## АСТРОФИЗИКА

**TOM 29** 

**ДЕКАБРЬ**, 1988

выпуск з

УДК: 524.316.7.022-52-645

# РЕШЕНИЕ НАТР-ЗАДАЧИ ДЛЯ Mg I В АТМОСФЕРЕ М-ГИГАНТА С ХРОМОСФЕРОЙ. II. ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКОВ: И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРОФИЛИ ЛИНИЙ АЛ 457.11, 516.73, 517.26, 518.36 HM

#### Я. В. ПАВЛЕНКО Поступила 4 августа 1987 Принята к печати 7 декабря 1987

Рассчитаны функции источников и профили линий Mg I в атмосфере М-гитанта ( $T_{eff}=3800~{\rm K},~{\rm lg}~g=1.5$ ). Модели атмосфер М-гитанта с кромосферами, которые различаются положением температурного менимума, задавались өмпирически. Сделав вывод о том, что вид интеркомбинационной линии Mg I  $\lambda$  457.11 им существенно зависит от хода температуры в атмосфере звезды. В то же время сильные субординатные линии Mg I нечувствительны к строению внешних слоев атмосферы красного гитанта.

Важной проблемой теории атмосфер звезд поздних спектральных классов является уточнение структуры их внешних слоев. Здесь возможны различные проявления звездной активности, а вещество и излучение находятся в условиях, далежих от термодинамического равновесия. Предельным случаем активности в атмосферах холодных звезд являются их хромосферы, которые обнаруживаются спектрально в виде многочисленных вмиссионных линий в ультрафиолете [1]. Мощным методом исследования строения звездных хромосфер является количественная интерпретация эмиссионных профилей линий h и k Mg II, H и K Ca II. Для формирования этих линий требуются сравнительно высокие температуры, которые в хромосферах красных звезд имеются достаточно далеко ( $\tau_{ross} \sim 1$ ).

В то же время для ряда астрофизических задач наибольший интереспредставляет область атмосферы, где расположен температурный минимум. Наши знания о строении атмосфер холодных звезд в области температурного минимума пока недостаточны. Существуют указания на то, что, звезды одного спектрального класса и равной светимости могут иметь различающиеся по мощности энерговыделения хромосферы.— в этом случае положение температурного минимума и величина градиента температуры в: хромосфере являются индивидуальными характеристижами конкретной звезды (см. [2]).

В настоящей работе исследовано формирование сильных линий Mg I  $\lambda\lambda$  457.11, 516.73, 517.23, 518.36 нм в атмосфере красного гиганта спектрального класса M2 ( $T_{eff}=3800$  K,  $\lg g=1.5$ ). Расчеты проводились для трех моделей атмосфер:

Модель A1 — самосогласованная модель атмосферы М-гиганта с солнечным химическим составом рассчитана автором в рамках классических приближений при помощи тартуской версии программы SAMI; учитывались молекулярные источники нпрозрачности (см. [3, 4]). Две другие модели различаются строением внешних слоев.

Модель A2 имеет хромосферу. Температурный минимум находятся в втой модели атмосферы на глубине

$$m_{\min} = \int_{0}^{\infty} \rho(x) dx = 0.8.$$
 (1)

Здесь  $\rho(x)$  — плотность вещества на геометрической глубине x. Наглубине  $m_{\min}$  в модели атмосферы A2  $T_{\min}/T_{eff}=0.72$ . У гигантов поздних спектральных классов  $T_{\min}/T_{eff}=[0.65\div0.89]$ , имеется слабая тенденция увеличения этого отношения с понижением  $T_{\min}$  (см. [2]).

Выше температурного минимума задавался рост температуры к внешней границе атмосферы с градиентом

$$\frac{\partial T}{\partial (\ln m)} = G_* = -950, \tag{2}$$

что меньше, чем  $G_*$  в модели атмосферы Солнца HSRA [5], но больше, чем в модели хромосферы Арктура, предложенной Айресом и Лински [6]...

