

01;04

Правила подобия для плазмы кислородного разряда

© Е.А. Богданов, В.И. Колобов,¹ А.А. Кудрявцев,² Л.Д. Цендин²

¹ CFD Research Corporation,
215 Wynn Drive, Huntsville, AL, USA

² Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: akud@ak2138.spb.edu

(Поступило в Редакцию 8 февраля 2002 г.)

В рамках fluid-модели выполнены симуляции ICP разряда в кислороде в широком диапазоне условий, типичных для работы коммерческих плазмохимических реакторов. Получены простые правила подобия, позволяющие по заданным внешним параметрам — произведению давления газа на характерный размер плазмы pL и удельной мощности W , вводимой в разряд, быстро оценить различные характеристики плазмы электроотрицательных газов.

Повышенный интерес к исследованию разрядов в электроотрицательных газах (ЭОГ) связан с их широким использованием в современных плазменных технологиях [1]. В этой связи большое значение для практики приобретают правила подобия (scalings laws), позволяющие быстро оценить характеристики плазмы и прогнозировать их изменение в зависимости от внешних условий. К настоящему времени установлено, что наличие отрицательно заряженных частиц приводит к ряду существенных особенностей при протекании диффузионных процессов, определяющих профили концентраций и других параметров плазмы [1,2]. Поэтому известные для электроположительной плазмы правила подобия [3] непосредственно неприменимы и требуют значительной модификации.

В последнее время появились работы [4–12] на базе пространственно-усредненной модели (volume averaged, global model) [4], в которой заранее предполагаются модельные профили концентраций компонентов: плоские профили электронов и параболические профили ионов. В [13,14] это основополагающее предположение global model, постулирующее в бальмановское равновесие не только для электронов, но и для отрицательных ионов было подвергнуто резкой и бескомпромиссной критике. В [15,16] было также указано, что учет только одной ион-ионной рекомбинации и неучет гибели отрицательных ионов вследствие электронного отлипания в global model [4–10] приводит к ограничению ее применимости лишь областью низких давлений ($pL < 0.1 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$). В свою очередь результаты ряда работ, выполненных в рамках global model [4–12] для одного и того же газа, сильно различаются. Так, для камеры с $R = 15.2 \text{ cm}$, $H = 7.6 \text{ cm}$ в [12] было получено, что ион-ионная рекомбинация является главным каналом гибели отрицательных ионов лишь при давлениях $p \leq 5 \text{ mTorr}$, а при больших давлениях доминирует отлипание. Превышение отлипания над рекомбинацией при столь низких давлениях ставит под сомнение все предыдущие работы, выполненные в рамках global model [4–10], в которых

принималась во внимание лишь рекомбинационная гибель отрицательных ионов и не учитывалось отлипание. К недостаткам используемого в [4–12] варианта global model также можно отнести громоздкие формулы, к тому же часто выписанные с превышением точности (см. ниже). Более последовательным и привлекательным нам представляется подход [2], основанный на ранней работе [17]. Он основан на нахождении пространственных профилей заряженных частиц путем анализа уравнений баланса их концентраций в различных условиях и частоты ионизации K_1 как собственного числа задачи. При этом константы остальных процессов с участием электронов считаются заданными. В [17] было установлено, что отличительной особенностью плазмы ЭОГ является существование внешней области электрон-ионной плазмы („шкурки“), отрицательные ионы в которой практически отсутствуют. И хотя толщина шкурки обычно мала, ее наличие принципиально, поскольку она запирает отрицательные ионы в объеме. В итоге на границе плазма–пристеночный слой бомовская скорость ионов в этом случае такая же, как и в обычной электроположительной плазме

$$V_b = \sqrt{T_e/M}. \quad (1)$$

В свою очередь на границе двух плазменных областей (ион-ионной и электрон-ионной) внутри объема учет влияния отрицательных ионов приводит к модифицированной бомовской скорости ионов

$$V_{bn}/V_s = \sqrt{n_n T_n / (n_e T_n + n_n T_e)}, \quad (2)$$

которая существенно меньше V_b (1) уже при степени электроотрицательности $\alpha = n_n/n_e$ в несколько единиц. Использование же выражения (2) на границе плазма–пристеночный слой, когда отрицательных ионов там нет, представляется излишним.

Напомним, что для электроположительной плазмы по известному давлению, геометрии разрядного объема и сорту газа легко получить правила подобия для основных ее параметров (см., например, [3]).

Основными параметрами задачи при этом являются pL (p — давление газа, L — характерный размер плазменной области) и удельная мощность W , вводимая в единицу объема электронного газа ($W = P/V$). Напомним, что в диффузионных задачах разрядную геометрию можно приближенно свести к плоскопараллельной ($x = 0, L$), вводя эффективный размер плазмы $L = V/S$. Например, для цилиндра с радиусом R и высотой H имеем [1] $L = V/S = RH/2(R + H)$.

Как известно (см., например [3]), в электроположительных газах соотношения подобия следуют из баланса заряженных частиц и баланса энергии электронов. Из условия стационарности разряда следует зависимость, выражающая равенство ионизации и диффузионной гибели на стенках,

$$K_1(T_e)N\tau_s(T_e) = 1, \quad (3)$$

где K_1 — константа ионизации, N — плотность газа.

Время гибели электронов и ионов на стенках τ_s при этом можно оценить по интерполяционной формуле

$$\tau_s = \tau_a + \tau_b, \quad (4)$$

где $\tau_a = L^2/\pi^2 D_a$ — характерное время наблюдения амбиполярной диффузии, определяющее уход электронов на стенки в рамках гидродинамической (fluid) модели, когда параметр $\lambda_p T_e / LT_a > 1$. В другом предельном случае $\lambda_p T_e / LT_a < 1$ выражение τ_s (4) переходит в

$$\tau_b = L/V_b, \quad (5)$$

где V_b — бомовская скорость (1).

