

## О ПРИРОДЕ ВОДОРОДНОЙ ЭМИССИИ В СПЕКТРАХ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

С. В. Рублев

Развивается гипотеза Г. А. Шайна об ультрафиолетовом избытке в фотосферном излучении как причине появления ярких линий водорода в спектрах звезд типа Миры Кита.

Показано, что в случае Миры Кита эти линии могут возникать в результате флуоресцентной переработки излучения фотосферы за границей второй серии атома водорода. Такой механизм требует сравнительно небольшого ультрафиолетового избытка (соответствующая планковская температура в указанной спектральной области должна быть порядка  $3400^\circ\text{K}$  близ максимума и  $3000^\circ\text{K}$  близ минимума блеска). При этом роль переработки  $L_c$ -квантов в возникновении ярких линий пренебрежимо мала. Флуоресценция осуществляется в условиях практически полной нейтральности водорода в атмосфере. Оптическая толщина атмосферы за бальмеровским пределом мала ( $\Delta\tau_2(\text{H}) \sim 10^{-5} \div 10^{-7}$ ), так что лишь очень малая доля потока фотосферного излучения преобразуется в водородную эмиссию. Предсказываемый ультрафиолетовый избыток должен быть наименьшим в эпоху максимума блеска и возрастает к минимуму. Основные атмосферные параметры Миры ( $\lg P_e \sim -3.4 \div -4.2$ ;  $\lg R \sim 26.2 \div 26.5$ ;  $\Delta R(\text{Ca II}) \sim 3 \times 10^{12}$  см) получаются при этом такими, каких можно ожидать у яркого гиганта позднего спектрального типа. Имеющиеся фотометрические данные подтверждают присутствие в излучении мирид ультрафиолетового избытка с величиной требуемого порядка.

The hypothesis of G. A. Shain on an ultra-violet excess in photospheric radiation as a reason of appearance of bright hydrogen lines in the spectra of the Mira Ceti stars is being developed.

It is found that in the case of Mira these lines can arise from transformation of the photospheric radiation beyond the second series limit as a result of fluorescence. Such a mechanism requires a relatively small UV-excess (the corresponding Planck temperature in the above spectral region must be of the order of  $3400^\circ\text{K}$  near the maximum and  $3000^\circ\text{K}$  near the minimum light. In this case the role of the transformation of  $L_c$ -quanta in arising the bright lines is negligible. Under these conditions the hydrogen in the atmosphere remains practically fully neutral. The optical thickness of the atmosphere beyond the Balmer limit is small ( $\Delta\tau_2(\text{H}) \sim 10^{-5} \div 10^{-7}$ ), so that but a very small portion of the photospheric radiation flux is converted into hydrogen emission. The UV-excess predicted must be the least at maximum and increases at minimum light. The basic atmospheric parameters of Mira ( $\lg P_e \sim -3.4 \div -4.2$ ;  $\lg R \sim 26.2 \div 26.5$ ;  $\Delta R(\text{Ca II}) \sim 3 \times 10^{12}$  cm) are similar to those expected in the case of a bright giant star of the late spectral type. The photometric data available give evidence of the presence of the UV-excess with the magnitude of the required order in the radiation of the Mira Ceti stars.

I. Наличие ярких спектральных линий, требующих для возбуждения высоких энергий (в первую очередь линий водорода), представляется одной из наиболее загадочных особенностей долгопериодических переменных звезд; вопрос о природе таких линий является основным для интерпретации спектров этих низкотемпературных объектов.

Эмиссионные линии элементов с высокими потенциалами характерны для ряда объектов раннего типа (планетарных туманностей, звезд WR, Р Лебеда, Ве и т. п.); возникают они здесь в протяженных звездных

оболочках в результате флуоресцентной переработки фотосферного излучения, поглощаемого за границей главной серии иона. Такая флуоресценция, осуществляющаяся по классической схеме Занстра-Мензела, может порождать эмиссионные линии заметной интенсивности, если энергия, излучаемая фотосферой звезды в далекой ультрафиолетовой части спектра, достаточно велика. У звезд типа Миры Кита эффективные температуры фотосфер составляют всего 2—3 тысячи градусов; соответствующая таким температурам интенсивность ультрафиолетового конца непрерывного спектра настолько мала, что возможность флуоресцентного возникновения ярких линий водорода кажется здесь совершенно невероятной. В то же время, как показал Г. А. Шайн [1], после учета экранирующего действия абсорбционных линий и молекулярных полос, образующихся в вышележащих слоях атмосферы, декремент ярких линий бальмеровской серии водорода в спектрах мирид становится вполне подобным бальмеровскому декременту, наблюдаемому у ранних звезд; по-видимому, и здесь водородная эмиссия возникает в результате рекомбинаций и последующих каскадных переходов. Так же, как и ранние объекты с эмиссионными спектрами, звезды типа Миры обладают движущимися протяженными атмосферами, что является одной из существенных предпосылок возникновения флуоресценции. Учитывая все это, Г. А. Шайн [2] высказал предположение, что водородный спектр мирид имеет, как и у ранних звезд, флуоресцентную природу и обусловлен существованием значительного ультрафиолетового избытка в фотосферном излучении. Количественная разработка этой гипотезы (в частности, оценка величины необходимого ультрафиолетового избытка) до сих пор не предпринималась.

Несколько иной вариант флуоресцентной концепции был предложен В. В. Соболевым [3], обратившим особое внимание на то, что звезды типа Миры Кита обладают расширяющимися оболочками (о чем свидетельствует анализ смещений ярких линий [2]). Согласно Соболеву, в рассматриваемом случае мощная движущаяся оболочка, играющая роль «фотосферы», маскирует горячую звезду. Во внутренних, ионизованных частях оболочки в результате флуоресценции возникают яркие линии, излучение в которых выходит наружу благодаря действию дифференциального эффекта Доплера; в наружных частях, до которых высокочастотное ионизирующее излучение не доходит, возникает низкотемпературный непрерывный и абсорбционный спектр.

