

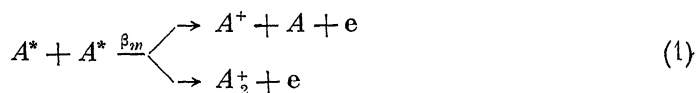
УДК 533.633

## УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ И ПАРАМЕТРАМИ БЕСТОКОВОЙ ПЛАЗМЫ

Н. Б. Колоколов, А. А. Кудрявцев, В. А. Романенко

Предложена и реализована методика управления быстрой частью нелокальной функции распределения электронов по энергиям (ФР) в бестоковой плазме. Искусственно увеличивая отрицательный потенциал стенки, можно запереть в объеме быстрые электроны (например, рождающиеся в реакциях хемоионизации или при ударах II рода) и регулировать появляющуюся на ФР «ступеньку». Эксперименты, проведенные в плазме послесвечения гелия, показали существенное влияние управляемой «ступеньки» на ФР на баланс числа заряженных частиц и энергий и на заселенности возбужденных состояний. Данная методика может быть использована для физического моделирования различных ситуаций, возникающих в бестоковой плазме с быстрыми электронами.

1. Важнейшей особенностью бестоковой плазмы [1] (фотоплазма, пучковая плазма, плазма ионосферы и т. д.) является наличие источников быстрых электронов с энергиями  $w$ , много большими тепловой. В отсутствие внешнего электрического поля эти электроны играют значительную роль в кинетике бестоковой плазмы. Из всех разновидностей такой среды для экспериментальных исследований наиболее доступна плазма послесвечения средних и низких давлений, где источниками быстрых электронов могут служить реакции хемоионизации



или удары II рода



( $A^*$  и  $A$  — атомы в возбужденном и основном состояниях,  $A^+$  и  $A_2^+$  — атомарный и молекулярный ионы,  $e$  и  $e$  — медленный и быстрый электроны,  $\beta_m$  и  $\beta_s$  — константы скоростей реакций (1), (2)).

Количество быстрых электронов  $N_{ef}$  по сравнению с медленными  $N_e$  (обычно распределенными по Максвеллу с температурой  $T_e \sim 0.1$  эВ) в послесвечении, как правило, невелико (см. далее). С другой стороны, для исследования кинетики бестоковой плазмы несомненный интерес представляет возможность увеличивать и регулировать отношение  $N_{ef}/N_e$  и соотношение энергий, запасаемых группами медленных и быстрых электронов. Целью данной работы и являлось получение на основе плазмы послесвечения варианта бестоковой плазмы с относительно большой управляемой быстрой частью функции распределения электронов по энергиям (ФР) и исследование влияния этих быстрых электронов на оптические и электрокинетические свойства плазмы.

2. Как показано в работах [2, 3], если

$$k = (2\nu_e + \delta\nu_a) \tau_{ef} \frac{w_0}{4T_e} \gg 1 \quad (3)$$

(локальный режим формирования быстрой части ФР), что в слабоионизированной плазме обычно реализуется при  $pR > 10$  Тор·см, то быстрая часть ФР, связанная с реакциями (1, 2), имеет вид типа «ступеньки»

$$f_0(w, r) = \frac{I(r) \theta(w_0 - w)}{w g(w) (2\nu_e(r) + \delta\nu_a)} \quad (4)$$

Здесь  $\delta = 2m/M$ ,  $g(w) = 4\pi\sqrt{2w/m^3}$ ,  $\nu_e$  и  $\nu_a$  — частоты межэлектронных и упругих электрон-атомных столкновений,  $w_0$  — энергия возникновения быстрых электронов,  $\tau_{df}$  — время их свободной диффузии,  $p$  — давление,  $R$  — радиус трубки,  $I$  — интенсивность появления быстрых электронов. Заметим, что распределение (4) не является специфичным лишь для плазмы послесвечения, аналогичный вид может иметь ФР, например, в пучковой плазме высокого давления [4].

