

04

© 1991 г.

ФОРМИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ АЗОТА В ЛОКАЛЬНОМ РЕЖИМЕ

Н. А. Горбунов, Н. Б. Колоколов, А. А. Кудрявцев

Теоретически и экспериментально исследовано энергетическое распределение электронов в послесвечении азота. Показано, что функция распределения электронов несет обширную информацию о параметрах молекулярной плазмы, например о колебательной температуре основного состояния, заселенностях электронно-возбужденных состояний.

Введение

Интерес к исследованиям функции распределения электронов по энергиям (ФР) в плазме послесвечения связан с двумя важными обстоятельствами. Во-первых, наличие в плазме послесвечения источников быстрых электронов, образующихся за счет ударов II рода и процессов хемоионизации с участием возбужденных частиц, существенно влияет на вид ФР и другие параметры плазмы [1]. Во-вторых, энергетическое распределение электронов несет обширную информацию о различных элементарных процессах, протекающих в плазме послесвечения [1]. Кроме того, определенная общность плазмы послесвечения с другими разновидностями бестоковой плазмы (фотоплазмой, плазмой ионосферы, пучковой плазмой и т. п.) позволяет использовать полученные результаты для исследования кинетики различных типов бестоковой плазмы [1].

С другой стороны, как теоретически, так и экспериментально ФР в плазме послесвечения молекулярных газов практически не исследована. К настоящему времени выполнен лишь ряд упрощенных модельных численных расчетов, например, для молекулярного азота в [2]. Предварительные результаты зондовых измерений ФР приведены нами в [3].

В данной работе проанализировано формирование ФР в локальном режиме и выполнены ее систематические зондовые измерения в плазме послесвечения молекулярного азота.

Теория

Как известно [4], характер формирования ФР в плазме существенно зависит от соотношения между длиной энергетической релаксации электрона λ_e и диффузионной длиной разрядного объема Λ . Если $\lambda_e \ll \Lambda$, то в кинетическом уравнении для изотропной части функции распределения f_0 можно отбросить члены с пространственными градиентами и записать его в локальном приближении. Соответствующие критерии для молекулярных газов подробно обсуждались в [5]. Считая далее неравенство $\Lambda \gg \lambda_e$ выполненным, кинетическое уравнение для плазмы молекулярных газов в отсутствие электрического поля запишем в виде

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left[\left(D_e \frac{df}{d\varepsilon} + V_e \cdot f \right) \sqrt{\varepsilon} \right] + I_e \sqrt{\varepsilon} + I_E \sqrt{\varepsilon} = 0, \quad (1)$$

где D_e и V_e — коэффициенты диффузии и динамического трения, обусловленных упругими электрон-молекулярными, межэлектронными столкновениями и

неупругими процессами возбуждения и девозбуждения вращательных состояний молекул (соответствующие индексы процессов m , e , r и частоты ν_m , ν_e , ν_r), так что $D_e \triangleq D_m + D_e + D_r$, $V_e = V_m + V_e + V_r$.

В свою очередь

$$D_m = \delta \cdot \nu_m \cdot T_a \cdot \epsilon, \quad V_m = \delta \cdot \nu_m \cdot \epsilon, \\ D_e = A_0 \cdot \epsilon \cdot \nu_e \cdot T_e, \quad V_e = A_0 \cdot \nu_e \cdot \epsilon,$$

$$A_0 \left(\frac{\epsilon}{T_e} \right) = \begin{cases} 0,385 \frac{\epsilon}{T_e}, & \frac{\epsilon}{T_e} \leq 2,6, \\ 1, & \frac{\epsilon}{T_e} \geq 2,6, \end{cases}$$

$$D_r = 8BT_a \cdot \nu_r, \quad V_r = 8 \cdot B\nu_r. \quad (2)$$

Здесь T_e — температура максвелловского ядра ФР, T_a — температура газа, B — вращательная постоянная, $\delta = 2m/M$. Интеграл неупругих переходов $I_v \sqrt{\epsilon}$ между колебательными уровнями основного электронного состояния $X^1 \Sigma_g^+$ (далее обозначаемого индексом X) имеет вид

$$I_v \sqrt{\epsilon} = - \sum_v \nu_{0v}(\epsilon) \sqrt{\epsilon} \cdot \left[f(\epsilon) - \frac{n_v}{n_0} f(\epsilon - vE_v) \right] + \\ + \sum_v \nu_{0v}(\epsilon + vE_v) \sqrt{\epsilon + vE_v} \left[f(\epsilon + vE_v) - \frac{n_v}{n_0} f(\epsilon) \right], \quad (3)$$

где $\nu_{0v}(\epsilon)$ — частота колебательного возбуждения $0 \rightarrow v$, v — номер колебательного уровня, n_0 и n_v — концентрации молекул в основном и колебательно-возбужденных состояниях, E_v — колебательный квант.