Для максвелловской EDF для каждого газа величины K_1 и τ_s есть функции электронной температуры T_e (Shottky), так что соотношение (3) позволяет найти T_e в зависимости от pL . В общем же случае эти величины определяются греющим электрическим полем — продольным в положительном столбе или высокочастотным в ВЧ разрядах. Ниже мы ограничимся простейшим случаем Максвелловского распределения.

В свою очередь из баланса энергий электронного газа

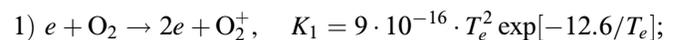
$$W = n_e \sum_j \varepsilon_j v_j \quad (6)$$

по известным W и T_e (ε_j — потери энергии электронов в результате j -го элементарного процесса с частотой $\nu_j(T_e)$) можно определить их концентрацию n_e . Главными в балансе энергий являются всевозможные неупругие процессы, при этом сама сумма в правой части (6) обычно слабо зависит от T_e . Поэтому уравнение баланса энергий электронов (6) практически мало пригодно для определения их температуры, на что указано в [16]. Гораздо удобнее находить T_e из соотношения (3), так как функция $K_1(T_e)$ является сильной (обычно экспоненциальной). Соотношение же (6) служит для определения электронной концентрации по вводимой в разряд удельной мощности (или по внешнему току в DC разрядах).

В [1,4–10] правая часть (6) была нормирована на частоту ионизации K_1^{-1} с помощью введения цены рождения электрон-ионной пары $\varepsilon_c(T_e)$ в виде $W = n_e \varepsilon_c v_i$. При сильной зависимости K_1 от T_e такая процедура представляется нам малоперспективной, так как величина K_1 заранее неизвестна.

Цель данной работы — получить правила подобия, основанные по возможности на максимально простых соотношениях и позволяющие быстро оценить параметры плазмы электроотрицательных газов. Так как в электроотрицательных газах у разряда имеется еще одна степень свободы — степень электроотрицательности, то для получения правил подобия, помимо W и (pL), необходимо задать еще один параметр. Эту роль играет соотношение между временами прилипания и диффузии (с электронной температурой) отрицательных ионов [2,17], которое сводится к параметру (pL). Ограничимся наиболее интересным для приложений случаем низких давлений ($pL < 1 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$) и/или степеней ионизации ($n_e/N < 10^4$), соответствующих классическим условиям столба Шоттки (3), когда в гибели положительных ионов диффузия доминирует над рекомбинацией.

В качестве рабочего газа выберем кислород в цилиндрическом ICP реакторе с размерами $H = 7.62 \text{ cm}$, $R = 15.42 \text{ cm}$, типичный тестовый объект для большинства работ в global model [4–12]. ФРЭ, как и в [4–16], будем считать максвелловской. К сожалению, это предположение никак не обосновано для гидродинамического (столкновительного) режима электронов, когда длина свободного пробега электронов $\lambda_e < L$. Лишь в бесстолкновительном (free-fall) режиме для электронов $\lambda_e > L$, т.е. в условиях наблюдения парадокса Ленгмюра (Langmuir Paradox), можно рассчитывать на близкую к максвелловской ФРЭ (подробнее см. [18]). Система уравнений баланса для ионов записывалась в диффузионно-дрейфовом приближении и решалась численно с использованием коммерческого программного обеспечения, разработанного в CFD Research Corporation, Huntsville, AL, USA [19–21]. Подвижность ионов рассчитывалась по формуле Ланжевена, а соответствующий коэффициент диффузии — по соотношению Эйнштейна. Как и в большинстве симуляций [4–12], подвижности положительных и отрицательных ионов полагались равными. Отметим, что при низких давлениях $p > 200 \text{ mTorr}$ дрейфовая скорость ионов превышала хаотическую, так что коэффициенты диффузии и дрейфа ионов превышали табличные значения, рассчитанные по их тепловой скорости (подробнее см., например, [2,22]). Так, значение коэффициента диффузии ионов в симуляциях составляло величину $D_p = 291/p \text{ cm}^2/\text{s}$ (давление газа в mTorr). Используемые в расчетах константы процессов соответствуют [4–12]:



- 3) $e + O_2 \rightarrow O + O^-$, $K_3 = 8.8 \cdot 10^{-17} \exp[-4.4/T_e]$;
- 4) $O^- + O_2^+ \rightarrow O + O_2$, $K_4 = 1.5 \cdot 10^{-13} \cdot (300/T_g)^{1/2}$;
- 5) $e + O_2 \rightarrow e + 2O$, $K_5 = 7.1 \cdot 10^{-15} \exp[-8.6/T_e]$;
- 6) $O + O^- \rightarrow O_2 + e$, $K_6 = 2 \cdot 10^{-16} (300/T_g)^{1/2}$;
- 7) $e + O_2 \rightarrow e + O_2^*$, $K_7 = 1.7 \cdot 10^{-15} \exp[-3.1/T_e]$;
- 8) $O^- + O_2^* \rightarrow e + O + O_2$, ($O_2^* = O_2 a^1 \Delta$),
 $K_8 = 3 \cdot 10^{-16} \cdot (300/T_g)^{1/2}$.

