

ФОРМИРОВАНИЕ НЕЛОКАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ

Н. А. Горбунов, К. О. Иминов, А. А. Кудрявцев

В работе выполнены эксперименты по обнаружению нелокальных свойств функции распределения электронов в разряде низкого давления молекулярных газов. Проведен расчет нелокальной функции распределения в молекулярной разрядной плазме и выяснены принципиальные отличия в ее формировании от локального случая.

Обычно функция распределения электронов (ФР) в газоразрядной плазме находится в локальном приближении, когда в кинетическом уравнении пренебрегается членами с пространственными градиентами ФР и потенциала $\varphi(r)$ (например, [1, 2]). Однако в слабоионизованной плазме атомарных газов при давлениях меньше нескольких Тор ФР является нелокальной, т. е. ее значение в данной точке определяется параметрами плазмы во всем объеме [3]. Выпуклый в [3, 4] расчет нелокальной ФР в разряде атомарных газов показал, что она даже качественно существенно отличается от локальной, поэтому использование локальных расчетов в таких условиях неправомерно и может приводить к грубым ошибкам.

Экспериментально функция распределения измеряется зондовым методом, который в настоящее время детально разработан и обоснован для ленгмюровского случая, когда радиус зонда меньше длины свободного пробега электрона $r_z \ll \lambda$. В слабоионизованной плазме атомарных газов при упругом балансе энергии электронов локальное приближение справедливо при $\Lambda \gg \lambda_e = \lambda/\delta$ [3], где $\Lambda = R/2.4$ — диффузионная длина, $\delta = 2m/M$. Из этих неравенств нетрудно заключить, что в подобных условиях для типичных $R \approx 1$ см в диапазоне применимости зондовой методики ФР является, как правило, нелокальной. Поэтому к середине 70-х годов между теоретическими и экспериментальными исследованиями ФР возникла парадоксальная ситуация, поскольку измеренные функции распределения обычно сопоставлялись с расчетами, выполненными в локальном приближении. После опубликования работы [3] появились и экспериментальные доказательства нелокальности ФР в разрядах низкого давления в атомарных газах [5]. Отметим также исследования в плазме послесвечения, где при расчете ФР учитывалась диффузия электронов на стенки [6].

Для газоразрядной молекулярной плазмы к настоящему времени отсутствуют как теоретические, так и экспериментальные исследования нелокальной функции распределения. С другой стороны, из-за наличия процессов возбуждения колебательных и вращательных уровней формирование ФР в них имеет отличие от атомарных газов.

В данной работе выполнены эксперименты по обнаружению нелокальных свойств ФР и проведен расчет нелокальной функции распределения электронов в молекулярной разрядной плазме, а также выяснены принципиальные различия в ее формировании от локального случая. Объектом исследований был выбран молекулярный азот, который наиболее изучен и широко используется на практике.

а) Локальное приближение. К настоящему времени рядом авторов выполнены численные расчеты кинетического уравнения Больцмана для азота [7-9], которые из-за различного выбора аппроксимаций для сечений элементарных процессов заметно различаются между собой (рис. 1). В пределах реальной точности, т. е. в пределах расхождений между собой численных расчетов, выполненных различными авторами, с ними согласуются имеющиеся аналитические решения [10]. Основываясь на этих формулах, получим аналитическое решение кинетического уравнения для типичных условий, реализуемых в слабоионизованной газоразрядной плазме молекулярных газов низкого давления ($P \leq 1-3$ Тор), когда обосновано применение зондов Ленгмюра для измерения ФР. Поскольку в подобных разрядах обычно реализуются большие значения внешнего электрического поля ($E/N > 8 \cdot 10^{-16}$ В·см²), то в кинетическом уравнении можно пренебречь потерями энергии в упругих столкновениях и столкновениях, связанных с возбуждением вращательных уровней, а также ударами II рода электронов с колебательно- и электронно-возбужденными молекулами [9]. Исходя из сказанного кинетическое уравнение запишем в виде

$$\frac{d}{d\varepsilon} (\sqrt{\varepsilon} D_{eE} \frac{df_0}{d\varepsilon}) = I_{ev}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} + I_{e3}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon}, \quad (1)$$

где

$$D_{eE} = \frac{2}{3} \frac{e^2 E^2 \varepsilon}{m \nu_{em}} \quad (2)$$

коэффициент диффузии в пространстве энергий за счет внешнего электрического поля; I_{ev} и I_{e3} — интегралы столкновений, описывающие возбуждение колебательных и электронных состояний, общие выражения для которых приведены, например, в [2]. В силу сделанных выше допущений

$$I_{e3}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} = \nu_{e3}(\varepsilon) f_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon}. \quad (3)$$