При записи в (3) частота ударов II рода $\nu_{0v}(\epsilon)$ выражена через ν_{0v} при помощи соотношения детального баланса. Напомним, что сечения колебательного возбуждения уровня v в таких молекулах, как N_2 , CO и т. п., имеют порог $\epsilon_1^v \gg \gg E_v$ и сосредоточены в области $\epsilon_1^v < \epsilon < \epsilon_2^v$ из-за особенности механизма возбуждения через образование нестабильного отрицательного иона молекулы. Для азота $\epsilon_1^1 \approx \epsilon_1 \approx 1,5$ эВ $< \epsilon_1^1$, $\epsilon_2^1 \approx \epsilon_2 \approx 3,6$ эВ $\gg \epsilon_2^1$, а сечения σ_{0v} убывают с ростом v . Заметим, что для перехода $0 \rightarrow 1$ сечение и при $\epsilon < \epsilon_1$, хотя и мало, но отличается от нуля и его необходимо учитывать.

В интеграле неупругих переходов между электронными состояниями $I_E \sqrt{\epsilon}$ учтем переходы с основного электронного состояния в различных колебательных состояниях v на вышележащие электронные термы $A_i(v')$ и обратные процессы ударов II рода. Индекс i — номер электронного состояния $A_i = A^3 \Sigma_u^+$, $B^3 \Pi_g$ и т. д., v' — номер колебательного уровня этих состояний. Тогда $I_E \sqrt{\epsilon}$ представим в виде

$$I_E \sqrt{\epsilon} = -\nu_{X\Sigma}(\epsilon) \sqrt{\epsilon} f(\epsilon) + R_E(\epsilon) \sqrt{\epsilon}. \quad (4)$$

В (4) $\nu_{X\Sigma}(\epsilon) = \sum_{v, v', i} \nu_{X(\epsilon)}^{A_i(v')}$ — суммарная частота возбуждения с основного электронного состояния с различными v в различные электронно-колебательно-возбужденные состояния $A_i(v')$. Источник образования быстрых электронов за счет ударов II рода тепловых электронов с состояниями $A_i(v')$, записанный с учетом соотношения детального баланса, имеет вид

$$R_E(\epsilon) = \sum_{v, v'} R_{A_i}(\epsilon) = \sum_{v, v'} \frac{\nu_{X(\epsilon)}^{A_i(v')} \cdot N_{A_i(v')}}{g_{A_i(v')} n_v} f(\epsilon - \epsilon_{X(\epsilon)}^{A_i(v')}), \quad (5)$$

где $N_{A_i(v')}$ — концентрация электронно-возбужденного состояния $A_i(v')$, $g_{A_i(v')}$ — его статистический вес, $\epsilon_{X(\epsilon)}^{A_i(v')}$ — энергия перехода. В (5) учтено, что $g_{X(\epsilon)} = 1$.

Выражение для $f(\epsilon - \epsilon_{X(\epsilon)}^{A_i(v')})$ получено ниже (см. (25)), и в тепловой области

$\varepsilon - \varepsilon_{X(v)}^{A_i(v')} \approx T_e$ является максвелловским из-за преобладающего межэлектронного взаимодействия, так что в (5)

$$f(\varepsilon - \varepsilon_{X(v)}^{A_i(v')}) = c_n \exp \left[-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_{X(v)}^{A_i(v')})}{T_e} \right], \quad (6)$$

где $c_n \approx (2N_e) / (\sqrt{\pi} T_e^{3/2})$ — нормировочная константа максвелловского распределения, которая находится из условия нормировки на концентрацию электронов N_e .

Будем решать уравнение (1) в различных областях энергии: 1) $0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_1$, 2) $\varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2$, 3) $\varepsilon \geq \varepsilon_2$, где выражения для $I_e \sqrt{\varepsilon}$ и $I_E \sqrt{\varepsilon}$ имеют разный вид.