В уравнении баланса энергий электронного газа учитывался ее пространственный перенос за счет теплопроводности и термодиффузии. Концентрация электронов находилась из условия квазинейтральности. Подробное описание численной схемы для решения системы уравнений гидродинамики дано в [19], а примеры ее использования для решения ряда плазменных задач даны в [20,21].

Были проведены симуляции разряда в кислороде в широком диапазоне давлений $p = 20-1000$ мТорр и удельных мощностей $W = 10^3-3.6 \cdot 10^4$ Вт/м³. Температура газа, как и в [10-12], полагалась равной 600 К. Наиболее характерные результаты и зависимости, полученные в расчетах, представлены ниже на рис. 1-11.

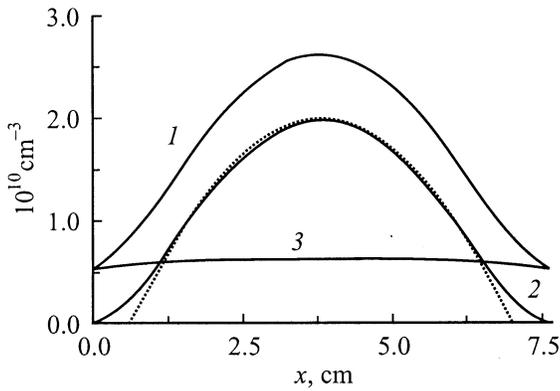


Рис. 1. Пространственные профили заряженных частиц для $p = 20$ мТорр, $W = 15$ Вт. 1 — n_p , 2 — n_n , 3 — n_e . Пунктир — расчеты по (17), (21).

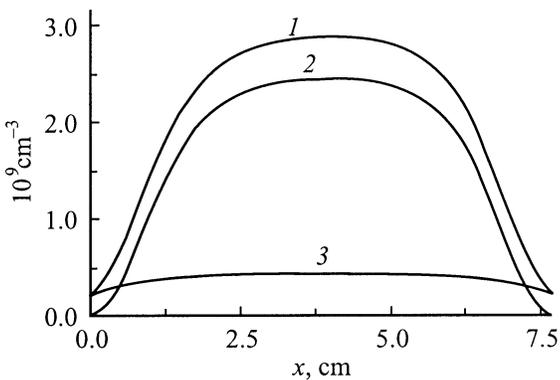


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для $p = 200$ мТорр, $W = 25$ Вт. Обозначения те же, что на рис. 1.

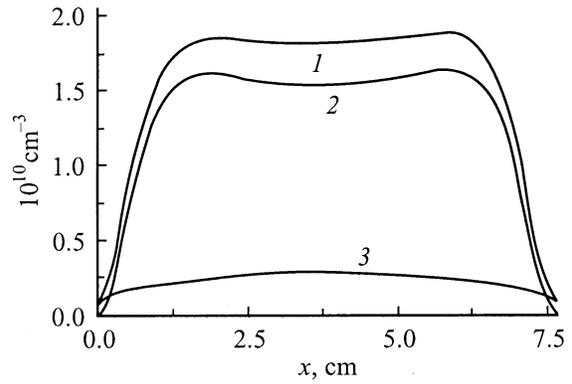


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для $p = 600$ мТорр, $W = 15$ Вт. Обозначения те же, что на рис. 1.

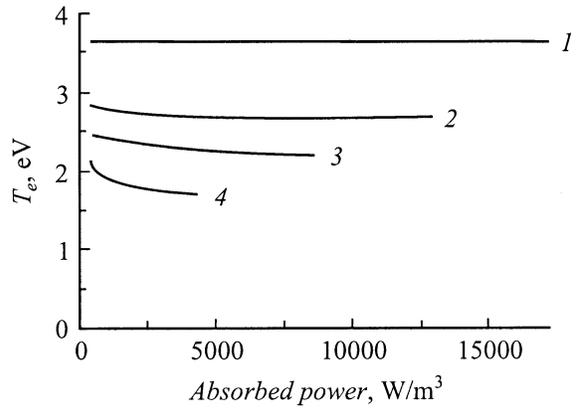


Рис. 4. Зависимости T_e от давления при различных W : 1 — 430, 2 — 860, 3 — 2153 Вт/м³.

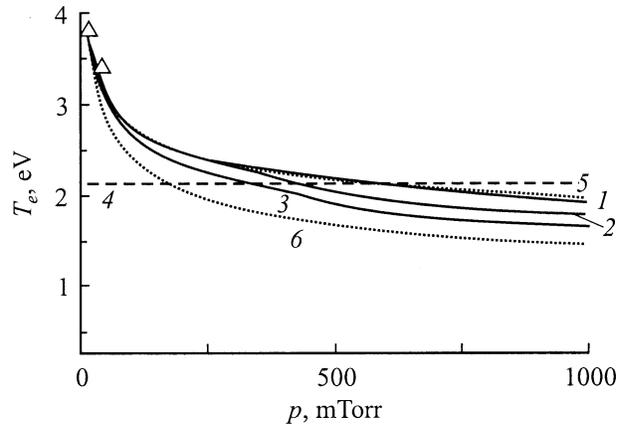


Рис. 5. Зависимости T_e от вводимой в разряд удельной мощности при различных p : 1 — 20, 2 — 80, 3 — 200, 4 — 600 мТорр.