Учтем особенности поведения сечений колебательного возбуждения σ_{ev}

молекул типа N₂, CO. Эти сечения отличны от нуля лишь в ограниченном интервале энергий $\varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2$, причем порог колебательного возбуждения $\varepsilon_1 \gg \Delta \varepsilon_{ev}$ (величины колебательного кванта), а $\varepsilon_2 < \varepsilon_3$ (порога возбуждения электронных состояний). В области $\varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2$ происходит интенсивное возбуждение колебательных уровней и ФР резко падает с ростом энергии. Учитывая, что $\Delta \varepsilon_{ev} \ll \varepsilon$, разложим $I_{ev}(\varepsilon)$ по малому параметру $\Delta \varepsilon_{ev}/\varepsilon$. Поскольку сечения $\sigma_{ev}(\varepsilon)$ убывают с ростом ν , то достаточно ограничиться несколькими первыми членами. В итоге $I_{ev}(\varepsilon)$ при $\varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2$ запишется в виде

$$I_{ev}(\varepsilon) = \Delta \varepsilon_{ev} \frac{d}{d\varepsilon} [\sqrt{\varepsilon} \nu_{ev}(\varepsilon) f_0(\varepsilon)]. \quad (4)$$

Как и в [10], разобьем интервал энергий на четыре области, в каждой из которых интегралы столкновений имеют разный вид.

В первой области энергий $0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_1$ приближенное решение (1) можно представить в виде [10]

$$f_0(\varepsilon) = C_0 + C_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}. \quad (5)$$

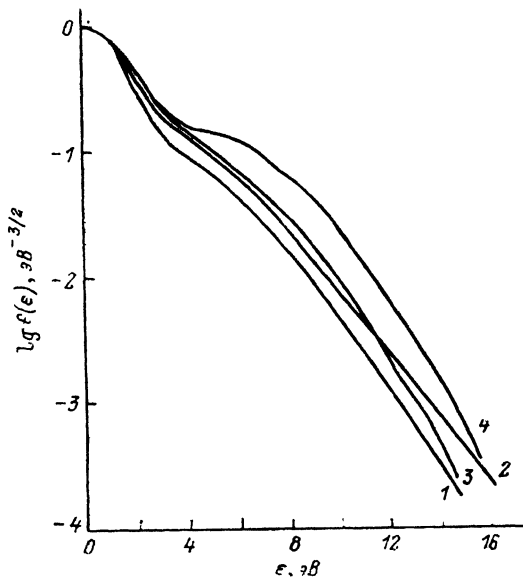


Рис. 1. ФРЭЭ в плазме азота.

E/N , В·см²: 1, 2 — 10^{-15} , 3 — $9.1 \cdot 10^{-16}$, 4 — 1.2×10^{-15} ; 1 — расчет [9], 2 — по формулам [12], 3, 4 — расчет [9].

Для второй области энергий $\varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2$ с учетом (4) приближенное решение (1) имеет вид

$$f_0(\varepsilon) = C_2 \exp \left[- \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \lambda(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \right] + \frac{C_3}{\sqrt{\varepsilon} \nu_{r, \text{зф}}}, \quad (6)$$

где параметр

$$1/\lambda(\varepsilon) = \frac{D_{eE}}{\Delta \varepsilon_{e\nu} \nu_{e\nu} \nu_{\text{зф}} \varepsilon} = \frac{2}{3} \frac{e^2 E^2}{m \nu_{em} \nu_{e\nu} \nu_{\text{зф}} \Delta \varepsilon_{e\nu}} \quad (7)$$

характеризует спад ФР в области колебательного возбуждения.

В третьей области энергий $\varepsilon_2 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_3$, $I_{e\nu} = 0$, и для $f_0(\varepsilon)$ имеем

$$f_0(\varepsilon) = \int_{\varepsilon_2}^{\varepsilon} \frac{C_4}{\sqrt{\varepsilon} D_{eE}} d\varepsilon + C_5. \quad (8)$$

В четвертой области $\varepsilon > \varepsilon_3$, где электроны эффективно возбуждают электронные состояния, решение (1) запишем в квазиклассическом приближении

$$f_0(\varepsilon) = C_6 \exp \left[- \int_{\varepsilon_3}^{\varepsilon} \left(\frac{\nu_{e\nu}(\varepsilon)}{D_{eE}(\varepsilon)} \right)^{1/2} d\varepsilon \right]. \quad (9)$$

Константы $C_1 - C_6$ находятся из условий сшивки функций и производных в точках $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$, а C_0 — из условия нормировки.