В области энергий $\varepsilon > \varepsilon_2$ $I_e \sqrt{\varepsilon} = 0$ и можно также пренебречь членом с диффузией в пространстве энергий, поскольку быстрые электроны с $\varepsilon \geq \varepsilon_2 \gg T_e$ за счет квазиупругих процессов в основном тормозятся. Тогда решение (1) имеет вид

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \int_{\varepsilon}^{\infty} R_e(\varepsilon') \sqrt{\varepsilon'} \exp \left[-\int_{\varepsilon}^{\varepsilon'} \frac{B_E(\varepsilon'')}{\varepsilon''} d\varepsilon'' \right] d\varepsilon', \quad \varepsilon \geq \varepsilon_2. \quad (7)$$

В зависимости от величины параметра

$$B_E(\varepsilon) = \frac{\nu_{X\Sigma} \varepsilon}{V_e}, \quad (8)$$

определяющего соотношение между неупругими процессами возбуждения электронных состояний и квазиупругими e , m , r процессами, выражение (7) упрощается.

Если $B_E \gg 1$, то экспонента в подынтегральном выражении (7) имеет острый максимум при $\varepsilon' = \varepsilon$ и, проведя несложные вычисления, в итоге получим, что

$$f(\varepsilon) \equiv f_5(\varepsilon) = \frac{R_e(\varepsilon)}{\nu_{X\Sigma}(\varepsilon)} = c_n \sum_{v, v'} \frac{N_{A_i(v')} \cdot \nu_{X(v)}^{A_i(v')}}{g_{A_i(v')} \cdot \nu_{X\Sigma} \cdot n_v} \cdot e^{-\frac{\varepsilon - \varepsilon_{X(v)}^{A_i(v')}}{T_e}} \quad (9)$$

ФР определяется балансом ударов I и II рода, т. е. является решением уравнения $I_E = 0$.

Если $B_E \ll 1$, то экспонента в подынтегральном выражении (7) равна единице и

$$f(\varepsilon) \equiv f_4(\varepsilon) = \frac{I_E}{\sqrt{\varepsilon} V_e}, \quad (10)$$

где интенсивность источников

$$I_E = N_e \sum_{i, v, v'} N_{A_i(v')} Z_{A_i(v')}^{X(v)}(T_e), \quad (11)$$

а $Z_{A_i(v')}^{X(v)}(T_e)$ — усредненная по максвелловскому распределению с T_e частота ударов II рода с состояния $A_i(v')$ на $X(v)$. Физический смысл (10) также очевиден. Отметим, что предельные выражения (9), (10) непосредственно следуют из (1) в пренебрежении в нем соответствующими членами.

Если ввести энергию ε_E^* , для которой $B_E(\varepsilon_E^*) = 1$, то ФР (7) можно приближенно представить в виде (10) при $\varepsilon_2 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_E^*$ и (9) — при $\varepsilon \geq \varepsilon_E^*$. Обычно $\varepsilon_E^* \approx \varepsilon_{XA}^{A_i(v')}(0) \equiv \varepsilon_{XA}$, что связано с резким возрастанием $\nu_{X\Sigma}$ с ростом энергии. Заметим, что если $n_v \neq 0$, то ε_E^* может быть меньше ε_{XA} . Однако с уменьшением энергии $B_E(\varepsilon)$ резко убывает [6] и ФР при $\varepsilon \geq \varepsilon_2$ можно представить в виде

$$f(\varepsilon) = f_4 [\Theta(\varepsilon - \varepsilon_2) + \Theta(\varepsilon_E^* - \varepsilon)] + f_5 \cdot \Theta(\varepsilon - \varepsilon_E^*), \quad \varepsilon \geq \varepsilon_2, \quad (12)$$

где $\Theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

В области $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_2$ происходят эффективное возбуждение и девозбуждение колебательных уровней молекул азота. Процессы колебательного возбуж-

дзения характеризуются большими сечениями, так что по сравнению с ними можно пренебречь e -, m - и r -процессами. Если $\sum_p v_{0p} \gg v_e$, что реализуется при степенях ионизации $N_e/N_0 \ll 10^{-3}$, то можно пренебречь и межэлектронными столкновениями. Поскольку в обратном случае ФР является максвелловской, то далее будем предполагать, что $N_e/N_0 < 10^{-3}$. В итоге кинетическое уравнение (1) при $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_2$ примет вид

$$I_v \sqrt{\varepsilon} = 0. \quad (13)$$

Анализ проще всего начать с рассмотрения случая нулевой колебательной температуры $T_v = 0$. Тогда $n_v = 0$ и в интеграле $I_v \sqrt{\varepsilon}$ (3) можно пренебречь процессами девозбуждения колебательных уровней. Решению уравнения $I_v \sqrt{\varepsilon} = 0$ при $T_v = 0$ приближенно удовлетворяет функция

$$f(\varepsilon) = \frac{c_2}{\sqrt{\varepsilon} V_v}, \quad T_v = 0, \quad \varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2, \quad (14)$$

