

04

Нелокальные явления в положительном столбе тлеющего разряда среднего давления

© Е.А. Богданов,¹ А.А. Кудрявцев,¹ Л.Д. Цендин,² Р.Р. Арсланбеков,³ В.И. Колобов³

¹Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: akud@ak2138.spb.edu

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

³CFD Research Corp., 215 Wynn Drive, Huntsville, AL, USA

(Поступило в Редакцию 25 декабря 2003 г.)

С помощью коммерческого CFDRC software (<http://www.cfdrc.com/~cfdplasma>), позволяющего проводить симуляции в произвольной 3D геометрии с использованием уравнения Пуассона для распределения потенциала, fluid уравнений для тяжелых компонентов и решения нелокального кинетического уравнения для электронов проведено самосогласованное моделирование плазмы положительного столба DG-разряда в аргоне при средних давлениях. Показано, что локальное приближение для расчета функции распределения электронов неприменимо не только для низких ($pR < 1 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$), но и для сравнительно высоких давлений $pR < 10 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$, т.е. практически для всех реально используемых на практике условий диффузного режима горения положительного столба (РС). Использование локального приближения при решении кинетического уравнения для электронов приводит к существенным ошибкам при определении основных параметров РС. Обнаружен парадоксальный эффект смещения максимума профилей скоростей возбуждения от центра разряда к периферии с повышением давления (от низких к промежуточным ($1 \text{ cm Torr} < pR < 10 \text{ cm Torr}$)), связанный с нелокальностью EDF.

При моделировании газоразрядной плазмы, например с помощью пакета Bolsig [1] или методики Lookup Tables [2], для нахождения функции распределения электронов (EDF) обычно используется локальное приближение. Это означает, что при решении кинетического уравнения в нем отбрасываются члены с пространственными переменными и радиальным полем, а EDF факторизуется в виде произведения

$$f_0(w, r) = n_e(r) f_0^0(w, E/p). \quad (1)$$

В таком приближении распределение электронов по кинетической энергии w в данной точке r зависит от локальных значений приведенного продольного поля E/p и других параметров (температуры газа, концентрации возбужденных частиц и т.п.). Для применения этого необходимо, чтобы характерная диффузионная длина, которая для цилиндра равна $R/(2.4)$, превышала длину релаксации электронов по энергии $\lambda_e(R/(2/4) \gg \lambda_e)$ [3]. В этих случаях, когда в кинетическом уравнении нельзя пренебречь членами с пространственными градиентами, соответствующую EDF называют нелокальной [3,4], поскольку она определяется значениями физических характеристик (в первую очередь напряженностей полей) не в данной точке, а в области, определяемой длиной ($\lambda_e \gg \lambda$ — длины свободного пробега электрона). В шкале полных энергий

$$\varepsilon = w + e\varphi(r) = mV^2/2 + e\varphi(r) \quad (2)$$

(кинетической плюс потенциальной) такая нелокальная EDF может как зависеть от радиуса, так и не зависеть [3,4] (ср., например, с [5,6], где понятие нелокальности трактовалось в более узком смысле и нелокальными

назывались только функции $f_0(\varepsilon, r)$, у которых радиальная зависимость отсутствует).

При $\lambda_e > R/(2.4)$ использование результатов локальных расчетов физически не обосновано [3] и, как продемонстрировано в [7,8], приводит к грубым ошибкам при расчете параметров положительного столба (РС) тлеющего разряда низкого давления $pR \leq 1 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$. В [4] было обнаружено, что локальное приближение для EDF неприменимо до сравнительно высоких давлений $pR \leq 10 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$, т.е. практически для всех реально используемых на практике условий диффузного горения РС. В этой связи напомним, что при расчете следует использовать по возможности „равноточные“ элементы, поскольку надежность самосогласованных моделей определяется „узким местом“, т.е. наименее точно известным элементом. Поэтому применение даже самых современных и надежных методик для отдельных расчетных блоков используемого кода при плохом (или недостаточном) знании других элементов не повышает точность результатов. Это, в частности, означает, что при определении параметров газоразрядной плазмы не только низких, но и средних давлений необходимо тщательно проверять применимость традиционного локального приближения для расчета EDF.

В данной работе продолжены исследования [4]. Рассмотрено влияние нелокальности электронного распределения на характеристики положительного столба разряда постоянного тока при средних давлениях $1 \leq pR \leq 10 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$. Показано, что использование локального приближения для решения кинетического уравнения для электронов приводит к существенным ошибкам при определении основных параметров РС.

Таблица 1. Используемый набор реакций для трехуровневой схемы термов атома аргона

| # | Реакция | ϵ, eV | Константа | Комментарий |
|---|---|-----------------------|---|--|
| 1 | $e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}$ | — | Cross Section [14] | Упругое рассеяние (momentum transfer) |
| 2 | $e + \text{Ar} \leftrightarrow e + \text{Ar}_m^*$ | 11.5 5 | Cross Section [16] | Возбуждение и девозбуждение метастабильного уровня |
| 3 | $e + \text{Ar} \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$ | 15.9 | Cross Section [14] | Прямая ионизация с основного состояния |
| 4 | $e + \text{Ar}_m^* \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$ | 4.35 | Cross Section [16] | Ступенчатая ионизация с метастабильного уровня |
| 5 | $e + \text{Ar}_m^* \rightarrow e + \text{Ar}_r^*$ | 0.07 | $k_q = 2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [17] | Перешивание с метастабильного на резонансный (11.67 eV) уровень |
| 6 | $e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}$ | 11.5 5 | Cross Section [14] | Полное возбуждение электронным ударом |
| 7 | $\text{Ar}_r^* \rightarrow \text{Ar} + \hbar\nu$ | — | $A_R = 10^6 \text{ s}^{-1}$ | Резонансное излучение с учетом самопоглощения ($\lambda = 106.4 \text{ nm}$) |
| 8 | $2\text{Ar}_m^* \rightarrow \begin{cases} e + \text{Ar}^+ + \text{Ar} \\ e + \text{Ar}_2^+ + \text{Ar} \end{cases}$ | — | $k_p = 6.2 \cdot 10^{+16} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [17] | Пеннинговская ионизация |

Обнаружен парадоксальный эффект смещения максимума скоростей возбуждения от центра к периферии, связанный с нелокальностью EDF. В качестве объекта исследований был выбран положительный столб DC разряда в аргоне.