Для азотной плазмы примем следующие аппроксимации:

$$\nu_{em} = \nu_0 \sqrt{\varepsilon} / \sqrt{\varepsilon_1}, \quad c^{-1}, \quad (10)$$

где $\nu_0 = 2.54 \cdot 10^9 P$, P — здесь и далее в Торрах.

$$\nu_{e\nu} = \nu_{e\nu_0} \sqrt{\varepsilon_1} / \sqrt{\varepsilon}, \quad c^{-1},$$

а $\nu_{e\nu_0} = 1.53 \cdot 10^9 P$ находится по экспериментальным данным о сечениях с учетом корректировки по численным расчетам ФР из [9]. Из (7) при условии (10) следует, что $\lambda(\varepsilon) \equiv \lambda$ не зависит от энергии.

Суммарное сечение возбуждения электронных уровней аппроксимируем ступенькой $\sigma_3 = \sigma_0^* = 1.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Тогда

$$\frac{\nu_{e\nu_0}}{D_{eE}} = \frac{3\sigma_0^* N^2}{e^2 E^2} = \frac{1}{(T^*)^2}. \quad (11)$$

Учитывая эти упрощения и проводя сшивку, в итоге решение уравнения (1) можно записать в виде

$$\begin{aligned} f_0(\varepsilon) &= C_0 \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1 A} \right), \quad 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_1, \\ f_0(\varepsilon) &= \frac{C_0}{A} \left[\frac{1}{\lambda} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \right)^\lambda + \left(\ln \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} + \frac{T^*}{\varepsilon_3} - \frac{1}{\lambda} \right) \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right)^\lambda \right], \quad \varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2, \\ f_0(\varepsilon) &= \frac{C_0}{A} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right)^\lambda \left[\ln \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} + \frac{T^*}{\varepsilon_3} - \ln \frac{\varepsilon}{\varepsilon_2} \right], \quad \varepsilon_2 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_3, \\ f_0(\varepsilon) &= \frac{C_0}{A} \frac{T^*}{\varepsilon_3} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right)^\lambda \exp \left[- \frac{\varepsilon - \varepsilon_3}{T^*} \right], \quad \varepsilon \geq \varepsilon_3, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$A = 1 + \frac{1}{\lambda} + \left(\ln \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} + \frac{T^*}{\varepsilon_3} \right) \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right)^\lambda - \frac{1}{\lambda} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right)^\lambda. \quad (13)$$

Для примера на рис. 1 приведены результаты расчетов ФР по (12), которые в пределах реальной точности согласуются с данными численных экспериментов из [8, 9].

б) Н е л о к а л ь н а я ф у н к ц и я р а с п р е д е л е н и я. Если время диффузии электрона поперек трубки меньше, чем время, за которое существенно изменится его энергия за счет столкновений различного типа, то ФР является нелокальной [3]. Соответствующее условие следует из сравнения в кинетическом уравнении для изотропной части членов с радиальными градиентами f_0 с ее изменениями за счет столкновений в объеме, определяемого параметром релаксации

$$K = \left(v_{ge} + \delta v_{em} + \frac{B}{T} v_{er} + v_{ev} + v_{e\alpha} \right) \tau_{df} = \frac{\Lambda^2}{\lambda_\varepsilon^2}, \quad (14)$$

где $\tau_{df} = \Lambda^2/D_r$ — время свободной диффузии электронов, λ_ε — длина энергетической релаксации электрона с энергией ε [3].

Если $K \gg 1$ ФР можно находить в локальном приближении. В обратном случае $K < 1$ или $\Lambda < \lambda_\varepsilon$ главными в кинетическом уравнении являются члены с диффузией и радиальным электрическим полем, и аргументом f_0 становится полная энергия [3]

$$W = \varepsilon + e\varphi(r). \quad (15)$$

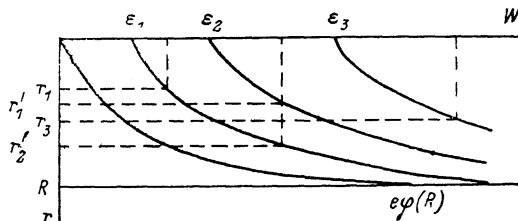


Рис. 2. Вид профиля радиального потенциала $\varphi(r)$ в трубке.

Выпишем критерии нелокальности ФР в различных областях энергии. В области $0 \leq W \leq \varepsilon_1$, если $D_{eE} \left(\delta v_{em} + \frac{B}{T} v_{er} \right) \varepsilon < \varepsilon_1$, соответствующее условие имеет вид

$$\left(\delta v_{em} + \frac{B}{T} v_{er} \right) \tau_{df} \ll 1. \quad (16)$$

В обратном случае сильных полей критерий имеет вид [4]

$$\tau_E = \frac{\varepsilon_1}{D_{eE}} > \tau_{df} \quad \text{или} \quad \frac{eE\Lambda}{\varepsilon_1} < 1. \quad (17)$$

Оценки показывают, что для типичных $R \approx 1$ см неравенство (16) выполняется до давлений азота в несколько Тор, а (17) — при внешних полях $E < \frac{\varepsilon_1}{e\Lambda} \approx 2-4$ В/см.