Если в простой плазме с одним сортом ионов профили заряженных частиц совпадают, при наличии отрицательных ионов наблюдаются различные пространственные распределения концентраций электронов и ионов

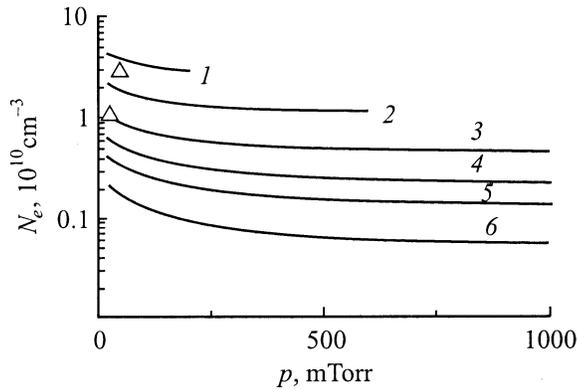


Рис. 6. Зависимости n_e от давления при различных W : 1 — 8600, 2 — 4300, 3 — 1720, 4 — 860, 5 — 603, 6 — 430 W/m^3 .

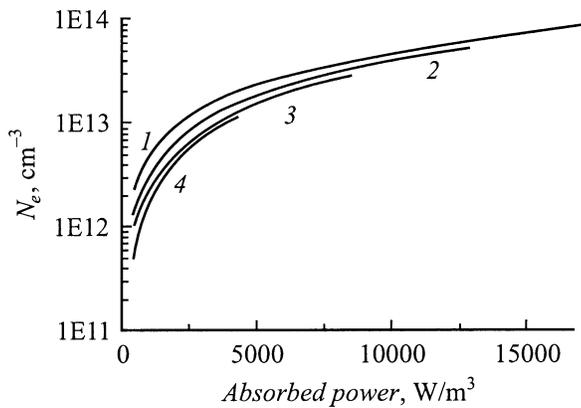


Рис. 7. Зависимости n_e от вводимой в разряд удельной мощности при различных p : 1 — 20, 2 — 80, 3 — 200, 4 — 600 $mTorr$.

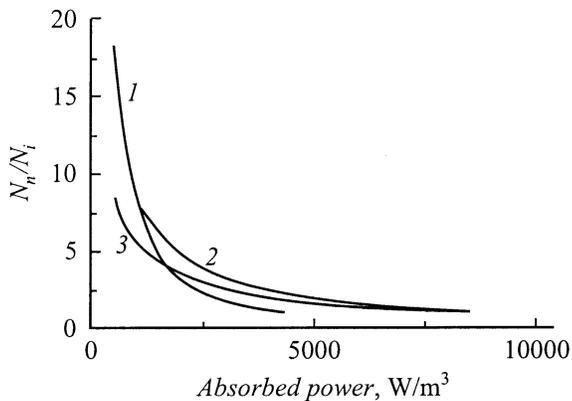


Рис. 8. Степень электроотрицательности n_n/n_e от давления при различных W : 1 — 430, 2 — 860, 3 — 2153 W/m^3 .

(см., например, [1,2]). При симуляциях были получены три основных типа пространственного распределения заряженных частиц (рис. 1–3). При низких давлениях (рис. 1) наблюдается параболический профиль для ионов

и плоский для электронов, который используется в global model [4,5]. При повышении давления ионный профиль уплощается (рис. 2), что соответствует „top-flat“ профилям ионов и электронов [13,14]. Кроме этих известных профилей, наблюдалась интересная их модификация, когда концентрация отрицательных ионов имела минимум в центре и росла к периферии (рис. 3). Похожие немонотонные профили ранее наблюдались экспериментально в [23,24].

При прочих равных условиях при увеличении давления T_e падает при любых W (рис. 4). Зависимость же $T_e(W)$ в свою очередь является слабой (рис. 5). Это отмечалось во всех работах [4–16] и качественно согласуется с хорошо известными зависимостями для электроположительных газов.

Зависимости $n_e(W)$ являются практически линейными (рис. 6), а зависимости $n_e(p)$ гораздо слабее (рис. 7). Этот факт также соответствует имеющимся результатам [4–16]. На рис. 4 и 6 треугольниками нанесены экспериментальные значения, полученные в [11] для рассматриваемого реактора при низких давлениях, которые хорошо соответствуют проведенным симуляциям.

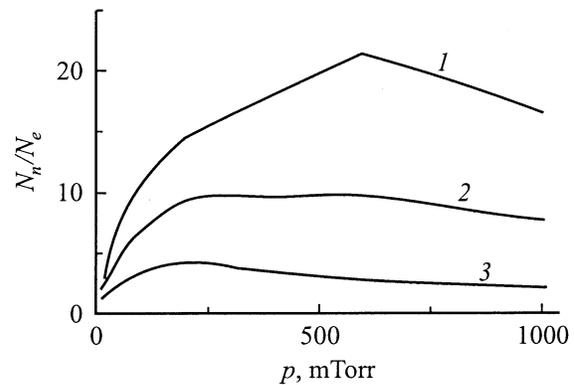


Рис. 9. Степень электроотрицательности n_n/n_e от вводимой в разряд удельной мощности при различных p : 1 — 20, 2 — 80, 3 — 200, 4 — 600 $mTorr$.

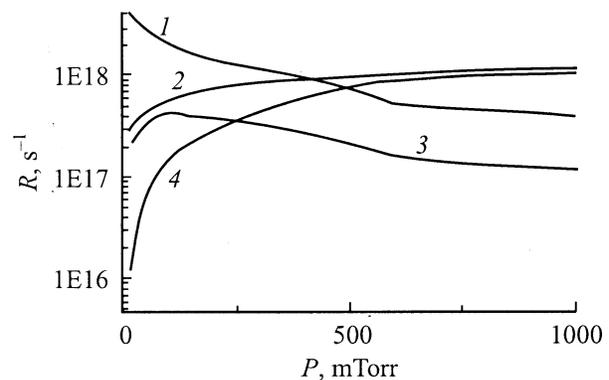


Рис. 10. Скорости реакций в балансе N_e : 1 — R_1 , 2 — R_3 , 3 — R_4 , 4 — $R_6 + R_7$.