Совершенно иной механизм возникновения ярких линий в спектрах мирид был предложен и детально аргументирован В. Г. Горбацким (итоговый обзор см. в [4]). Согласно этой гипотезе, эмиссионные линии H и Fe II порождаются ударной волной, периодически проходящей по низкотемпературной протяженной атмосфере. Разогретый и ионизованный этой волной газ в течение длительного времени высвечивается и дает рекомбинационный ярколинейчатый спектр. Низкотемпературный спектр возникает в слоях, которые либо еще не подверглись действию ударной волны, либо уже успели высветиться.

Гипотеза Горбацкого, объясняя и увязывая в одно целое ряд наблюдаемых спектральных особенностей мирид, обходит главную трудность обычной флуоресцентной концепции — потребность в высокотемпературном источнике ионизирующего излучения. Она устанавливает зависимость между характером и развитием эмиссионного спектра и явлением переменности звезды. Что касается вопроса о происхождении ударных волн в рассматриваемых атмосферах, то можно указать на работу [5], где делается попытка увязать концепцию Горбацкого с представлениями господствующей эволюционной теории.

Тем не менее развитие альтернативной гипотезы Шайна также представляет, на наш взгляд, значительный интерес. Работу в этом направ-

лении стимулирует следующее обстоятельство, настораживающее в отношении концепции ударной волны.

Согласно численным оценкам В. Г. Горбачко, в слое, высвечивающемся после прохождения ударной волны, на длительное время должна устанавливаться высокая (порядка  $15\,000^\circ\text{K}$ ) электронная температура. Между тем, как показывают прямые оценки, опирающиеся непосредственно на наблюдения Миры Кита, в слое, порождающем яркие линии водорода, электронная температура ( $T_e$ ) низка — примерно того же порядка, что и эффективная температура звезды [6]. Такие оценки основываются на совершенно общих соображениях и производятся по величине бальмеровского декремента, который в случае движущейся звездной атмосферы близ границы серии превращается в бальмановский, что позволяет найти значение  $\theta_e = 5040/T_e$  (рис. 1; проведенная кривая в области малых энергий связи  $\chi$  имеет наклон, соответствующий эффективной температуре звезды  $T_{\text{eff}} = 2300^\circ\text{K}$ . Рассеяние точек таково, что допускает  $1500^\circ \leq T_e \leq 4000^\circ$ ; при этом существенная недооценка величины  $T_e$ , связанная с действием физического экранирования вышележащей абсорбцией, у звезды типа М вряд ли возможна: полос TiO, которые способны резко усиливать экранирование при уменьшении длины волны, в рассматриваемой области спектра нет, так что бальмеровская эмиссия в случае Миры прослеживается очень далеко — вплоть до  $\text{H}_{36}$  [7]; см. также обсуждение в [6]). Имеющиеся в настоящее время наблюдательные данные позволяют заключить, что электронная температура в атмосферах мирид, по-видимому, действительно невысока.

Ниже предпринимается попытка детально разработать флуоресцентную концепцию Шайна, т. е. теоретически оценить величину ультрафиолетового избытка, необходимого для возникновения в спектре Миры Кита ярких линий водорода наблюдаемой интенсивности. Анализ вопроса об ультрафиолетовом избытке удобно начать с оценки той «занстровской» температуры, которая должна соответствовать интенсивности эмиссионных линий водорода.\* Отметим сразу же, что при низкой электронной температуре этот гипотетический ультрафиолетовый избыток вряд ли может быть очень большим, а степень ионизации водорода — высокой (при значительной температуре ионизирующего излучения понадобился бы мощный охлаждающий механизм, способный уменьшать  $T_e$  до наблюдаемого низкого уровня).

Дальнейшее изложение ведется по следующему плану.

\* Предварительная попытка в этом направлении, предпринятая в [6], обесценивается вычислительной ошибкой [8], которая повела к значительному преувеличению температур; кроме того, в этой работе недостаточно корректно учтено понижающее влияние, оказываемое ионизациями со второго уровня.

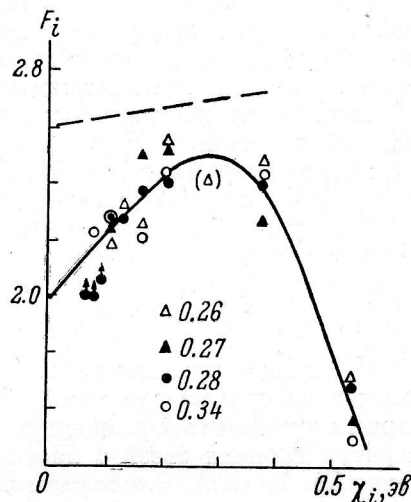


Рис. 1. К оценке электронной температуры Миры Кита по предельному декременту серии Бальмера.

Различные условные обозначения соответствуют разным фазам цикла (в долях периода). Угловой коэффициент кривой  $F_i(\chi_i) = \text{const} + \lg\left(\frac{i^3}{g_{i2}} I_{i2}\right)$  в области малых  $\chi$  дает  $\theta_e = \frac{5040}{T_e}$ . Штриховой прямой показан наклон, соответствующий  $T_e = 15\,000^\circ\text{K}$ .

В разделе II выводится основное уравнение, обобщающее известную формулу Занстра применительно к случаю очень поздних объектов с оболочками малого радиуса.

В разделе III дается сводка необходимых наблюдательных данных для Миры Кита; путем учета ионизаций лишь из основного состояния атома водорода и рекомбинаций на все уровни этого атома (обычный флуоресцентный механизм) методом предельного перехода к границе бальмеровской серии определяется верхний предел возможных значений ионизационной («занстровской») температуры.

В разделе IV с использованием полученных сведений о температурном интервале рассматривается вопрос о влиянии ионизаций со второго атомного уровня на величины температур: исследуется его заселенность, оценивается оптическая толщина атмосферы за бальмеровским пределом, обусловленная нейтральным водородом, и заново, с учетом ионизаций из второго состояния, определяется ионизационная температура в зависимости от фазы цикла. Попутно оцениваются некоторые атмосферные параметры Миры Кита (в частности, среднее электронное давление  $\bar{P}_e$ ).