Симуляции параметров положительного столба проводились на коммерческом программном обеспечении, разработанном в CFD Research Corporation, Huntsville, AL, USA [2,9]. Как было показано в [4], используемый нами код CFDRC хорошо согласуется с данными тестовых расчетов и может быть использован для полномасштабного моделирования. Подробная формулировка самосогласованной модели плазмы разряда и описание итерационной численной схемы и методов решения системы уравнений даны в [2,9]. Самосогласованное электрическое поле во всем объеме находилось из уравнения Пуассона. Описание тяжелых частиц проводилось в рамках гидродинамической модели (fluid model). Для нахождения нелокальной EDF решалось кинетическое уравнение в однородном продольном и неоднородном поперечном полях с учетом радиальной неоднородности (напомним, что EDF, при нахождении которой существенны и пространственные градиенты в кинетическом уравнении, мы называем нелокальной). Для сравнения была предусмотрена также возможность решения кинетического уравнения в традиционном локальном приближении, когда радиальное поле и поперечная неоднородность в кинетическом уравнении не учитывались.

На первом этапе были проведены самосогласованные симуляции РС в трубке радиусом $R = 1 \text{ cm}$ для $p = 6 \text{ Torr}$. При симуляциях использовалась трехуровневая модель атома аргона с одним метастабильным состоянием (индекс m) и учитывались 8 основных реакций, представленных в табл. 1. Константы процессов с участием электронов находились путем свертки соответствующих сечений с рассчитываемой EDF.

Из рис. 1 видно, что даже при таком сравнительно высоком давлении EDF $f_0(w, r)$ не факторизуется в виде (1): нормированные и построенные в зависимости от кинетической энергии EDF различаются для различных радиусов r , т.е. являются нелокальными. В то же время EDF $f_0(\epsilon, r)$ в зависимости от полных энергий (2) при $\epsilon < \epsilon^*$ (ϵ^* — порог неупругих процессов) совпадают без сдвига на потенциал пространства и нормировки для различных радиусов, но различаются в неупругой области энергий $\epsilon > \epsilon^*$ (рис. 2). Известно, что факт отсутствия радиальной зависимости у EDF $f_0(\epsilon, r)$ запертых электронов с $\epsilon \leq e\Phi_w$ (Φ_w — потенциал стенки) на практике является наиболее простым способом для обнаружения ее нелокальных свойств [3] (EDF пролетных электронов с $\epsilon > e\Phi_w$ имеет при этом и радиальную зависимость). Сопоставление рассчитанной EDF с результатами локального приближения показывает, что локальное приближение дает значительную ошибку

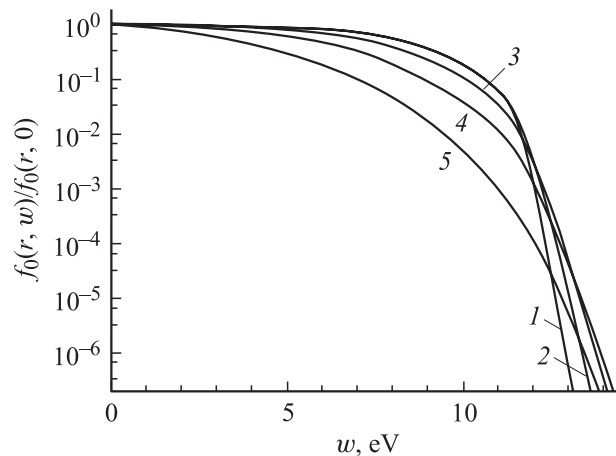


Рис. 1. Нормированные EDF $f_0(w, r)$ в зависимости от кинетической энергии w при различных радиусах r , $r = 0$ (1), $0.2R$ (2), $0.4R$ (3), $0.6R$ (4), $0.8R$ (5).

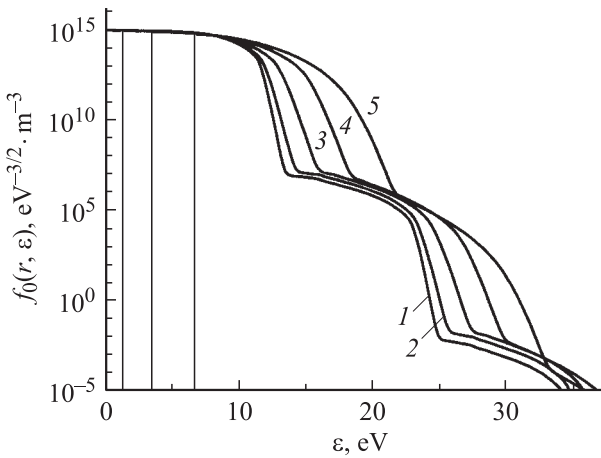


Рис. 2. EDF $f_0(\varepsilon, r)$ от полной энергии ε при различных радиусах: $r = 0$ (1), $0.2R$ (2), $0.4R$ (3), $0.6R$ (4), $0.8R$ (5).

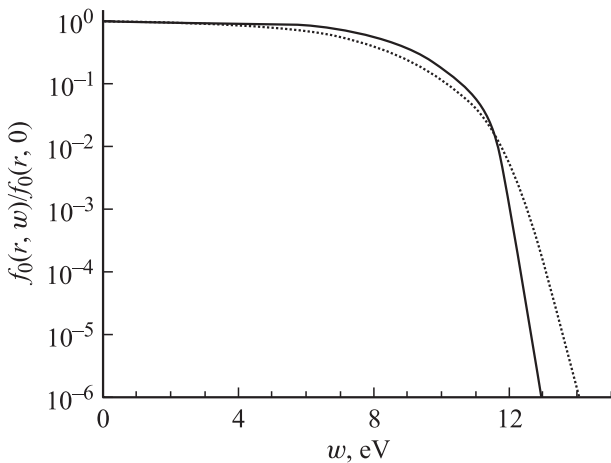


Рис. 3. Сопоставление EDF на оси разряда ($r = 0$) с расчетом в локальном приближении (пунктир).