При  $k \leq 1$  (нелокальный режим) вид быстрой части ФР существенно зависит от величины потенциала стенки  $\Phi_s$ , складывающейся из амбиполярной  $\Phi_a$  и пристеночной  $\Phi_h$  разности потенциалов. Если концентрации возбужденных атомов  $N_m$ , участвующих в реакциях (1), (2) не слишком велики, т. е.  $I = \beta_m N_m^2 + \beta_e N_m N_e < \Gamma_i$ , где  $\Gamma_i$  (см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>) — амбиполярный поток ионов, и  $N_e T_e > N_e f w_0$ , то  $\Phi_s$  определяется максвелловскими (медленными) электронами и составляет несколько  $T_e/e$  (подробнее см. [5]). Следовательно, быстрые электроны, рождающиеся с энергиями  $w_0 \gg e\Phi_s$ , движутся к стенке в режиме свободной диффузии, не успевая существенно изменить свою энергию при столкновениях ( $k \leq 1$ ), и там рекомбинируют, так как их отражение от стенок обычно пренебрежимо мало [6]. При этом на ФР имеются максимумы в области энергий  $w \sim w_0$ . Если же  $\Gamma_i < I$ , то для взаимной компенсации электронного и ионного потоков на стенку величина  $\Phi_h$  возрастает до аномально больших значений  $\sim w_0/e$ , часть быстрых электронов запирается в объеме и, релаксируя по энергиям, создает на ФР ступеньку типа (4). В таких условиях  $N_{ef}$  значительно возрастает, и быстрые электроны способны существенно влиять на параметры плазмы [7, 8]. Однако систематические исследования в режимах с аномальными  $\Phi_h$  осложняются тем, что эти режимы существуют в узком диапазоне условий и не всегда наблюдаемы; кроме того, отсутствует возможность регулировать величину ступеньки на ФР.

3. Для исследования процессов с участием быстрых электронов нами была разработана методика управления быстрой частью ФР в послесвечении при низком давлении  $pR \leq 1$  Тор·см с помощью дополнительного внешнего параметра — регулируемого отрицательного потенциала  $\Delta V$ , прикладываемого к металлической стенке. Как ясно из сказанного, при  $\Delta V \sim w_0/e$  та или иная часть быстрых электронов оказывается запертой в объеме, и в соответствии с этим изменяется величина ступеньки на ФР. Рассмотрим подробнее механизм формирования ФР в таком режиме.

Предположим, что большая часть разрядного промежутка охвачена полым металлическим цилиндром радиуса  $R$  и длиной  $H \geq R$ , прилегающим к внутренней стенке трубки. Если к цилиндру относительно опорного электрода приложить отрицательный потенциал  $\Delta V > w_0/e$ , запирающий электроны, и тем самым искусственно увеличить значение  $\Phi_s$ , то практически весь перепад потенциала в плазме будет сосредоточен в узком пристеночном слое объемного заряда (см., например, [9]). При этом с точностью до поправок  $\sim b_i/b_e \ll 1$  амбиполярное поле не изменится, а увеличится лишь величина пристеночного скачка потенциала до значения  $\Phi_h \sim \Delta V$  (вместо нескольких  $T_e/e$  в случае, когда такой потенциал не прикладывается). Этот вывод подтверждается и экспериментальными измерениями радиального потенциала с помощью подвижных зондов.

С другой стороны, поскольку поток электронов на стенку  $\Gamma_e|_{r=R} = 0$  ( $\Delta V > w_0/e$ ), то в плазме должно возникнуть продольное поле  $E_z$ , движение электронов в котором компенсирует поток ионов на металлическую стенку, т. е.

$$b_e \int_0^R N E_z 2\pi r dr = D_a (\nabla_r N)_{r=R} 2\pi R H, \quad (5)$$

откуда для  $E_z$  можно получить оценку

$$E_z \sim \frac{D_i (1 + T_e T_a)}{b_e} \frac{H}{R} \frac{(\nabla_r N)_{r=R}}{N} \sim \frac{D_i}{D_e} \frac{H}{R} E_r \ll E_r \sim \frac{T_e}{eR}. \quad (6)$$

Поэтому в дальнейшем при анализе формирования ФР в режиме с запирающим потенциалом (РЗП) продольное поле  $E_z$  можно не учитывать. Это обстоятельство подтверждали прямые эксперименты, когда в различных фазах послесвечения к электродам разрядной трубки А, В (рис. 1) прикладывался импульс напряжения, соответствующее которому продольное поле подбиралось равным  $E_z$  в РЗП. При этом параметры плазмы ( $N_e$ ,  $T_e$ ) в исследовавшихся нами режимах практически не менялись, что согласуется с (6).