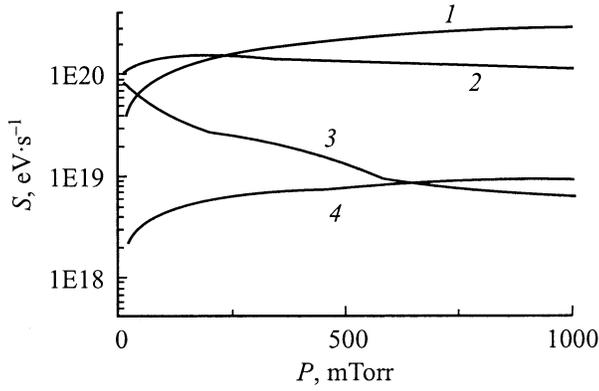


Рис. 11. Скорости реакций в балансе T_e : 1 — $\varepsilon_7 R_7$, 2 — $\varepsilon_5 R_5$, 3 — $\varepsilon_1 R_1$, 4 — $\varepsilon_3 R_3$.

Примечательно, что зависимость степени электротрицательности n_n/n_e от давления имеет максимум (рис. 8). Рост n_n/n_e при низких давлениях соответствует данным [12], где указывается на монотонный рост n_n/n_e во всем исследованном там диапазоне $p < 100$ мТорр. Наши расчеты дают падение n_n/n_e при дальнейшем повышении давления. При фиксированном же давлении значения n_n/n_e с мощностью падают (рис. 9).

Для объяснения полученных зависимостей и интегрирующих нас правил подобия используем постановку задачи [4–16]. Для плоскопараллельной геометрии ($x = 0, L$) с использованием дрейфово-диффузионных уравнений и Больцмановского распределения для электронов $E = -T_e \nabla n_e/n_e$ исходная система имеет вид ($dn/dx \equiv n'$)

$$-D_p(n'_p + kn'_p n'_e/n_e)' = v_i n_e - K_4 n_n n_p, \quad (7)$$

$$-D_n(n'_n - kn'_n n'_e/n_e)' = v_a n_e - v_d n_n - K_4 n_n n_p, \quad (8)$$

$$n_p = n_n + n_e. \quad (9)$$

Здесь $v_a = K_3 N$ — частота прилипания (3); $v_d = K_6 N_0 + K_8 N_0^*$ — частота отлипания (6), (8); K_4 — константа ион-ионной рекомбинации (4) соответственно, считающиеся заданными; $v_i = K_1 N$ — частота ионизации (1), которая представляет собой собственное число красовой задачи (5)–(7) и заранее неизвестна. Поскольку для максвелловской EDF все константы зависят от T_e , то условие стационарности служит для определения температуры электронов. Граничные условия к системе (7), (8) имеют вид [1,2]

$$\begin{aligned} n_n = n_p = dn_n/dx = 0 \quad \text{при} \quad x = \pm L, \\ dn_n/dx = dn_p/dx = 0 \quad \text{при} \quad x = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Поскольку поток отрицательных ионов на стенки отсутствует, то для усредненных по сечению концентраций (\bar{n}) из (6) имеем [1,2]

$$v_a \bar{n}_e = v_d \bar{n}_n + K_1 \bar{n}_n \bar{n}_p. \quad (11)$$

С использованием различных упрощений, система уравнений (7)–(9) исследовалась в цитированных выше работах [1–16]. Было установлено, что формируются различные по сечению пространственные распределения концентраций заряженных частиц (рис. 1–3). Во внутренней области ион-ионной плазмы (ей соответствует индекс 0, толщина ее $x = x_0$) сосредоточены практически все отрицательные ионы. Внешняя область электрон-ионной плазмы (индекс 1) состоит из электронов и положительных ионов, а отрицательные ионы в ней практически отсутствуют.

Исторически в конце 50-х годов практически одновременно Оскамом [25] и Томсоном [26] были предложены два простых соотношения между концентрациями заряженных частиц и их градиентами в стационарной плазме электроотрицательных газов. В [25] было постулировано, что профили концентраций электронов и отрицательных ионов подобны, т. е.

$$\nabla n_e/n_e = \nabla n_n/n_n, \quad n_e(x)/n_n(x) = \text{const}, \quad (12)$$

а в [26] утверждалось, что имеет место Больцмановское распределение не только n_e , но и n_n

$$T_e \nabla n_e/n_e = T \nabla n_n/n_n. \quad (13)$$

Условие (13) дает резко зависящее от отношения температур $k = T_e/T$ соотношение $n_e(x)/n_e(0) = n_n(x)/n_n(0)^{1/k}$, совпадающее с распределением (12) лишь в исключительном случае $k = 1$. Поскольку в разряде $k \gg 1$, то из (13) следует практически плоское распределение $n_e(x) \approx n_{e0} \approx \text{const}$. Соотношения типа (12) или (13) имеют смысл только для области 0. Критерии их реализации, основанные на подходе [2,17], подробно обсуждались в [27] и будут рассмотрены ниже.

