

## УСТАНОВЛЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ЗАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЯ $n$ -ПОДОБНОГО ИОНА В ПЛАЗМЕ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ СЕЛЕКТИВНОЙ НАКАЧКИ

Е.Н. Рагозин

*В рамках радиационно-столкновительной модели рассчитана эволюция возмущения заселенности уровня  $n$ -подобного иона при включении селективной накачки на уровни с  $p = 3, 4, 6$  и  $8$ . Для высоковозбужденных состояний время установления стационарного возмущения в несколько раз превосходит время жизни уровня, что связано с квазидиффузионным движением электрона по уровням энергии.*

Возмущение заселенности уровня атома или иона под действием селективной накачки со скоростью  $q_p(t)$ , включаемой в момент времени  $t = 0$ , может быть рассчитано по общему правилу

$$\Delta \alpha_p(t) = \int_0^t G_p(p, \tau) q_p(\tau) d\tau, \quad (1)$$

где  $\Delta \alpha_p$  – зависящее от времени возмущение относительной заселенности уровня  $p$ ;  $G_p(p, \tau)$  – “диагональный” элемент нестационарной функции Грина, введенной в [1] для описания релаксации возмущения заселенностей после мгновенного единичного изменения заселенности уровня  $p$  (начальные условия  $G_p(n, 0) = \delta_{np}$ );  $q_p(t)$  [ $s^{-1}$ ] – удельная (в расчете на один ион) скорость накачки на уровень  $p$ . При  $t \rightarrow \infty$  и  $q_p(t) = q_p \theta(t)$  ( $\theta(t)$  – функция Хевисайда) возмущение заселенности стремится к стационарному значению

$$\Delta \alpha_p^s = q_p \int_0^{\infty} G_p(p, \tau) d\tau = q_p g_p(p), \quad (2)$$

где  $g_p(p)$  – диагональный элемент стационарной функции Грина, введенной в [2]. В радиационном пределе, критерием которого может служить условие

$$N_e \ll N_{ep} = A_p/c(p, p+1), \quad (3)$$

а также во всех случаях, когда возврат на уровень  $p$  невозможен после ухода с него, диагональный элемент функции Грина экспоненциально затухает во времени ( $G_p(p, t) = \exp(-W_p t)$ , где декремент  $W_p = \sum_{n \neq p} W_{pn}$  –

полная скорость распада уровня). В указанных ситуациях установление возмущения заселенности уровня при включении селективной накачки происходит по универсальному закону

$$\Delta \alpha_p(t) = \Delta \alpha_p^s (1 - \exp(-W_p t)), \quad \Delta \alpha_p^s = q_p/W_p, \quad (4)$$

характерному для двухуровневой системы.

При значениях температуры  $T_e$ , характерных для условий существования иона в плазме, отношение скоростей возбуждения и деовозбуждения иона электронами  $c(p, p+1)/c(p, p-1)$  на соседние уровни  $p \pm 1$  для нижних уровней ( $p = 2-4$ ) во много раз больше единицы. С ростом  $p$  указанное отношение убывает, асимптотически приближаясь к единице. Из-за этого при выполнении условия  $N_e > N_{ep}$ , обратного условию (3), движение электрона на нижних уровнях является преимущественно направленным, восходящим; с ростом  $p$ , однако, движение электрона становится квазидиффузионным. Другими словами, происходит повторное заселение уровня, роль которого все более возрастает с увеличением  $p$ . Это обстоятельство находит свое формальное выражение, в частности, в неэкспоненциальном затухании во времени диагонального элемента функции Грина: затухание  $G_p(p, t)$  характеризуется декрементом  $W_p$  лишь в начальные моменты времени  $t \leq 0,5W_p^{-1}$ . В дальнейшем декремент все более уменьшается, что связано с

относительным возрастанием заселенности соседних уровней и, как следствие этого, частичным подавлением канала столкновительного опустошения уровня (повторное заселение). В силу (2) это должно приводить к отступлению эволюции  $\Delta \alpha_p(t)$  от зависимости (4) и эффективному увеличению времени установления.

В данной работе численными методами исследовано установление возмущения заселенности при включении селективной накачки  $q_p$  для уровней  $p = 3, 4, 6$  и  $8$  H-подобного иона в плазме. Для этого проводилось интегрирование системы дифференциальных уравнений для заселенностей с начальными условиями  $\alpha_n(0) = \alpha_n^s$  ( $\alpha_n^s$  — квазистационарные заселенности при  $q_p = 0$ ). Радиационно-столкновительная модель явно включала уровни иона [H] с  $n = 1-15$  и полностью ионизованное состояние; уровни с  $n > 15$  эффективно учитывались с помощью эмпирического приема "энергетическая щель". Более подробное описание атомной модели содержится в [1, 3]. Конкретные расчеты проводились для иона CVI при  $T_e = 10^2$  эВ,  $N_e = 1,07 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (при этом уровни с  $p \geq 3$  лежат глубоко в столкновительной области); результаты обобщаются на ион с произвольным  $Z$ , если рассматривать их в приведенных переменных  $\eta = N_e/Z^7$ ,  $\vartheta = T_e/Z^2$  и  $\tilde{t} = tZ^4$ .