где

$$V_v = E_v \sum_p v_{0p}(\varepsilon). \quad (15)$$

В этом нетрудно убедиться, например, проводя разложение (3) по малому параметру $E_v/\varepsilon \ll 1$ для небольших v , которые вносят главный вклад в сумму. Тогда (13) при $T_v = 0$ приближенно запишется в дивергентном виде

$$T_v = 0, \quad I_v \sqrt{\varepsilon} = \frac{d}{d\varepsilon} (\sqrt{\varepsilon} V_v f) = 0, \quad (16)$$

решение которого имеет вид (14). Сшивая (14) и (12) в точке $\varepsilon = \varepsilon_2$, в итоге получим

$$f(\varepsilon) = \frac{V_{\varepsilon}(\varepsilon_2)}{V_v + V_{\varepsilon}} f(\varepsilon_2), \quad \varepsilon \geq \varepsilon_1, \quad T_v = 0, \quad (17)$$

где $f(\varepsilon_2)$ выражается по (10) либо (9) при $\varepsilon = \varepsilon_2$.

В общем случае $T_v \neq 0$ при решении (13) необходимо учитывать в (3) все четыре слагаемые. Для болцмановского распределения с температурой T_v по колебательным уровням уравнению (13) удовлетворяет равновесная с температурой T_v функция

$$f(\varepsilon) = c_1 \cdot e^{-\varepsilon/T_v}, \quad T_v \neq 0, \quad \varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2. \quad (18)$$

Выражения (18) будет решением уравнения (13) при $T_v \neq 0$, если $f(\varepsilon + vE_v)$ и $f(\varepsilon - vE_v)$ также выражаются по (18). При значении аргумента $\varepsilon' = \varepsilon + vE_v > \varepsilon_2$ соответствующее слагаемое в (3) отсутствует в силу условия $v_{0v}(\varepsilon' > \varepsilon_2) = 0$. В то же время слагаемые в (3) с аргументом $\varepsilon'' = \varepsilon - vE_v < \varepsilon_1$ входят в (13), поскольку сечения ударов II рода электронов с колебательно-возбужденными молекулами с номером v сосредоточены в диапазоне от $\varepsilon_1^{II} = \varepsilon_1 - vE_v$ до $\varepsilon_2^{II} = \varepsilon_2 - vE_v$. С другой стороны, при энергиях $\varepsilon'' < \varepsilon_1$ ФР в общем случае не выражается по (18), а имеет вид (25), полученный ниже. В частности, при $\varepsilon'' \approx T_v$ она представляет максвелловское распределение с температурой T_v , необязательно равной T_v .

Для учета этого обстоятельства поступим следующим образом. Поскольку с увеличением номера v падают как частоты $v_{0v}(\varepsilon)$, так и концентрации n_v , то в суммах (3) главную роль играют слагаемые с малыми v . Поэтому можно считать, что слагаемые с малыми v формируют энергетическое распределение при $\varepsilon_1 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2$, а члены, описывающие удары II рода и пропорциональные $f(\varepsilon - vE_v)$, при больших $v \approx \varepsilon_1/E_v$ являются источниками образования электронов в интервале $[\varepsilon_1, \varepsilon_2]$. Этот источник не меняет распределения по энергии (18), но определяет число электронов в этой области, т. е. величину c_1 .

Распределение молекул по колебательным уровням основного состояния N_2 , определяемое процессами $v-v$ -обмена и $v-T$ -релаксации, имеет вид [7]

$$n_v = \begin{cases} n_0 \cdot \exp \left[-\frac{vE_v}{T_v} + \frac{v(v-1)\Delta\omega}{T_a} \right], & v < v_0, \\ \frac{c}{v+1}, & v > v_0, \end{cases} \quad (19)$$

где

$$v_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_v}{\Delta\omega} \cdot \frac{T_a}{T_v} + \frac{1}{2},$$

$\Delta\omega$ — величина ангармонизма.