(рис. 3). Отметим также сильное обогащение быстрой части EDF за счет ударов второго рода с метастабильными атомами (сверхупругих столкновений), когда медленный электрон в результате реакции $Ar^* + e \rightarrow Ar + e$ к своей начальной энергии приобретает дополнительно значительную энергию порога возбуждения ε^* и сразу становится быстрым. Эти процессы существенно влияют на расчетные значения констант возбуждения с большим энергетическим порогом и соответственно на концентрации высоковозбужденных состояний (подробнее см. [4]). Для иллюстрации этого эффекта на рис. 2 специально выбран более широкий, чем на рис. 1 и 3, диапазон изменения значений f_0 и ε . Как показано в [4] и видно на рис. 2, быструю часть EDF ($\varepsilon > \varepsilon^*$) можно представить как сумму $f_0 = f_{0r} + f_{0h}$. При достаточно высокой концентрации метастабилей n_m к резко спадающей за порогом возбуждения $\varepsilon > \varepsilon^*$ части EDF, соответствующей $n_m = 0$,

$$f_{0r}(\varepsilon) \simeq c_{nt} \exp(-\varepsilon/T^*) \quad (3)$$

добавляется пологая подставка

$$f_{0h}(\varepsilon) \simeq \frac{n_m g_a}{N_0 g_m} f_0(\varepsilon - \varepsilon^*), \quad (4)$$

копирующая медленную часть (тело) EDF (N_0 — плотность нормальных атомов). Из-за малости значения эффективной температуры быстрых электронов

$$T^* = \sqrt{v^*/D_E} \quad (5)$$

где $D_E = 2(eE\lambda)^2 v/3$ — коэффициент диффузии по энергии в электрическом поле (подробнее см., например, [9,10]), f_{0r} (3) быстро спадает с энергией и уже через несколько электрон-вольт от порога ε^* она становится значительно меньше f_{0h} (4) (рис. 2). Поскольку EDF f_{0h} (4) пропорциональна $\sim n_m/N_0$ и имеет энергетическую зависимость, близкую к EDF медленных электронов ($\varepsilon < \varepsilon^*$), то пространственные профили частот и скоростей процессов, определяемых этими частями функции распределения электронов, тоже могут быть близки. Это иллюстрирует рис. 4, на котором пространственный профиль скорости (частоты) прямой ионизации

$$v_{idir} \int_{\varepsilon_i}^{\infty} v_{idir}(w) f_0(w) \sqrt{w} dw$$

практически совпадает с профилем скорости ступенчатой ионизации

$$n_m v_{st} = n_m \int_{\varepsilon_{st}}^{\infty} v_{st}(w) f_0(w) \sqrt{w} dw,$$

несмотря на большую разницу в порогах (соответственно $\varepsilon_i = 15.76$ eV и $\varepsilon_{st} = 4.35$ eV). Подчеркнем, что этот факт является следствием самосогласованности разряда. В данном случае частота процесса прямой ионизации

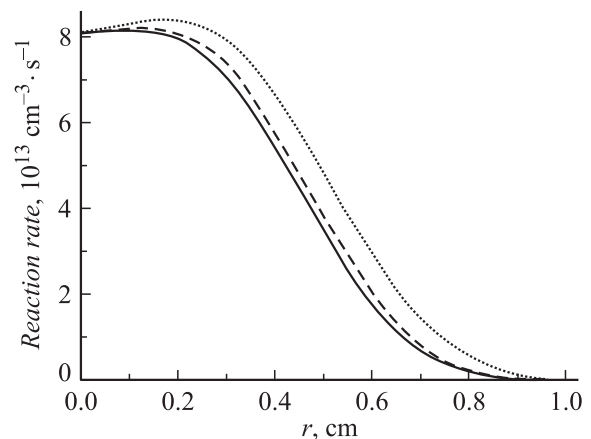


Рис. 4. Радиальные профили скорости прямой и ступенчатой ионизации (соответствующие кривые на графике сливаются); пунктир — профиль плотности быстрых электронов с энергией $w \geq 16$ eV, штриховая кривая — профиль $n_m(r)n_e(r)$ (в произвольных единицах). Скорость ступенчатой ионизации представлена в абсолютной мере, для совмещения графиков скорость прямой ионизации была умножена на 780.

($\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + e + e$) обусловлена той частью EDF, которая формируется ударами второго рода (4). Благодаря этому профиль $v_{idir}(r)$ хорошо соответствует профилю $n_m(r)v_{st}(r)$, хотя сами по себе процессы ступенчатой и прямой ионизации никак не связаны друг с другом. Соответственно и концентрация быстрых электронов

$$n_{ef}(\varepsilon_i) = \int_{\varepsilon_i}^{\infty} f_0(w)\sqrt{w}dw$$

с энергией $w > \varepsilon_i$, совершающих акты прямой ионизации, обусловлена EDF (4), которая пропорциональна $n_m(r)n_e(r)$ (рис. 4).

Представленные на рис. 1–3 данные свидетельствуют, что локальное приближение для нахождения EDF неприменимо даже для сравнительно больших значений $pR = 6 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$, что ставит под сомнение его использование практически для всех реально используемых на практике условий диффузного режима горения РС. Отметим, что применимость локального приближения для средних давлений ранее детально не анализировалась. Рассмотрение обычно ограничивалось случаем низких давлений $pR \leq 1 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$ [5–8], когда баланс энергий электронов определяется неупругими ударами. В этом случае длина энергетической релаксации электрона составляет несколько длин их свободного пробега, так что неравенство $\lambda_\varepsilon \gg R/(2.4)$ может выполняться лишь при $pR \leq 1 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$. Ниже будет показано, что граница эта соответствует на порядок большему pR .

