И. Положий

Харьковский государственный университет

Поступило в Редакцию 4 ноября 1999 г.

Усовершенствована самосогласованная, пространственно усредненная модель ВЧ индукционного разряда низкого давления и показано, что учет размеров приэлектродных слоев приводит к двузначной зависимости равновесной температуры электронов от давления и мощности. Установлено, что существует критическая мощность, зависящая от давления и геометрии рабочей камеры, ниже которой существование стационарного индукционного разряда невозможно. Сравнение полученных теоретических результатов с экспериментальными данными показало хорошее соответствие.

Высокочастотный индукционный (ВЧИ) разряд низкого давления при давлении рабочего газа, когда длина свободного пробега частиц превышает размеры газоразрядной камеры (ГРК), широко используется в вакуумно-плазменных технологиях травления и нанесения покрытий как эффективный источник низкоэнергетичных ионов. Преимущества использования ВЧИ разряда в реакторах ионно-плазменного травления и в источниках ионов обусловлены высокой плотностью плазмы (до  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ), минимальным разбросом ионов по энергиям ( $\Delta\varepsilon_1 \leq 5 \text{ eV}$ ), относительно низким рабочим давлением ( $p = 10^{-4} \div 10^{-3} \text{ Torr}$ ), высокой экономичностью (энергетическая цена иона  $\eta \sim (30 \div 80) \text{ eV}$ ), отсутствием накаливаемых узлов и большим ресурсом работы с химически активными газами, возможностью независимого управления энергией и плотностью ионов. Поэтому за последние годы число работ, посвященных экспериментальному и теоретическому изучению природы ВЧИ разряда низкого давления, сильно возросло.

В частности, в работах Ли и Либермана [1–4] получила развитие самосогласованная, пространственно усредненная модель стационарных состояний ВЧИ разряда, позволяющая рассчитывать электронную температуру  $T_e$ , плотности ионов  $n_i$  и электронов  $n_e$ , плотности ионного  $j_i$

и электронного  $j_e$  токов, импеданс разряда и т. д. в зависимости от внешних условий: размеров и формы ГРК, давления и сорта рабочего газа, поглощаемой в разряде ВЧ мощности  $P$ . Отметим, что аналогичный подход для определения равновесных параметров плазмы ВЧИ разряда был предложен ранее в работе [5]. В модели предполагается, что разряд ограничен эквипотенциальной поверхностью ГРК, на которой  $j_i = j_e$ , и состоит из области квазинейтральной плазмы ( $n_e \approx n_i$ ) с изотропной максвелловской функцией распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), в которой происходят ионизация и возбуждение рабочего газа и бесстолкновительных пристеночных слоев пространственного заряда ( $n_i \gg n_e$ ), где сосредоточено основное падение потенциала между плазмой и стенкой. В соответствии со сделанными в модели упрощениями законы сохранения частиц и энергии в интегральной форме для стационарного ВЧИ разряда приобретают вид:

$$n_a \nu^i(T_e) \int_V n_e dV = v_B \oint_S n_i dS$$

$$P = e \varepsilon_c(T_e) \cdot n_a \nu^i(T_e) \int_V n_e dV + e \varepsilon_T(T_e) v_B \oint_S n_i dS, \quad (1)$$

где интегрирование проводится по объему  $V$  и поверхности  $S$  области плазмы,  $e$  — заряд электрона,  $\nu^i$  — частота ионизирующих электрон-атомных соударений,  $\varepsilon_c$  — средние потери энергии электронов в неупругих соударениях [2] и  $\varepsilon_T = T_e(2 + 0.5 \cdot \ln(M_i/m_e))$  — кинетическая энергия, выносимая на стенки ГРК электрон-ионной парой, рассчитанные для максвелловской ФРЭЭ,  $M_i$  и  $m_e$  — масса электрона,  $v_B = (2T_e/M_i)^{1/2}$  — скорость ионов на границе плазма-слой, соответствующая критерию Бома.