В модели A3 температурный минимум расположен на глубине  $m_{\min}=8.0$ , а градиент температуры в хромосфере такой же, как в модели A2:  $G_*=-950$ . Внешние границы моделей атмосфер ( $m=m_0$ ) были определены таким образом, чтобы в частотах связанно-связанных переходов монохроматические оптические глубины  $\tau_v \lesssim 10^{-2}$  в первых точках моделей. В модели атмосферы  $A1 m_0 = 10^{-5}$ , в моделях A2 и  $A3 m_0 = 10^{-7}$ .

Изменение температуры T и влектронной плотности  $n_e$  с глубиной вмодели атмосферы A2 шоказано на рис. 1. Расчет  $n_e$  по всей глубине атмосферы проводился в рамках  $\Lambda$ TP. Выше температурного минимума зависимость  $n_e = f(m)$  имеет два максимума. Первый из них  $(m \simeq 0.1)$  на-

ходится в области, где максимальный вклад в  $n_{\bullet}$  дают металлы, второй  $(m \simeq 2.5 \cdot 10^{-4})$  — где основным поставщиком свободных электронов является водород. Дальнейшее уменьшение  $n_{\bullet}$  к внешней границе атмосферы сбусловлено падением плотности вещества.

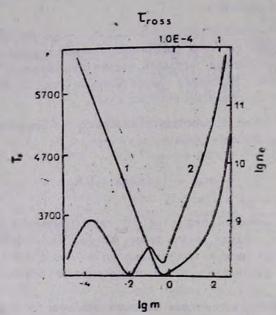


Рис. 1. Температура (1) ж электровная плотность (2) в модели атмосферы А2.

В модели А3 температурный минимум расположен глубже и области максимального вклада в  $n_e$  металлов и водорода расположены ближе, чем в модели А2 — локальный минимум между ними выражен в меньшей степени. В модели А1 температура и электронная плотность монотонно уменьшаются к внешней границе атмосферы.

Следует отметить, что хромосферы в моделях A2 и A3 были определены простейшим образом при помощи двух параметров: G и  $m_{\rm min}$ . Эти модели атмосфер можно рассматривать только в качестве первого приближения, поскольку при шостроении их использовались достаточно грубые предположения. Самосогласованные модели хромосфер М-гигантов (и других звезд) в настоящее время отсутствуют.

НЛТР-задача для пятиуровенного атома Mg I была решена методом частичной линеаризации (см. [5]). Четыре уровня  $(3s^2 \, ^1S, 3p^3 P^0, 3p^1 P, -4s^3S)$  принадлежат Mg I. Mg II представлен основным состоянием  $3s^2S$ . Скорости переходов между уровнями описаны в работе [7].

В заданной модели атома магния учитывались три связанно-связанных радиативных перехода: два резонансных (нижний уровень — основное состояние Mg I) и один субординатный (см. табл. 1). Перенос излучения в частотах сильной линии  $\lambda$ . 285.16 нм (3 $s^2$  S — 3p'P, gf = 1.6) учитывался при решении НЛТР-задачи в приближении полного перераспределения по частотам. Это позволило рассчитать скорости радиативных процессов  $R_{13}$  и  $R_{31}$ . Для точного анализа профиля этой линии требуется применение более совершенной концепции частичного перераспределения по частотам — уже в спектре сравнительно горячего-гиганта  $\alpha$  Boo (K2 III,  $T_{eff}$  = 4400 K) крылья линии  $\lambda$  285.16 нм сравнимы по интенсивности с крыльями h и k Mg II [1], в спектрах более холодных гигантов они могут 5ыть сильнее.