В разделе V проводится обсуждение полученных результатов (величина и локализация ультрафиолетового избытка, его поведение с фазой) и сопоставление их с другими данными наблюдений.

II. Метод определения температур по интенсивностям ярких линий («метод водорода»), развитый Занстра применительно к ядрам планетарных туманностей, неоднократно использовался также для оценки температур горячих звезд с протяженными атмосферами (звезд WR, Р Лебеда, Ве, Новых). Результаты таких оценок не раз ставились под сомнение; однако после необходимых видоизменений классической методики, учитывающих отличие общих физических условий в оболочках малого радиуса от условий в туманностях, этот способ и здесь дает надежные значения температур (см. [9]).

В случае эмиссионных объектов очень позднего типа — таких, как звезды Me — метод Занстра никогда не применялся, и сама мысль о возможности здесь подобных оценок кажется на первый взгляд довольно сомнительной: слишком велики отличия физических условий в рассматриваемых атмосферах от условий в туманностях. Тем не менее такие определения возможны.

Основное уравнение, обобщающее формулу Занстра на случай поздних объектов с оболочками малого радиуса, нетрудно получить из условия стационарности общего числа ионизаций и рекомбинаций водородных атомов в атмосфере (физические условия в оболочке долгопериодической переменной считаются квазистационарными). При этом можно пренебречь ударными ионизациями и рекомбинациями по сравнению с аналогичными радиативными процессами.\* Таким образом,

$$4\pi \int (n_1 B_{1c\rho_{1c}} - n_e n^+ C_1) r^2 dr + 4\pi \int n_2 B_{2c\rho_{2c}} r^2 dr = \\ = 4\pi \int \left[ S_2 - \sum_3^{\infty} \frac{n_i}{n_e n^+} B_{ic\rho_{ic}} \right] n_e n^+ r^2 dr. \quad (1)$$

\* Действительно, обе разновидности ионизаций играют сравнимую роль при электронных концентрациях  $n_e \approx B_{ic\rho_{ic}}/b_{ic}$  (обозначения обычны; выражение для коэффициента ударной ионизации  $b_{ic}$  см, например, в [19]). В разреженной низкотемпературной атмосфере с  $T \sim 3 \cdot 10^3 \div 4 \cdot 10^3$  К и  $n_e \sim 10^9 \div 3 \cdot 10^9$ , что типично для позднего гиганта, ионизации столкновениями становятся существенными лишь для верхних уровней, примыкающих к границе континуума ( $i \geq 15$ ). То же справедливо и для рекомбинаций.

Здесь, как обычно,

$$n_i B_{ic} \rho_{ic} \equiv n_i \int_{\nu_{ic}}^{\infty} \alpha_i(\nu) \frac{c \rho_{\nu}}{h \nu} d\nu \quad (2)$$

— число актов фотоионизации с уровня  $i$  в единице объема за единицу времени,  $\alpha_i(\nu)$  — атомный коэффициент непрерывного поглощения с уровня  $i$ ,  $\rho_{\nu}$  — плотность излучения,  $C_i(T_e)$  — коэффициент рекомбинации,

$$S_i(T_e) \equiv \sum_{k=i}^{\infty} C_k(T_e); \quad (3)$$

остальные обозначения очевидны.

Соотношение (1) представляет собой уравнение стационарности, записанное в интегральной форме (т. е. для атмосферы как целого); ему придан такой вид, что первый член левой части дает общее число  $L_c$ -квантов, перерабатываемых в атмосфере за единицу времени, а второй член — общее число фотоионизаций со второго уровня; справа стоит разность между числом рекомбинаций на все уровни, кроме основного, и числом фотоионизаций из возбужденных состояний, начиная с третьего.

Привлечем выражение для полного числа квантов  $h\nu_{i2}$ , излучаемых атмосферой за единицу времени в яркой бальмеровской линии:

$$N_{i2} \equiv 4\pi \int n_i A_{i2} \beta_{2i} r^2 dr = 4\pi \int \frac{b_i \beta_{2i}}{2Q_{i2}} S_2 n_e n^+ r^2 dr. \quad (4)$$

Здесь  $A_{i2}$  — вероятность спонтанного перехода;  $\beta_{2i}$  — доля квантов  $h\nu_{i2}$ , свободно уходящая из данного места наружу ( $1-\beta$  — локальная мера самопоглощения);

$$b_i \equiv \frac{2}{g_i} \cdot \frac{n_i}{n_e n^+} \cdot \frac{(2\pi m k T_e)^{3/2}}{h^3} e^{-\chi_i/kT_e} \quad (5)$$

— фактор Мензела [10], характеризующий уклонение населенности уровня  $i$  от равновесной ( $g_i$  — статистический вес);

$$Q_{i2}(T_e) \equiv \frac{(2\pi m k T_e)^{3/2}}{g_i A_{i2} h^3} S_2(T_e) e^{-\chi_i/kT_e}. \quad (6)$$

Применив к интегралам теорему о среднем, исключим из выражений (1) и (4) множитель  $4\pi \int S_2 n_e n^+ r^2 dr$ ; в обозначениях

$$N_{ic} \equiv 4\pi \int (n_i B_{ic} \rho_{ic} - n_e n^+ C_i) r^2 dr \quad (7)$$

и

$$f \equiv 1 - \frac{1}{S_2} \sum_3^{\infty} \frac{n_i}{n_e n^+} B_{ic} \rho_{ic} \quad (8)$$

получим

$$N_{1c} + 4\pi \int n_2 B_{2c} \rho_{2c} r^2 dr = 2f \frac{Q_{i2}}{b_i \beta_{2i}} N_{i2} \quad (9)$$

(здесь и далее электронной температуре приписывается некоторое среднее для всей атмосферы значение).