В области $\varepsilon_1 \leq W \leq \varepsilon_2$, при одном колебательном возбуждении электрон теряет энергию $\Delta \varepsilon_{ev} \ll \varepsilon_1$, поэтому критерий имеет вид

$$\left(\frac{\Delta \varepsilon_{ev}}{\varepsilon} v_{e\alpha\Phi} \right) \tau_{df}^{(1)} \ll 1, \quad (18)$$

где $\tau_{df}^{(1)} = r_1^2/D_r$ — время, достаточное электрону с энергией W выйти из зоны колебательного возбуждения (рис. 2). Величина $r_1(W)$ находится из условия $e\varphi(r_1) = W - \varepsilon_1$.

Как видно из рис. 2, принципиальной особенностью нелокальной ФР является то, что колебательное возбуждение сосредоточено не в области $\varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2$, как в локальном случае, а в более широкой области $\varepsilon_1 < W < \varepsilon_2 + e\varphi(R)$, где $e\varphi(R)$ — потенциал стенки. Поскольку в разряде потенциал стенки превосходит порог возбуждения электронных состояний ($e\varphi(R) > \varepsilon_3$), то во всей области $\varepsilon_1 < W < \varepsilon_3$ происходит колебательное возбуждение молекул азота. Причем в области $\varepsilon_1 < W < \varepsilon_2$ колебательно возбуждаются электроны только в при-

осевой области $0 \leq r \leq r_1$, где $W - e\varphi(r_1) = \varepsilon_1$ (рис. 2), в то время как в диапозоне $\varepsilon_2 < W < \varepsilon_2 + e\varphi(R)$ колебательное возбуждение происходит в области $r'_1 < r < r'_2$, где r'_1 и r'_2 находятся из условий $W - e\varphi(r'_1) = \varepsilon_2$, $W - e\varphi(r'_2) = \varepsilon_1$. Таким образом, колебательное возбуждение как бы «размазывается» в большую область энергий.

В области энергий $\varepsilon_2 < W < \varepsilon_3$ критерий нелокальности ФР имеет вид (18) с заменой $\tau_{df}^{(1)}$ на $\tau_{df}^{(2)}$, где $\tau_{df}^{(2)} = (r'_2 - r'_1)^2 / D_r$.

При $W > \varepsilon_3$ происходит эффективное возбуждение электронных состояний, которое сосредоточено в присоединенной области $0 \leq r \leq r_3$, где r_3 находится из условия $W - e\varphi(r_3) = \varepsilon_3$. Соответствующий критерий нелокальности ФР имеет вид

$$v_{e3} \tau_{df}^{(3)} \ll 1. \quad (19)$$

Оценки по критериям (18), (19) показывают, что в разрядной плазме азота для типичных $R=1-2$ см при $P > 0.1-0.3$ Тор ФР является локальной, в то время как при $P < 0.1$ Тор — нелокальной. Таким образом, в молекулярной плазме критерий применимости локального приближения по давлению нейтрального газа является менее жестким, чем в атомарной, где эта граница в упругой области энергий соответствует $P > 5-10$ Тор.

В переменных W, r кинетическое уравнение для слабоионизованной разрядной плазмы с учетом проведенных выше упрощений можно записать в виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sqrt{\varepsilon} D_r \frac{\partial f_0}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial W} \left(\sqrt{\varepsilon} D_{eE} \frac{\partial f_0}{\partial W} + \Delta \varepsilon_{ev} \sqrt{\varepsilon} v_{e\varphi} f_0 \right) = v_{0\varepsilon}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} f_0. \quad (20)$$

Если энергия электрона $W < e\varphi(R)$, то ФР зависит только от полной энергии W и не зависит от r [3]. Поскольку в разряде $e\varphi(R) > \varepsilon_3$, то во всей интересующей нас области энергий электроны являются запертыми. Проинтегрировав (20) по сечению, доступному для электрона с энергией W от $r=0$ до $r=r_0(W)$, где $r_0(W)$ определяется условием $W = e\varphi(r_0(W))$, получим первый член равным нулю, и (20) примет вид

$$\frac{d}{dW} \left[\sqrt{\varepsilon} D_{eE} \frac{df_0}{dW} + \Delta \varepsilon_{ev} \sqrt{\varepsilon} v_{e\varphi} f_0(W) \right] = \overline{v_{0\varepsilon} \sqrt{\varepsilon} f_0(W)}, \quad (21)$$

