

## НАСЕЛЕННОСТИ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ ВОДОРОДА В НЕСТАЦИОНАРНО ОХЛАЖДАЮЩЕМСЯ ГАЗЕ

О.М. БЕЛОВА<sup>1</sup>, К.В. БЫЧКОВ<sup>2</sup>

Поступила 26 января 2017

Принята к печати 7 июня 2017

В рамках задачи о высвечивании газа, нагретого на фронте ударной волны в атмосфере звезды-гиганта, исследовано отклонение населенностей дискретных уровней водорода от их квазиравновесных значений, вычисляемых по формуле Саха как функции текущих значений электронной температуры  $T_e(t)$  и электронной плотности  $N_e(t)$ . Особое внимание уделено высоковозбужденным состояниям. Показано, что отклонения уменьшаются с ростом главного квантового числа. Они достигают своего максимального значения на фазе подъема электронной температуры и затем монотонно уменьшаются. Сначала термализуются наиболее высокие состояния, затем менее возбужденные и, наконец, основной уровень.

**Ключевые слова:** атом водорода; ударная волна

1. *Введение.* Целью настоящей статьи является определение причин отклонения относительных населенностей  $v_k(t)$  дискретных уровней атома водорода от их "квазиравновесных"  $v_k^{(qe)}(t)$  значений. Относительные населенности равны отношению концентраций атомов в  $k$ -м состоянии к полной концентрации ионов  $N_i$  и атомов  $N_a$  водорода  $N = N_e + N_i$ :

$$v_k(t) = \frac{N_k(t)}{N(t)}, \quad v_k^{(qe)}(t) = \frac{N_k^{(qe)}(t)}{N(t)}.$$

Квазиравновесные концентрации  $N_k^{(qe)}(t)$  являются сложными функциями времени, поскольку вычисляются по формуле Саха как функции текущих значений электронной температуры  $T_e(t)$  и электронной плотности  $N_e(t)$  за фронтом ударной волны, т.е.,  $N_k^{(qe)}(t) \equiv N_k^{(qe)}(T_e(t), N_e(t))$ .

Параметр Мензела  $b_k(t)$  для состояния с главным квантовым числом  $k$ :

$$b_k(t) = \frac{v_k(t)}{v_k^{(qe)}(T_e(t), N_e(t))} \quad (1)$$

описывает отклонение населенности  $v_k(t)$  от ее квазиравновесного значения  $v_k^{(qe)}(T_e(t), N_e(t))$ .

Мы воспользуемся результатами наших предыдущих расчетов нестационарных населенностей за фронтом ударной волны [1]. Они выполнены в двухтемпературной модели, т.е., с учетом различия электронной  $T_e$  и атомно-

ионной  $T_e$  температур. Кроме того, мы учли вклад всех дискретных состояний атома водорода, допускаемых критерием Инглиса-Теллера. Например, максимальное значение главного квантового числа  $k$  за фронтом ударной волны в случае звезд типа Миры Кита достигает значения  $K_{\max} = 25$ . Обоснование необходимости учета всех реализуемых уровней описано в работах [2,3].

Проблема высвечивания газа за фронтом ударной волны рассматривалась ранее Горбанским [4], а также [5-7]. В своих расчетах они использовали модель атома водорода, учитывающую небольшое число уровней (два уровня в [4], пять уровней в [5], 10 уровней в [6,7]). Но их расчеты выполнены в рамках однотемпературного приближения, не отражающего в достаточной мере процессы нестационарного высвечивания за вязким скачком.

2. *Расчеты нестационарных населенностей.* Функции  $T_e(t)$ ,  $N_e(t)$  и  $v_k(t)$  вычислены в ходе решения задачи о высвечивании газа позади фронта ударной волны в атмосфере звезды типа Миры Кита. В ней невозмущенный газ с температурой  $T_0 = 3000$  К и концентрацией  $N_0 = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, находящийся в термодинамическом равновесии, натекает на фронт со скоростью 50 км/с. Дифференциальные уравнения задачи опубликованы нами в [1]. В настоящей работе приведем только систему уравнений для расчета населенностей:

$$\frac{dv_k}{dt} = - \left[ q_k N_e + \sum_{k>i} (A_{ki}^* + q_{ik} N_e) + \sum_{k<i} q_{ik} N_e \right] v_k + (r_k + \gamma_k N_e) N_e x + \sum_{i>k} (A_{ik}^* + q_{ik} N_e) v_i + N_e \sum_{k<i} q_{ik} v_i, \quad (2)$$

