

ИОНИЗАЦИЯ РИДБЕРГОВСКИХ УРОВНЕЙ ИОНОВ ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Е.Н. Рагозин

Установлено, что механизм ступенчатой ионизации ридберговских уровней иона в плотной плазме эффективен вплоть до сравнительно низких температур $T_e \sim 2Z^2 Ry/p^3$, при которых прямая ионизация с уровня p невозможна. Исследована динамика радиационно-столкновительной ионизации и рекомбинации с ридберговских уровней.

Кинетика ридберговских уровней (РУ) атомов и ионов в плазме имеет качественные отличия от кинетики уровней с небольшими значениями главного квантового числа p . Одно из отличий связано с тем, что расстояние между РУ $\Delta E_{p,p+1} \approx 2E_p/p$ гораздо меньше энергии уровня $E_p = Z^2 Ry/p^2$. Из-за этого существует диапазон температур $\Delta E_{p,p+1} < T_e < E_p$, в котором прямая ионизация с уровня p подавлена (скорость ионизации $s^i(p) \propto \exp(-E_p/T_e)$ экспоненциально мала), а скорость возбуждения $s(p, p+1)$ существенно не изменилась по сравнению со случаем высоких значений $T_e > E_p$. Для того, чтобы стал возможен переход в состояние непрерывного спектра, связанный электрон должен продиффундировать (совершая, главным образом, столкновительные переходы) на уровни со значениями $n > Z(Ry/T_e)^{1/2}$, для которых скорость ионизации достаточно велика. В дальнейшем термины "низкие" и "высокие" температуры используются для обозначения случаев $T_e \sim \Delta E_{p,p+1}$ и $T_e > E_p$ соответственно.

Данная работа нацелена на нахождение эффективности радиационно-столкновительной ионизации/рекомбинации (РСИ/РСР) с РУ иона в широком диапазоне значений плотности как при высоких, так и при низких значениях T_e , а также на изучение динамики указанных процессов. Для этого решалась задача об эволюции во времени распределения заселенностей при постоянных параметрах плазмы (T_e, N_e) и начальном δ -образном распределении заселенностей по уровням. Это эквивалентно нахождению нестационарной функции Грина для заселенностей $G_p(n, t)$, введенной в [1] для описания релаксации возмущения заселенностей после мгновенного единичного изменения заселенности уровня p (начальные условия $G_p(n, 0) = \delta_{np}$).

Для численного решения эволюционной задачи был применен разработанный в [2,3] подход, основанный на проведении статистических испытаний по методу Монте-Карло. Радиационно-столкновительная модель включала уровни H -подобного иона с $n = 1 - 50$ и полностью ионизованное состояние иона (голое ядро). Конкретные расчеты проводились для иона CVI; их результаты обобщаются на случай иона [N] с произвольным Z , если рассматривать их в приведенных переменных $\theta = T_e/Z^2$, $\eta = N_e/Z^7$ и $\tilde{t} = tZ^4$.

На рис. 1 представлена расчетная вероятность РСИ G_p^i для уровня $p = 10$ иона CVI при различных N_e, T_e . Энергия этого уровня E_{10} составляет 4,9 эВ, расстояние $\Delta E_{10,11} \approx 0,85$ эВ. Значения T_e выбраны с тем расчетом, чтобы включить случаи от предельно высоких ($T_e \gg E_{10}$) до низких температур, причем с понижением T_e до 0,7 эВ скорость ионизации $s^i(10)$ уменьшается на три порядка величины, что подавляет прямую ионизацию. Для указанных T_e граница между радиационной и столкновительной областью (в смысле выполнения условия $N_e s(p, p+1) = A_p$) проходит по уровню $p = 10$ при $N_e = (1-2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Диапазон $N_e = 10^{12} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ охватывает как чисто радиационный предельный случай ($N_e \ll N_{ep}$), когда вероятность РСИ низка, так и чисто столкновительный ($N_e \gg N_{ep}$), когда G_p^i приближается к своему асимптотическому значению, определяемому электронной температурой, и называемому ниже эффективностью РСИ. Особенно быстро эффективность РСИ начинает убывать при $T_e \sim \Delta E_{p,p+1}$: если уменьшение T_e от 90 до 2 эВ сопровождается уменьшением эффективности РСИ в пределах 30%, то при уменьшении T_e от 2 до 0,7 эВ она падает на порядок величины. Как следует из соотношений детального баланса, при $T_e \sim \Delta E_{p,p+1}$ направленный вниз по энергиям поток электронов преобладает над потоком вверх,