где

$$\bar{X}(W) = \int_{r_H^{(W)}}^{r_B^{(W)}} X(W - e\varphi(r)) \sqrt{W - e\varphi(r)} r dr, \quad (22)$$

а пределы интегрирования следующие: для $\sqrt{\varepsilon} D_{eE} r_H = 0, r_B = r_0(W)$; для $\sqrt{\varepsilon} v_{0\varepsilon}$ при $\varepsilon_1 < W < \varepsilon_2$, $r_H = 0, r_B = r_1(W)$; при $\varepsilon_2 < W < \varepsilon_2 + e\varphi(R)$ $r_H = r'_1(W), r_B = r'_2(W)$; для $\sqrt{\varepsilon} v_{0\varepsilon}$ $r_H = 0, r_B = r_3(W)$.

Выполним усреднение (22) для азотной плазмы, используя для $v_{em}, v_{e\varphi}, v_{0\varepsilon}$ принятые выше аппроксимации (10), (11). Как показывает эксперимент, профиль радиального потенциала $\varphi(r)$ можно аппроксимировать параболой

$$e\varphi(r) = e\varphi(R) \left(\frac{r}{R} \right)^2. \quad (23)$$

В итоге получим

$$\begin{aligned} \overline{\sqrt{\varepsilon} D_{eE}} &= \frac{2}{3} \frac{e^2 E^2 \sqrt{\varepsilon_1} R^2 W^2}{m v_0 4 e \varphi(R)}, \\ \overline{\sqrt{\varepsilon} v_{ev}} &= \frac{v_{e0} \sqrt{\varepsilon_1} R^2}{2 e \varphi(R)} \begin{cases} (W - \varepsilon_1), & \varepsilon_1 \leq W \leq \varepsilon_2, \\ (\varepsilon_2 - \varepsilon_1), & \varepsilon_2 \leq W \leq \varepsilon_2 + e\varphi(R), \end{cases} \\ \overline{\sqrt{\varepsilon} v_{0\varepsilon}} &= \sigma_0^* N \sqrt{\frac{2}{m} \frac{(W - \varepsilon_3)^2}{4 e \varphi(R)}} R^2, \quad W \geq \varepsilon_3. \end{aligned} \quad (24)$$

Из сравнения (21) и (1) видно, что кинетическое уравнение (21) свелось к виду, аналогичному в локальном приближении (1) с заменой коэффициентов $X_i(\epsilon)$ на $X_i(W)$. Поэтому решение для нелокальной ФР можно построить так же, как и в локальном случае.

В области $0 \leq W \leq \epsilon_1$ решение будет иметь вид (5) с заменой ϵ на W и коэффициентов C_0 и C_1 на C'_0 и C'_1 . Решение уравнения (21) при $\epsilon_1 < W < \epsilon_2$ имеет вид (6) с заменой ϵ на W и коэффициентов C_2 и C_3 на C'_2 и C'_3 и λ на

$$\bar{\lambda}(W) = \frac{2\lambda}{W^2} \begin{cases} (W - \epsilon_1), & \epsilon_1 \leq W \leq \epsilon_2, \\ (\epsilon_2 - \epsilon_1), & \epsilon_2 \leq W \leq \epsilon_3. \end{cases} \quad (25)$$

В области $\epsilon_3 \leq W \leq e\varphi(R)$ решение (21) в квазиклассическом приближении имеет вид (9) с заменой ϵ на W , C_6 на C'_6 и T^* на

$$T^* = (\sqrt{\epsilon} \nu_{0s} / \sqrt{\epsilon} D_{eE})^{1/2} = T^*(W - \epsilon_3)/W. \quad (26)$$

При $W \geq e\varphi(R)$ электроны могут уходить на стенки, и ФР начинает зависеть от r . Если выполнено (19), то в уравнении (21) можно оставить два первых члена, описывающих диффузию по радиусу и по энергии. Характерный масштаб спада ФР при этом

$$T_g = \sqrt{D_{eE} \tau_{df}} = eE\lambda \quad (27)$$

мал, и в первом приближении можно считать $f_0(e\varphi(R)) = 0$. Строгое решение (21) при $W \geq e\varphi(R) - T_g$ является сложным [4], и мы не будем его рассматривать. Для приосевых областей, где изменение радиального потенциала невелико по сравнению с $e\varphi(R)$, в квазиклассическом приближении получим при $W \geq e\varphi(R)$

$$f_0(W, r) = f_0(e\varphi(R)) \exp \left[-\frac{W - e\varphi(R)}{T_g} \left(\frac{R}{R-r} \right)^2 \right]. \quad (28)$$

