# АСТРОФИЗИКА

#### **TOM 18**

АВГУСТ, 1982

выпуск з

УДК 524.3—85

## АТМОСФЕРА КАНОПУСА. І. МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ

А. А. БОЯРЧУК, Л. С. ЛЮБНМКОВ Поступила 16 февраля 1982

По спектроскопическим данным, полученным с высокой дисперсней Кастли и Уотсоном [3], использовав модели атмосфер Куруча [7], был исследован ярили сверугигант южного неба Канопус  $\pm$  Саг (F0 lb—11). Найдены следующие значения иффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T = 7400 \pm 150$  K. Ig g 1.9  $\pm$  0.2. Научено распределение скорости микротурбулентности  $\Xi_r$ . Помалано, что уними нопов Ti II, Cr II и Fe II приводят к более высоким значения по сравненикс лициями Fe I (рис. 2). Установлено, что в атмосфере Канопуса не развивается столзаметная сверхзвуковая микротурбулентность, какая бола обнаружена у поздни F-сверхтигаютов з UMI, 1Суд [1] и р Саз [2]. Обсуждается вопрос о влиянии ошибов в затухании 7 на определение химичесского состава (рис. 4).

1. Наблюдательные данные и жегод анализа. Атмосферы сверхгигантов могут иметь ряд особенностей, отличающих их от звезд главной последовательности. Ранее нами были исследованы три звезды этого типа, принадлежащих подклассу F8, а именно: « UMi, " Cyg [1] и ¢ Cas [2]. Оказалось, что скорость микротурбулентности в их атмосферах быстро растет с высотой и во внешних слоях заметно превышает скорость звука. Что касается химического состава, то он в целом близок к составу солнечной атмосферы, но обнаружены и общие аномалии — дефицит углерода и избыток натрия. При этом, как было показано в [2], содержание Na в среднем тем больше, чем выше светимость сверхгиганта. Интересно проверить. сохраняются ли эти особенности и у более горячих сверхгигантов.

Недавно Кастли и Уотсон [3] опубликовали спектроскопические данные для ряда ярких F-сверхгигантов южного неба. Наиболее богатый материал представлен для Канопуса («Саг,  $m_V = -0.73$ ), сверхгиганта класса F01b-11. По спектрограммам с дисперсией 2.1 А/мм в области 3700—5500 А для этой звезды были измерены аквивалентные ширины многих линий. Данные [3] содержат также профили и эквивалентные шир рины бальмеровских линий  $H_1$  и  $H_1$  и значения блокировочных коэффициентов, необходимые для исправления распределения энергии в непрерывном спектре. Само распределение приведено в каталоге [4]. Таким образом, для Канопуса имеется высококачественный наблюдательный материал, позволяющий исследовать ату звезду методом моделей атмосфер.

Наш метод анализа подробно описан в [5] (некоторые детали см. тахже в [1]). В предшествующих расчетах [1, 2] для сверхгигантов э UMi, у Суд и р Саз были использованы модели атмосфер Парсонса [6]. При изучении Канопуса мы основывались на более современных моделях Куруча [7]. При вычислении основных нсточников непрэзрачности мы применили подпрограммы Куруча [8]. Кроме того, описанный в [1, 5] комплекс вычислительных программ был дополнен еще одной подпрограммой для расчета функции источников в случае резонансных линий (см. ниже).

Возникает вопрос, как переход от моделей Парсонса [6] к моделям Куруча [7] мог бы повлиять на результаты, полученные для F-сверхгигантов в [1, 2]. Чтобы ответить на него, мы повторили анализ спектров т Суд с новыми моделями [7]. Оказалось, что прежнее значение эффективной температуры  $T_{a, \bullet \bullet} = 5950$  К при этом увеличивается на 100 К, а значение lgg остается без изменений. Распределение микротурбулентности меняется мало (см. ниже), а содержание элементов практически не меняется. Таким образом, переход к моделям Куруча [7] для ранее исследованных сверхгигантов мало сказывается на окончательных результатах, и поэтому мы можем сравнивать результаты этой работы и работ [1, 2].

Из-за отсутствия регистрограмм Канопуса мы воспользовались имеющимися в нашем распоряжении регистрограммами сверхгиганта у Суд, чтобы отобрать из списка [3] по возможности неблендированные линии. При выборе линий учитывалась разница в температурах между у Суд и Канопусом.