Усреднение по объему и поверхности плазмы плотностей электронов ионов при линейной аппроксимации зависимости сечения ионизации от энергии электронов [6] позволяет привести уравнения (1) к виду:

$$n_a d = \frac{\bar{n}_i}{\bar{n}_e} \cdot \frac{v_B}{\nu^i}; \quad \nu^i(T_e) = C_i \cdot (U_i + 2T_e) \cdot \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \cdot \exp\left(-\frac{U_i}{T_e}\right);$$

$$P_S = j_i \cdot \eta(T_e); \quad \eta = \varepsilon_c + \varepsilon_T; \quad j_i = e \cdot \bar{n}_i v_B, \quad (2)$$

где  $C_i$  — постоянная сечения ионизации,  $U_i$  — потенциал ионизации,  $d = V/S$  — геометрический параметр,  $\bar{n}_e$  — усредненная по  $V$  плотность

электронов,  $\bar{n}_i$  — усредненная по  $S$  плотность ионов,  $P_S = P/S$  — удельная мощность,  $\eta$  — энергетическая цена иона. Система уравнений (2) дает решение, при котором  $T_e$  не зависит от  $P$  и однозначно определяется параметром подобия  $n_a d$  или  $pd$  ( $p = n_a k T_g$ ,  $T_g = 300$  К) аналогично известному результату для положительного столба тлеющего разряда [6], а  $n_e$ ,  $n_i$  и  $j_i$  прямо пропорциональны  $P$  при постоянном  $pd$ .

В широком диапазоне внешних условий эти результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [7,8], однако не объясняют погасание ВЧИ разряда при снижении давления рабочего газа и мощности. Поэтому представляет интерес развитие данной модели ВЧИ разряда для определения области существования стационарных состояний плазмы при предельно низких давлениях рабочего газа и малых удельных мощностях.

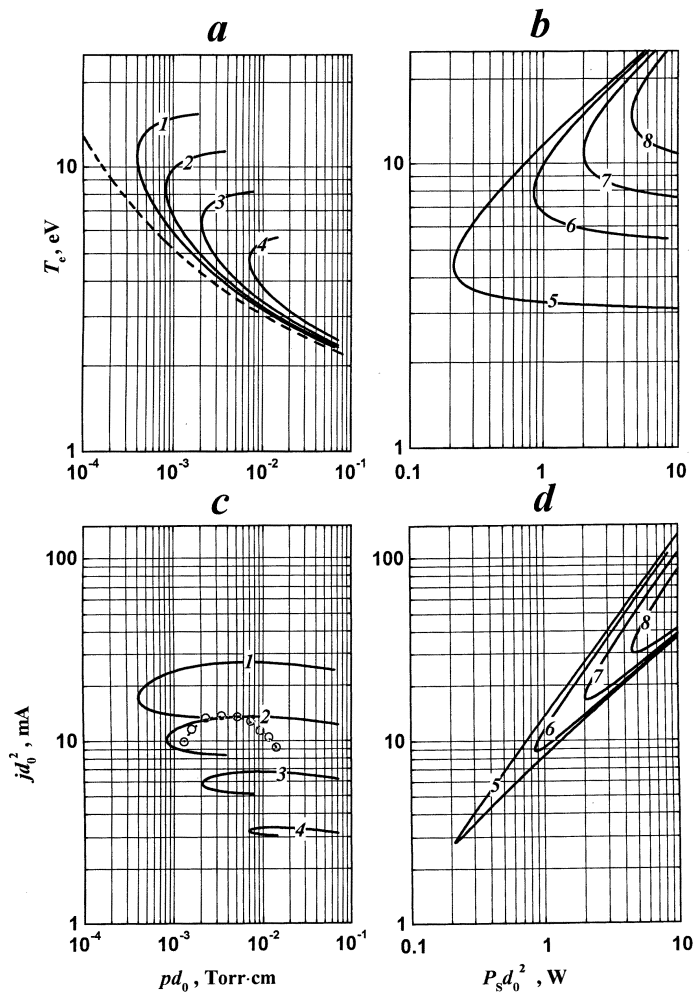
Для этого необходимо уточнить физический смысл геометрического параметра  $d = V/S$  и, соответственно, параметра подобия  $pd$ , который однозначно определяет  $T_e$ . Для простоты и наглядности рассмотрим модель бесконечного плоского плазменного конденсатора с расстоянием между электродами  $2d_0$  (полученные ниже результаты легко обобщить и на случай цилиндрической и сферической геометрии). При больших концентрациях заряженных частиц толщина приэлектродного слоя пространственного заряда  $h \ll d_0$  и область плазмы совпадает с размерами ГРК, а геометрический параметр имеет значение  $d \approx d_0$ . Однако в предельных случаях низкого давления и малой мощности, а следовательно небольшой плотности плазмы, величина  $h$  становится сравнимой с расстоянием между электродами, что необходимо учитывать. В этом случае, размер  $d$  определяет полуширину области, занимаемой плазмой, для которого выполняется соотношение  $d = d_0 - h$ .