.  $T_{a6 \lambda uya}$  7 ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЯЗАННО-СВЯЗАННЫХ ПЕРЕХОДОВ  $M_g$  [ [7, 8]

Переход	<i>1−j</i>	λ, нм	$E_{\text{monf}}^{l}$ , $cx^{-1}$	gf
3e21S-3p1P	1-2	457.11	0	4-10-6
3s21S-3p1P0	1-3	285.16	0	1.6
		516.73	21850.405	0.09
3p3P9-4s3S	2-4	517.26	21870.46	0.28
		518.36	21911.18	0.49

В дальнейшем наш анализ будет посвящен спектральным линиям, вонзикающим вследствие переходов  $3s^2$   $^1S$  —  $3p^3$   $P^0$  и  $3p^3$   $P^0$  —  $4s^3S$ . Линии  $\lambda\lambda$  457.11, 516.73, 517.26, 518.36 нм менее интенсивны, их анализ вполне возможен в приближении полного перераспределения по частотам. При решении НЛТР-задачи триплет 516.73, 517.26, 518.36 нм заменеи одной линией с силой осциалятора

$$f_{24} = \frac{\sum_{i} f_{24}^{i} \cdot g_{2}^{i}}{\sum_{i} g_{2}^{i}},$$
 (3)

где  $g_2^r$  и  $f_{24}^r$  — статистический вес нижнего уровня и сила осциллятороз соответствующей линии мультиплета. Профили коэффициента поглощения в спектральной линии определялись функцией Фойгта H(a, v) по всей толще атмосферы a=0.01; микротурбулентная окорость  $v_*=2$  км/с. Кроме трех радиативных связанно-связанных переходов уравнение переноса жалучения решалось в частотах четырех связанно-свободных переходов.

Ревультаты. Несмотря на малое значение  $gf = 4 \cdot 10^{-6}$ , линия Mg I.  $\lambda$  457.11 км в спектрах холодных звезд должна быть достаточно сильной—населенности основного состояния Mg I (3s<sup>2</sup> · S) при  $T \lesssim 3000$  К значительны. На рис. 2 представлены рассчитанные для моделей атмосфер A1, A2, A3 функции источников в линии  $\lambda$  457.11 нм

$$S_{24} = \frac{2hv^3}{c^2} \frac{1}{\frac{g_4}{g_5} \frac{n_2}{n_4} - 1} \tag{4}$$

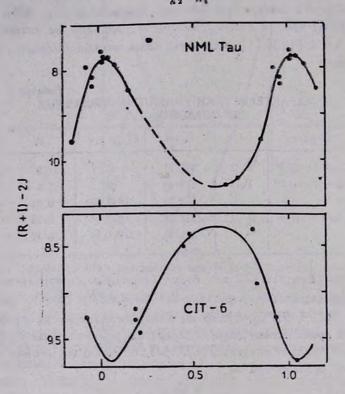


Рис 2. Функция Планка и функция источников данив  $\lambda$  457.11 нм в моделях етмосфер A1 (1), A2 (2), A3 (3) — сплошная и штриховая динии, соответственно. . Крестики — вначения  $S_{24}$  и  $B_7$  (T) на глубинах  $\tau_{\gamma}=1.0$ .

Здесь g, и n— статистический вес и населенность i-го уровня. В области выше температурного минимума функция источников  $S_{24}$  оказывается связанной с функцией Планка  $B_*(T_e)$ — здесь она контролируется электронным ударом. В модели атмосферы A2 ход  $S_{24}$  с глубиной повторяет зависимость  $n_* = f(m)$  с двумя мажсимумами. В меньшей степени это прослеживается для модели A3—в последнем случае области максимального.

вклада водорода и металлоз в *п.* не столь разнесены по глубине в хромосфере звезды. При этом функция источников S<sub>24</sub> в модели атмосферы A3 над температурным минимумом больше, чем в модели A2—в хромосфере модели A3 температура (и электронная плотность) больше.

Отрицательный градиент функции источников на монохроматической оптической глубине  $\tau_* = 1$  приводит к появлению эмиссионных деталей в профиле линии, величина которых определяется характером изменения функции источников и оптической глубины в частотах линии в хромосфере (см. [9]). На рис. 2 отмечены глубины в атмосфере М-гиганта, на которых  $\tau_* = 1.0$  в центре линии  $\lambda$  457.11 нм.