Заметим, что площадь поверхности опорного электрода в РЗП должна быть не слишком малой, поскольку электронный ток на него должен компенсировать ионный ток на металлическую стенку.

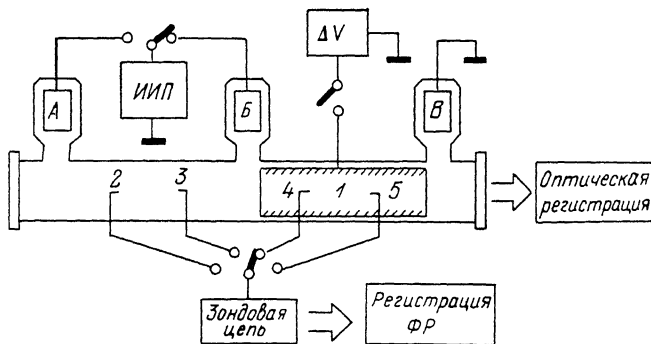


Рис. 1. Установка для исследования плазмы послесвечения.

А, Б, В — разрядные электроды; 1 — прилегающее к стенке цилиндрическое кольцо; 2, 3, 4, 5 — зоны.

В рассматриваемом здесь случае  $k \ll 1$  аргументами ФР являются пространственные координаты  $r$ ,  $z$ , полная энергия  $\varepsilon = mv^2/2 + e\varphi(r)$  [ $^{10}$ ] ( $\varphi(r)$  — радиальный потенциал) и кинетическое уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot D_e \frac{\partial f_0}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left( r \cdot D_e \frac{\partial f_0}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( r \left[ D_e \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + V_e f_0 \right] \right) = \\ = -\beta_m N_m^2(r) R_m(v) v - \beta_e N_e(r) N_e(r) R_e(v) v, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $R_m(v)$ ,  $R_e(v)$  — энергетические спектры электронов, рождающихся в реакциях (1), (2);  $D_e = \frac{mv^2}{2} (\delta v_n T_n + 2v_e T_e)$ ;  $V_e = \frac{mv^2}{2} (\delta v_n + 2v_e)$ .

В  $D_e$  в силу (6) пренебрегаем вкладом, связанным с продольным полем  $E_z$ . Для интересующих нас условий можно также не учитывать процессы прямого и ступенчатого возбуждений. Граничные условия можно записать в виде

$$\left. \frac{\partial f_0}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \begin{cases} f_0(\varepsilon, r=R) = 0, & \varepsilon > e\Phi_s(z), \\ \left. \frac{\partial f_0}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0, & \varepsilon = e\varphi(r_0) < e\Phi_s(z). \end{cases} \quad (8a)$$

$$\left. \frac{\partial f_0}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \begin{cases} f_0(\varepsilon, r=R) = 0, & \varepsilon > e\Phi_s(z), \\ \left. \frac{\partial f_0}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0, & \varepsilon = e\varphi(r_0) < e\Phi_s(z). \end{cases} \quad (8b)$$

Условие (8б) означает, что электроны с энергией  $\varepsilon$  могут двигаться по сечению трубки лишь в пределах от 0 до  $r_0(\varepsilon)$ , определяемого равенством  $\varepsilon = e\varphi(r_0)$ . Поскольку внутри металлического цилиндра  $\Phi_s \approx T_e/e \ll \Phi_s$ , то профиль потенциала близок к П-образному и для  $\varepsilon \geq T_e r_0(\varepsilon) \approx R$ .

Решение уравнения (7) с граничными условиями (8а) хорошо известно [ $^3$ ,  $^{11}$ ]. Для интересующего нас случая, когда  $e\Phi_s$  с запасом превосходит энергию возникновения быстрых электронов  $\omega_0$ , а движением электронов вдоль оси трубки можно пренебречь по сравнению с их энергетической релаксацией, т. е.

$$k^* = (2v_e + \delta v_e) \tau_{df} \frac{v_0}{4T_e} = (2v_e + \delta v_e) \frac{(H/\pi)^2}{D_e} \frac{\omega_0}{4f_e} \gg 1, \quad (9)$$

можно проинтегрировать (7) с граничными условиями (8б).