Для большинства химических элементов мы применяли силы осцилляторон g/в системе [9]. Для Fel в последние годы появились новые определения gf-величин, выполненные с высокой точностью в Оксфорде (см., например, статью [10] и ссылки в ней). Поатому в расчетах для линий Fel мы основывались на оксфордской системе gf. Отметим, что при переходе в вту систему указанное в [1, 2] для Fel содержание железа lg = (Fe) в атмосферах сверхгигантов и Солица нужно увеличить на 0.10.

Все расчеты были выполнены на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

2. Определение эффективной температуры и ускорения силы тяжести На рис. 1 представлена диаграмма для определения аффективной температуры 7-100 и ускорения силы тяжести g. Как и ранее [1, 2], мы применяли три критерия. В качестве первого рассматривались бальмеровские линии H<sub>1</sub> и H<sub>2</sub>. Их наблюдаемые профили и вквивалентные ширины приведены в [3], а данные теоретических расчетов — в [7]. Как профиль, так и аквивалентная ширина H<sub>1</sub> дают на рис. 1 практически совпадающие линия. Блязко к ним проходит линия, соответствующая эквивалентной шир рине Н<sub>4</sub>, однако рассмотрение профиля Н<sub>4</sub> указывает на более низкие значения **1** . Нам трудно объяснить такое расхождение, так как мы не имеем регистрограмм Канопуса и не можем судить, насколько тщательно было исключено влияние линий металлов на профили бальмеровских линии в [3]. При выборе окончательной модели на рис. 1 была учтена только линия H<sub>1</sub>.



Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры Т<sub>ифф</sub> в ускорения силы тяжести g. Точка соответствует модели атмосферы, принятой для Канопуса.

Вторым критернем служило сравнение теоретического и наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре. Конкретно рассматривалось отношение потоков излучения F (4636)/F (3636) в двух участкая спектра до и после бальмеровского предела. Наблюдаемые потоки для Канопуса приведены в каталоге [4], данные о блендировании потока линиями — в [3], а теоретическое распределение анергии для различных моделей атмосфер — в [7]. Так как Канопус находится на блиаком от нас расстоянии (около 60 пс [11]), нам не потребовалось вводить поправки за межзвездное поглощение.

В качестве третьего критерия при определении  $T_{***}$  и lg g рассм атривалось ионизационное равновесие для V. Сг и Fe. Здесь для анализа отбирались по возможности слабые линии, чтобы снизить влияние ошибок в микротурбулентности и в постоянных затухания.

Из рис. 1 видно, что использование только двух первых критериев не позволяет однозначно выбрать значения Т, и Ig , так как ломаные лиини, соответствующие Н<sub>т</sub> и F (4636)/F (3636), дают на диаграмме две 4—680 точки пересечения. Причиной атого, по-видимому, является то обстоятельство, что мы попадаем в особую область  $T_{w\phi\phi}$  и lg g, где происходии смена основного источника испрозрачности в атмосфере (ведущая роль ог H переходит к HI). И только добавление ионизационного равновесия позволяет выбрать окончательную модель.

На основании рис. 1 для Канопуса нами были приняты следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\rm ref}=7400\pm150$  K, lg g = 1.9 ± 0.2. Интересно сравнить эти параметры с более ранними определениями. В частности, сще в 1967 г. эффективная температура Канопуса была оценена по измерениям его углового днаметра на звездном интерферометре [12]. Сопоставление найденного днаметра с интегральным потоком, вычисленным на основании моделей атмосфер. дало величину  $T_{\rm ref}=7510\pm220$  К. Позже применение той же методики, но с наблюденным распределением анергии привело к значению  $T_{\rm ref}=7460\pm460$  К [13]. Лук [14], исследованший атмосферы девяти южных сверхгигантов, для « Саг нашел  $T_{\rm ref}=7500$  K, lg g 1.85. Таким образом, наши значения  $T_{\rm ref}$  и lg в пределах ошибок хорошо согласуются с предшествующими оценкаки атих неличин.

3. Микротурбулентность и затухание. Для исследования микротурбулентности лучше всего подходят линии нейтрального железа. Действительно, линии Fe I составляют в списке [3] наиболее многочислениую группу, при этом их эквивалентные ширины W занимают достаточно широкни интервал от 10 до 300 mA, что является важным условием при анализе микротурбулентности. Кроме того, как уже отмечалось, для Fe I в настоящиее время достаточно хорошо известны силы осциаляторов.