Выполняя интегрирование и процедуру сшивки, в итоге получим

$$f_0(W) = C_0 \left(1 - \frac{2\Delta\epsilon_{ep}}{A\epsilon_1^2} W \right), \quad 0 \leq W \leq \epsilon_1,$$

$$f_0(W) = \frac{C_0}{A} \left[\left(\frac{\epsilon_1}{W} \right)^{2\lambda} \exp \left(\frac{2\lambda(W - \epsilon_1)}{W} \right) + \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right)^{2\lambda} + e^B (B - 1) \right], \quad \epsilon_1 \leq W \leq \epsilon_2,$$

$$f_0(W) = \frac{C_0}{A} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right)^{2\lambda} \left[\exp \left(\frac{2\lambda(W - \epsilon_2)}{W} \right) + e^B (B - 1) \right], \quad \epsilon_2 \leq W \leq \epsilon_3,$$

$$f_0(W) = \frac{C_0}{A} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right)^{2\lambda} B e^B \left(\frac{W}{\epsilon_3} \right)^{2\lambda/T^*} \exp \left(-\frac{W - \epsilon_3}{T^*} \right), \quad \epsilon_3 \leq W \leq e\varphi(R),$$

$$f_0(W, r) = f_0(e\varphi(R)) \exp \left[-\frac{W - e\varphi(R)}{T_g} \left(\frac{R}{R-r} \right)^2 \right], \quad W \geq e\varphi(R), \quad (29)$$

где

$$A = 1 + \frac{2\Delta\epsilon_{ep}}{\epsilon_1} + \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right)^{2\lambda} e^B (B - 1), \quad B = \frac{2\lambda(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\epsilon_3}. \quad (30)$$

Обсудим отличия нелокальной ФР от локальной в молекулярной разрядной плазме. Аргументом ФР является не кинетическая, а полная энергия W . Резко различаются радиальные зависимости ФР. Если в локальном режиме вид ФР при различных r подобен друг другу, функция изменялась лишь по абсолютной величине, то в нелокальном режиме происходит существенная деформация энергетического распределения при смещении от центра трубки к периферии. В частности, на периферии столба резкий спад ФР, обусловленный колебательным возбуждением, начинается от значений кинетической энергии $\epsilon = \epsilon_1 - e\varphi(r)$, намного меньшей, чем ϵ_1 .

Принципиальным также является тот факт, что в нелокальном режиме колебательное возбуждение молекул электронами происходит в более широкой области энергий, чем в локальном. С другой стороны, масштаб спада ФР в этой

области $(1/\lambda) > (1/\lambda)$, так что спад ФР в этой области энергий является более пологим, чем в локальном режиме. Поскольку $T^* > T^*$, то при $W > \varepsilon_3$ спад нелокальной ФР также менее резкий, чем локальной. При $W \geq e\varphi(R) - T_g$ происходит обеднение ФР, вызванное уходом электронов на стенки.

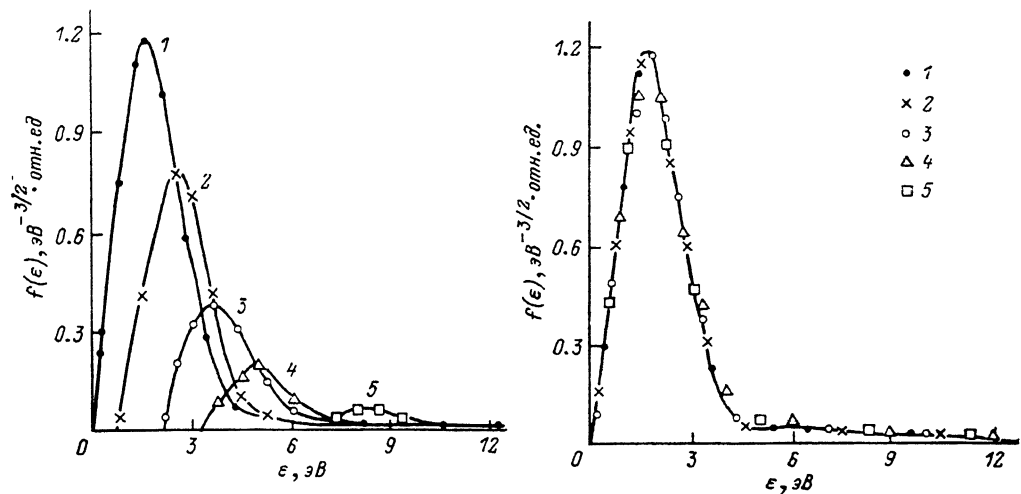


Рис. 3. ФРЭЭ, измеренные вдоль радиуса трубки.