Для объяснения полученных результатов и уточнения соответствующих критериев напомним особенности формирования EDF в ограниченной (поперек внешнего тока) плазме (подробнее см. [3,11,12]). Как известно, ситуация здесь в значительной степени зависит от того, какие столкновения определяют баланс энергии электронов: упругие (квазиупругие), когда при одном соударении происходят малые (в атомарных газах $\delta = 2m/M$) потери энергии, или неупругие, когда электрон сразу теряет практически всю свою энергию ($\sim \varepsilon^*$) [3]. Соотношение между этими процессами в интегральном балансе энергий электронов определяется величиной продольного греющего поля E/p , сообщаемого энергии электронам. Это поле при заданных геометрии и давлении не может быть задано произвольно, а находится как собственное число задачи из условия стационарности разряда

$$v_i \tau_a = 1 \quad (6)$$

(v_i — частота ионизации, τ_a — характерное время амбиполярной диффузии).

Поскольку диффузионные потери зарядов зависят от параметра pR , то и поле E/p , задающее темп ионизации, также определяется этим параметром [3,4]. Образно говоря, поле в плазме „всегда такое, какое надо“ для ее стационарного существования. Как видно из (6), при повышении давления (параметра pR) увеличение времени диффузионной гибели зарядов τ_a приводит к уменьшению скорости ионизации. Величина E/p при этом должна падать, о чем свидетельствуют многочисленные эксперименты и расчеты [13].

Кинетическое уравнение для продольно-однородного РС при редких межэлектронных столкновениях представляет собой уравнение двумерной диффузии (по радиусу с коэффициентом $D_r = \lambda V/3$ и по энергии с коэффициентом $D_E = (eE)^2 D_r$) и с динамическим трением $V_{ea} = w\delta v$ за счет квазиупругих столкновений [3]

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sqrt{w} D_r \frac{\partial f_0}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\sqrt{w} \left(D_E \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + V_{ea} f_0 \right) \right) \\ & = v^*(w) \sqrt{w} f_0(\varepsilon) - \sum_k v_k(w + \varepsilon_k) \sqrt{w + \varepsilon_k} f_0(\varepsilon + \varepsilon_k) \\ & - \frac{n_m g_a v_{ex}(w) \sqrt{w}}{N_0 g_m} f_0(\varepsilon - \varepsilon^*). \end{aligned} \quad (7)$$

Правая часть (7) соответствует и источникам, и стокам за счет неупругих процессов. Здесь $v^* = \sum v_k$ — суммарная частота возбуждения во все электронные состояния с энергией ε_k , v_{ex} — частота возбуждения метастабильного уровня. Для газоразрядной плазмы низкого давления ($pR \leq 1 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$) даваемые (6) поля таковы, что баланс энергий электронов обычно определяется неупругими ударами. Это означает [11], что область энергий $(0, \varepsilon^*)$, соответствующую телу EDF, электрон продиффундирует относительно быстро, за характерное время

$$\tau_E = 1/v_E = (\varepsilon^*)^2/D_E. \quad (8)$$

Этому соответствует длина

$$\lambda_E = \sqrt{D_r \tau_E} = \varepsilon^*/(eE). \quad (9)$$

За время τ_E (8) потери энергии при квазиупругих столкновениях малы: $\tau_E < 1/(\delta v) = \tau_\varepsilon$. Электроны, получая энергию от поля в интервале $(0, \varepsilon^*)$, лишь транспортируют в хвост EDF требуемый поток электронов по энергии, т.е. EDF при $\varepsilon < \varepsilon^*$ играет лишь роль своеобразного „трубопровода“ от источника в области малых энергий до стока в области хвоста $\varepsilon > \varepsilon^*$. Такая pipe=line EDF, введенная в [11], слабо зависит от поля и определяется главным образом поведением сечения упругих столкновений $\sigma(w)$ [3,11]

$$f_0(w) \simeq \text{const} \int_w^{\varepsilon^*} \frac{dw}{D_E} \simeq \text{const} \int_w^{\varepsilon^*} (\sigma(w)/w) dw. \quad (10)$$

В неупругой области $\varepsilon > \varepsilon^*$ за время своей жизни ($\sim 1/v^*$) электрон успевает сместиться на характерное расстояние

$$\lambda_\varepsilon^* \simeq \sqrt{D_r/v^*} \simeq \sqrt{\lambda \lambda^*} \simeq (3 - 10)\lambda \quad (11)$$

(λ^* — длина пробега электронов относительно неупругих процессов).

В зависимости от соотношения между сечениями упругих и неупругих процессов ($\sigma/\sigma^* \simeq 10-100$) длина λ_ε^* составляет величину порядка нескольких длин свободного пробега электрона.

Таким образом, pipe-line EDF, определяемая потерями энергии в неупругих столкновениях, характеризуется двумя резко различающимися энергетическими масштабами. За энергетический масштаб тела EDF ($w < \varepsilon^*$) можно принять среднюю энергию $\langle \varepsilon \rangle$ распределения (10). Она составляет определенную долю первого потенциала возбуждения ε^* и определяется видом зависимости $\sigma(w)$. В области же хвоста ($w > \varepsilon^*$) EDF быстро спадает с масштабом (5) $T^* \ll \varepsilon^*$, так что электроны с $w > \varepsilon^* + T^*$ практически отсутствуют. Этим двум энергетическим масштабам соответствуют частоты τ_ε^{-1} (8), ν^* и длины λ_ε (9), λ_ε^* (11).

Наличие двух сильно различающихся масштабов у EDF приводит к тому, что неадекватность ее проявляется по-разному в разных ее частях [14]. Если $\lambda_\varepsilon^* > R/(2.4)$, то и тело и хвост EDF при $\varepsilon \leq e\Phi_w$ зависят от полной энергии ε (2). Если же $\lambda_\varepsilon > R/(2.4) > \lambda_\varepsilon^*$, то тело EDF по-прежнему является функцией от ε , тогда как хвост $\varepsilon > \varepsilon^*$ зависит как от ε , так и от r .