Преобразуем это основное уравнение. Будем считать, что распределение энергии в непрерывном спектре фотосферы всюду за пределом серии Бальмера можно аппроксимировать формулой Планка с единым значением температуры  $T = T_*$ . В атмосфере звезды М водород в основном нейтрален и  $L_c$ -излучение здесь должно практически полностью перерабатываться в кванты меньших частот; общее число перерабатываемых за единицу времени  $L_c$ -квантов можно приравнять числу таких квантов, выходящих из фотосферы:

$$N_{1c} = \frac{8\pi^2 R^2}{c^2} \cdot \frac{v_{1c}^3}{x_*^3} \int_{x_*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}; \quad (10)$$

здесь  $R$  — радиус фотосферы, а

$$x_* \equiv \frac{h\nu_{1c}}{kT_*} = \frac{157890}{T_*}. \quad (11)$$

Второй член левой части (9) можно разбить на два слагаемых, которые соответствуют ионизациям квантами бальмеровского континуума и  $L_c$ -квантами, возникающими в атмосфере при флуоресценции. Оценим величину первого из этих слагаемых.

Средняя оптическая толщина атмосферы («обращающего слоя») за бальмеровским пределом  $\Delta\tau_2 = \Delta\tau + \Delta\tau_2$  (H) по самому определению должна быть меньше единицы (у гигантов М в ближнем ультрафиолете молекулярное поглощение мало или вообще отсутствует (см. Ф. Кинан [11]), так что  $\Delta\tau_2$  может быть, как обычно, порядка 0.3—0.5; здесь и далее  $\Delta\tau_2$  (H) есть толщина, обусловленная нейтральным водородом, а  $\Delta\tau$  — остальными поглощающими агентами). Если учитывать лишь геометрическую диллюцию и экстинкцию фотосферного излучения в атмосфере, то получим

$$\begin{aligned} 4\pi \int n_2 B_{2c} \rho_{2c} r^2 dr &= 4\pi \int_{\nu_{2c}}^{\infty} \frac{cd\nu}{h\nu} \int_0^{\tau_\nu(H)} \rho_\nu r^2 d\tau_\nu(H) \simeq \\ &\simeq 4 \left( \frac{r}{R} \right)^2 W(r) \Delta\tau_2(H) \frac{8\pi^2 R^2}{c^2} \cdot \frac{v_{1c}^3}{x_*^3} \int_{\frac{x_*}{4}}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}. \end{aligned} \quad (12)$$

Пренебрегая здесь диффузным излучением атмосферы за бальмеровским пределом, мы рискуем лишь слегка повысить получаемые в конечном счете величины  $T_*$ .

Что касается слагаемого, учитывающего ионизацию квантами  $L_\alpha$ , то ему можно придать следующий вид:

$$N_{2c}^\alpha \equiv 4\pi \int n_2 \alpha_2(\nu_{12}) \frac{c^2 \nu_{12}}{h\nu_{12}} r^2 dr \simeq \frac{16\pi^2 R^2}{c^2} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_H}} \alpha_2(\nu_{12}) \mathfrak{N}_1(H) \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \nu_{12}^3, \quad (13)$$

где  $\mathfrak{N}_1(H) \simeq \mathfrak{N}(H)$  — число атомов водорода над фотосферой.

Обратимся к правой части уравнения (9). Величину  $N_{i2}$  нетрудно выразить через поток энергии  $I_{i2}$  в соответствующей яркой линии в направлении наблюдателя:

$$N_{i2} = \frac{4\pi}{1 - \bar{W}} \cdot \frac{I_{i2}}{h\nu_{i2}} \quad (14)$$

(см. [6]; множитель  $\frac{1}{1 - \bar{W}}$  учитывает экранирование тыльной части атмосферы непрозрачным телом звезды).

Далее, фактор  $f$  (см. (8)), учитывающий роль фотоионизаций с третьего и более высоких уровней, есть величина не намного меньшая единицы. Действительно, при интенсивной флуоресцентной переработке излучения должно быть  $\sum_3^{\infty} n_i B_{i_0 i_0} / n_e n^+ S_3 < 1$ : после рекомбинаций на третий и более высокие уровни часть атомов совершает радиативные переходы вниз (причем соответствующие кванты уходят наружу) и лишь некоторая доля их вновь переводится с этих уровней в континуум. Так как к тому же  $S_3 < S_2$ , то справедливо неравенство

$$1 \geq f > C_2/S_2, \quad (15)$$

причем верхняя граница соответствует небулярному случаю, когда каскадные переходы вообще не прерываются ионизациями, а нижняя — детальному равновесию. Принимая, далее,  $f=1$ , мы рискуем несколько преувеличить получающиеся в конечном счете значения  $T_*$ ; впрочем, как показали численные оценки, это преувеличение сравнительно мало (при  $f=C_2/S_2$  температуры понижаются всего на  $80-90^\circ$ ).

Если принять все это во внимание, то, учтя, что

$$4 \left( \frac{r}{R} \right)^2 \overline{W(r)} \times (1 - \overline{W}) \simeq 1,$$

исключив радиус  $R$  при помощи соотношения

$$\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 = E_r \quad (16)$$

( $T_{\text{eff}}$  — эффективная температура,  $E_r$  — радиометрический поток энергии от диска звезды) и обозначив

$$I_\alpha \equiv \frac{2}{c} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_H}} \alpha_2 (\nu_{12}) \left( \frac{\nu_{12}}{\nu_{1c}} \right)^3 \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \mathfrak{N}(H), \quad (17)$$

взамен (9) окончательно получим

$$(1 - \overline{W}) \left[ \frac{1}{x_*^3} \int_{x_*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} + I_\alpha \right] + \frac{\Delta \tau_2(H)}{x_*^3} \int_{\frac{x_*}{4}}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5}{15} \cdot \frac{\nu_{1c}}{\nu_{i2}} \cdot \frac{Q_{i2}(T_e)}{b_i \beta_{2i}} \cdot \frac{1}{x_{\text{eff}}^4} \cdot \frac{I_{i2}}{Er}. \quad (18)$$

Отметим здесь следующие отличия этого уравнения от классической формулы Занстра.