Согласно модели в приповерхностных слоях  $n_i \gg n_e$ , и в качестве уравнения, связывающего параметры плазмы с толщиной слоя  $h$ , воспользуемся "законом 3/2" Чайльда–Ленгмюра для тока положительных ионов с начальной скоростью  $v_B$  для плоского слоя [6]:

$$h = \left(9\pi\sqrt{M_i/2e}\right)^{-1/2} \left[ (M_i v_B^2/2e + \varphi_{sh})^{3/4} - (M_i v_B^2/2e)^{3/4} \right] j_i^{-1/2},$$

$$\varphi_{sh} = \varphi_{pl} - 2T_e, \quad (3)$$

где  $\varphi_{sh}$  — падение потенциала в слое,  $\varphi_{pl} = 0.5T_e \ln(M_i/m_e)$  — перепад потенциала плазма–стенка [6], а  $2T_e$  — падение потенциала в плазме.



**Рис. 1.** Численные решения системы уравнений (4) для параметров ВЧИ разряда низкого давления  $T_e$  и  $jd_0^2$  в зависимости от внешних параметров  $pd_0$  и  $P_s d_0^2$ : 1 — 2, 2 — 1, 3 — 0.5, 4 — 0.125 ( $P_s d_0^2, \text{W}$ ), 5 —  $10^{-2}$ , 6 —  $10^{-3}$ , 7 —  $4 \cdot 10^{-4}$ , 8 —  $2 \cdot 10^{-4}$  ( $pd_0, \text{Torr}\cdot\text{cm}$ ). Пунктиром обозначены кривые для классических зависимостей в предположении  $\xi \equiv 0$ . Точки на рис. 1, c соответствуют экспериментальным данным для  $P_s d_0^2 = 1 \text{ W}$ .

Тогда, учитывая, что  $d = d_0(1 - \xi)$  ( $\xi = h/d_0$  — безразмерная толщина слоя), уравнения (2) приобретают вид:

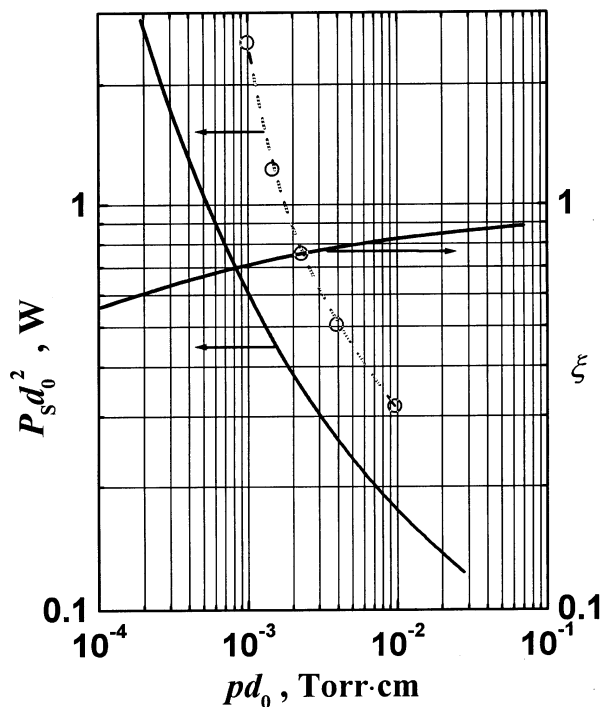
$$n_a d_0 = \frac{\bar{n}_i}{\bar{n}_e} \cdot v_B \cdot \frac{1}{v^i} \cdot \frac{1}{1 - \xi}, \quad P_S = j_i \cdot \eta(T_e),$$

$$\xi = \left(9\pi \sqrt{M_i/2e}\right)^{-1/2} \left[(T_e + \varphi_{sh})^{3/4} - T_e^{3/4}\right] \sqrt{\frac{\eta(T_e)}{P_S d_0^2}}. \quad (4)$$

Численные решения уравнений (4) для зависимости  $T_e$  от  $pd_0$  представлены на рис. 1, *a* семейством графиков при различных значениях  $P_S d_0^2$ , а на рис. 1, *b* — зависимости  $T_e$  от  $P_S d_0^2$  при различных  $pd_0$  (рабочий газ аргон,  $\bar{n}_e/\bar{n}_i \approx 0.3$ , значения газовых постоянных  $C_i$ ,  $U_i$  взяты из работы [6], а зависимость  $\varepsilon_c(T_e)$  из [9]). Как следует из графиков на рис. 1, *a*, учет размеров приэлектродных слоев дает новую, двузначную зависимость  $T_e(pd_0)$ , которая определяет пороговые значения давления для области существования стационарных состояний плазмы при различных  $P_S d_0^2$ . Для сравнения на рис. 1, *a* пунктиром представлено решение системы (2) для  $T_e(pd_0)$ , которое является предельным случаем (4) при  $\xi \rightarrow 0$ .