В (19) при малых v сохраняется бoльцмановское с T_v распределение, и (18) остается справедливым. В то же время упоминавшийся выше источник появления электронов в области $\epsilon_1 < \epsilon < \epsilon_2$ определяется процессами с большими v и соответствующие концентрации n_v в нем необходимо вычислять в общем случае по (19). Чтобы получить решение, справедливое и при $T_v=0$, объединяя (14) и (18), имеем

$$f(\epsilon) = c_1 \cdot e^{-\epsilon/T_v} + \frac{c_2}{(V_v + V_\epsilon)\sqrt{\epsilon}}, \quad \epsilon_1 \leq \epsilon \leq \epsilon_2. \quad (20)$$

Заметим, что если, как и выше, формально разложить $I_v\sqrt{\epsilon}$ по малому параметру E_v/ϵ для небольших v , то (3) при $T_v \neq 0$ можно представить в дивергентном виде

$$T_v \neq 0, \quad I_v\sqrt{\epsilon} = \frac{d}{d\epsilon} \left[\left(D_v \frac{df}{d\epsilon} + V_v f \right) \sqrt{\epsilon} \right] = 0, \quad (21)$$

где V_v выражается по (15), а $D_v = T_v \cdot V_v$. Решение (21) с точностью поправкам $\sim T_v/\epsilon \ll 1$ сразу дает выражение (20).

При $\epsilon < \epsilon_1$ в кинетическом уравнении (1) $I_v\sqrt{\epsilon} = 0$, в $I_v\sqrt{\epsilon}$ (3) остаются два слагаемые с аргументом $\epsilon + vE_v \geq \epsilon_1^*$ и кинетическое уравнение (1) примет вид

$$\frac{d}{d\epsilon} \left[\sqrt{\epsilon} \left(D_v \frac{df}{d\epsilon} + V_v f \right) \right] - \nu_{v\epsilon}(\epsilon) \sqrt{\epsilon} (f(\epsilon) - c_1 e^{-\epsilon/T_v}) = 0, \quad (22)$$

где

$$\nu_{v\epsilon}(\epsilon) \sqrt{\epsilon} = \sum_{v \geq v^*} \frac{n_v}{n_0} \nu_{0v}(\epsilon + vE_v) \sqrt{\epsilon + vE_v} = \sum_{v \geq v^*} \nu_{v0}(\epsilon) \sqrt{\epsilon}, \quad v^* = \frac{\epsilon_1^* - \epsilon}{E_v}. \quad (23)$$

Третий член в (22) определяет уход электронов из данного энергетического интервала в область $\epsilon \geq \epsilon_1$ за счет ударов II рода с колебательно-возбужденными молекулами, а четвертый определяет обратный процесс прихода электронов, совершивших колебательное возбуждение при энергии $\epsilon' = \epsilon + vE_v > \epsilon_1$.

При $T_v \ll \epsilon \leq \epsilon_1$, как и при нахождении ФР при $\epsilon > \epsilon_2$, также можно пренебречь в (22) членом с D_v и получить решение, аналогичное (7), которое мы не будем выписывать. Вид решения будет определять параметр

$$B_v(\epsilon) = \frac{\nu_{v\epsilon} T_v}{V_v}. \quad (24)$$

Поскольку $\nu_{v\epsilon} \sqrt{\epsilon}$ резко (с масштабom T_v) падает по мере уменьшения энергии, то введем энергию ϵ_v^* , которая находится из условия $B_v(\epsilon_v^*) = 1$. Область, где $B_v(\epsilon_v^*) \approx 1$, сосредоточена в узком интервале энергий. При $\epsilon_v^* < \epsilon \leq \epsilon_1$ $B_v(\epsilon) \gg 1$, в (22) можно пренебречь первыми двумя слагаемыми и получить в итоге решение (20). Физический смысл этого факта очевиден, поскольку при $\epsilon > \epsilon_v^*$ ФР формируется в результате баланса процессов колебательного возбуждения и деовозбуждения. При $\epsilon < \epsilon_v^*$ $B_v(\epsilon) < 1$ и в (22) можно пренебречь третьим членом с $\nu_{v\epsilon}(\epsilon)$ по сравнению со вторым. Получаемое в итоге уравнение с источником неоднократно исследовалось [1, 8]. Нетрудно показать, что с точностью до поправок $\sim T(\epsilon)/\epsilon < 1$, которые играют роль лишь при тепловых энергиях, ФР можно представить в виде

$$f(\varepsilon) = c_n \left(e^{-\int_0^\varepsilon \frac{d\varepsilon}{T(\varepsilon)}} - e^{-\int_0^{\varepsilon^*} \frac{d\varepsilon}{T(\varepsilon)}} \right) + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon} V_\varepsilon} \int_\varepsilon^{\varepsilon^*} \nu_{0\Sigma}(\varepsilon') \sqrt{\varepsilon'} (c_1 e^{-\varepsilon'/T_\nu} - c_n e^{-\varepsilon'/T_\sigma}) d\varepsilon' +$$

$$+ c_1 e^{-\frac{\varepsilon^*}{T_\nu}} + \frac{c_2}{\sqrt{\varepsilon} V_\varepsilon},$$

$$\varepsilon \leq \varepsilon^*, \quad T(\varepsilon) = \frac{D_\varepsilon}{V_\varepsilon}, \quad \frac{c_2}{V_\varepsilon} = \frac{V_\varepsilon(\varepsilon_2) f(\varepsilon_2)}{V_\varepsilon}. \quad (25)$$