Всего было рассмотрено 75 линий Fel, разбитых по величинам на 8 групп. По атим линиям мы вычисляли содержание железа при разных значениях скорости микротурбулентности \$. Сначала предполагалось, что скорость 7, постоянна в атмосфере. Оказалось, что только при 7, = 4.5 км/с все 8 групп линий Fel дают практически одинаковое содержание железа (отклонения от среднего значения для отдельных групп не превышают среднеквадратической ошибки). Как известно, именно отсутствие систематического хода в величине содержания при изменении служит критерием при выборе .

Аналогичные расчеты были проведены также для ионов Till (31 линия). Fell (14 линий) и Cr II (11 линий). При втом для контроля в случае линий Fell наряду с системой сил осцилляторов [9] была использована и новая сводка данных Куруча [15]. Линии трех рассмотренных ионов при  $i_i = 4.5$  км/с показывают систематический рост в содержании Ti, Fe и Cr при увеличении W. Эти систематические изменения удается устранить лишь при  $i_i = 6$  км/с. Таким образом, линии Fel, с одной стороны, и линии ионов Ti II. Fe II и Cr II. с другой стороны, приводят к различным значениям случайными ошибками.

В предыдущих статьях [1, 2] было показано, что скорость микротурбулентности в атмосферах поздних F-сверхгигантов сильно зависит от оптической глубины . Поатому естественно и для Канопуса в качестве следующего шага вместо предположения  $\xi_i = \text{const}$  рассмотреть зависимость  $\xi_i = \xi_i(\mathbf{t})$ . Расчеты показали, что для 2 Car действительно можно подобрать такое распределение микротурбулентности, при котором этсутствует систематический ход в содержании элементов с ростом  $W_i$ . Однако и в этом случае ликии нонов Ti II. Fe II и Cr II приводят к более высоким значениям  $\xi_i$  по сравнению с ликиями Fe I.



Рис 2. Распределение микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов. Саг м у Суд. Для в Саг сплошная кривая определена по линиям Fel, штриховая кривая... по линиям Ti II. Для у Суд штрих-пунктириая кривая получена в [1], сплошная кривая... уточненное распределение, найденное по моделям Куруча [7].

На рис. 2 представлены распределения микротурбулентности, найденные как для Канопуса, так и для ү Суд (здесь — оптическая глубина для длины волны 5000 А). Для сверхгиганта у Суд приведены две крпвыс — штрих-пунктирная, полученная в [1] по линиям Fel на основе моделей Парсонса [6], и сплошная, более точная кривая, вычисленная нами по линиям Fel и Ti II на основе моделей Куруча [7]. Подчеркием, что, е отличие от «Саг, для ү Суд и линии Fel и линии Ti II дают одно и то же распределение микротурбулентности. Для Канопуса на рис. 2 также

### А. А. БОЯРЧУК, Л. С. ЛЮБИМКОВ

представлены две зависимости  $\hat{z}_i$  от таке причем сплошная кривая найдена по линиям Fe I. а штриховая — по линиям Ti II (последней удовлетворяют также линии ионов Fe II и Cr II). Рис. З подтверждает, что при соответствующих распределениях  $\hat{z}_i(\tau_{5000})$  для <sup>-2</sup> Car отсутствует систематический ход как в содержании железа, так и в содержании титана для линий с разными ширинами IV.



Рис. 3. Среднее содержание железа для групп линий Fel (а) и среднее содержание титана для групп линий Till (b) в зависимости от аквивалентной ширвим. Содержания Fe и Tl вычислены при разных распределениях микротурбулентности (см. рис. 2).

Из рис. 2 видно, что, например, на оптической глубине 1000 = 0.01 скорость микротурбулентности по Till получается на 1.5 км/с выше, чем по Fel. Итак, независимо от того, считать ди величину 5/ в атмосфере « Car постоянной или переменной, ионы Till, Fell и Crll дают иную, более высокую скорость 5/, чем Fel. Возникает вопрос о причинах такого расхождения. Вряд ли оно вызвано погрешностями в силах осцилляторов, иначе пришлось бы допустить, что для линий трех различных ионов — Till. Fell и Crll — значения gf содержат одинаковые систематические ошибки (для Fel, как уже отмечалось, gf-величны известны достаточно надежно). Кроме того, в случае 7 Суд подобное явление не обнаружено. Другое возможное объяснение связано с неточностями в постоянных затухания. Остановимся на атом вопросе подробнее.