Пренебрегая вторым членом в (7) в соответствии с (9) и учитывая, что  $f_0$  для запертых электронов не зависит от  $r$ , для  $f_0$  получим

$$f_0(\varepsilon) = \left[ C + \int_0^\varepsilon \frac{d\varepsilon'}{v\bar{D}_\varepsilon} \left( \sum_{j=m, e} \Theta(w_0^{(j)} - \varepsilon') \beta_j \overline{N_m N_j} \int_{\varepsilon'}^\infty \overline{R_j} d\varepsilon'' \right) \int_0^{\varepsilon'} \frac{r\bar{V}_\varepsilon d\varepsilon''}{v\bar{D}_\varepsilon} \right] e^{-\int_0^\varepsilon \frac{\bar{v}\bar{V}_\varepsilon d\varepsilon'}{v\bar{D}_\varepsilon}}, \quad (10)$$

где черта означает усреднение по сечению

$$\bar{x} = \frac{2}{r_0^2(\varepsilon)} \int_0^{r_0} x(r) r dr. \quad (11)$$

Первое слагаемое в (10) соответствует максвелловскому распределению, и константа  $C$  может быть найдена из условия

$$\int_0^\infty f_0(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon = N_e(0), \quad (12)$$

откуда  $C \approx N_e(0) [m/(2\pi T_e)]^{3/2}$ , поскольку быстрые электроны не вносят вклад в нормировку.

Выражение (10) описывает вид ФР внутри металлического цилиндра, за исключением узких областей размером  $\sim \sqrt{\frac{4l_e}{w_0} \frac{D_e}{(2v_e + \bar{v}_e)}}$  вблизи его торцов.

Для интересующего нас диапазона энергий  $\varepsilon \gg T_e$  можно пренебречь отличием полной энергии от кинетической  $w$ , поскольку, за исключением узких пристеночных областей размером  $\sim \lambda_e$ , везде  $w \gg e\varphi(r) \sim T_e$ . Кроме того, формулу (10) можно упростить, учитывая, что с точностью до поправок  $\sim T_e/w_0 \ll 1$  выполнено

$$\int_0^w \frac{dw'}{g(w') \bar{D}_\varepsilon} e^{\int_0^w \bar{V}_\varepsilon | \bar{D}_\varepsilon dw''} \approx \frac{1}{g(w) w (2\bar{v}_e + \bar{v}_e)} \equiv F(w). \quad (13)$$

Действительно, интегрируя левую часть (13) по частям, получим

$$\int_0^w \frac{dw'}{g(w') \bar{D}_\varepsilon} e^{\int_0^w \bar{V}_\varepsilon | \bar{D}_\varepsilon dw''} = F(w) - F(0) e^{-\int_0^w \frac{dw'}{T(w')}} - \frac{\partial F}{\partial w} T(w) + \frac{dF}{dw} \Big|_{w=0} T(w) e^{-\int_0^w \frac{dw'}{T(w')}} + T(w) \frac{\partial}{\partial w} \left( T(w) \frac{\partial F}{\partial w} \right) - \quad (14)$$

$$- \left[ T(w) \frac{\partial}{\partial w} \left( T(w) \frac{\partial F}{\partial w} \right) \right]_{w=0} e^{-\int_0^w \frac{dw'}{T(w')}} + \dots \approx F(w) \left[ 1 + \frac{T(w)}{w} + \frac{T^2(w)}{w^2} + \dots \right],$$

где  $T(w) = \bar{D}_\varepsilon / \bar{V}_\varepsilon$ .

Таким образом, в условиях нелокального формирования ФР ( $k \leq 1$ ) с помощью отрицательного потенциала, прикладываемого к стенке, можно от режимов с максимумами в быстрой части ФР перейти к распределению типа «ступеньки», описываемой приближенно

$$f_0 = C e^{-\int_0^\varepsilon \frac{\bar{v}\bar{V}_\varepsilon d\varepsilon'}{v\bar{D}_\varepsilon}} + \frac{\sum_{j=m, e} \Theta(w_0^{(j)} - w) \beta_j \overline{N_m N_j} \int_w^\infty R_j(w') g(w') dw'}{g(w) w (2\bar{v}_e + \bar{v}_e)} \quad (15)$$

(ср. (4)). При этом число быстрых электронов возрастает в  $\sim [(2\nu_e + \delta\nu_a) \tau_{df}]^{-1}$  раз, что реально может составить 1—2 порядка.