Отметим, что при расчетах в рамках  $\Lambda TP$  на глубинах  $\tau_{\nu}^{\Lambda TP}=1$   $\frac{\partial B_{\nu}}{\partial m}<0$ . Эти расчеты также дают вмиссионное ядро линии  $\lambda$  457.11 нм.

В хромосфере М-гиганта функция источников не превосходит функцию Планка. Отношение интенсивностей эмиссионных деталей в центре этой линии

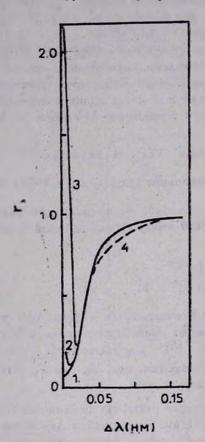
$$\frac{I_{\star}(\text{HATP})}{I_{\star}(\text{ATP})} \approx \frac{S_{24}(\tau_{\star}^{\text{HATP}} = 1)}{B_{\star}(\tau_{\star}^{\text{ATP}} = 1)}$$
 (5)

может быть больше 1 (для модели А3) и меньше 1 (в модели А2). Это объясняется тем, что населенности связанных уровней в хромосфере М-гиганта увеличены по сравнению с  $\Lambda$ TP [10]. Следовательно, уровень  $\tau^{\text{HATP}}=1$  расположен на меньших глубинах (см. рис. 2), где  $S_{11}$  больше (или меньше), чем  $B_{11}$  ( $\tau^{\Lambda}_{11}$  = 1).

Особый интерес представляет следующий результат решения НЛТР задачи: эмиссионные ядра линии  $\lambda$  457.11 нм, рассчитанные для моделей атмосфер A2 и A3, существенно различаются по интенсивности (рис. 3). Анализ профилей этой линии может существенно дополнить информацию, которую получают при помощи моделирования сильных хромосферных линий h и k Mg II, H и K Ca II.

Субординатные линии Mg I  $\lambda\lambda$  516.73, 517.27, 518.36 нм формируются вследствие переходов между уровнями термов  $3p^3P^0$  и  $4s^3S$ . При решении НЛТР-задачи втот триплет был заменен отдельной линией. Такой подход применим, если между отдельными уровнями соответствующих термов происходит достаточно большое число переходов вследствие неупругих соударений — в втом случае населенности уровней распределены пропорционально их статистическим весам, а для линий мультиплета выполняется условие равенства функций источников (см. [9]). Наши расчеты показали, что спектральные линии  $\lambda\lambda$  516.73, 517.27 и 518.36 нм возника-

ют глубоко в атмосфере М-гиганта, поэтому вемена термов  $3\rho^3 P^0$  н  $4s^3 S$  отдельными уровнями при решении НЛТР-вадачи оправдана.

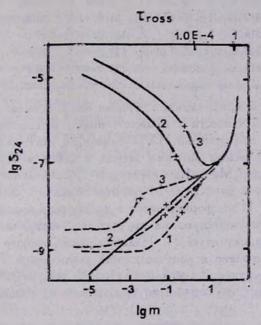


Рвс. 3. Профили линия  $\chi$  457,11 вм, рассчитанные для юоделей атмосфер A1 (1). A2 (2), A3 (3). Крыло линии, рассчитанию при ЛТР (4).

Функции источников субординатных линий Mg I в меньшей степеных тувствительны к изменению электронной плотности в хромосфере М-гиганта, чем это было в случае линии 457.11 нм (см. рис. 2 и 4). Профили этих линий, рассчитанные при отказе от  $\Lambda$ TP, практически одинаковы для всех моделей атмосфер М-гиганта, которые использовались в нашей работе. Это сильные линии поглощения ( $r_{v_0} \sim 0.01$ ) без каких-либо особенностей. Эмиссионные ядра в линиях 516.73, 517.27 и 518.36 нм появляются только при расчетах в рамках  $\Lambda$ TP.

