

О ВКЛАДЕ ТРОЙНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПОЛНУЮ СКОРОСТЬ РЕКОМБИНАЦИИ В УСЛОВИЯХ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР И МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

О.М. БЕЛОВА, К.В. БЫЧКОВ

Поступила 21 июня 2016

Принята к печати 14 декабря 2016

В звездных атмосферах и тех областях межзвездной среды, электронная плотность которых выше 10^4 см^{-3} , тройная рекомбинация на уровне атома водорода с большим значением главного квантового числа $k \gg 1$, сопровождающаяся деактивацией $k \rightarrow k-1$, может играть более существенную роль, чем фоторекомбинация на нижние состояния.

Ключевые слова: *тройная рекомбинация; звездные атмосферы; межзвездная среда*

1. *Введение.* В настоящей работе на примере атома водорода мы покажем необходимость учета высоковозбужденных состояний в полную скорость рекомбинации. При расчете состояния ионизации водорода в тех слоях звездных атмосфер, где электронная плотность N_e не превышает 10^{15} см^{-3} , часто учитывают только фоторекомбинацию, опуская тройную рекомбинацию (например, [1]). Обоснованием является известный факт малой скорости тройной рекомбинации на первый уровень $\gamma_1 N_e$ по сравнению с коэффициентом фоторекомбинации r_1 . Однако учет возбужденных состояний может привести к увеличению вклада тройной рекомбинации. Нами в [2] выполнены расчеты нестационарного высвечивания газа за фронтом ударной волны в атмосфере звезды-гиганта типа Миры Кита. Расчеты велись в двухтемпературном режиме (разные значения электронной и атомно-ионной температур) с учетом элементарных процессов в плазме, состоящей из водорода, гелия и других химических элементов. Принята модель атома водорода с учетом всех дискретных состояний, реализуемых по критерию Инглиса-Теллера [3], вплоть до главного квантового числа $k = K_m$:

$$\log(K_m) = 3.10 - 0.13 \cdot \log(2N_e). \quad (1)$$

В нашем случае $N_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и величина K_m равна:

$$K_m = 25. \quad (2)$$

Состояние ионизации находилось путем решения нестационарных уравнений населенности дискретных уровней и континуума с учетом фоторекомбинации, радиационных дискретных переходов, рассеяния излучения в частотах спектральных линий, и ударных процессов: ионизации, тройной рекомбинации, возбуждения и деактивации. Оказалось, что полная скорость рекомбинации существенно зависит от числа учитываемых уровней. Если ограничиться первыми пятью-шестью уровнями, то она мало отличается от суммарной скорости фоторекомбинации, но при учете более десяти возбужденных уровней становится существенным вклад тройной рекомбинации. Тройная рекомбинация быстро начинает доминировать с увеличением главного квантового числа, и при $K_m = 25$ полный вклад фоторекомбинации (просуммированный по всем уровням) составляет всего несколько процентов от тройной рекомбинации. В настоящей статье в рамках простой модели мы попытаемся пояснить причину такого результата.

2. *Рекомбинация на возбужденные состояния.* Приближение Крамерса дает вполне достаточную точность вычисления коэффициента фоторекомбинации на возбужденные уровни, поэтому мы пользуемся формулой

$$r_k = \frac{64}{3} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \alpha^3 v_0 a_0^2 \beta_k^{3/2} e^{B_k} E_1(\beta_k), \quad \beta_k = \frac{Ry}{k^2 T_e}, \quad Ry = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2}. \quad (3)$$

Здесь α - постоянная тонкой структуры, v_0 - скорость электрона на первой боровской орбите, a_0 - радиус Бора, m_e - масса электрона, e - элементарный электрический заряд, $\hbar$ - постоянная Планка, k - главное квантовое число, T_e - электронная температура, измеряемая в энергетических единицах (1 эВ = 11604.9 К). Для больших значений k формула (3) упрощается. Например, если мы зафиксируем температуру, $T_e > 0.5$ эВ, то уровням с $k > 10$ соответствует диапазон $\beta_k \ll 1$, в котором r_k обратно пропорционально кубу главного квантового числа:

$$r_k \propto 1/k^3, \quad \beta_k \ll 1. \quad (4)$$

При понижении температуры асимптотическая зависимость (4) наступает при больших k , тем не менее при любых $k > 5$ зависимость коэффициента рекомбинации от k не сильно отличается от (4).