1. В обычном уравнении сопоставляется число  $L_c$ -квантов, излучаемых фотосферой (и перерабатываемых в частоты линий), с числом фотосферных квантов в видимой области непрерывного спектра. В рассматриваемом случае сопоставляются числа квантов за границами первой и второй атомных серий водорода с общим числом квантов, излучаемых звездой во всем спектральном диапазоне. Эта модификация вызвана тем, что уровень непрерывного спектра у поздних звезд обозначить практически невозможно из-за перекрытия абсорбционных полос молекулярных соединений. Определяемая таким способом «ультрафиолетовая» температура  $T_*$  отличается от обычной «занстровской» температуры и является скорее не цветовой, а яркостной; в совокупности с эффективной температурой  $T_{\text{eff}}$  она служит удобной характеристикой величины ультрафиолетового избытка.

2. Формула (18) учитывает, что в случае поздних звезд поток фото-сферного  $L_c$ -излучения даже при наличии некоторого ультрафиолетового избытка может оказаться значительно меньшим, чем поток за пределом серии Бальмера. Поэтому число ионизаций со второго уровня, несмотря на его малую заселенность, может, вообще говоря, превышать число перерабатываемых  $L_c$ -квантов. Если этим обстоятельством пренебречь, то количество  $L_c$ -квантов окажется искусственно завышенным, что приведет к преувеличению температур  $T_*$ .

3. В отличие от обычного уравнения, использующего одновременно все бальмеровские линии, формула (18) получена для отдельной спектральной линии. Такое видоизменение существенно, так как сильные бальмеровские линии у звезд Me подавлены или значительно ослаблены селективной абсорбцией, что затрудняет прямое определение полного числа бальмеровских квантов, возникающих в атмосфере. При оценках температуры с помощью формулы (18) можно использовать отдельные линии, не подверженные заметным искажениям.

III. Установим сперва верхний предел возможных значений температур  $T_*$  (max  $T_*$ ). Для этого в левой части уравнения (18) отбросим все слагаемые, кроме первого, т. е. будем учитывать лишь фотоионизации из основного состояния атома водорода. Примем также, что температуры  $T_e$  и max  $T_*$  совпадают. Не исключено, вообще говоря, что  $T_e < \text{max } T_*$ , т. е. что в результате такого допущения мы рискуем несколько завысить  $T_e$ . Однако здесь оценивается верхний предел величины  $T_*$ , а такое допущение способно лишь отодвинуть этот предел еще выше (при возрастании  $T_e$  величина  $Q_{i2}(T_e)$  увеличивается).

При сделанных допущениях уравнение (18) превращается в следующее:

$$\lg \int_{x_*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} - \lg S_2(x_*) - 1.5 \lg x_* = \lg \frac{M_i}{1 - W} - \lg \overline{b_i \beta_{2i}}, \quad (19)$$

где, с учетом известного выражения для вероятности  $A_{i2}$  в случае водородоподобных атомов,

$$\lg M_i \equiv 15.20 - \lg E_r - 4 \lg x_{\text{eff}} + \lg I_{i2} + 3 \lg i - \lg g_{2i} - 0.434 \frac{x_*}{i^2} \quad (20)$$

( $g_{2i}$  есть фактор Гаунта [10],  $x_{\text{eff}} \equiv \frac{157890}{T_{\text{eff}}}$ ).

Для определения значений  $x_*$  по формуле (19) необходимо располагать сведениями о величинах  $\overline{b_i \beta_{2i}}$ . Эти величины для каждой отдельной линии заранее неизвестны, однако при переходе к границе серии Бальмера значение  $\overline{b_i \beta_{2i}}$  стремится к единице [6]. Действительно, числа  $b_i$  стремятся к значению  $\overline{b}$  для континуума, равному единице (распределение частиц по энергиям считается здесь равновесным при температуре  $T = T_e$ ), причем это стремление усугубляется «выравнивающим» действием слабых электронных ударов [12], приближающим населенности верхних уровней к равновесным. Самопоглощение же близ границы сходит на нет из-за убывания силы осциллятора. Таким образом, при оценке величины  $x_*$  можно воспользоваться методом предельного перехода к границе спектральной серии.

Действительно, правая часть уравнения (19) не должна зависеть от  $i$ ; поэтому при  $\chi_i \rightarrow 0$  должно быть  $M_i(x_*) \rightarrow M$ , причем, как видно из (20), это предельное значение не зависит также и от  $x_*$ . Таким образом, правая часть (19) принимает вид:  $\lg \frac{M}{1 - W}$ , где  $M = \lim_{\chi_i \rightarrow 0} M_i$ , т. е. оцени-



вается путем предельного перехода к границе серии. Такие оценки облегчаются тем, что при любых  $x_*$  предельные значения должны совпадать, т. е. должен получаться пучок кривых, сходящихся в одной точке на оси ординат (см. рис. 2, где в качестве примера даны кривые  $\lg M_i(\chi_i)$  для двух фаз цикла Миры Кита, при проведении которых обращалось внимание на ослабление ряда водородных линий селективной абсорбцией).

Определения чисел  $M$  для случая Миры Кита описанным способом основываются на следующих наблюдательных данных.

Были использованы спектрофотометрические результаты Р. Скотта [13], полученные при помощи объективной призмы (дисперсия  $60 \text{ \AA}/\text{мм}$  близ  $H_\beta$ ) для нисходящей ветви кривой блеска Миры Кита. Интенсивности  $I$  выражены в этом исследовании в  $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек.}$  и отнесены к границе земной атмосферы. Мы произвели некоторое их сглаживание по фазам, что уменьшает случайный разброс, но оставляет в неприкосновенности все «провалы» в декрементах, связанные с экранированием ряда линий селективной абсорбцией в вышележащих слоях. Полученные таким способом сглаженные интенсивности ( $\lg I_{i2}$ ) в зависимости от фазы цикла ( $\varphi$ ) даны в табл. 1 (в скобках — результаты реконструкции линии  $H_\beta$  [13], которая значительно ослаблена линией  $H \text{ CaII}$ ).

В табл. 2 приведены другие необходимые параметры Миры.