Структуру решения системы (7)–(9) наиболее просто определить из уравнения, введенного в [2,17]. Поделив уравнения системы (7), (8) на соответствующие коэффициенты диффузии и сложив их, при $k \gg 1$ получим суммарное уравнение

$$-2n''_n/k - n''_e = n_e/l_e^2 - 2n_n/k l_n^2, \quad (14)$$

имеющее два характерных пространственных масштаба l_e и l_n

$$\begin{aligned} 1/l_e^2 &= 1/l_{ion}^2 + 1/l_a^2 \\ &= v_i/D_{ap} + v_a/D_{an} = \tau_{ap} v_i/L^2 + \tau_{an} v_a/L^2, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} 1/l_n^2 &= 1/l_{nd}^2 + 1/l_{nr}^2 = v_d/2D_n + n_p K_r/D_{np} \\ &= \tau_n v_d/L^2 + \tau_{np} K_r n_p/L^2. \end{aligned} \quad (16)$$

В (15), (16) $D_{an,ap} = D_{n,p}(k+1)$, $D_{np} = 2D_n \times D_p/(D_n + D_p)$ — коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной амбиполярной диффузии, $\tau = L^2/D_j$ — соответствующие характерные времена.

Длина l_e определяет максимально возможную толщину внешней области 1 [17]. В этой зоне из-за сближения

отрицательных ионов амбиполярным полем в глубь плазмы их концентрация мала $n_n(x) \approx 0$, так что $n_e(x) \approx n_p(x)$.

Распределение концентраций во внутренней области существенно зависит от соотношения между L и l_n — расстоянием, на которое отрицательный ион продиффундирует за время своей жизни относительно объемных процессов [2,17]. Если $l_n > L$, что обычно имеет место при низких давлениях газа, то ион способен за счет собственной диффузии пересечь весь разрядный объем. Чтобы запереть их, во внутренней области, так же как и для электронов, должно выполняться больцмановское распределение (13). Из (7)–(9) следует (подробнее см. [28]), что обычно собственная диффузия отрицательных ионов доминирует ($l_n \gg L$) лишь при малой роли прилипания по отношению к времени амбиполярной диффузии отрицательных ионов (ионной диффузии с электронной температурой), т.е. когда $\tau_{an}v_d \ll 1$. Поскольку при этом приближенно выполняется условие Шоттки (3), то последнее неравенство переходит в условие $K_1 \geq K_3$ превышения константы ионизации над константой прилипания. Для максвелловской ФРЭ это дает условие на температуру электронов $T_e > T_{ec}$, введенную в [15] и которая находится из условия $K_1(T_{ec}) = K_3(T_{ec})$. Для констант процессов из табл. 1 имеем $T_{ec} = 2.2$ eV (кривая 4). В [15] было справедливо указано, что температура T_{ec} является нижним пределом для global model [1,4–10], и если в расчетах получается $T_e < T_{ec}$, то это сигнализирует о неприменимости global model в таких условиях.

При низких давлениях, пока параметр $\tau_{an}v_d \ll 1$, что соответствует температурам электронов $T_e > T_{ec}$, выполняется условие (13) больцмановского распределения не только электронов, но и отрицательных ионов. Как уже отмечалось, в этих условиях во внутренней области при $k \gg 1$ имеет место плоский профиль электронов $n_e(x) \approx n_{e0}$. Полевой и диффузионный потоки отрицательных ионов при этом примерно равны и направлены противоположно друг другу, поэтому и в уравнении (7) для $n_p(x)$ оба члена в левой части также примерно равны друг другу и складываются, так что в интересующем нас случае $n_n(0) > n_e(0)$ оно имеет вид $-2D_p n_n'' = v_n n_{e0}$. Это дает параболическое распределение концентраций ионов (см. [17] и подробнее в [1,4–7])

$$n_n(x) = n_{n0}(1 - x^2/L^2),$$

$$n_{n0}/n_{e0} = v_i \tau_{sn}, \quad \tau_{sn} = \tau_p + \tau_{bn}. \quad (17)$$

Здесь аналогично (4) использована интерполяционная формула для характерных времен гибели заряженных частиц с той лишь разницей, что в диффузионное время τ_p входит коэффициент ионной диффузии $2D_p$, а в τ_{bn} — боровская скорость с учетом отрицательных ионов, т.е. $\tau_p = L^2/4D_p$, а $\tau_{bn} = L/V_{bn}$ (ср. с (4)). Поскольку толщина шкурки 1 мала, а ее величина очень чувствительна к изменению параметров (подробнее см. [28]), то в приближенном аналитическом подходе мы упростили

задачу и положили в (17) $x_0 \approx L$. Отметим, что для реализации профилей (17) на практике достаточно лишь выполнения условия $\tau_{an}v_d \ll 1$ (или $T_e > T_{ec}$). При этом механизм объемной гибели отрицательных ионов, определяемый правой частью (11), может быть любой, т.е. как рекомбинационный ($v_d < K_4 n_p$), так и прилипательный ($v_d > K_4 n_0$).

В другом предельном случае $\tau_{an}v_d \gg 1$, который реализуется при повышении давления газа, для типичных $\bar{n}_n/\bar{n}_e < k \approx 100$ выполняется $l_n < l_e < L$. При этом в исходной системе (7)–(9) можно пренебречь членами с ионной диффузией (как и предполагалось в [13–16]) и приближенно положить $x_0 \approx l_e$. Поскольку в потоках ионов доминируют полевые составляющие, то при $n \approx p$ потоки положительных и отрицательных ионов во внутренней области $l_e < x < L - l_e$ примерно равны и противоположны [2,17], т.е.

$$\Gamma_n/b_n \approx -\Gamma_p/b_p. \quad (18)$$

Равенство дивергенций потоков (18) приводит к тому, что в центральной области ($l_e < x < L - l_e$) левая часть (14) мала и имеет место локальный баланс плазмохимических процессов рождения и гибели ионов $n_e/l_e^2 = 2n_n/k l_n^2$, т.е. выполнение условия [2,17]

$$(v_i/D_p + v_a/D_n)n_e = v_a n_n/D_n + K_4 n_n(n_n + n_e)/(1/D_p + 1/D_n). \quad (19)$$