Из (11) следует, что EDF, зависящую только от полной энергии ε , следует ожидать лишь при сравнительно низких давлениях $pR < 1 \text{ см} \cdot \text{Торр}$, что согласуется с результатами [5–8]. Соответственно в обратном случае ($pR > 1 \text{ см} \cdot \text{Торр}$), казалось бы, можно использовать локальное приближение для расчета EDF. Однако с повышением давления (параметра pR) увеличивается время диффузионной гибели зарядов τ_a и уменьшается скорость ионизации (см. (6)). Величина E/p при этом падает и возрастает вклад упругих столкновений в баланс энергии электронов. Если за время диффузии по энергии от 0 до ε^* электрон успевает отдать свою энергию ($\delta\nu > \nu_E$), то в балансе энергий электронов доминируют упругие процессы. Энергетический, пространственный и временной масштабы хвоста EDF по-прежнему даются (5), (11) и $1/\nu^*$, тогда как для тела EDF временной масштаб есть $\tau_\varepsilon = (\delta\nu)^{-1}$, а пространственный

$$\lambda_\varepsilon = \sqrt{D_r/(\delta\nu)} \simeq \lambda/\sqrt{\delta} > 100\lambda \quad (12)$$

более чем на два порядка превышает длину свободного пробега электрона. В этом случае тело EDF формируется балансом нагрева электронов в поле и потерями при упругих столкновениях и выражается известным распределением Дрювестейна–Давыдова [11,13]

$$f_0(w) \sim c_n \exp\left(-\int_0^w \frac{dw}{T(w)}\right) = c_n \exp\left(-\int_0^w \frac{3m\delta\nu^2}{(eE)^2} dw\right). \quad (13)$$

Для EDF (13) диффузионный поток по энергии (джоулев нагрев) почти полностью компенсируется сносным (против диффузии) потоком потери энергии за счет упругих электрон-атомных столкновений, так что при $\varepsilon < \varepsilon^*$ EDF экспоненциально спадает с характерным масштабом $D_E/V_{ea} \simeq eE\lambda_\varepsilon$. Вытекающий в неупругую область поток по энергии является разностью двух этих больших потоков и мал. Баланс между джоулевым нагревом и упругими потерями (за исключением узкой

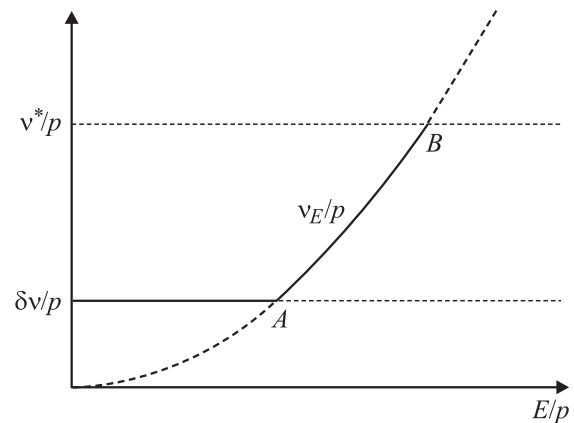


Рис. 5. Схематическая зависимость характерных частот релаксации EDF от напряженности поля E/p .

области вблизи порога ε^*) имеет место практически на всем интервале энергий $(0, \varepsilon^*)$.

На рис. 5 схематически приведены зависимости характерных частот от напряженности поля E/p . Сплошная кривая соответствует частоте релаксации по энергии тела EDF. Часть ее слева от точки A соответствует EDF Дрювестейна–Давыдова (13), а справа — pipe-line EDF (10). Быстрая релаксация хвоста EDF описывается пунктирной линией ν^*/p . В точке B масштабы спада тела и хвоста EDF совпадают, так что теряется различие между ними; справа от нее поля настолько велики, что столкновения с потерей энергии $\sim \varepsilon^*$ можно трактовать как квазиупругие.

В атомарных газах при $\lambda_\varepsilon \sim R$, когда тело EDF должно было бы стать локальным, происходит переход от EDF (10) к EDF (13). Поскольку при этом для тела EDF длина релаксации энергии (12) сильно возрастает, то применимость локального приближения сдвигается в область больших давлений ($pR > 10 \text{ см} \cdot \text{Торр}$). Из наших расчетов и данных других авторов (см., например, [10]) следует, что для аргона упругие процессы доминируют над неупругими при $E/p \leq 3 \text{ В/см}$. Такие поля (см., например, [13,15]) соответствуют средним давлениям, когда параметр $pR > 1 \text{ см} \cdot \text{Торр}$. Таким образом, при средних давлениях, грубо говоря, тело EDF зависит только от полной энергии ε , тогда как хвост — как от ε , так и от r .

Как было показано ранее в [7,8], использование локального приближения приводит к серьезным ошибкам в определении характеристик РС низкого давления. Как видно из табл. 2, где представлены значения параметров на оси трубки при $p = 6 \text{ Торр}$, $R = 1 \text{ см}$, и рис. 6–14, на которых представлены соответствующие радиальные профили, расхождения значительны и при средних давлениях. Профили радиального поля, представленные на рис. 7, показывают, что оно превышает аксиальное поле в большей части сечения трубки. Как известно [3], этот факт свидетельствует о неприменимости локального приближения для расчета EDF. Об этом же свидетельствует спад средней энергии всего электронного

Таблица 2. Сравнение результатов проведенных симуляций с расчетом в локальном приближении для оси разряда режима $p = 6 \text{ Torr}$, $R = 1 \text{ cm}$, $I = 3 \text{ mA}$

| Local approximation | | Full simulation |
|--|---------------------|---------------------|
| $n_e, \text{ cm}^{-3}$ | $2.9 \cdot 10^{10}$ | $1.5 \cdot 10^{10}$ |
| $2\langle \varepsilon \rangle / 3, \text{ eV}$ | 3.3 | 3.5 |
| $\Phi_w, \text{ V}$ | 68.5 | 18.5 |
| $n_m, \text{ cm}^{-3}$ | $1.7 \cdot 10^{11}$ | $5.4 \cdot 10^{10}$ |
| $\nu_m, \text{ s}^{-1}$ | $4.4 \cdot 10^4$ | $1.2 \cdot 10^4$ |
| $\nu_{ex}, \text{ s}^{-1}$ | $1.4 \cdot 10^5$ | $3.1 \cdot 10^5$ |