$P=0.3$ Тор, $I_p=5$ мА, $E/N=1.1 \cdot 10^{-15}$ В·см². 1 — на оси, 2 — 6 мм от оси, 3 — 9, 4 — 12, 5 — 14.

Рис. 4. ФРЭЭ, нормированные на максимум и сдвинутые на потенциал пространства.

$P=0.3$ Тор, $I_p=5$ мА, $E/N=1.1 \cdot 10^{-15}$ В·см². 1, 2, 3, 4, 5 — то же, что и на рис. 3.

Эксперимент

Нами были выполнены эксперименты по измерению ФР в разрядной плазме азота по разработанной ранее методике численного дифференцирования зондовых вольт-амперных характеристик. Подробно экспериментальная схема

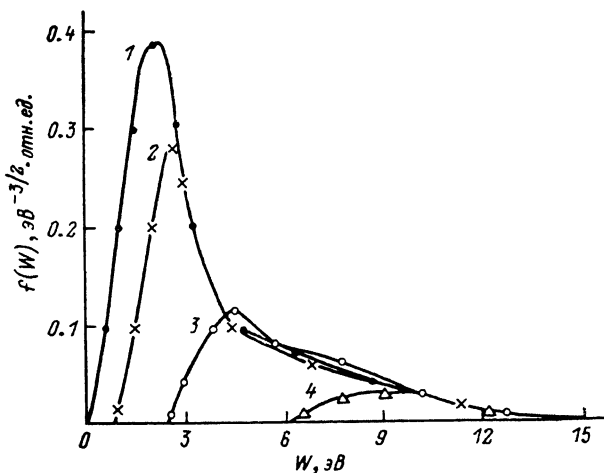


Рис. 5. ФРЭЭ, измеренные вдоль радиуса трубки.

$P_{N_2}=0.05$ Тор, $P_{He}=0.2$ Тор. $I_p=3$ мА, $E/N=1.6 \cdot 10^{-15}$ В·см². 1 — на оси, 2 — 6 мм от оси, 3 — 9, 4 — 13.

и ее параметры описаны в [11]. Использовался подвижный цилиндрический зонд длиной 3.5 мм и диаметром 0.1 мм. Разряд постоянного тока $I_p=3-6$ мА зажигался в стеклянной трубке радиусом $R=1.7$ см, заполненной спектрально-чистым азотом при давлении $P=0.05-0.5$ Тор.

Целью эксперимента было обнаружение нелокальных свойств ФР в молекулярных газах, которое можно получить с помощью радиальных зондовых измерений. В этом случае функции распределения, измеренные в различных точках сечения трубки вдоль радиуса, должны совпадать без сдвига на потен-

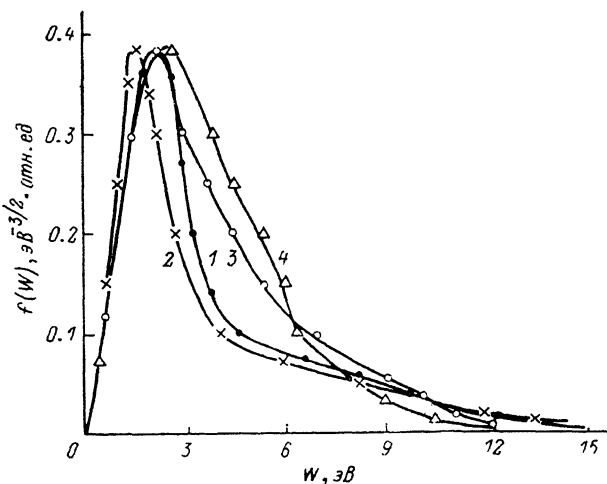


Рис. 6. ФРЭЭ, нормированные на максимум и сдвинутые на потенциал пространства. $P_{N_2} = 0.05$ Тор, $P_{He} = 0.2$ Тор, $I_p = 3$ мА, $E/N = 1.6 \cdot 10^{-15}$ В · см². 1, 2, 3, 4 — то же, что и на рис. 3.

циал пространства и нормировки на максимум, а в локальном режиме должны совпадать ФР, нормированные на максимум и сдвинутые на потенциал пространства.

В первой серии эксперименты выполнялись при давлении $P = 0.3$ Тор и токе разряда $I_p = 5$ мА. Результаты измерений ФР представлены на рис. 3. На рис. 4

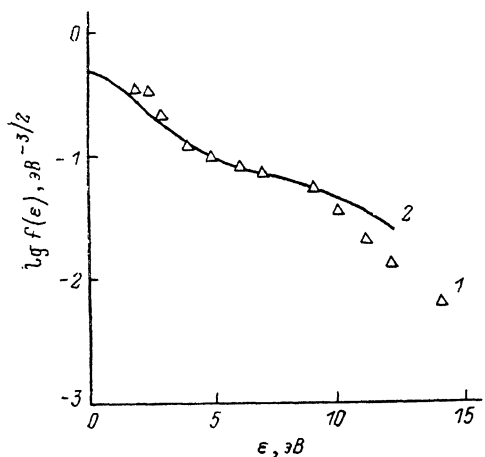


Рис. 7. ФРЭЭ в плазме азота в нелокальном режиме.