Первый член представляет собой решение однородного уравнения (22) и является при $\nu_\sigma > \delta\nu_\sigma$, $(8B/\varepsilon) \nu_\sigma$ максвелловской ФР в тепловой области энергий с $T(\varepsilon) = T_\sigma$. Величину T_σ следует находить из соответствующего уравнения баланса максвелловских электронов. Интегральный член описывает распределение быстрых электронов, которые попадают в данную область энергий в результате возбуждения колебательных уровней электронов с энергией $\varepsilon + \nu E_\nu > \varepsilon_1^*$ и в силу условия $B_\nu(\varepsilon) < 1$ релаксируют по энергиям на квазиупругих e -, m -, r -столкновениях.

Величину константы c_1 найдем из баланса квазимакселловских электронов с температурой T_ν , формирующихся при $\varepsilon^* \leq \varepsilon \leq \varepsilon_2$,

$$V_\varepsilon(\varepsilon^*) c_1 \cdot e^{-\varepsilon^*/T_\nu} \left(1 - \frac{T(\varepsilon^*)}{T_\nu} \right) =$$

$$= I_\nu^{\text{II}} - I_\nu^{\text{I}} = - \sum_{\nu \geq \nu^*}^{\varepsilon^* + \nu E_\nu} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon^*} \nu_{0\nu}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} \left[c_1 e^{-\varepsilon/T_\nu} - \frac{n_\nu}{n_0} f(\varepsilon - \nu E_\nu) \right] d\varepsilon, \quad (26)$$

а $f(\varepsilon - \nu E_\nu)$ определена согласно (25). Уравнение (26) для определения c_1 является нелинейным и его можно решать методом последовательных приближений. Первым слагаемым в (26), определяющим уход электронов из области $\varepsilon \geq \varepsilon^*$ в область меньших энергий за счет квазиупругих процессов, в силу условия $B_\nu(\varepsilon > \varepsilon^*) > 1$ можно пренебречь и вместо (26) получить условие $I_\nu^{\text{I}} = I_\nu^{\text{II}}$. Учитывая в (20) и (25) главные слагаемые, нетрудно убедиться, что

$$I_\nu^{\text{I}} = \frac{c_1}{c_n}, \quad \frac{N_\sigma}{N_0} \sum_{\nu \geq \nu^*} Z_{0\nu}(T_\nu) e^{\nu E_\nu/T_\nu},$$

$$I_\nu^{\text{II}} \approx \frac{N_\sigma}{N_0} \sum_{\nu \geq \nu^*} Z_{0\nu}(T_\sigma) e^{\nu E_\nu/T_\sigma}, \quad (27)$$

где

$$Z_{0\nu}(T_j) = \int_{\varepsilon_1^*}^{\varepsilon^* + \nu E_\nu} \nu_{0\nu}(t) \sqrt{t} c_n(T_j) e^{-t/T_j} dt,$$

усредненная по максвелловскому распределению с $T_j = T_\sigma$, T_ν — константа возбуждения колебательного уровня ν электронным ударом.

Тогда в первом приближении находим

$$c_1 = \frac{c_n \sum_{\nu \geq \nu^*} Z_{0\nu}(T_\sigma) e^{\nu E_\nu/T_\sigma}}{\sum_{\nu \geq \nu^*} Z_{0\nu}(T_\nu) e^{\nu E_\nu/T_\nu}}. \quad (28)$$

Отметим, что при $T_\sigma = T_\nu$ из (18), (25) следует, что $c_1 = c_n$ и ФР является максвелловской.

По полученным выше выражениям были выполнены модельные расчеты ФР в послесвечении азота для заданных концентраций электронов N_e , нормальных молекул N , температуры электронов T_e , газовой T_a и колебательной T_ν . Рассматривалось одно электронное возбужденное метастабильное состояние $A^3\Sigma_u^+$

с заданной концентрацией N_A и одним колебательным уровнем $\nu=0$ ($\epsilon_X^A = 6.2$ эВ).