распределения с радиусом (рис. 8). Интересно также отметить, что профили концентраций электронов могут быть как уже, так и шире традиционных (бесселевских), полученных в рамках fluid-модели [10]. Причиной этого является конкуренция двух эффектов [4]. Во-первых, это пикированность ионизации по сечению с максимумом концентрации на оси трубки (рис. 4). Во-вторых, умень-

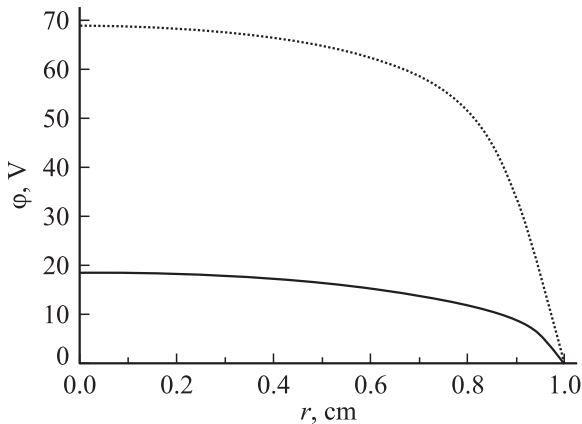


Рис. 6. Радиальный профиль потенциала (пунктир — локальное приближение) для режима 6 Torr, 3 mA.

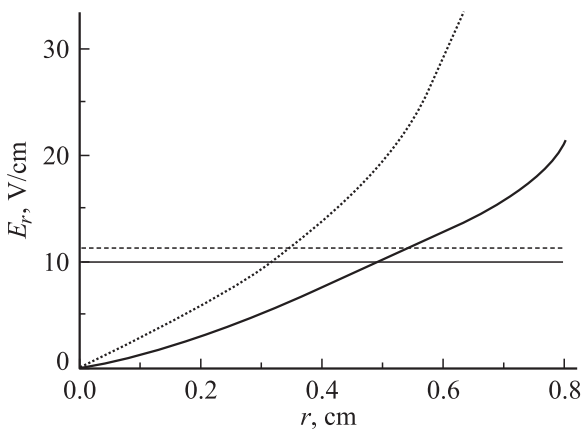


Рис. 7. Радиальный профиль электрического поля (пунктир — локальное приближение) для режима 6 Torr, 3 mA. Горизонтальными прямыми нанесены соответствующие значения продольного электрического поля E .

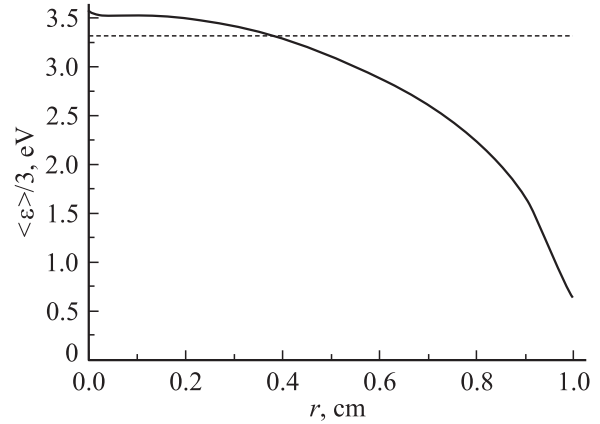


Рис. 8. Радиальный профиль средней энергии электронов (пунктир — локальное приближение) для режима 6 Torr, 3 mA.

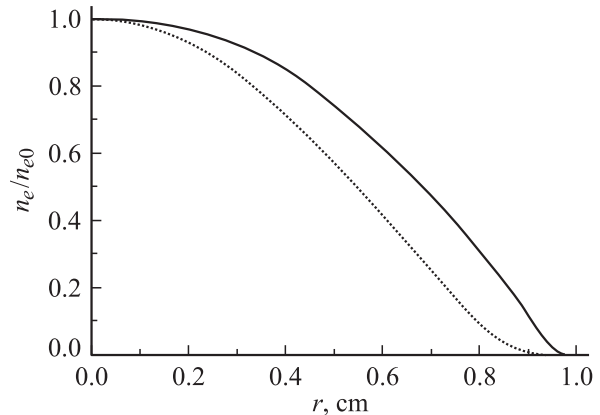


Рис. 9. Радиальный профиль концентрации электронов (пунктир — локальное приближение) для режима 6 Torr, 3 mA.

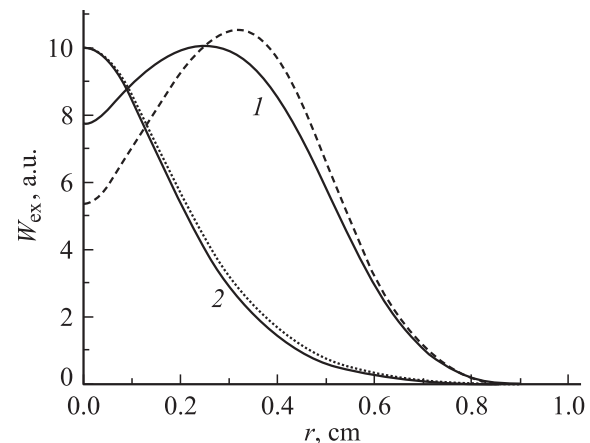


Рис. 10. Радиальные профили скорости возбуждения, рассчитанные для режимов 6 Torr, 3 mA (1) и 300 mTorr, 100 mA (2). Пунктир — профили плотности быстрых электронов с кинетической энергией $w \geq 12 \text{ eV}$.

шение средней энергии электронов к периферии (рис. 8) приводит там к меньшему значению коэффициента амбиполярной диффузии. При низких давлениях доминирует первый эффект и профили концентрации электронов спадают практически линейно по радиусу [4,7,8]. В рассматриваемом случае более эффективным оказывается второй механизм, приводящий к противоположному эффекту — уширению профилей по сравнению с локальным расчетом (рис. 9).