Меняя величину запирающего потенциала  $\Delta V$ , можно тем самым регулировать и величину ступеньки на ФР, поскольку запертой в объеме становится та или иная часть быстрых электронов, рождающихся в диапазоне энергий, где существуют  $R_m(v)$  и  $R_e(v)$ . Таким образом, предлагаемым способом можно в довольно широких пределах регулировать соотношение медленных и быстрых электронов.

4. Как уже отмечалось, обогащение ФР при  $\omega \gg T_e$  может повлечь за собой ряд интересных эффектов: увеличение электронной температуры  $T_e$  [7], ускорение в связи с этим деионизации плазмы и соответственно уменьшение  $N_e$ , рост числа возбуждений из метастабильных состояний [8]. В данной работе экспериментально исследовалось влияние управляемой быстрой части ФР на эти параметры распадающейся плазмы. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1.

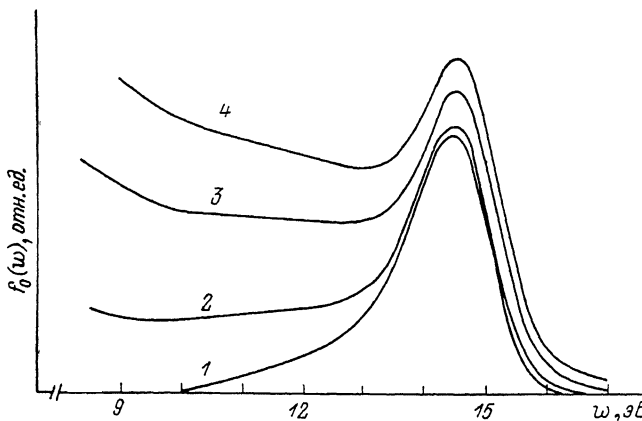


Рис. 2. Быстрая часть ФР в послесвечении гелия.

Давление 1.2 Тор, ток в импульсе 190 мА, период следования разрядных импульсов 450 мкс.  $\Delta V$ , В: 1 — 0, 2 — 12, 3 — 15, 4 — 25.

Периодический разряд с помощью импульсного источника питания (ИИП) зажигался в стеклянной трубке общей длиной 43 см, к стенке которой прилегал тонкостенный никелевый цилиндр радиуса  $R=1.8$  см и длины  $H=9$  см. Конструкция трубки позволяла зажигать разряд между любой парой электродов  $A, B, B$ , в произвольной фазе послесвечения прикладывать отрицательный потенциал к стенке и проводить зондовую и оптическую диагностику распадающейся плазмы.

На рис. 2 представлены типичные результаты экспериментов по управлению быстрой частью ФР. В момент через 60 мкс после окончания разрядного импульса (электроды  $A-B$  на рис. 1) на стеночный электрод 1 прикладывался отрицательный импульс напряжения  $\Delta V$ , и с помощью зондов 2—5 в этой же фазе послесвечения регистрировалась ФР методом модуляции зондового тока с временным разрешением [12]. Электронная температура  $T_e=1100$  К, определяемая по медленной части ФР и усредненная по сечению электронная концентрация  $\bar{N}_e=3.7 \times 10^{10}$  см $^{-3}$ , определяемая методом второго импульса [13] с помощью разных пар зондов, при включении  $\Delta V$  в этих условиях практически не менялись.

Максимумы на кривых 1—4 (рис. 2) соответствуют рождению быстрых электронов в результате реакции хемоионизации (1) с участием метастабильных атомов  $\text{He}(2^3S_1)$ . Видно, что с увеличением  $\Delta V$ , когда запертой оказывается все большая часть быстрых электронов, их количество в высокоэнергетической части ФР существенно возрастает. Кроме того, экспериментально подтверждалось отсутствие радиальной зависимости ступеньки на ФР, что следует из формулы (10), в то время как при  $\Delta V=0$  величина максимумов зависит от  $r$  [11].