Переионизация. Эффект переионизации элементов с низкими потенциалами ионизации  $\chi^{\text{lon}} \leqslant 8$  вВ состоит в уменьшении концентрации нейтральных атомов по сравнению с ЛТР. В атмосферах красных тигантов с

хромосферами металлы перенонивованы только в области температурного минимума [10]. Крылья сильных линий поглощения, которые рассчитывались в нашей работе, формируются достаточно- глубоко в атмосфере:  $\tau_{\star} = 1$  на  $m \geqslant 10$ ,  $\tau_{\star}$  е. глубже, чем температурный минимум в моделях атмосфер A2 и A3. На таких глубинах  $S_{IJ} \approx B_{\star}(T)$  во всех трех моделях атмосфер, а населенности связанных уровней меньше, чем при  $\Lambda$ TP. Как ревультат, выходящий из атмосферы поток излучения в крыльях линий больше рассчитанного в рамках  $\Lambda$ TP (рис. 3). Отметим, что крылья линий поглощения, рассчитанные для трех различающихся строением внешних слоев моделей атмосфер М-гиганта практически одинаковы — физические условия на глубинах их формирования не зависят от граничных условий.



Рмс. 4. То же, что на рис. 2, но для линий 12 516.73, 517.26, 518.36 им.

Термаливация переходов. Поле излучения в частотах линии термаливуется в случае баланса соответствующих радиативных переходов (см. [9]). На глубине термализации  $S_{ij} \simeq B$ . ( $T_e$ ). Наши расчеты показали, 
что очень сильная линия Mg I  $\lambda$  285.16 нм термализуется во всех моделях атмосфер первой. Процесс термализации других линий Mg I зависит 
от строения внешних слоев атмосферы М-гиганта. Из табл. 2 следует, что 
в том случае, когда хромосферы нет (модель A1) или температурный минимум- расположен глубоко (модель A3), термализация линий Mg I.

 $\lambda$  457.11, 516.73, 517.26, 518.36 нм контролируется процессами взаимосвязи уровней. Глубины термализации этих линий в моделях A1 и A3 совпадают. В модели A2 линия  $\lambda$  457.11 нм термализуется на меньших глубинах, чем субординатные линии — на глубине  $m \gtrsim 31$  роль радиативных процессов в установлении баланса переходов меньше, чем столкновительных (см. [9]).

Таблица 2 ГЛУБИНЫ ТЕРМАЛИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ Mg I

λ, нм	m <sub>ℓ</sub> , r/cm²				
	Модель А1	Модель А2	Модель АЗ		
285.16	0.330	0.810	0.05		
457.11	35.0	31.0	20.0		
516.73	35.0	121.0	20.0		
517.26	35.0	121.0	20.0		
518.36	35.0	121.0	20.0		

Отказ от ряда приближений, которые были использованы в настоящей работе, может привести к количественным изменениям полученных результатов. Так, при решении НЛТР-задачи не учитывалось потлощение излучения спектральными линиями атомов и ионов в частотах связанносвободных переходов Mg I. Как следствие, рассчитанная степень перенонизации матния в атмосфере М-тиганта завышена. Эмиссионные ядралинии Mg I  $\lambda$  457.11 нм формируются в хромосфере красного гиганта выше температурного минимума на высотах, где электронная температура  $T_e$  превосходит радиативную  $T_r$ . Наличие эмиссионного ядра в линии  $\lambda$  457.11 нм обусловлено в конечном счете увеличением  $T_e$  в хромосфере звезды, его интенсивность в большой степени вависит от интенсивности процессов неупругих соударений со свободными электронами, атомами и молекулами.

В этой работе учитывались неупругие столкновения только со свободными электронами. Можно ожидать, что при учете соударений с атомами и молекулами функции источников линии 457.11 нм будет еще больше связанной с функцией Планка. Чувствительность этой линии к профилю температуры в атмосфере М-гиганта увеличится.