Значения  $T$  (WC), полученные Петтитом и Никольсоном [14] при помощи водяного фильтра (они также были сглажены нами по фазам), принимаются далее за эффективные температуры. Из этого же исследования взяты и радиометрические величины  $m_r^0$ , отнесенные за атмосферу. По первоначальной калибровке Петгита и Никольсона величине  $m_r=0$  соответствует поток энергии  $E_r(0)=1.207 \times 10^{-5} \text{ эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек.}$ ; однако, согласно недавнему исследованию Джонсона [15], здесь была допущена недооценка инструментальных потерь (примерно на 20%). Приведенные в табл. 2 значения получены с учетом этого обстоятельства. О данных, содержащихся в двух последних строках таблицы, будет сказано позднее.

Результаты определения чисел  $M$  приводятся в табл. 3; возможные ошибки в  $\lg M = \lim [\lg M_i]$  (см. (20)), связанные с экстраполяцией к границе серии (см. рис. 2), порядка 0.1—0.2. Такая точность вполне достаточна для наших целей.

При использовании формулы (19) удобна следующая аппроксимация, основанная на данных Ситона [16]:

$$\lg S_2(x) = -13.223 + 0.5 \lg x + \lg \left[ \lg x + \frac{0.407}{x^{1/3}} - 0.063 \right]; \quad (21)$$

величина  $\int_{x_*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}$  до  $x_* = 12.0$  подробно табулирована в [17], а для боль-

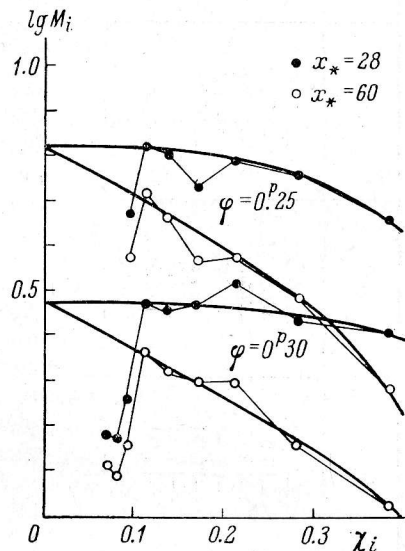


Рис. 2. Определение чисел  $M$  в случае Миры Кита путем предельного перехода к границе серии Бальмера.

ТАБЛИЦА 1

$i$	$\varphi$	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45
$6H_s$		-13.15	-13.27	-13.41	-13.58	-13.77	-14.00	-14.35	-14.82	-15.40
$7H_e$		-	-	-	-	(-13.95)	(-14.25)	(-14.75)	-	-
$8H_c$		-13.64	-13.74	-13.85	-13.99	-14.15	-14.40	-14.80	-15.30	-15.85
$9H_f$		-13.98	-14.05	-14.13	-14.25	-14.40	-14.64	-15.02	-15.57	-16.10
$10H_0$		-13.90	-14.02	-14.14	-14.30	-14.50	-14.82	-15.30	-	-
$11H_i$		-13.90	-14.05	-14.20	-14.40	-14.62	-14.95	-15.85	-	-
$12H_z$		-	-	-	-	-14.90	-15.30	-	-	-
$13H_\lambda$		-	-	-	-	-	-15.5	-	-	-
$14H_p$		-	-	-	-	-	-15.6	-	-	-

ших  $x_*$  легко вычисляется при помощи разложения

$$\int_{x_*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = \sum_{i=1}^{\infty} e^{-ix_*} \left( \frac{2}{i^3} + \frac{2x_*}{i^2} + \frac{x_*^2}{i} \right) \quad (22)$$

(см. [18]).

В итоге было найдено, что величина  $\max T_*$  меняется от  $6200^\circ \text{K}$  (фаза  $0^p.05$ ) до  $5000^\circ \text{K}$  (фаза  $0^p.45$ ). Это, как уже говорилось, крайние верхние пределы возможных значений  $T_*$ .

Таким образом, ионизационная температура Миры заведомо не превышает примерно  $6000^\circ \text{K}$ ; при этом, как и предполагалось, практически весь водород в атмосфере должен находиться в нейтральном состоянии.

IV. Для определения истинных значений температуры  $T_*$  следует учесть влияние ионизаций со второго уровня; пренебрегая соответствующим слагаемым в уравнении (18), мы рискуем преувеличить число  $L_c$ -квантов, посылаемых фотосферой, т. е. переоценить температуру  $T_*$ .

Основная трудность связана здесь с оценкой оптической толщины

$$\Delta\tau_2(H) = \alpha_2(\bar{\nu}) \mathfrak{N}_2(H) \simeq 10^{-17} \left( \frac{n_2}{n_1} \right) \mathfrak{N}(H), \quad (23)$$

для которой, помимо сведений о числе  $\mathfrak{N}(H)$  водородных атомов над  $1 \text{ cm}^2$  фотосферы, надо знать также среднюю степень возбуждения второго уровня (число  $(n_2/n_1)$ ). В случае движущейся низкотемпературной атмосферы его населенность может, вообще говоря, контролироваться как радиативными процессами, так и столкновениями со свободными электронами, причем трудно заранее сказать, что является здесь более существенным. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Попытаемся найти среднее для атмосферы значение величины  $n_2/n_1$  из уравнений стационарности для первого и второго уровней. Если пренебречь здесь ударными ионизациями и рекомбинациями при тройных столкновениях (см. раздел II), но учитывать влияние ударов на заселение дискретных уровней, то будем иметь следующие достаточно общие уравнения (см. [19]):

$$n_1 B_{1c} \rho_{1c} = \sum_2^{\infty} n_i A_{i1} \beta_{i1} + n_e \sum_2^{\infty} (n_i a_{i1} - \quad (24)$$

$$-n_1 b_{1i}) + n_e n^+ C_1, \quad n_2 B_{2e} \rho_{2e} + n_2 A_{21} \beta_{12} + n_e (n_2 a_{21} - n_1 b_{12}) =$$

$$= \sum_3^{\infty} n_i A_{i2} \beta_{2i} + n_e \sum_3^{\infty} (n_i a_{i2} - n_2 b_{2i}) + n_e n^+ C_2. \quad (25)$$

Коэффициенты ударного возбуждения  $b_{ki}$  и деактивации  $a_{ik}$  связаны соотношением

$$\frac{b_{ki}}{a_{ik}} = \frac{g_i}{g_k} \cdot e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT_e}}, \quad (26)$$

причем

$$a_{ik} = \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{24\pi^2 e^4 m f_{ki}}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \left[ \frac{kT_e}{h\nu_{ik}} - e^{\frac{h\nu_{ik}}{kT_e}} E_i \left( \frac{h\nu_{ik}}{kT_e} \right) \right], \quad (27)$$

где  $f_{ki}$  — сила осциллятора.