где  $x$  - степень ионизации водорода равна

$$x = \frac{N_i}{N}.$$

Для населенностей  $v_k$  и степени ионизации  $x$  выполняется условие нормировки

$$\sum_k v_k + x = 1. \quad (3)$$

В системе уравнений (2) введены следующие обозначения для скоростей процессов:  $q_k$  - скорость ударной ионизации,  $q_{ik}$  - скорость возбуждения ( $i < k$ ) и деактивации ( $i > k$ ) электронным ударом,  $r_k$  и  $\gamma_k$  - скорости фото- и тройной рекомбинации. Величина  $A_{ij}^*$  обозначает вероятность спонтанного перехода с учетом рассеяний:

$$A_{ij}^* = \frac{A_{ij}}{\zeta_{ij}},$$

где  $\zeta_{ji}$  - число рассеяний перед выходом кванта из среды. Скорости ударных процессов и формула для вероятности переходов взяты из [8], скорость фоторекомбинации считается в приближении Крамерса.

Число рассеяний кванта в частотах перехода  $i \rightarrow j$  вычисляется по оптической глубине  $\tau_{ji}$  по модели Бибермана-Холстейна для доплеровского контура [9]:

$$\zeta_{ji} = 2\tau_{ji} \cdot \sqrt{\pi \ln \tau_{ji}}.$$

Оптическая глубина выражается через сечение  $\sigma_{ji}$ , населенность нижнего уровня, полную концентрацию водорода и толщину слоя:

$$d\tau_{ji} = \sigma_{ji} \cdot v_j \cdot NdL.$$

Выпишем формулу для сечения поглощения в центре линии в приближении доплеровского контура:

$$\sigma_{ji} = 4\pi^3 \cdot 2 \sqrt{\frac{M_H}{m_e}} a_0^2 \cdot f_{ji} \cdot \frac{Ry}{\Delta E_{ji}} \sqrt{\frac{Ry}{T_{el}}},$$

где  $M_H$  и  $m_e$  - массы, соответственно, атома водорода и электрона,  $f_{ji}$  - сила осциллятора в поглощении,  $\Delta E_{ji}$  - энергия перехода между уровнями.

При решении системы уравнений (2)-(3) мы не учитывали фотоионизацию и вынужденные радиационные переходы в силу низкой температуры атмосферы звезды и, как следствие, слабости ее поля излучения.

На рис. 1 приведены результаты расчетов. Выбран промежуток времени в

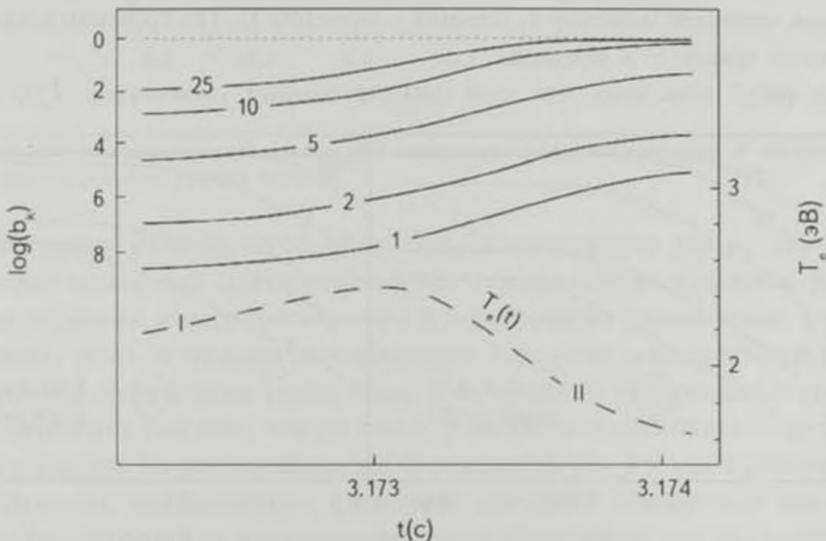


Рис. 1. Параметры Мензеля  $b_n(t)$  (сплошные кривые) и электронная температура  $T_e(t)$  (штриховая кривая).

районе максимума электронной температуры, в течение которого происходит основное высвечивание. Нижняя штриховая кривая означает температуру в электронвольтах, она оцифрована на правой вертикальной шкале. Сплошные кривые представляют собой десятичный логарифм мензелевского параметра  $b_k(t)$ . Из рисунка видно, что большая часть времени соответствует неравенству  $b_k \gg 1$ , т.е., когда газ не успевает ионизоваться. В начале процесса населенности всех уровней далеки от равновесных, но со временем достаточно возбужденные состояния ( $k \geq 10$ ) становятся ближе к ним. Населенности основного уровня и первых пяти возбужденных уровней остаются существенно неравновесными. Удобно ввести «граничное» значение главного квантового числа  $k_m$ , условно разделяющее «низковозбужденные» и «высоковозбужденные» уровни. Величина  $k_m$  зависит от плотности газа и при выбранных в этой задаче начальных условиях ее можно принять равной  $k_m = 10$ .