Таким образом, изучение линии Mg I λ 457.11 нм представляет очевидный интерес при построении моделей внещних областей атмосфер звезд поздних спектральных классов. Эта линия достаточно сильна уже в спектрах ранних К-гигантов, она расположена в доступной для наземных наблюдений области спектра. Наши расчеты показали, что функция источников линии 457.11 нм контролируется неупругими столкновениями. Наличие эмиссионных деталей в профиле этой линии прямо указывает на присутствие в атмосфере красного гиганта протяженной области с отрицательным градиентом температуры (хромосферы).

Следует отметить, что у многих М-гигантов наблюденные профили линии Mg I  $\lambda$  457.11 нм не имеют эмиссионных деталей. Этот феномен можно объяснить следующими причинами:

- 1. У части М-гигантов хромосферы отсутствуют или слишком слабы, условия для формирования эмиссионных деталей в линии 457.11 нм в них отсутствуют.
- 2. Температурный минимум в атмосферах М-гигантов с хромосферами расположен глубже уровня, где оптическая толща в центре линии 457.11 нм достигает 1.
- 3. Температурная структура хромосфер М-гигантов существенно отличается от той, которая имеет место у более горячих звезд Солнца, Проциона или Арктура (см. [2]). Действительно, если сбласть температурного минимума в М-гигантах менее протяженная, чем в моделях хромосфер, которые были определены в настоящей работе, а градиент температуры в них соответственно больше, эмиссионные ядра линин Mg I  $\lambda$  457.11 нм будут менее выражены. Окончательный вывод о свойствах хромосферы конкретной звезды в этом случае может дать изучение более сильных хромосферных линий h и k Mg II, H и K Ca II. Отметим, что для их моделирования требуется более сложная методика решения HЛТР-задачи с учетом частичного перераспределения фотонов по частотам.

Главная астрономическая обоерватория АН УССР

THE NLTE-PROBLEM SOLUTION FOR Mg I IN THE M-GIANT ATMOSPHERE WITH A CHROMOSPHERE. SOURCE FUNCTIONS AND THEORETICAL PROFILES OF LINES 12. 457.11, 516.73, 517.26, 518.36 nm

#### YA. V. PAVLENKO

Source functions and theoretical Mg I line profiles in the M-giant atmosphere ( $T_{eff}$ =3800 K,  $\lg g$ =1.5) have been calculated. The M-giant atmosphere models with chromospheres which have different temperature minimum locations have been empirically constructed. A conclusion is drawn that the shape of the Mg I intercombinate line  $\lambda$  457.11 nm demonstrates a marked dependence on the temperature distribution in the 7-638

stellar atmosphere. At the same time strong subordinate Mg I lines are not sensitive to the outer layer structure of the red giant atmosphere.

### **АИТЕРАТУРА**

- 1. K. G. Carpenter, R. F. Wing, R. E. Stencel, Astrophys. J. Suppl. Ser., 57, 405, 1985.
- 2. Г. А. Гурвадян, Звездные хромосферы ими дублет 2800 A Mg II в астрофизике, Наука, М., 1984.
- 3. S. L. Wright, J. D. Arggros, Comm. Univ. London Observ., No. 75, 1975.
- 4. T. Kipper, M. Kipper, J. Sitska. in "Atmospheres of Late-Type Stars,, Valgus, Tallinn, 1981, p. 3.
- 5. O. Gingerich, R. W. Noyes, W. Kalkoffen, Y. Cuny, Solar Phys., 18, 347, 1971.
- 6. T. R. Agres, J. L.Linsky, Astrophys. J., 200, 680, 1975.
- 7. Я. В. Павленко, Эффекты отклонения от ЛТР в атмосфорах М-гигантов, Валгус, Талами, 1984.
- 8. R. L. Kurucz, E. Peytremann, SAO Spec. Rep., No. 362, 1975.
- 9. Д. Михалас, Звездвые атмосферы, Мир. М., 1982.
- 10. Я. В. Павленко, в с6.: «Проблемы астрономии», дел. УкрНИИНТИ, № 430—87, 22, 1987.