что затрудняет квазидиффузионное движение в область $n > Z(Ry/T_e)^{1/2}$, откуда ионизация идет с достаточной эффективностью.

Анализ численных расчетов позволяет сформулировать качественный вывод о том, что РСИ с РУ в плотной плазме ($N_e > N_{ep}$) эффективна вплоть до $T_e \sim \Delta E_{p, p+1}$. При наличии механизма заселения РУ снизу (например, за счет резонансного фотовозбуждения) ионизация атома или иона возможна при температурах $\sim 1/p^3$ от потенциала ионизации. Для РУ атома водорода с $p \sim 30$ пороговая температура составляет всего лишь ~ 10 К.

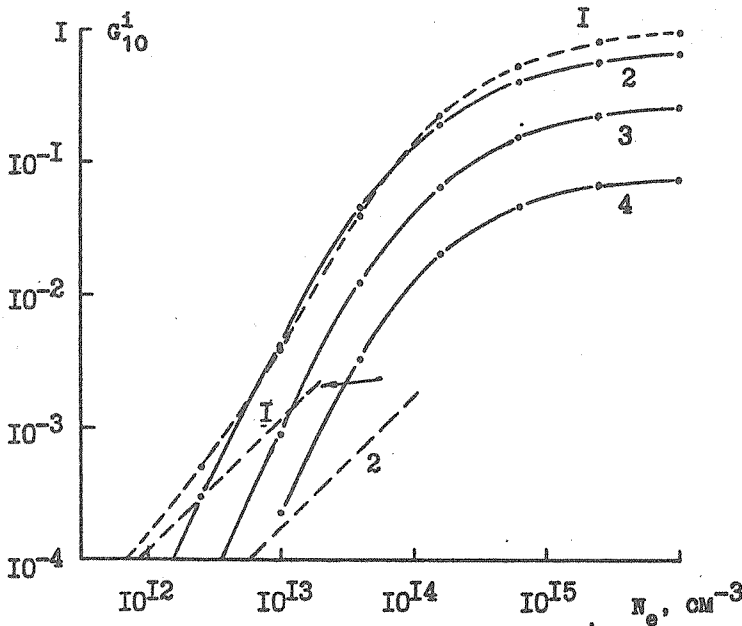
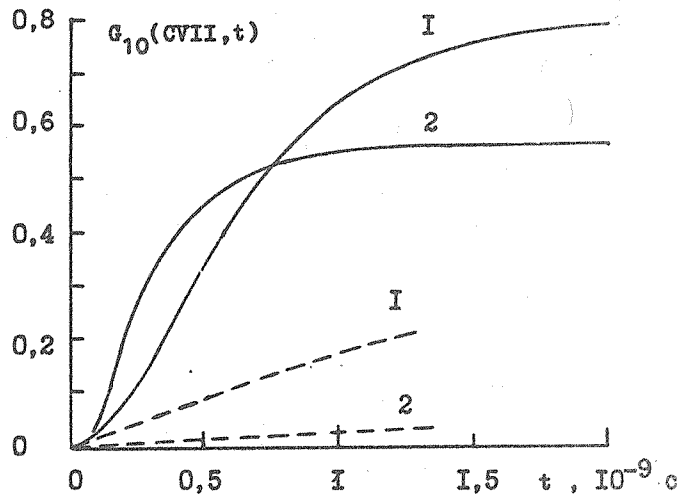


Рис. 1. Зависимость от плотности электронов вероятности радиационно-столкновительной ионизации G_{10}^i для уровня $p = 10$ иона CVI при $T_e = 90$ эВ (1), 2 эВ (2), 1 эВ (3), 0,7 эВ (4). Пунктирные прямые показывают вероятность РСИ в радиационном предельном случае согласно (1) для $T_e = 90$ эВ (1) и 2 эВ (2).