Коэффициент тройной рекомбинации γ_k , следуя принципу детального баланса, вычисляем через коэффициент ионизации электронным ударом q_k :

$$\gamma_k = 8\pi^{3/2} a_0^3 k^5 \beta_k^{3/2} e^{B_k} \cdot q_k, \quad (5)$$

где для расчета q_k используем формулы, опубликованные в [4]. Зависимость q_k и γ_k от k при фиксированной температуре по аналогии с (4) можно выразить в степенной форме:

$$q_k \propto k^{s_q}, \quad \gamma_k \propto k^{s_\gamma}.$$

Графики s_q и s_γ как функции k для трех значений температуры T_e приведены на рис.1, каждая кривая асимптотически стремится к постоянной величине, зависящей от температуры. В целом величины s_q и s_γ при $k > 12$ лежат в диапазонах

$$2.2 < s_q < 2.6, \quad (6)$$

$$4.2 < s_\gamma < 4.6. \quad (7)$$

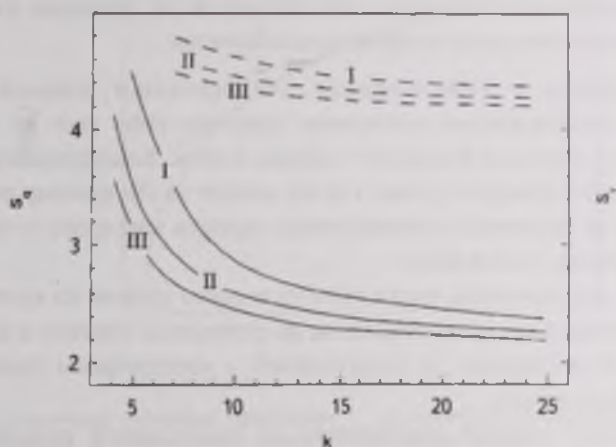


Рис.1. Зависимость от k показателей степени s_q и s_γ в аппроксимациях $q_k \sim k^{s_q}$ и $\gamma_k \sim k^{s_\gamma}$ для трех значений температуры: I - 1 эВ, II - 2 эВ, III - 3 эВ.

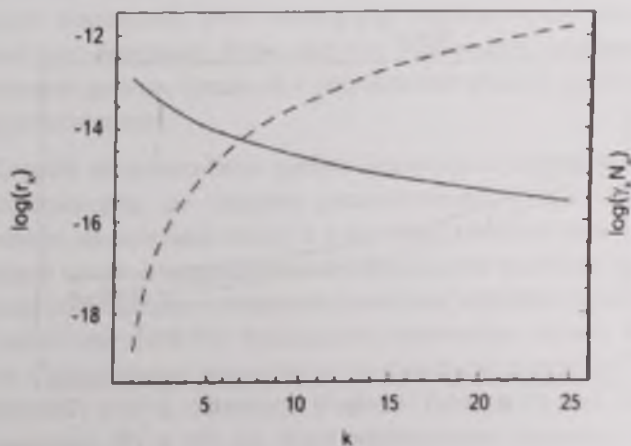


Рис.2. Коэффициенты фоторекомбинации r_k (сплошная линия) и произведение $\gamma_k N_e$ (штриховая линия) для $T_e = 2$ эВ и $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Полученная простая зависимость (7) для γ_k позволяет наглядно продемонстрировать относительный вклад тройной и фоторекомбинации для состояний с разными значениями главного квантового числа.

В отличие от фоторекомбинации скорость тройной рекомбинации не падает, а быстро растет при переходе к более высоким уровням. На рис.2 приведена зависимость r_k и $\gamma_k N_e$ от главного квантового числа k для $T_e = 2$ эВ и $N_e = 10^{11}$ см⁻³. При выбранном значении электронной плотности реализуются более сорока уровней, но общая картина становится ясной уже для $k < 25$: вклад фоторекомбинации относительно велик примерно до восьмого уровня, а выше доминирует тройная рекомбинация.

3. *Ионизация и деактивация электронным ударом.* Рекомбинация на возбужденные состояния сама по себе еще не означает окончательного перехода водорода из иона в атом. Коэффициент ударной ионизации растет с номером уровня, как это следует из (6), поэтому необходимо убедиться, что не происходит немедленного перехода электрона из связанного состояния обратно в континуум.

Покажем, что заселение высоковозбужденного уровня из континуума с большей вероятностью сопровождается не переходом обратно в континуум путем ударной ионизации, а деактивацией - электронным ударом, либо спонтанным излучением.

Коэффициент ударной деактивации на близлежащий уровень $q_{k,k-1}$ по мере возбуждения растет быстрее, чем q_k . Для иллюстрации на рис.3, где по аналогии с рис.1 приведена зависимость от k показателя s_d степенной аппроксимации

$$q_{k,k-1} \propto k^{s_d}. \quad (8)$$

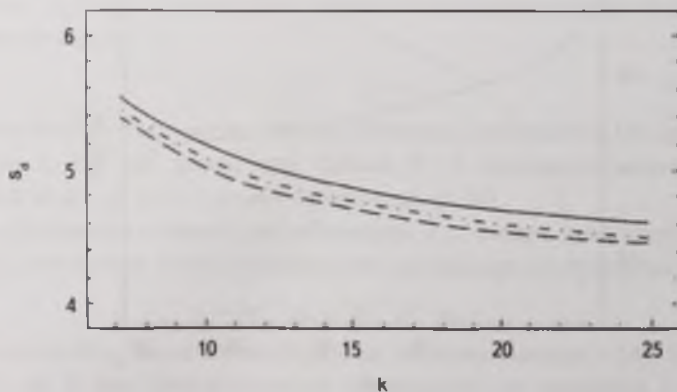


Рис.3. Зависимость от k показателя степени s_d в аппроксимации $q_{k,k-1} \sim k^{s_d}$; обозначения линий соответствуют рис.1.