3. *Модельные расчеты.* С целью пояснения результатов, приведенных на рис. 1, нами выполнены модельные расчеты. Они заключаются в решении системы уравнений (2), (3) при фиксированных значениях  $T_e(t)$  и  $N_e(t)$ . Решением задачи являются населенности  $\bar{v}_k(\tau)$  как функции времени  $\tau$ , прошедшего с момента  $t$  при начальных условиях  $T_e(t)$ ,  $N_e(t)$  и  $v_k(t)$ . На рис. 2 приведены графики для параметра Мензела  $b_k(\tau)$ :

$$b_k(\tau) = \frac{\bar{v}_k(\tau)}{v_k^{(eq)}(T_e(t), N_e(t))} \quad (4)$$

Выбраны два момента времени  $t$ , обозначенные I и II на рис. 1, левый рисунок отвечает моменту I, правый - моменту II. По горизонтальной оси отложено время  $\tau$  в секундах.

На рис. 2 показано, что при фиксированных параметрах  $T_e(t)$  и  $N_e(t)$

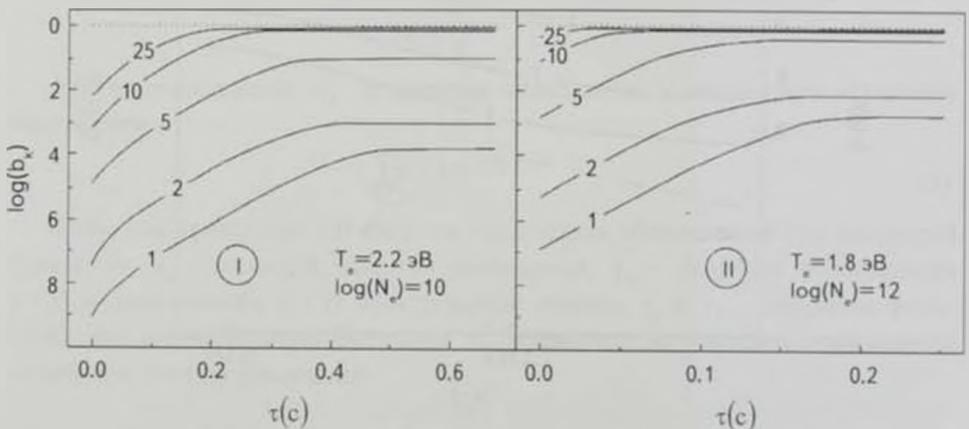


Рис. 2 Выход населенностей на квазистационарные значения в модельной задаче для моментов времени I и II на рис. 1.

населенности асимптотически приближаются к некоторым постоянным значениям  $\bar{v}_{k\infty}$ , которые мы здесь назовем "квазистационарными". Хорошо видно, что квазистационарные значения населенностей могут сильно отличаться от квазиравновесных. Причиной расхождений является несоблюдение детального баланса. Прежде всего, действует фоторекомбинация, не скомпенсированная фотоионизацией. Наибольшее влияние она оказывает на основное состояние, монотонно уменьшаясь по мере возбуждения уровней, и для  $k \geq 10$  различие практически не заметно. Некоторую роль также играют спонтанные переходы в газе, полупрозрачном в субординатных линиях. Сказанное продемонстрировано на рис.3, на котором приведены результаты решения модельной задачи при отсутствии фоторекомбинации и спонтанных переходов. Все населенности стремятся к их квазиравновесным значениям.

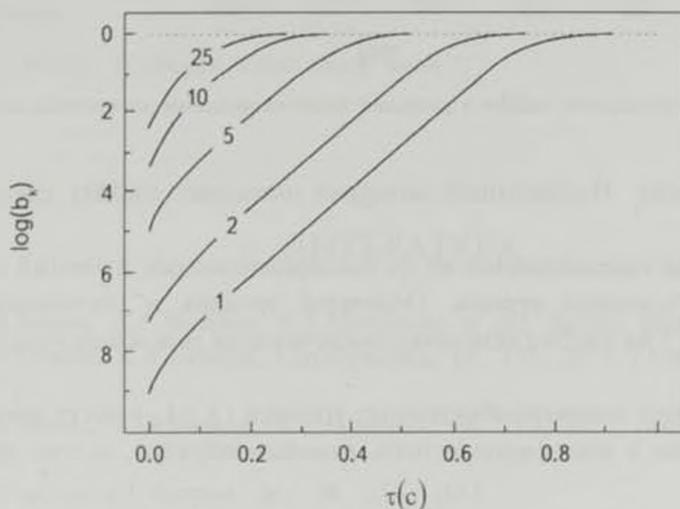


Рис.3 Решение модельной задачи при скоростях фоторекомбинации и вероятностях спонтанных переходов равных нулю.