Влияние управляемой ступеньки в быстрой части ФР на параметры плазмы можно проследить на примере одного из исследованных нами режимов.

В трубке с гелием при давлении  $p=0.7$  Тор между электродами  $B-B$  зажигался импульсный разряд с током в импульсе 700 мА и периодом 440 мкс. Через 20 мкс после окончания разряда на стенку прикладывался отрицательный потенциал  $\Delta V=27$  В на время  $\approx 350$  мкс. На рис. 3 штриховой линией показан результат расчета ФР по (15), сплошными линиями — измеренная ФР. Видно, что в РЗП на ФР имеются небольшие максимумы, связанные с уходом быстрых электронов через торцы металлического цилиндра. Поскольку количество таких электронов невелико и согласуется с соответствующими оценками, в расчете этот уход не учитывался. Из рис. 3 видно хорошее согласие рассчитанной и измеренной ФР.

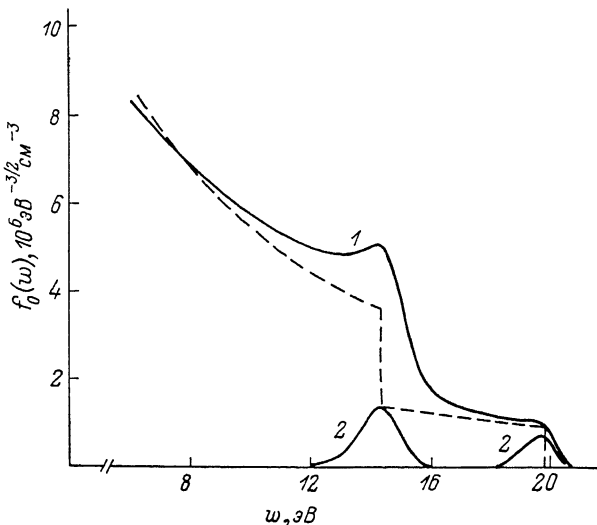


Рис. 3. Быстрая часть ФР в послесвечении гелия, 150 мкс после окончания разрядного импульса.

$\Delta V$ , В: 1 — 27, 2 — 0. Штриховая линия — расчет по (20).

На рис. 4 представлены результаты измерений временной зависимости электронной концентрации  $\bar{N}_e(t)$  для этих условий, полученные с помощью зондов 4, 5 для  $\Delta V=0, 27$  В. Штриховая линия — результат расчета спада  $\bar{N}_e(t)$  в РЗП в предположении амбиполярного ухода заряженных частиц

$$\bar{N}_e(t) = \bar{N}_i(t) = \bar{N}_i(t=0) \exp \left\{ - \int_0^t dt' / \tau_{da}(t') \right\},$$

где  $\tau_{da} = [D_i (1 + T_e/T_a) 5.8/R^2]^{-1}$ , а зависимость  $T_e(t)$  при  $\Delta V=27$  В взята из экспериментальных измерений (рис. 5). Видно, что в РЗП спад электронной концентрации ускоряется, что связано с увеличением электронной температуры  $T_e$  и соответственно скорости диффузионной гибели заряженных частиц.

На рис. 5 показан результат измерений  $T_e(t)$  при  $\Delta V=0$  и 27 В. Видно, что в РЗП величина  $T_e$  существенно возрастает. Для РЗП рассчитывалась величина квазистационарной добавки к  $T_e$ , связанной с нагревом медленных электронов быстрыми [2]. Эта добавка  $\Delta T_e$  находилась из уравнения баланса энергий

$$\delta \langle v_a (\Delta T_e) \rangle \frac{3}{2} (\Delta T_e - T_a) \bar{N}_e = \sum_{j=m, e} \beta_j \bar{N}_m \bar{N}_j \int_0^{w_0^{(j)}} \frac{2v_e dw'}{2v_e + \delta v_a}, \quad (16)$$

где  $\langle v_a \rangle$  взята из [14], радиальная зависимость  $N_m(r)$  измерялась экспериментально и предполагалось, что  $N_e(r) \sim J_0(2.4 r/R)$ . Такой способ расчета  $T_e$  в РЗП с использованием экспериментальной кривой  $T_e(t)$  при  $\Delta V=0$  применен потому, что теоретически рассчитанная  $T_e$  для  $\Delta V=0$  с учетом

известных нам механизмов нагрева медленных электронов на временах  $\geq 50$  мкс после разрядного импульса слабо отличается от температуры газа.