На рис. 1 представлено нормированное возмущение заселенности  $\Delta \alpha_p(t)/\Delta \alpha_p^s$  для  $p = 3, 4, 6$  и  $8$ , а также зависимость (4) (пунктир). Для лучшей сопоставимости результатов по оси абсцисс отложены значения аргумента  $W_p t$ . В табл. 1 представлены расчетные значения  $\Delta \alpha_p^s W_p / q_p = g_p(p) W_p$ , а также  $W_p$  и  $\mu_p$  (см. ниже). Установление стационарного возмущения затягивается (по сравнению с (4)) с ростом

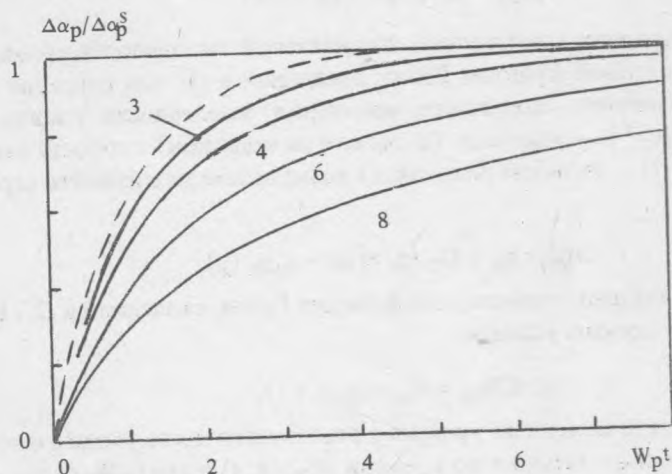


Рис. 1. Нормированное возмущение заселенности  $\Delta \alpha_p / \Delta \alpha_p^s$  (уровни с  $p = 3, 4, 6$  и  $8$ ) под действием селективной накачки  $q_p$  (численное решение эволюционной задачи). Пунктир — универсальная зависимость (4).

Таблица 1

Нормированное стационарное возмущение заселенности  $\Delta \alpha_p^s W_p / q_p$  (численный расчет), коэффициенты  $\mu_p$  и полная скорость распада  $W_p$  для уровней с  $p = 3, 4, 6$  и  $8$

$p$	3	4	6	8
$W_p, 10^{13} \text{ с}^{-1}$	0,42	1,5	8,9	32
$\Delta \alpha_p^s W_p / q_p$	1,15	1,31	1,69	2,20
$\mu_p$	7,70	4,18	2,45	1,84

р, причем сходимость  $\Delta \alpha_p(t) / \Delta \alpha_p^s \rightarrow 1$  становится все более медленной. Увеличение времени установления возмущения заселенности зависит от выбора значения  $\Delta \alpha_p / \Delta \alpha_p^s$ , по которому проводится сопоставление с (4). Так, для  $p = 6$  уровень  $1 - e^{-1} \cong 0,63$  достигается при  $W_6 t \cong 2,3$ , тогда как уровень  $1 - e^{-2} \cong 0,865$  — при  $W_6 t \cong 6,5$  (3,25-кратное увеличение).

Функции  $G_p(p, t)$  могут быть численно аппроксимированы разными способами. Хорошим приближением, по крайней мере, в диапазоне  $0 < t < 20W_p^{-1}$ , может служить функция  $G_p^{appr}(p, t) = (1 + W_p t / \mu_p)^{-\mu_p}$ , приводящая к закону установления

$$\Delta \alpha_p^{appr}(t) / \Delta \alpha_p^s = 1 - (1 + W_p t / \mu_p)^{-(\mu_p - 1)}, \quad \Delta \alpha_p^s = q_p \mu_p / W_p (\mu_p - 1). \quad (5)$$