Собственно роль фоторекомбинации демонстрирует рис.4. Здесь при постановке модельной задачи учитывались исключительно процессы, описывающие переходы между континуумом и дискретными состояниями: ударная ионизация, фото- и тройная рекомбинация. Скорости всех переходов между дискретными состояниями равны нулю. Населенности возбужденных уровней устанавливаются быстрее, чем на рис.3, а основного состояния - примерно за десять секунд. Квазистационарные состояния на рис.2 и рис.4 различаются незначительно, следовательно, основной причиной отклонения квазистационарных состояний от квазиравновесных является вклад фоторекомбинации в заселение уровней.

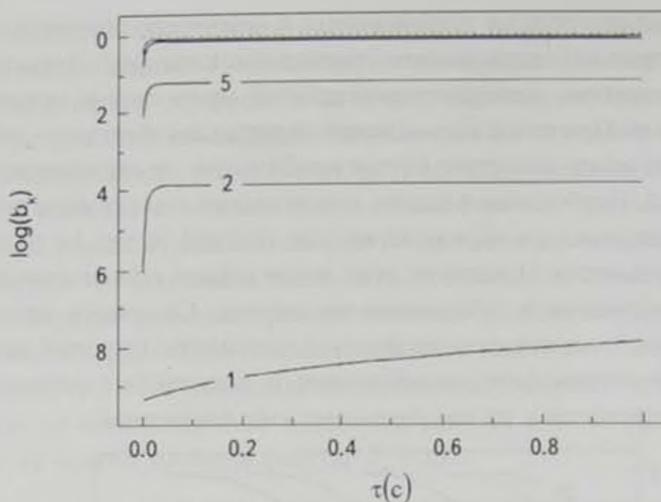


Рис.4. Решение модельной задачи с равными нулю скоростями дискретных переходов

4. *Заключение.* Изложенный материал позволяет сделать следующие выводы.

1. Отклонение населенностей от их квазиравновесных значений зависит от степени возбуждения уровня. Основной уровень и состояния ниже граничного ( $k < k_m$ ) на участке основного высвечивания газа всегда существенно неравновесны.

2. Населенности высоковозбужденных уровней ( $k \geq k_m$ ) могут принимать значения, близкие к квазиравновесным, главным образом, за счет тройной рекомбинации.

3. Квазистационарная населенность отличается от квазиравновесной из-за влияния фоторекомбинации. Численная величина параметра Мензела  $b_1$  падает с увеличением главного квантового числа и становится малой при  $k \geq k_m$ .

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

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

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

HYDROGEN DISCRETE LEVEL OCCUPATIONS IN  
THE NON-STATIONARY COOLING GASO.M. BELOVA<sup>1</sup>, K.V. BYCHKOV<sup>2</sup>

We investigate the deviation of hydrogen discrete level occupations from their quasi equilibrium values calculated by the Saha formula as functions of current electron temperature  $T_e(t)$  and electron density  $N_e(t)$  in the problem of gas cooling behind the shock wave. The deviations are shown to diminish when the main quantum number grows up. They reach their maximum values during the phase of temperature rising and steady drop after  $T_e$  maximum. Firstly the highest states are thermalized, after them intermediate excitation levels, and at the last the ground state.

Key words: *Hydrogen atom: shock wave*

## ЛИТЕРАТУРА

1. O.M. Belova, K.V. Bychkov, E.S. Morchenko et al., *Astron. Rep.*, **58**, 650, 2014.
2. O.M. Белова, К.В. Бычков, *Астрофизика*, **60**, 127, 2017, (*Atrophysics*, **60**, 111, 2017).
3. O.M. Белова, К.В. Бычков, *Астрофизика*, **60**, 219, 2017, (*Atrophysics*, **60**, 200, 2017).
4. В.Г. Горбацкий, *Астрон. ж.*, **38**, 256, 1961.
5. M.W. Fox, P.R. Wood, *Astrophys. J.*, **297**, 455, 1985.
6. Yu.A. Fadeev, D. Gillet, *Astron. Astrophys.*, **354**, 349, 2000.
7. Yu.A. Fadeev, D. Gillet, *Astron. Astrophys.*, **420**, 423, 2004.
8. L.C. Johnson, *Astron. J.*, **174**, 227, 1972.
9. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов, М., Наука, 1982.