Полная величина затухания ;, как обычно, складывается из следующих трех частей:  $\gamma_{red}$  — радиационное затухание, — штарковское затухание (столкновения с заряженными частицами) и  $\gamma_{vdw}$  — затухание, обусловленное силами ван-дер-Ваальса (столкновения с нейтральными частицами, в основном, с атомами HI и Hel). Из этих трех слагаемых постоянным является только  $\gamma_{red}$ , в то время как  $\gamma_{el}$  и  $\gamma_{edw}$ зависят от температуры и давления и поэтому меняются с гледовательно полное затухание  $\gamma$  необходимо вычислять как функцию оптической глубины, то есть  $\gamma = \gamma$  (7). Точные значения  $\gamma_{rad}$  для многих линий неизвестны, и в этом случае обычно используют приближенную "классическую" формулу  $\gamma_{rad} = 22.23 \cdot 10^{24} / \hbar^3$ , где длина волны  $\lambda$  выражена в ангстремах (см., например, [11]). Установлено, что иногда "классическая" формула может занижать реальную величину  $\gamma_{rad}$  в 10 раз и более. Далее, в выражение для  $\gamma_{st}$  входит константа  $C_4$ , и она также но многих случаях известна неточно. Что касается величины  $\gamma_{vdw}$ , то она обычно шычисляется по приближенной формуле Унзольда (см. [11]), которая, как выяснилось при изучении линий солнечного спектра, приводит к заниженным значениям  $\gamma_{vdw}$ . Приходится вводить поправочный множитель, который, например, для линий Fel в среднем равен 2.5 [16]. Из сказанного следует, что полная величина затухания  $\gamma$  (t) может содержать ошибки, и ати ошибки могут влиять на определяемое со-держание элементов, а отсюда и на оценку  $\gamma_{st}$ .

Чтобы выяснить роль такого влияния для исследуемой звезды, мы рассчитали для ряда конкретных линий Fel и Till содержание Fe и Тi при разных значениях 7 (1). Первоначально полное затухание ү (т) вычислялось по обычной процедуре. Затем мы умножали ү (т) последовательно на 0.1, на 3, на 5 и на 10 и находили соответствующие изменения в содержании Fe и Ti. Полученные результаты представлены на рис. 4. Здесь изменения в содержании указаны в логарифмической шкале в зависимости от эквивалентных ширин линий. Расчеты выполнены для модели с параметрами Т. 7400 К и lg -= 1.9 при распределении микротурбулентности, найденном по линиям Fel (см. рис. 2). Из рис. 4 видно, что влияние ошибок в т (т) существенно зависит от WA. Например, если для линий с шириной W = = 100 mA даже при изменении ү(т) в 10 раз нариации в логарифме содержания не превышают 0.02, то при W, = 300 mA эти нариации могут составлять 0.4-0.5. Напомним, что относительно сильные линии наиболее чувствительны также и к выбору скорости микротурбулентности.

Как показали расчеты, н случае « Саг наибольший вклад в ; (т) вносит сумма  $\gamma_{rad} + \gamma_{rt}$ , в то время как вкладом  $\gamma_{vdw}$  можно пренебречь (даже с учетом поправочных множителей). Таким образом, на определение микротурбулентности могли повлиять только ошибки в  $\gamma_{rad}$  и  $\gamma_{st}$ . Проверим, не являются ли вти ошибки причиной указанного выше несоответствия в скорости с между линиями Fel и Till.

Точные значения 7<sub>гед</sub> для рассмотренных нами линий Fel неизвестны, поэтому в расчетах мы применяли значения, найденные по "классической" формуле. Они, как уже отмечалось, имеют тенденцию

#### А. А. БОЯРЧУК, Л. С. ЛЮБИМКОВ

занижать реальную величину <sub>Ггад</sub>. Однако, если допустить, что "классические" постоянные затухания <sub>Ггад</sub> для линий Fel требуют увеличения, это приведет к дальнейшему понижению скорости микротурбулентности и, следовательно, к усилению несоответствия между Fel



Рис. 4. Изменения в содержании железа и титана, возникающие при умножении величны затухания 7 (т) на 0.1. 3. 5 и 10. Расчеты выполнены для наблюдземых экинвалентных ширин конкретных линий Fel и Till.