1 — эксперимент, 2 — расчет. $E/N = 1.6 \times 10^{-15}$ В · см².

технические трудности, связанные как с режимом горения разряда, так и с проведением зондовых измерений. Во избежание этого в азот добавлялся гелий в качестве буферного газа. Гелий имеет наибольший потенциал ионизации, и выбором компонентного состава смеси нетрудно подобрать условия, когда он не влияет на вид ФР. С другой стороны, при $\epsilon < 20$ эВ длина энергетической релаксации в гелии λ_ϵ велика, так что в гелии вплоть до давлений несколько Тор ФР является нелокальной.

эти функции нормированы на максимум и сдвинуты на потенциал пространства. Видно их совпадение друг с другом. Это позволяет сделать вывод, что в реализуемых условиях ФР является локальной, что следует и из вышеприведенных критериев.

Вторая серия экспериментов была выполнена при $P = 0.1$ Тор и $I_p = 5$ мА. Сопоставление экспериментальных ФР показало, что как нормированные и сдвинутые на потенциал пространства, так и ненормированные ФР между собой не совпадают. Отсюда следует, что в данных условиях при $P = 0.1$ Тор реализуется промежуточный случай, что вытекает и из теоретических оценок.

При $P < 0.1$ Тор в чистом азоте начинается нарушаться условие диффузионности режима $\lambda < R$. Кроме того, в этих условиях в эксперименте возникают

В экспериментанта нами использовалась смесь азота с гелием при давлении азота $P_{N_2}=0.05$ Тор и гелия $P_{He}=0.2$ Тор и токе разряда $I_p=3$ мА. Во время горения разряда контролировался спектр его излучения, причем линий гелия не наблюдалось. Также отсутствовал катафорез в разряде. Измеренные вдоль радиуса трубки ФР представлены на рис. 5, которые, как видно, хорошо совпадают между собой. С другой стороны, нормированные на максимум и сдвинутые на потенциал пространства ФР резко различаются (рис. 6). Из рис. 5, 6 можно сделать вывод, что в указанных условиях ФР является нелокальной. Таким образом, экспериментально установлено, что в разряде молекулярного азота для $R=1-2$ см и $P < 0.1$ Тор ФР является нелокальной. Этот вывод следует и из теоретических критериев.

При сопоставлении эксперимента с расчетом необходимо учесть, что для рассматриваемых условий влияние гелия в кинетическом уравнении (21) сводится лишь к изменению коэффициента диффузии в электрическом поле D_{eB} . Поэтому при расчете ФР параметр E/N , соответствующий чистому азоту, в смеси следует заменить на $E/N_{N_2} \sqrt{1 + N_{He} \sigma_{He} / N_{N_2} \sigma_{N_2}}$, где σ_i — соответствующие сечения упругого рассеяния. На рис. 7 приводится сравнение измеренных нами в нелокальном режиме ФР с расчетом, которое можно считать удовлетворительным, учитывая приближенность формул (29).

Авторы выражают благодарность Н. Б. Колоколову за обсуждение результатов.

Литература

- [1] Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [2] Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 376 с.
- [3] Цендин Л. Д. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 5, с. 1638—1650.
- [4] Цендин Л. Д., Голубовский Ю. Б. ЖТФ, 1977, т. 47, № 9, с. 1839—1851.
- [5] Воробьева Н. А., Миленин В. М., Цендин Л. Д. ЖТФ, 1979, т. 49, № 4, с. 763—768.
- [6] Благов А. Б., Каган Ю. М., Колоколов Н. Б. и др. ЖТФ, 1979, т. 44, № 2, с. 339—347.
- [7] Nighan W. L. Phys. Rev. A, 1970, v. 2, N 5, p. 1989—2000.
- [8] Winkler R., Pfaul S. Beitr. Plasmaphys., 1973, B. 13, N 5, S. 273—296.
- [9] Александров Н. Л., Кончаков А. М., Сон Э. Е. Физика плазмы, 1978, т. 4, № 1, с. 169—176.
- [10] Лягущенко Р. И., Тендлер М. Б. Физика плазмы, 1975, т. 1, № 5, с. 836—846.
- [11] Горбунов Н. А., Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А. Тез. докл. VII Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ташкент, 1987, т. 2, с. 208.

Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова

Поступило в Редакцию
11 августа 1987 г.