Рассмотрим теперь радиальную зависимость скорости возбуждения метастабильного уровня

$$W_{ex}(r) = N_a \int_{\varepsilon^*}^{\infty} f_0(\varepsilon, w) v^*(w, r) \sqrt{w} dw, \quad (14)$$

которая представлена на рис. 10. Из него видно, что максимум этой зависимости (а также максимум кон-

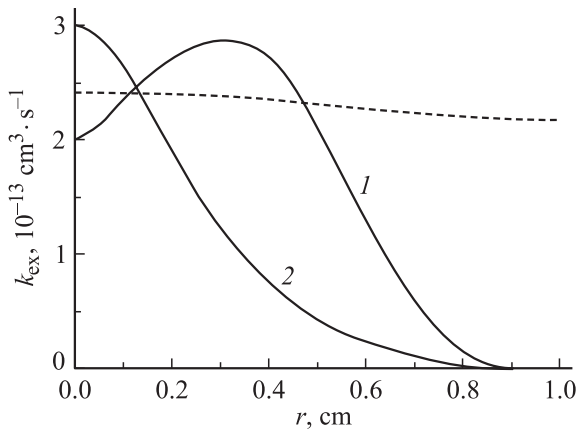


Рис. 11. Радиальные профили константы возбуждения, рассчитанные для режимов 6 Torr, 3 mA (1) и 300 mTorr, 100 mA (2). Пунктир — расчет в локальном приближении для 6 Torr, 3 mA. В абсолютной мере приведено только значение константы (1); для наглядности пунктирная кривая умножена на 0,2, а кривая 2 — на $5 \cdot 10^{-4}$.

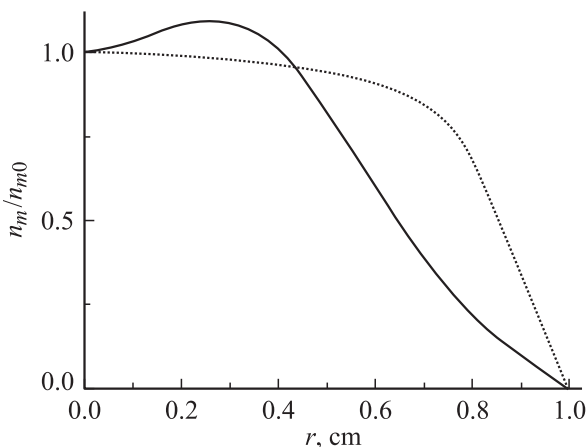


Рис. 12. Сопоставление профиля метастабильных атомов аргона с полученным в локальном приближении (пунктир) для режимов 6 Torr, 3 mA.

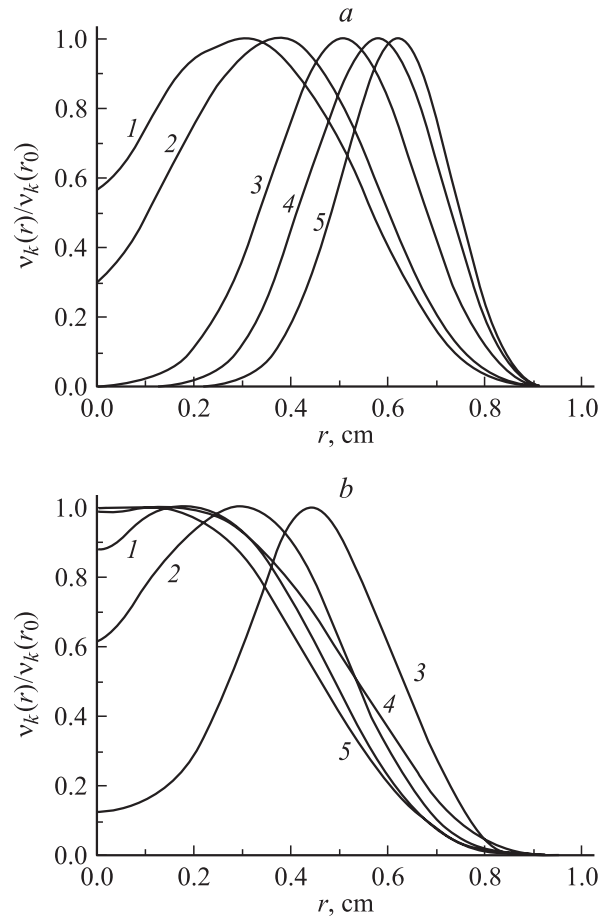


Рис. 13. Нормированные на максимум профили скоростей возбуждения различных уровней аргона $k = 1, 3, 5, 17, 25$ (их энергии соответственно) $\varepsilon_k = 11.55, 11.72, 12.91, 14.01$ и 15.2 eV (1–5), r_0 — координата максимума профиля. *a* — при симуляциях параметров РС без учета ударов второго рода, *b* — с их учетом.

станты скорости $k_{ex} = W_{ex}/N_a n_e$ (рис. 11)) может быть существенно смещен относительно оси РС.¹

Поскольку скорости возбуждения определяются быстрыми электронами, то между профилями $n_{ef}(r)$ (пунктир на рис. 10) и $W_{ex}(r)$ имеет место сильная корреляция (рис. 10). Поясним причину этого явления на примере возбуждения высоких уровней с энергией возбуждения $\varepsilon_k > \varepsilon^* + T^*$. Ранее, насколько нам известно, для диффузного режима РС оно не наблюдалось.

Если и тело и хвост EDF зависят только от полной энергии ε (низкие давления $\lambda_e^* > R/(2.4)$), то хорошо известно [3,7,8], что все скорости и константы возбуждения максимальны в центре трубки. Проведенные нами симуляции при $pR = 0.3$ cm · Torr также указывают на монотонное уменьшение скорости (константы)

¹ Отметим, что использование понятия константы скорости k_{ex} наиболее целесообразно в локальном случае, когда EDF факторизуется в форме (1) и скорость возбуждения пропорциональна электронной концентрации. При этом k_{ex} постоянна по сечению (пунктир на рис. 11). В нелокальном же случае пропорциональность между W_{ex} и n_e отсутствует, так что использование k_{ex} вряд ли целесообразно.