Параметр  $P_S d_0^2$  определяется как поглощаемой разрядом мощностью, так и геометрией ГРК и является, по сути, дополнительным параметром подобия ВЧИ разряда при низких давлениях. Для фиксированных размеров ГРК снижение рабочего давления приводит к росту минимального значения  $P_S d_0^2$ , при котором возможно стационарное состояние плазмы. График зависимости  $(P_S d_0^2)_{cr}$  от  $(pd_0)_{cr}$  приведен на рис. 2. Уравнения (4) носят универсальный характер и позволяют рассчитать концентрацию плазмы и плотности тока заряженных частиц для ВЧИ разряда в заданной ГРК, а также их зависимости от внешних параметров системы. Зависимости  $j_i d_0^2(pd_0)$  и  $j_i d_0^2(P_S d_0^2)$  представлены на рис. 1, *c* и *d*.

Для проверки полученных результатов были проведены эксперименты на установке с ВЧИ источником ионов (ИИ) [10], имеющим металлическую ГРК цилиндрической формы (диаметр 250 mm, длина 60 mm) [7], который в первом приближении соответствует модели плоского конденсатора. Обработанные экспериментальные данные для плотности тока и порога погасания разряда в ИИ представлены на рис. 1, *c* и рис. 2. Из графиков следует хорошее качественное соответствие данных эксперимента и теории вблизи порога потухания ВЧИ разряда при  $pd_0 < 10^{-2}$  Торр. По нашим оценкам, причиной завышенных



**Рис. 2.** Зависимость критической мощности (мощности погасания ВЧИ разряда) от давления (рабочий газ — аргон). На графике также представлена зависимость безразмерной толщины слоя  $\xi$  от давления, соответствующая критической мощности погасания разряда. Точками изображены значения  $Psd_0^2$ , полученные из эксперимента.

в 2÷3 раза пороговых значений  $(Psd_0^2)_{cr}$  являются значительные, порядка десятков и сотен ватт, омические потери мощности в индукторе и в согласующем устройстве генератора, а также ВЧ нагрев проводящих элементов ГРК, особенно в области низких давлений, когда напряжение на индукторе достигает нескольких киловольт, что отмечалось и в работе [11]. Поэтому для более точных измерений необходимо провести специальные калибровочные исследования ВЧ цепей согласно методикам, описанным в [11]. В данном устройстве не наблюдалась

и высокотемпературная ветвь равновесных состояний плазмы, которую предсказывает теория.

Таким образом, в дальнейших исследованиях необходимо как усовершенствовать постановку эксперимента, так и уточнить модель ВЧИ разряда путем поправок на граничные условия, реальные ФРЭЭ [8] и зависимости сечения неупругих процессов от энергии.

## Список литературы

- [1] *Lee C., Graves D.B., Lieberman M.A., Hess D.W.* // J. Electrochem. Soc. 1994. V. 141. P. 1546.
- [2] *Lee C., Lieberman M.A.* // J. Vac. Sci. Technol. 1995. A. V. 13. P. 368.
- [3] *Lieberman M.A., Gottscho R.A.* // Physics of Thin Films. 1994. V. 18. (Ed. M. Francombe and J. Vossen. New York: Academic).
- [4] *Gudmundson J.T., Lieberman M.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1998. V. 7. P. 83–95.
- [5] *Бондаренко В.Г., Денисов В.П., Еремин Б.Г. и др.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17. В. 6. С. 756.
- [6] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [7] *Дудин С.В., Зыков А.В., Положий К.И.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. № 22.
- [8] *Godyak V.A., Piejak R.B., Alexandrovich B.M.* // Plasma Sources Sc. Technol. 1995. V. 4. P. 332–336.
- [9] *Lieberman M.A., Ashida S.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5. P. 145–158.
- [10] *Будянский А.М., Зыков А.В., Фареник В.И.* Высоочастотный источник ионов. Патент Украины № 2426. Патент РФ № 1570549 от 28.06.93.
- [11] *Suzuki K. et al.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1998. V. 7. P. 13–20.