Частоты возбуждения $\nu_{X(\nu)}^A(\epsilon)$ (ϵ) и соответственно частоты девозбуждения переходов $A \rightarrow X(\nu)$ (ν) вычислялись по соответствующим сечениям работы [9]

$$\nu_{X(\nu)}^A(\epsilon) = |M_e|^2 \cdot \varphi\left(\frac{\epsilon}{\epsilon_{X(\nu)}^A}\right) q_{X(\nu)}^A, \quad (29)$$

где мы с учетом корректировки на экспериментальные результаты полагали $|M_e|^2 = 0.5 \cdot \pi a_0^2$; $q_{X(\nu)}^A$ — факторы Франка—Кондона для соответствующего перехода $X(\nu) \rightarrow A$ [10]; $\varphi(\epsilon/\epsilon_{X(\nu)}^A)$ — универсальная функция, определяющая относительную зависимость сечения перехода $X(\nu) \rightarrow A$ от энергии электрона [9].

Сечения возбуждения колебательных уровней электронным ударом выбирались из работы [11].

Результаты расчетов для условий $T_e = 0.1$ эВ, $N_e = 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, $P = 0.3$ Тор, $N_A = 10^{11}$ см $^{-3}$ представлены на рис. 1 для двух случаев $T_e = 0$ и 0.3 эВ. Там же приведены результаты работы [2] для сходных условий.

Поясним вид ФР на рис. 1. В области $\epsilon_2 \leq \epsilon \leq \epsilon_X^A$ ФР формируется балансом рождения быстрых электронов за счет ударов II рода максвелловских электро-

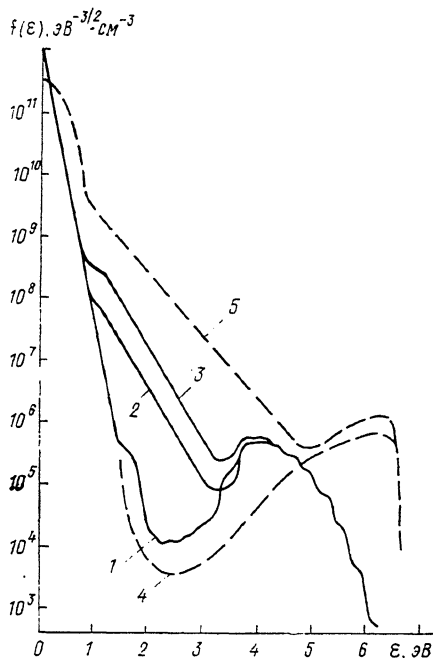


Рис. 1. Расчет ФР в послесвечении азота.

Сплошные линии — данная работа, штриховые — [2]. 1, 4 — $T_e = 0$; 2 — бальцмановское распределение по колебательным уровням с $T_e = 0.3$ эВ; 3 — распределение (19) с $T_e = 0.3$ эВ и $T_a = 500$ К; 5 — триновровское распределение с $T_e = 3400$ К и $T_a = 500$ К.

нов с состоянием $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ и релаксацией по энергиям на квазиупругих e -, m -, r -процессах. Поскольку факторы Франка—Кондона возрастают при изменении ν от 0 до 6, то максимум на ФР достигается в области $\epsilon = 4-4.5$ эВ. Этот факт, по-видимому, не был принят во внимание в работе [2], что и могло привести к резким различиям с нашими расчетами в виде ФР в этой области.

В области $\epsilon_1 \leq \epsilon \leq \epsilon_2$ при $T_e = 0$ кроме квазиупругих e -, m -, r -процессов в релаксацию по энергии включается возбуждение колебательных уровней, что и приводит к резкому уменьшению числа электронов в данной области энергий. В тепловой области из-за сильного межэлектронного взаимодействия формируется максвелловское распределение электронов с температурой T_e .

При $T_e \neq 0$, как было показано выше, в области $\epsilon_1 \leq \epsilon \leq \epsilon_2$ формируется квазиравновесное с колебательной температурой T_e распределение электронов по энергиям, что видно и из результатов численного решения [2]. Абсолютная величина ФР при этом определяется источником, связанным с ударами II рода тепловых электронов с колебательно-возбужденными молекулами, и выше для распределения (19), чем для бальцмановского.

Эксперимент

Нами были выполнены систематические зондовые измерения ФР в плазме послесвечения азота с помощью экспериментальной установки, подробно описанной в [3], в трубке радиусом $R = 1.7$ см при давлениях $P = 0.3-1$ Тор. ФР при таких давлениях формируется локально [6].