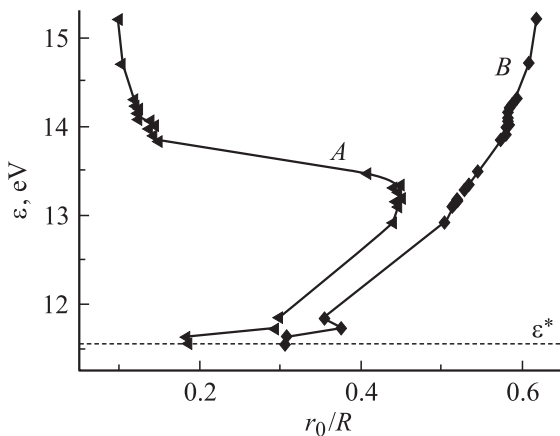


Рис. 14. Положение координаты r_0 максимума скорости возбуждения k -го уровня в зависимости от энергии ϵ_k этого уровня; кривая A — расчет с учетом ударов второго рода и B — без их учета (пунктир — энергия метастабильного уровня).

возбуждения от оси к периферии для низких давлений (кривые 2 на рис. 10, 11).

Если же имеет место $\lambda_E > R/(2.4) > \lambda_{\epsilon}^*$, так что тело EDF зависит только от ϵ , а ее быстрая часть зависит от ϵ и r (рис. 2), то положение максимума скорости возбуждения зависит от формы профиля потенциала $\varphi(r)$ и $v^*(w)$ [14]. Если профиль $\varphi(r)$ достаточно крутой (рис. 6), то скорость возбуждения на оси мала. Электроны в центральной области не могут набрать энергию $\epsilon > \epsilon_k$ в поле, не претерпев ранее неупругого столкновения с более низкими уровнями, так как $\epsilon_k - \epsilon^* > T^*$. В то же время они не могут и продиффундировать в центр по радиусу, так как $\lambda_{\epsilon}^* \ll R$. Другими словами, электрону с энергией ϵ легче всего достичь области, где $w > \epsilon_k$, следующим образом. Сначала он диффундирует по энергии на периферии столба до $\epsilon > \epsilon_k$, там, где кинетическая энергия мала $\epsilon - e\varphi(r) < \epsilon^*$ и электрон не претерпевает неупругих столкновений, а затем он диффундирует по радиусу в сторону центра на расстояние $\sim \lambda_{\epsilon}^*$. Поэтому максимум скорости возбуждения (и константы скорости) уровня ϵ_k смещен относительно кривой $r = r_k(\epsilon)$, где $\epsilon - e\varphi(r_k(\epsilon)) = \epsilon_k$, на λ_{ϵ}^* к центру. Из рис. 10, 11 видно, что это явление имеет место и для первого возбужденного (метастабильного) состояния с энергией ϵ^* . Поскольку скорость разрушения метастабилей (которая определяется перемешиванием на соседний резонансный уровень) имеет плавную зависимость от r , то немонотонность в скорости их рождения приводит и к немонотонным профилям $n_m(r)$ (рис. 12).

Из сказанного выше следует, что чем выше расположен уровень, тем далее к периферии должен сдвигаться максимум скорости возбуждения (рис. 13, а). В реальной ситуации, когда концентрация n_m значительна, этот эффект сдвига накладывается на упоминаемое выше явление копирования медленной (нелокальной) части EDF в ее быструю часть ([4] и рис. 2). Поэтому для

энергий $\epsilon > \epsilon_h$, когда EDF f_{0h} (4) становится больше f_{0r} (3), эффект смещения максимума скорости возбуждения будет пропадать. Это иллюстрирует рис. 13, b. Для сравнения на рис. 14 представлено положение координаты r_0 максимума скорости возбуждения k -го уровня в зависимости от энергии ϵ_k этого уровня при расчетах EDF как с учетом (кривая A), так и без учета (кривая B) ударов второго рода. Видно, что если кривая B монотонно возрастает, то на кривой A из-за обогащения хвоста EDF за счет сверхупругих ударов при больших энергиях этот эффект пропадает.

Таким образом, в работе проведено самосогласованное моделирование плазмы положительного столба DC разряда в аргоне. Показано, что локальное приближение для расчета функции распределения электронов неприменимо практически для всех реально используемых на практике условий диффузного режима РС. С повышением давления от низких ($pR < 1 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$) к промежуточным ($1 < pR < 10 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$) обнаружен эффект смещения максимума скорости возбуждения от центра разряда к периферии, вызванный нелокальностью EDF в таких условиях.

Работа выполнена при поддержке CRDF (грант RP-1-567-ST-03). Л.Д. Цендин благодарен за поддержку РФФИ (проект № 01-02-16874).

Список литературы

- [1] <http://www.siglo-kinema.com/> BOLSIG. Boltzmann solver for the SIGLO-series. CPA Toulouse & Kinema Software.
- [2] <http://www.cfdrc.com/~cfdplasma>.
- [3] Tsendin L.D. // Plasma Source Sci. Technol. 1995. Vol. 4. P. 200–211.
- [4] Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д., Арсланбеков Р.Р., Колобов В.И., Кудрявцев В.В. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 8. С. 45–55.
- [5] Busch C., Kortshagen U. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. N 1. P. 280–288.
- [6] Schmidt M., Uhrland D., Winkler R. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. Vol. 25. N 5. P. 1271–1278.
- [7] Behnke J., Golobovskiy Yu., Nisimov S.U., Porokhova I.A. Contrib. Plasma. Phys. // 1996. Vol. 36. N 1. P. 75–91.
- [8] Golubovskii Yu., Porokhova I.A., Benke J., Benke J.P. // J. Phys. D. 1999. Vol. 32. P. 456–470.
- [9] CFD Research Corporation // CFD-PLASMA User Manual ~CFD Research Corporation. Huntsville. 1999–2002.
- [10] Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 3. С. 481–486.
- [11] Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. N 1. С. 169–177.
- [12] Mumken G., Shluter H., Tsendin L.D. // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. N 2. P. 2250–2259.
- [13] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
- [14] Phelps A.V. // JILA Report. 1985. N 28. (ftp://jila.colorado.edu/collision_data/electronneutral).
- [15] Ferreira C.M., Ricard A. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 5. P. 2261–2271.
- [16] Hayashi M. // Ar cross section set (ftp://jila.colorado.edu/collision_data/hayashi.txt).
- [17] Bogaerz A., Gijbels R. // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 52. N 5. P. 3743–3751.