В отличие от случая низких давлений здесь в зависимости от режима преимущественной гибели отрицательных ионов (т.е. соотношения между слагаемыми в правой части (19)) реализуются разные профили концентраций заряженных частиц. Это приводит к тому, что различными будут и связи между частотой ионизации и другими процессами (соответственно и значения T_e). Для рекомбинационного ($v_d < K_4 n_p$) режима из (19) следует связь [2,17] $\nabla n_e/n_e = \nabla n_n/n_n + \nabla n_p/n_p \approx 2\nabla n_n/n_n$, дающая в отличие от (12) более плоское распределение ионов, чем электронов (подробнее см. [28]). Из (7), (11), (18), (19) следует оценка

$$K_1 = K_3 + (1 + D_p/D_n)K_3 N_{e1}/N_{e0}$$

$$\approx K_3 + (1 + D_p/D_n)(L - x_0)/x_0 \approx K_3, \quad (20)$$

т.е. $K_1 \approx K_3$. В (20) $N_{e1} \approx n_{e0}(L - x_0)$ и $N_{e0} \approx n_{e0}x_0$ — усредненные по сечению концентрации электронов в областях 1 и 0 соответственно. Таким образом, в рекомбинационном режиме T_e близка к постоянному значению T_{ec} , на что было указано в [15].

В отлипательном режиме ($v_d > K_4 n_p$) для рассматриваемых в [2,13–18] плоских пространственных профилей отлипателей (атомарного кислорода O (реакция 6) и метастабильных молекул O_2^* (реакция 8) из (19) тривиально следует условие (12), дающее уплощенные профили ионов и электронов. Для $n_e(x)$ во внутренней области

из (7), (11), (18), (19) получаем слабоубывающее к периферии распределение (подробнее см. [2,17])

$$n_e(x) = n_{e0} \sin(\sqrt{v_i \tau_a v_d / v_a x}). \quad (21)$$

Поскольку гибель О и O_2^* определяется диффузией, их профили не являются плоскими и падают к стенкам ($\sim \sin(\pi x/L)$ для плоской геометрии). Вызванное этим уменьшение отлипания отрицательных ионов к периферии за счет реакций 6, 8 приводит, согласно (19), к локальному росту их концентрации.

Из (18) для частоты ионизации в отлипательном режиме следует связь [2,17]

$$K_1 = (D_p/D_n)K_3 N_{e1}/N_{e0} \approx (D_p/D_n)K_3(L - x_0)/x_0 \quad (22)$$

(т.е. „сколько электронов прилипает снаружи, столько атомов ионизуется внутри“). Выражение (22) неудобно для оценок, поскольку требует знания толщины шкурки и чувствительно к ее величине. Если в (22) использовать профили электронов (21) (подробнее см. [2,17]), то с использованием (11), (18)–(21) можно получить более удобные выражения для частоты ионизации

$$v_i \tau_{an} = v_a/v_d \quad \text{при} \quad \sqrt{\tau_{an} v_a} > v_a/v_d, \quad (23)$$

$$v_i \tau_{an} = \sqrt{v_a \tau_{an}} \quad \text{при} \quad \sqrt{\tau_{an} v_a} < v_a/v_d. \quad (24)$$

Выражение (24) было получено также ранее в [28, 29].

Из (23), (24) видно, что в рассматриваемом отлипательном режиме $v_i \tau_{an} > 1$, т.е. ионизация превышает условие Шоттки (3) для обычной плазмы. Соответственно и значения T_e будут больше получаемых по (3).

Результаты проведенного анализа показывают, что новым параметром, в значительной мере влияющим на характеристики плазмы электроотрицательных газов, является величина $\tau_{an} v_a$. Однако это не приводит к появлению дополнительного параметра подобия, поскольку она также определяется произведением pL .

Таким образом, выделение режима преимущественно доминирования того или иного процесса позволяет написать простые теоретические соотношения для расчета параметров плазмы ЭОГ. Это наглядно иллюстрирует рис. 10, где представлены частоты различных процессов в уравнениях баланса концентраций заряженных частиц для исследуемого ICP реактора в кислороде. Как видно из рис. 10, при низких давлениях $p < 200$ мТор наиболее интенсивным процессом является ионизация (процесс 1). Это соответствует случаю $\tau_{an} v_a \ll 1$, когда $T_e > T_{ec}$ и выполняется условие бальцмановского равновесия для отрицательных ионов. При этом профили ионов параболические, а электронов — плоские. На рис. 1 пунктиром нанесен параболический профиль (17), который, как видно, хорошо соответствует расчетам. В гибели отрицательных ионов при низких давлениях преобладает рекомбинация (реакция 4).

При повышении давления $p > 200$ мТор наблюдается переход к условию $\tau_{an} v_a \gg 1$ и скорость ионизации

становится меньше скорости прилипания (рис. 10). Ситуация здесь в существенной степени зависит от режима объемной гибели отрицательных ионов. При $v_d < K_4 n_p$ (рекомбинационный режим гибели отрицательных ионов) должно выполняться условие $K_1 = K_3$ (ионизация равна прилипанию и $T_e \approx T_{ec}$). В кислороде это не реализуется, поскольку при повышении давления неравенство $\tau_{an} v_d > 1$ влечет за собой выполнение условия перехода к отлипательному режиму гибели отрицательных ионов ($v_d > K_4 n_p$). В этом случае реализуется разновидность уплощенных профилей ионов и электронов (слабое падение или возрастание ионов к периферии (рис. 2, 3)). На рис. 4 пунктиром нанесены расчеты для $n_e(x)$ по (21) и по (19) с использованием (21) для $n_n(x)$, которые, как видно, хорошо соответствуют симуляциям.