и Till. Что касается линий Till, то для некоторых из них известны точные значения ү<sub>гад</sub> (см. [17]). Отметим, что они оказываются весьма близкими к "классическим" постоянным затухания. В частности, нам известны ү<sub>гад</sub> для ряда самых сильных линий Till, имеющих жаибольший вес при определении **Г**. Эти линии не показывают каких-либо систематических отличий в содержании титана от других линий с близкими *W*<sub>4</sub>, но с неизвестными постоянными <sub>Trad</sub>. Таким образом, трудно допустить существование значительных ошибок в принятых значениях <sub>Trad</sub> для линий Till. Между тем <sub>Trad</sub> для Till потребовалось бы увеличить в 20 раз, чтобы получить такое же распределение микротурбулентности, как и по линиям Fel.

Штарковское затухание  $\tau_{st}$  для Till пришлось бы увеличить даже более, чем в 20 раз, чтобы устранить отмеченную неопределенность в микротурбулентности. Нам трудно допустить существование таких больших систематических ошибок в затухании  $\gamma$  (¬). Тем более, что для сверхгиганта  $\gamma$  Суд линии Fel и линии Till дают одно и то же распределение микротурбулентности без каких-либо дополнительных поправок в  $\gamma_{red}$  и  $\gamma_{st}$ .

Таким образом, вопрос о том, почему для Канопуса линии нонов Till, Crll и Fell приводят к более высоким скоростям микротурбулентности по сравнению с линиями Fel, остается открытым. Возможно, будущие расчеты, выполненные при отказе от предположения о локальном термодинамическом равновесии, помогут ответить на этот вопрос.

4. О сверхзвуковой микротурбулентности. В работе [1] при исследовании у Суд, сверхгиганта подкласса F8, нам удалось дать определенныя ответ на вопрос о постоянстве скорости микротурбулентности в атмосфере. На основании расчетов для 88 линий Fel было показано, что инкакое значение L = const не позволяет устранить систематический ход в содержании железа с ростом эквивалентной ширины W. Лишь после введения для этой звезды зависимости  $i_{i} = i_{i}(i)$  линии с разными  $W_{i}$  дали примерно одно и то же содержание. В случае более горячего F-сверхгиганта a Car эту проблему уже не удается решить однозначно. Действительно как было показано выше, для скорости микротурбулентности и здесь можно подобрать и постоянное значение и некоторое, распределение по глубине (см. рис. 2). Однако, по нашему мнению, свойства атмосфер сверхгигантов близких спектральных классов в основных чертах должны быть схожими; поэтому для Канопуса, как и для поздних F-сверхгигантол у Суд, « UMi и p Cas, мы примем вариант с переменной скоростью \$ (2).

Линии Fel и Ti II, как уже отмечалось, дают для з Car несколько отличающнеся распределения ξ<sub>1</sub>(±<sub>3000</sub>), тем не менее можно сделать одно вполне определение заключение, а именно: скорость микротурбулентности в верхних слоях атмосферы Канопуса заметно ниже, чем у сверхгигантов подкласса F8, исследованных в [1, 2]. На рис. 2 для сравнения приведено распределение скорости звука, вычисленное нами для « Саг. Видно, что даже при  $= 10^{-3} - 10^{-4}$  значения с, у Канопуса либо меньше скорости звука (если зависимость с, (т) найдена по линиям Fel), либо очень незначительно превышают ее (если с, (т) найдена по линиям Till). В любом случае можно сказать, что в атмосфере Канопуса не развивается столь заметная сверхзвуковая турбулентность, как в атмосферах снерхгигантов подкласса F8 [1, 2]. Напомним, что для а UMi (F8 lb - ll) и с Суд (F8 lb) микротурбулентность становится снерхзвуковой уже при соос = 0.01, а для яркого сверхгиганта сам (F8 lap) – даже при соос = 0.1.