ТАБЛИЦА 2

Параметры Миры Кита	$\varphi$								
	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45
$T$ (WC)	2650°	2550°	2440°	2340°	2270°	2200°	2120°	2050°	2000°
$m_r$	-0.80	-0.83	-0.83	-0.81	-0.76	-0.67	-0.53	-0.38	-0.23
$\lg E_r$	-4.515	-4.503	-4.503	-4.511	-4.531	-4.567	-4.623	-4.683	-4.743
$\lg \mathfrak{N}$ (CaI)	18.15	18.30	18.45	18.60	18.70	18.80	18.90	18.95	19.00
$\lg \mathfrak{N}$ (CaII)	19.65	19.63	19.58	19.54	19.47	19.40	19.34	19.25	19.17

Если принять обозначения типа (4) и (7), то после интегрирования уравнений (24) и (25) по всему объему атмосферы получим

$$N_{1e} = \sum_2^{\infty} N_{i1} + 4\pi \int \sum_2^{\infty} \left( \frac{n_i}{n_1} \cdot \frac{a_{i1}}{b_{1i}} - 1 \right) b_{1i} n_1 n_e r^2 dr, \quad (28)$$

$$N_{2e} + N_{21} = \sum_3^{\infty} N_{i2} + 4\pi \int \sum_3^{\infty} \left( \frac{n_i}{n_2} \cdot \frac{a_{i2}}{b_{2i}} - 1 \right) b_{2i} n_2 n_e r^2 dr +$$

$$+ 4\pi \int (b_{12} n_1 - a_{21} n_2) n_e r^2 dr. \quad (29)$$

В случае развитой флуоресценции при  $i \geq 3$   $\frac{N_{i1}}{N_{i2}} \ll 1$ , т. е. числа квантов, выходящих наружу в лаймановских линиях, начиная с  $L_\beta$ , должны быть гораздо меньшими, чем в соответствующих (возникающих при переходах с тех же верхних уровней) бальмеровских линиях. Действительно ввиду большой непрозрачности в линиях первой серии значительная часть  $L_i$ -квантов дробится при рассеяниях на  $L_\gamma$ - и  $H_i$ -кванты, причем последние сравнительно беспрепятственно уходят наружу; как нетрудно показать, в случае расширяющейся атмосферы

$$\frac{N_{i1}}{N_{i2}} \approx \frac{64}{i^2} \left( \frac{i^2 - 1}{i^2 - 4} \right)^3 \cdot \frac{n_2}{n_1} \ll 1.$$

ТАБЛИЦА 3

$\varphi$	$\lg M$	$\varphi$	$\lg M$	$\varphi$	$\lg M$
0 <sup>p</sup> .05	1.80	0 <sup>p</sup> .20	1.08	0 <sup>p</sup> .35	0.10
0.10	1.57	0.25	0.82	0.40	-0.41
0.15	1.36	0.30	0.48	0.45	-0.98

Учитывая это замечание, а также то, что при  $i \geq 3$   $\frac{a_{i1}}{a_{i2}} \ll 1$ , просуммируем уравнения (28) и (29). Получим

$$N_{1e} + N_{2e} \simeq \sum_3^{\infty} N_{i2} + 4\pi \int \sum_3^{\infty} \left( \frac{n_i}{n_2} \cdot \frac{a_{i2}}{b_{2i}} - 1 \right) b_{2i} n_2 n_e r^2 dr - \\ - 4\pi \int \sum_3^{\infty} b_{1i} n_1 n_e r^2 dr. \quad (30)$$

Сравним это уравнение с (28). Так как при не слишком высоких электронных температурах

$$\sum_3^{\infty} \frac{g_i}{g_2} \cdot \frac{a_{i1}}{a_{21}} e^{-\frac{h\nu_{2i}}{kT_e}} \ll 1,$$

то в результате такого сравнения находим

$$N_{1e} \simeq N_{21} + 4\pi \int (n_2 a_{21} - n_1 b_{12}) n_e r^2 dr, \quad (31)$$

где  $N_{21} \equiv 4\pi \int n_2 A_{21} \beta_{12} r^2 dr$ , причем в случае движущейся атмосферы, непрозрачной в линии  $L_{\alpha}$ ,

$$A_{21} \beta_{12} = \frac{2\pi}{3} \left( \frac{\nu_{12}}{c} \right)^3 \cdot \frac{1}{n_1} \cdot \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 V) \quad (32)$$

( $V(r)$  — скорость расширения; см. В. В. Соболев [20]). Принимая во внимание (10), получаем

$$\frac{2\pi R^2}{c^2} \cdot \frac{\nu_{1c}^3}{x_*^3} \int_{x_*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} \simeq \frac{2\pi}{3} \left( \frac{\nu_{12}}{c} \right)^3 \overline{\left( \frac{n_2}{n_1} \right)} \int \frac{d}{dr} (r^2 V) dr + \\ + \left[ \overline{\left( \frac{n_2}{n_1} \right)} - \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}} \right] a_{21} \int n_1 n_e r^2 dr. \quad (33)$$