Таким образом, можно сделать вывод о хорошем согласии рассчитанных и измеренных  $\bar{N}_e(t)$ ,  $T_e(t)$  в РЗП.

Обратимся теперь к роли управляемой ступеньки на ФР в кинетике возбужденных состояний. При  $\Delta V=0$ , когда ступенька в быстрой части ФР отсут-

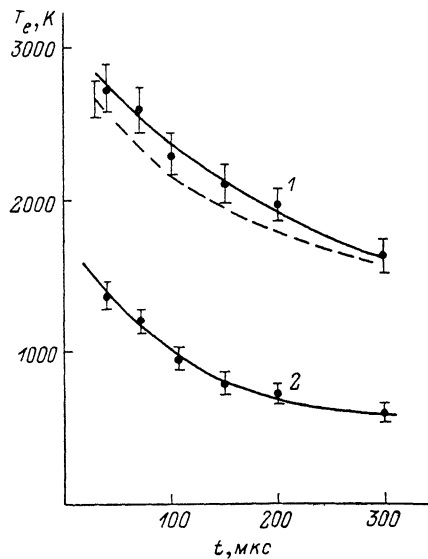
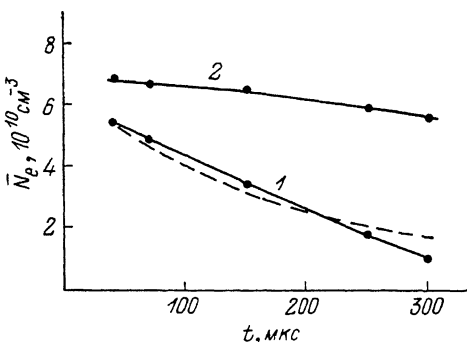


Рис. 4. Спад электронной концентрации.

1, 2 — то же, что и на рис. 3. Штриховая линия — результат расчета.

Рис. 5. Электронная температура в послесвечении.

1, 2 — то же, что и на рис. 3. Штриховая линия — расчет с использованием (16).

ствует, энергетическое распределение электронов в послесвечении практически совпадает с максвелловским. Так как  $T_e$  в плазме послесвечения невелика ( $\sim 0.1$  эВ), заселенности возбужденных состояний (и интенсивности соответ-

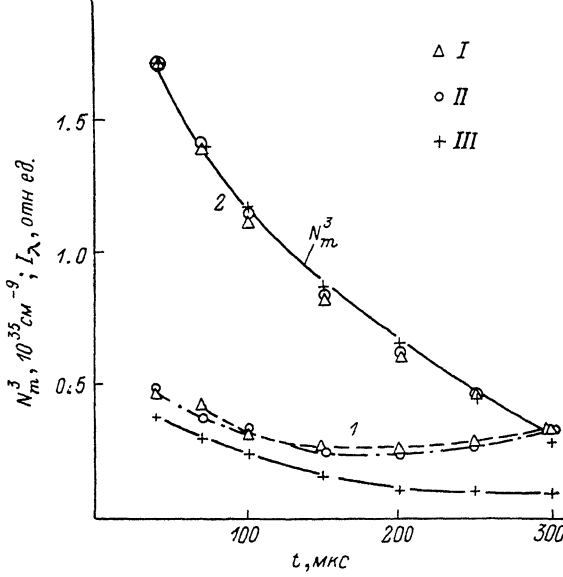


Рис. 6. Интенсивности свечения спектральных линий в послесвечении гелия.

1, 2 — то же, что и на рис. 3. I — 4713 Å ( $4^2S-2^2P$ ), II — 5876 Å ( $3^2D-2^2P$ ), III — 7065 Å ( $3^3S-2^3P$ ).