Величина T_e определяется связью частоты ионизации с другими процессами, определяющими стационарное состояние плазмы. При низких давлениях, когда $\tau_{an} v_a < 1$, значения T_e хорошо соответствуют полученным из (17) (рис. 4, кривая 6), а при повышении давления ($\tau_{an} \tau_a > 1$) — (21), (22) (рис. 4, кривая 5). Поскольку соотношения (17), (21), (22) не входят мощность W , то и значения $T_e(W)$ меняются слабо (рис. 5).

По аналогии с рис. 10 на рис. 11 приведены соотношения, определяющие баланс энергий электронного газа. Видно, что главными являются процессы диссоциации 5 и возбуждения метастабильных состояний 7, существенно превышающие ионизацию. Как уже отмечалось, уравнение баланса энергий электронов практически непригодно для определения их температуры. Оно дает простые формулы для оценки концентрации электронов n_e по вводимой в разряд удельной мощности. Из уравнения баланса энергий (6) и рис. 11 $W \approx (\varepsilon_5 K_5 + \varepsilon_7 K_7) n_e$, что при слабой зависимости $T_e(W)$ приводит к пропорциональности $W \sim n_e$, т.е. к практически линейному росту $n_e(W)$ (рис. 6).

Степень электроотрицательности n_n/n_e можно оценить по интегральному балансу отрицательных ионов (11). При низких давлениях ($\tau_{an}/\tau_a < 1$), когда гибель n_n определяется ион-ионной рекомбинацией, происходит увеличение n_n/n_e с давлением, в то время как при переходе к отлипательному режиму при повышении давления ($\tau_{an} v_a > 1$) происходит падение n_n/n_e (рис. 8).

Таким образом, в работе выполнены симуляции ICP разряда в кислороде с использованием коммерческого программного обеспечения, разработанного в корпорации CFDRC. Получены простые правила подобия, позволяющие по заданным внешним параметрам pL и W быстро оценить различные характеристики плазмы электроотрицательных газов.

Л.Д. Цендин благодарит за поддержку РФФИ (грант № 01-02-16874) и NATO SFR (грант № 974354).

Список литературы

- [1] *Lieberman M., Lichtenberg A.* // Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. New York: Wiley, 1994.
- [2] *Rozhansky A.V., Tsendin L.D.* // Transport Phenomena in Partially Ionized Plasma. London; New York: Taylor & Francis, 2001.
- [3] *Fransis G.* Ionization Phenomena in Gases. London: Butt. Sci. Publ., 1960.
- [4] *Lee C., Lieberman M.A.* // J. Vac. Sci. Technol. 1995. Vol. A 13. N 2. P. 368.
- [5] *Lichtenberg A.J., Vahedi V., Lieberman M.A.* et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. P. 2339.
- [6] *Lieberman M.A., Ashida S.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. Vol. 5. P. 145.
- [7] *Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., Kouznetsov I.G.* et al. // Plasma Sources Sci. Technol. 2000. Vol. 9. P. 45.
- [8] *Chung T.H.* // J. Korean Phys. Soc. 1999. Vol. 34. P. 24.
- [9] *Chung T.H., Yoon H.T., Seo D.C.* // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 86. P. 3537.
- [10] *Seo D.C., Chung T.H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. Vol. 34. P. 2854.
- [11] *Gudmindsson J.T., Marakhtanov A.M., Patel K.K.* et al. // J. Phys. D. 2000. Vol. 33. P. 1323.
- [12] *Gudmindsson J.T., Kouznetsov I.G., Patel K.K.* et al. // J. Phys. D. 2001. Vol. 34. P. 1100.
- [13] *Franklin R.N., Snell J.* // J. Phys. D. 1999. Vol. 32. P. 2190.
- [14] *Franklin R.N.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. Vol. 10. P. 174.
- [15] *Franklin R.N.* // J. Phys. D. 2001. Vol. 34. P. 1243.
- [16] *Franklin R.N.* // J. Phys. D. 2001. Vol. 34. P. 1834.
- [17] *Tsendin L.D.* // Sov. Phys. 1989. Vol. 34. P. 11.
- [18] *Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 1. С. 34.
- [19] *CFD Research Corporation* // CFD-PLASMA User Manual. Huntsville: CFD Research Corporation, 1999.
- [20] *Yun S., Kolobov V.I., Tynan G.R.* // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. N 6. P. 3069–3076.
- [21] <http://www.cfdrc.com/~cfdpplasma>.
- [22] *Ivanov V.V., Klopovsky K.S., Lopaev D.V.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. Vol. 27. P. 1279.
- [23] *Buddemeier U.* // Ph. D. Thesis. Ruhr. University, 1997.
- [24] *Berezhnoy S.V., Shin C.B., Buddemeier U.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77. P. 800.
- [25] *Oskam H.J.* // Philips Res. Repts. 1958. Vol. 13. P. 335.
- [26] *Tompson J.B.* // Proc. Phys. Soc. 1959. Vol. 73. P. 818.
- [27] *Daniels P.R., Franklin R.N.* // J. Phys. D. 1989. Vol. 22. P. 780.
- [28] *Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A.* // Tech. Phys. Lett. 2001. Vol. 27. P. 905.
- [29] *Ferreira C.M., Gousset G., Touzeau M.* // J. Phys. D. 1988. Vol. 21. P. 1403.