На рис.4 изображен десятичный логарифм отношения

$$\zeta = q_{k,k-1}/q_k$$

коэффициентов деактивации $q_{k,k-1}$ на соседний уровень и ударной ионизации q_k для трех значений температуры: 1 эВ, 2 эВ и 3 эВ. Хорошо видно, что хотя ударная ионизация конкурирует с деактивацией в пределах первой декады уровней, но все сильнее уступает ей при переходе к более возбужденным

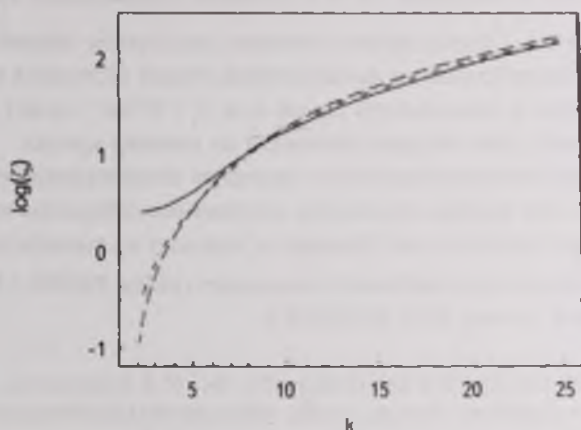


Рис.4. Десятичный логарифм отношения ζ коэффициентов деактивации $q_{k,k-1}$ и ударной ионизации q_k ; обозначения линий соответствуют рис.1.

состояниям. Следовательно, свободный электрон с большей вероятностью переходит на менее возбужденный уровень, и с меньшей вероятностью происходит ионизация. Учет спонтанных радиационных переходов только усиливает этот результат. Итак, переход свободного электрона на высоко-возбужденный уровень приводит к образованию атома в основном состоянии, т.е., к рекомбинации.

4. *Случай межзвездной среды.* Выше мы ограничились параметрами звездных атмосфер, но тройная рекомбинация вполне может оказаться действенным механизмом также и в условиях областей ионизованного газа межзвездной среды. В радиодиапазоне наблюдаются переходы между водородоподобными состояниями в широком диапазоне значений главного квантового числа, вплоть до ~ 1000 [5]. Рассмотрим некоторую область ионизованного водорода с типичными значениями электронной плотности $N_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$ и температуры $T_e \approx 10^4 \text{ К}$. Критерий Инглиса-Теллера (2) дает оценку $K_m = 374$. Просуммировав (4) и (5) по всем реализуемым уровням, получаем для полных (индекс "tot") коэффициентов рекомбинации:

$$r_{\text{tot}} = \sum_{k=1}^{K_n} r_k = 4.65 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}, \quad (9)$$

$$\Gamma_{\text{tot}} = N_e \sum_{k=1}^{K_n} \Gamma_k = 1.47 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}. \quad (10)$$

Следовательно, тройная рекомбинация может играть существенную роль не только в звездных атмосферах, но и в условиях межзвездной среды.

5. *Заключение.* Сформулируем основные результаты нашей работы.

- Тройная рекомбинация на высоковозбужденные состояния в условиях звездных атмосфер и межзвездной среды при $N_e > 10^4 \text{ см}^{-3}$ может оказаться более эффективной, чем фоторекомбинация на нижние уровни.

- Деактивация высоковозбужденного состояния атома водорода происходит гораздо быстрее, чем ударная ионизация, поэтому рекомбинация на высокие уровни с большой вероятностью приводит к переходу в основное состояние.

* Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 15-03-03302 и гранта научной школы НШ 9670.2016.2.

¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, e-mail: whitecanvas05122010@mail.ru

² Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Астрономический институт им. П.К.Штернберга, Россия, e-mail: bychkov@sai.msu.ru

ON THE INPUT OF THREE-BODY RECOMBINATION ON THE HIGH-EXCITED LEVELS INTO COMPLETE RECOMBINATION RATE IN CONDITIONS OF STELLAR ATMOSPHERES AND INTERSTELLAR MEDIUM

O.M.BELOVA, K.V.BYCHKOV

In stellar atmospheres and regions of interstellar medium where the electron density is higher than 10^4 cm^{-3} three body recombination on the hydrogen atom levels with large principal quantum number $k \gg 1$ accompanied by electron impact deactivation $k \rightarrow k-1$, can play a more significant role than photorecombination on lower states.

Key words: *three-body recombination: stellar atmospheres: interstellar medium*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Михалас, Звездные атмосферы, М., Мир, 1982.
2. O.M.Belova *et al.*, Astron. Reports, **58**, 650, 2014.
3. Ч.Каули, Теория звездных спектров, М., Мир, 1974.
4. L.C.Johnson, Astrophys. J., **174**, 227, 1972.
5. S.V.Stepkin *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **374**, 852, 2007.