Беря из численных расчетов значения  $\Delta \alpha_p^s W_p / q_p$ , находим коэффициенты  $\mu_p$ , которые представлены в табл. 1. Полученные таким способом значения  $\mu_p$  (по-существу, из условия нормировки (5)) в указанном временном диапазоне обеспечивают количественное соответствие аппроксимационных функций  $G_p^{appr}(p, t)$  и  $\Delta \alpha_p^{appr}(t)$  функциям  $G_p(p, t)$  и  $\Delta \alpha_p(t)$ , найденным в ходе численного решения эволюционных задач. Зависимость  $g_p(p)W_p$  и  $\mu_p$  от  $p$  в табл. 1 демонстрирует качественную трансформацию кинетики — переход от направленного движения по уровням к квазидиффузионному. Для  $p = 3$  повторное заселение относительно невелико ( $g_3(3)W_3 = 1,15$ ), тогда как для ридберговских уровней, наоборот, оно преобладает. При этом сходимость  $\Delta \alpha_p(t)$  к стационарному значению  $\Delta \alpha_p^s$  становится медленной ( $\propto 1/(W_p t)^{\mu_p - 1}$ ).

Помимо квазидиффузионного движения по уровням энергии, ведущего к неэкспоненциальному затуханию функции Грина, замедленную сходимость  $\Delta \alpha_p(t)$  вызывает непостоянство накачки во времени. Пусть  $q_p(t)$  линейно возрастает; тогда в отсутствие повторного заселения уровня  $p$ , когда  $G_p(p, t) = \exp(-W_p t)$ , согласно (1) реализуется зависимость

$$\Delta \alpha_p(t) / \Delta \alpha_p^s = 1 - (1 - \exp(-W_p t)) / W_p t, \quad \Delta \alpha_p^s = q_p(t) / W_p \quad (6)$$

с медленной сходимостью  $\Delta \alpha_p(t) / \Delta \alpha_p^s - 1 \sim 1/W_p t$ . Когда повторное заселение уровня существенно, то, производя свертку  $q_p(t)$  и  $G_p^{appr}(p, t)$ , получаем еще более медленную сходимость

$$\Delta \alpha_p(t) / \Delta \alpha_p^s = 1 - (\mu_p / W_p t (\mu_p - 2)) [1 - (1 + W_p t / \mu_p)^{-(\mu_p - 2)}]. \quad (7)$$

Если же  $q_p(t)$  зависит от времени более сложным образом, то в формулы (6) и (7) в качестве переменной  $t$  следует подставлять градиентное время  $\tau_q = q(t) / |dq/dt|$ , а результат должен рассматриваться как приближенный и применяться лишь при  $W_p \tau_q > 1$ . На рис. 2 показаны зависимости (4), (6), а также (7)

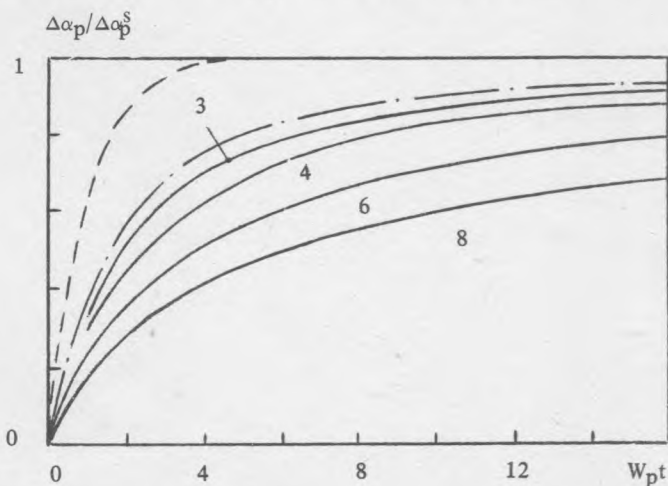


Рис. 2. Нормированное возмущение заселенности  $\Delta \alpha_p / \Delta \alpha_p^s$ . Зависимости (6) (штрих-пунктир), (4) (пунктир) и (7) (сплошные линии) для  $p = 3, 4, 6$  и  $8$  со значениями  $\mu_p$  из табл. 1.

со значениями  $\mu_p$  для уровней  $p = 3, 4, 6$  и  $8$ . Как видно из рис. 2, совместное действие обоих факторов (квазидиффузионное движение по уровням энергии и непостоянство накачки) увеличивает время установления на порядок величины по сравнению с  $W_p^{-1}$ . Это означает, что при эволюции параметров  $N_e, T_e$  элементарного объема плазмы, в ходе которой меняется обусловленная элементарными процессами удельная мощность накачки, даже сильное неравенство  $W_p \tau_{N,T} \gg 1$  может не гарантировать близость заселенностей к их квазистационарным значениям.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рагозин Е.Н. Физика плазмы, 11, 991 (1985).
2. Weigman I.L., Gaisinsky I.M. J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 28, 441 (1982).
3. Кузьмичева М.Ю., Рагозин Е.Н. Труды ФИАН, 195, 158 (1989).

Поступила в редакцию 12 марта 1990 г.