ствующих линий) определяются рекомбинационным потоком [8]. Поскольку, как указывалось выше, при создании на ФР ступеньки  $T_e$  возрастает, а  $N_e$  уменьшается, то роль рекомбинационного заселения в РЗП становится меньше. С другой стороны, достаточно эффективно могут идти процессы ступенчатого возбуждения из метастабильных состояний как максвелловскими, так и бы-

стрыми электронами. Поэтому и заселенности уровней могут определяться не рекомбинацией, а ступенчатым возбуждением. Соответствующие формулы для расчета получены в [8].

На рис. 6 показан временной ход интенсивностей нескольких линий  $I_i(t)$  в послесвечении гелия при  $\Delta V=0$ , 27 В (условия те же, что и выше). Видно, что в РЗП  $I_i$  резко возрастают, причем этот рост может быть связан только со ступенчатым возбуждением, поскольку практически отсутствуют электроны с энергиями, достаточными для прямого возбуждения. Как видно из рис. 6, это ступенчатое возбуждение определяется главным образом быстрой частью ФР (что согласуется с оценками по [8]), поскольку для  $\Delta V=0$  даже при относительно больших  $T_e$  (малые задержки после окончания разрядного импульса) интенсивности соответствующих линий, связанные с возбуждением максвелловскими электронами, малы. На это указывает и тот факт, что  $I_i(t)$  в РЗП спадают, примерно как  $N_m^3(t)$  (рис. 6), что и следует из (15).

Полученные результаты свидетельствуют о том, что при наличии ступеньки в быстрой части ФР главную роль в заселении возбужденных состояний может играть ступенчатое возбуждение даже в распадающейся плазме с низкой электронной температурой. Подобные эффекты могут иметь место и в других разновидностях бестоковой плазмы с быстрыми электронами. В частности, в работе [15] указано на важную роль ступенчатого возбуждения в заселении рабочих уровней газовых лазеров, возбуждаемых быстрыми частицами.

Таким образом, в работе предложен и реализован способ управления быстрой частью ФР в нелокальном режиме в бестоковой плазме и продемонстрировано влияние управления ступеньки на ФР на баланс числа заряженных частиц, энергий и заселенностей возбужденных состояний в такой плазме. Данная методика позволяет проводить физическое моделирование различных ситуаций, возникающих в плазме с быстрыми электронами.

#### Литература

- [1] Ключарев А. Н., Безуглов Н. Н. Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света. Л.: Изд-во ЛГУ, 1983. 272 с.
- [2] Благоев А. Б., Каган Ю. М., Колоколов Н. Б. и др. ЖТФ, 1974, т. 44, № 2, с. 339—347.
- [3] Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А., Романенко В. А. ЖТФ, 1986, т. 56, № 9, с. 1737—1743.
- [4] Бычков В. Л., Елецкий А. В. В кн.: Химия плазмы / Под ред. Б. М. Смирнова. М.: Энергоатомиздат, 1985, № 12, с. 119—158.
- [5] Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А., Торонов О. Г. ЖТФ, 1985, т. 55, № 10, с. 1920—1927.
- [6] Демидов В. И., Колоколов Н. Б. ЖТФ, 1980, т. 50, № 3, с. 564—571.
- [7] Demidov V. I., Kolokolov N. B. Phys. Lett., 1982, v. 89A, N 8, p. 397—400.
- [8] Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А., Романенко В. А. Опт. и спектр., 1985, т. 59, № 6, с. 1196—1200.
- [9] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. / Под ред. Б. Я. Мойжеса, Г. Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.
- [10] Цендин Л. Д., Голубовский Ю. Б. ЖТФ, 1977, т. 47, № 9, с. 1839—1850.
- [11] Благоев А. Б., Колоколов Н. Б., Лягущенко Р. И. и др. ЖТФ, 1977, т. 47, № 10, с. 2102—2107.
- [12] Колоколов Н. Б. В кн.: Химия плазмы / Под ред. Б. М. Смирнова. М.: Энергоатомиздат, 1985, № 12, с. 56—96.
- [13] Герасимов Г. Н., Лягущенко Р. И., Старцев Г. П. Опт. и спектр., 1971, т. 30, № 4, с. 606—611.
- [14] Vaille P., Chang J.-S., Claude A. et al. J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1981, v. 14, N 9, p. 1485—1495.
- [15] Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А. Опт. и спектр., 1987, т. 62, № 3, с. 494—497.