Некоторые типичные результаты измерений ФР на оси разрядной трубки представлены на рис. 2 для различных фаз послесвечения ($P = 0.3$ Тор, длитель-

ность импульса тока 7 мкс, частота их следования 1.25 кГц, ток в импульсе 310 мА, $N_e(0) = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_a = 300 \text{ К}$). Видно, что вид экспериментальных ФР хорошо соответствует рассчитанным выше для подобных условий, соответствующих $T_e = 0.09 \text{ эВ}$ и $T_e = 0.3 \text{ эВ}$ до энергии $\epsilon \leq 6 \text{ эВ}$. Заметим, что измеренное нами $T_e = 0.3 \text{ эВ}$, согласно экспериментам и расчетам [9], является типичным для тлеющего разряда в подобных условиях.

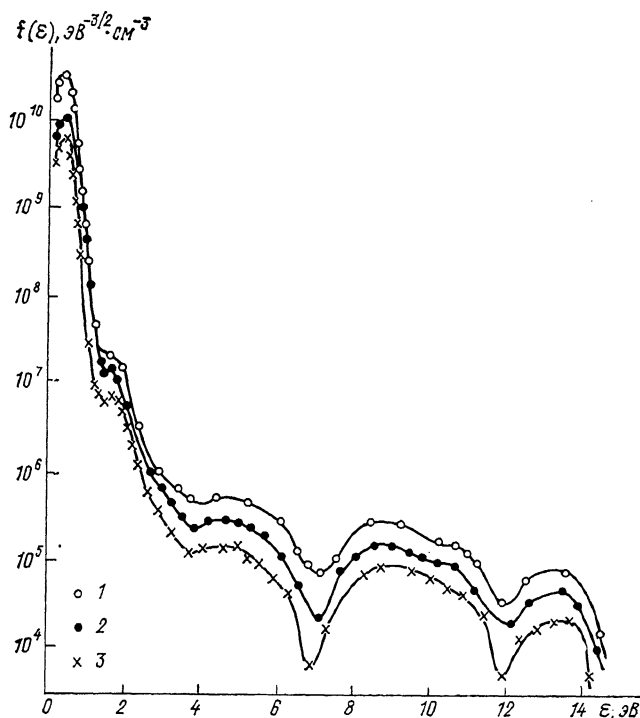


Рис. 2. ФР, измеренная в послесвечении азота.

$\tau_{\text{зад}}$, мкс: 1 — 100, 2 — 300, 3 — 500.

Обращает на себя внимание быстрая часть ФР от энергий $\epsilon \geq 4 \text{ эВ}$ до потенциала ионизации молекулы азота. Она формируется в результате ударов II рода тепловых электронов с различными электронно-колебательно-возбужденными состояниями (напомним, что в модельных расчетах рис. 1 принималось во внимание только одно электронно-возбужденное состояние $A^3 \Sigma_u^+$).

Таким образом, ФР в послесвечении молекулярной плазмы несет обширную информацию о ее параметрах. В частности, по ФР можно определить N_e , T_e , T_v . Измерения высокоэнергетической части ФР позволяют определить концентрации электронно-возбужденных состояний, если известны их константы де-возбуждения электронами.

Авторы выражают глубокую благодарность Л. Д. Цендину за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А. // Химия плазмы. 1989. Вып. 15. С. 127—163.
- [2] Paniccia F., Gorse C., Bretagne J. et al. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 12. P. 4004—4006.
- [3] Горбунов Н. А., Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 9. С. 1817—1819.
- [4] Цендин Л. Д. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 5. С. 1638—1650.
- [5] Горбунов Н. А., Иминов К. О., Кудрявцев А. А. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2301—2309.
- [6] Александров Н. А., Кочетов И. В., Напартович А. П. // ТВТ. 1985. Т. 23. № 5. С. 849—852.

- [7] Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 510 с.
- [8] Лягуценко Р. И. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 5 (11). С. 1706—1715.
- [9] Словецкий Д. И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980. 310 с.
- [10] Кузьменко Н. Е., Кузнецова А. А., Кузяков Ю. Я. Факторы Франка—Кондона двухатомных молекул. М., 1984. 339 с.
- [11] Арасланов Ш. Ф. Деп. в ВИНТИ. № 2187-В87. М., 1987. 68 с.

Ленинградский
государственный университет

Поступило в Редакцию
9 февраля 1990 г.