Сверхзвуковые движения могут приводить к появлению ударных воли, к нагреву верхних слоев атмосферы и, следовательно, к возникновению хромосферы. Интересно, что по наблюдениям со спутника IUE у Канопуса не обнаружено признаков хромосферы [18], в то время как у °Суд такие признаки найдены [19]. По-видимому, оба эти явления — сверхзвуковая микротурбулентность и хромосфера — становятся заметными лишь у поздних F-сверхгигантов.

5. Основные результаты 1). Для Канопуса получены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\rm eff} = 7400 \pm 150$  K,  $\lg g = 1.9 \pm 0.2$ . Они хорошо согласуются с предшествующими оценками других авторов.

2). Исследовано распределение скорости микротурбулентности 1. Показано, что линни ионов Ті II, Сг II и Fe II приводят к более высоким значениям 5, чем линии Fe I. Такое расхождение не удается объяснить систематическими ошибками в величине затухания ү(т) или в принятых силах осцилляторов. Изучено влияние неточностей в ү (т) на определение содержания элементов.

3) В верхних слоях атмосферы Канопуса не развивается столь заметная сверхзвуковая микротурбулентность, как у поздних F-сверхгигантов « UMi, т Суд и с Cas, исследованных нами ранее [1, 2]. Возможно, с атим связано отсутствие хромосферы у Канопуса.

Крымская астрофизическая обсерватория

#### ΑΤΜΟCΦΕΡΑ ΚΑΗΟΠΥCΑ. Ι

#### THE ATMOSPHERE OF CANOPUS. I. MODEL ATMOSPHERE AND MICROTURBULENCE DISTRIBUTION

#### A. A. BOYARCHUK, L. S. LYUBIMKOV

On the basis of model atmospheres of Kurucz [7] using high dispersion spectroscopic data of Castley and Watson [3], we have analysed the bright southern supergiant Canopus =  $\alpha$  Car (F0Ib—II). The following values of effective temperature and surface gravity were obtained:  $T_{eff} = 7400 \pm 150$  K,  $\log g = 1.9 \pm 0.2$ . The distribution of microturbulent velocity i, was studied. It is shown that Till, CrII and FeII lines lead to higher i, values in comparson with FeI lines (fig. 2). We do not find such appreciable supersonic microturbulence for Canopus as for late F type supergiants  $\alpha$  UMi,  $\gamma$  Cyg [1] and  $\beta$  Cas [2]. The effect of errors in damping  $\gamma$  on derived abundance is considered (fig. 4).

#### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. А. А. Боярчик, Л. С. Любимков, Пля. Крымской ойс., 64. 3, 1981.
- 2. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков. Пав. Крымской обс., 66 (в печатя).
- 3. J. C. Castley, R. D. Watson, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 41, 397, 1980.
- 4. Н. А. Алексеев, Г. А. Алексеева, А. А. Архаров, Ю. А. Белиев, А. А. Боирчук, М. Е. Бопрчук, В. И. Бирнашев и др., Труды ГАО в Пулкове, 83, 4, 1978.
- 5. А. С. Аюбимков, Изв. Крымской обс., 62, 44, 1980.
- 6, S. B. Parsons, Ap. J. Suppl. ser., 18, 127, 1969.
- 7. R. L. Kurucz, Ap. J. Suppl. ser., 40, 1, 1979
- 8. R. L. Kurucz, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report, No. 309, 1, 1970.
- 9. А. А. Болрчук. М. Е. Болрчук. Изн. Крымской обс., 63, 66, 1981.
- D. E. Blackwell, A. D. Petford, M. J. Shallis, G. J. Simmons, M. N., 191, 445, 1980.
- 11. К. У. Аллен, Астрофизические везичины. Мир. М., 1977.
- 12. R. Hanbury Brown, J. Davis, L. R. Allen, J. M. Rome, M. N., 137, 393, 1967.
- 13. A. D. Code, J. Davis, R. C. Bless, R. Hanbury Brown, Ap. J., 203. 417, 1976-
- 14. R. E. Luck, Ap. J., 232, 797, 1979.
- 15. R. L. Kurucz, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report. No. 390, 1, 1981.
- 16. E. A. Gurtovenko, N. N. Kondrashova, Solar Phys., 68, 17, 1980,
- 17. H. G. Groth, Z. Astrophys., 51, 231, 1961
- 18. F. Praderie, A. Talavera, H. Lamers, Astron. Astrophys., 86, 271, 1980
- 19 S. B. Parsons, Ap. 1. 239, 555, 1480.