Рис. 2. Зависимость от времени концентрации голых ядер $G_{10}^i(CVII, t)$ при $T_e = 90$ эВ (1) и 2 эВ (2), $N_e = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Пунктир — гипотетическая зависимость $G_{10}^i(CVII, t) = 1 - \exp[-N_e c^i(10)t]$, возникающая при учете лишь прямой ионизации с уровня $p = 10$.



При высоких T_e отношение $c(n, n+1)/c^i(n) \sim n^2$. Прежде чем оказаться в состоянии непрерывного спектра, электрон успевает совершить восходящее квазидиффузионное движение по возбужденным состояниям. Поскольку с вышележащих уровней ионизация идет быстрее, то время РСИ существенно меньше времени $[N_e c^i(p)]^{-1}$, обусловленного прямой ионизацией с уровня p . На рис. 2 показана зависимость от времени концентрации голых ядер $G_{10}^i(CVII, t)$ при $T_e = 90$ и 2 эВ, $N_e = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Она сопоставлена с гипотетической зависимостью $G_{10}^i(CVII, t) = 1 - \exp[-N_e c^i(10)t]$ (пунктир), возникающей при учете лишь прямой ионизации. При $T_e = 90$ эВ время $[N_e c^i(10)]^{-1}$ превосходит τ_{10}^1 в 7,5 раза, при

$T_e = 2$ эВ — на два, а при $T_e = 1$ эВ — на три порядка величины. По существу, при низких T_e ионизация начинается с некоторой временной задержкой, обусловленной квазидиффузионным движением электрона на PY с $p > Z(Ry/T_e)^{1/2}$, ионизация с которых не подавлена.

При понижении N_e в области $N_e < N_{ep}$ наряду с уменьшением G_p^i начинается рост относительного вклада прямой ионизации. Динамика РСИ характеризуется в этом случае уже не одним, а двумя характерными временами: прямые переходы совершаются в течение времени $\sim A_p^{-1}$, за которое опустошается уровень p , тогда как ступенчатая ионизация идет на существенно большем временном масштабе. Если уровень p лежит глубоко в радиационной области, то вклад прямой ионизации в общем балансе РСИ является основным. Можно показать, что асимптотически точное значение G_p^i при $N_e \ll N_{ep}$ дается суммой

$$G_p^i(N_e \rightarrow 0) = N_e \sum_{n=2}^p S(p,n) c^i(n) / A_n, \quad (1)$$

где $S(p,n)$ — элементы каскадной радиационной матрицы Ситона /4/. Отход расчетной кривой $G_{10}^i(N_e)$ на рис. 1 от асимптоты (1) обусловлен ростом вклада ступенчатой ионизации.

В заключение укажем на любопытную особенность функции Грина при низких T_e . Если уровень p лежит глубоко в столкновительной области, то эволюция $G_p(n,t)$ приобретает черты уединенного решения, движущегося вниз по уровням. Уединенное решение разрушается по достижении радиационной области значений n .

Автор признателен И.Л. Бейгману за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рагозин Е.Н. Физика плазмы, 11, 991 (1985).
2. Кузьмичева М.Ю., Рагозин Е.Н. Препринт ФИАН № 156, М., 1985.
3. Кузьмичева М.Ю., Рагозин Е.Н. Труды ФИАН, 179, 183 (1987).
4. Seaton M.J. Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 119, 90 (1959).

Поступила в редакцию 22 апреля 1988 г.