Способы осреднения величины  $\frac{n_2}{n_1}$  в первом и втором членах правой части уравнения (33) различны; мы этим различием пренебрежем. В таком случае

$$\overline{\left( \frac{n_2}{n_1} \right)} \simeq \frac{\frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}} a_{21} \int n_1 n_e \left( \frac{r}{R} \right)^2 dr + \frac{2\pi}{c^2} \cdot \frac{\nu_{1c}^3}{x_*^3} \int_{x_*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}}{a_{21} \int n_1 n_e \left( \frac{r}{R} \right)^2 dr + \frac{2\pi}{3} \left( \frac{\nu_{12}}{c} \right)^3 \int \frac{d}{dr} \left( \frac{r^2 V}{R^2} \right) dr}, \quad (34)$$

или

$$\overline{\left( \frac{n_2}{n_1} \right)} \simeq \frac{\frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}} + \frac{2\pi\nu_{1c}^3}{a_{21}c^2} \cdot \frac{1}{\bar{n}_e \mathcal{N}(H)} \cdot \frac{1}{x_*^3} \int_{x_*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}}{1 + \frac{4\pi}{3} \left( \frac{\nu_{12}}{c} \right)^3 \cdot \frac{1}{a_{21}} \cdot \frac{\bar{V}}{\bar{n}_e \mathcal{N}(H)} \cdot \frac{\Delta R}{R}}. \quad (35)$$

Здесь  $\bar{n}_e$  — средняя электронная концентрация в атмосфере, а  $\Delta R$  — ее эффективная линейная толщина; принимается, что  $\Delta R/R$  заметно меньше единицы. Численные оценки показывают, что в интересующем нас слу-

чае ( $\bar{V}$  порядка десятков км/сек. и  $\bar{n}_e > 10^6$ ) второй член знаменателя (35) намного меньше единицы, так что его можно сразу же отбросить; в результате

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \simeq \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}} + \frac{3.4 \times 10^{25}}{T_e^{1/2}} \cdot \frac{1}{\bar{n}_e \mathcal{N}(\text{H})} \cdot \frac{1}{x_*^3} \int_{x_*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1}. \quad (36)$$

Для оценки средней электронной концентрации  $\bar{n}_e$  обратимся к уравнению ионизации Ca, считая известными из наблюдений числа  $\mathcal{N}(\text{Ca I})$  и  $\mathcal{N}(\text{Ca II})$  атомов нейтрального и ионизованного кальция над фотосферой. Рассматриваемая атмосфера является протяженной, поэтому следует учитывать геометрическую диллюцию и экстинкцию ионизирующего излучения

$$\frac{n(\text{Ca II})}{n(\text{Ca I})} n_e \simeq 4 \left(\frac{2\pi mk}{h^2}\right)^{3/2} T_e^{1/2} T_* e^{-\frac{\chi_{\text{Ca I}}}{kT_*}} W(r) e^{-\tau}. \quad (37)$$

Полагая, что за ионизационным пределом Ca I экстинкция обусловлена лишь этими атомами, в результате интегрирования из (37) находим

$$\bar{n}_e \simeq 8.2 \times 10^{37} \cdot \bar{W} \cdot \frac{T_e^{1/2}}{\mathcal{N}(\text{Ca II})} \cdot \frac{1 - \exp[-1.9 \times 10^{-17} \mathcal{N}(\text{Ca I})]}{x_* e^{0.449 x_*}} \quad (38)$$

(здесь взято  $\alpha_{\text{Ca I}}(\bar{\nu}) = 1.9 \times 10^{-17} \text{ см}^2$  [24]). Входящая сюда величина  $\bar{W}$  может быть лишь не намного меньше граничного значения 0.5 (далее при оценках используется ориентировочное значение 0.4).

Число  $\mathcal{N}(\text{H})$  атомов водорода над фотосферой может быть найдено по числу атомов Ca, которое получается из эквивалентных ширин линий Ca I и Ca II (при  $T < 6000^\circ$  вторая ионизация кальция несущественна)

$$\mathcal{N}(\text{H}) = \frac{\epsilon_{\text{H}}}{\epsilon_{\text{Ca}}} \mathcal{N}(\text{Ca}) = \frac{\epsilon_{\text{H}}}{\epsilon_{\text{Ca}}} [\mathcal{N}(\text{Ca I}) + \mathcal{N}(\text{Ca II})]. \quad (39)$$

Здесь  $\epsilon$  есть относительное содержание элемента по числу атомов. Значения величин  $\mathcal{N}(\text{Ca I})$  и  $\mathcal{N}(\text{Ca II})$  в случае Миры Кита приведены в двух последних строках табл. 2; они получены из эквивалентных ширин линий  $\lambda 4227 \text{ Ca I}$  и  $\text{H Ca II}$  [13] после сглаживания по фазам. Эти эквивалентные ширины, по-видимому, вполне надежны (для Ca II, например, отличие от результатов [22], полученных при дисперсии  $10 \text{ \AA/мм}$ , не превышает 10%). При переходе от интенсивностей к числам атомов мы, в отличие от Р. Скотта [13], пользовались не солнечной, а классической постоянной затухания: судя по имеющимся данным (см. в [11] статью Л. Аллера), у звезд-гигантов отклонения от классического значения невелики. Что касается относительного содержания металлов в атмосфере Миры, то, по последним данным [23], оно понижено примерно в 10 раз по сравнению с солнечным (у мирид с высокими пространственными скоростями этот дефицит достигает  $10^2$ ); поэтому при расчетах было принято  $\frac{\epsilon_{\text{H}}}{\epsilon_{\text{Ca}}} = 7 \times 10^6$  (см. [24]). Хотя в количественном отношении эта оценка не особенно надежна, ею, по-видимому, все же можно воспользоваться. Как показали расчеты, в случае Миры Кита при  $T_* \leq 6000^\circ$  первое слагаемое правой части (36) на много порядков больше второго. Иными словами, населенность второго уровня водородного атома контролируется столкновениями с электронами и является практически бальцмановской при температуре  $T = T_e$ . Ввиду важности этого вывода, остановимся на нем несколько подробнее.

Если учитывать лишь радиативные процессы и пренебречь столкновениями, то общее уравнение (34) даст

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right)_r \simeq 3 \left(\frac{\nu_{1c}}{\nu_{12}}\right)^3 \cdot \frac{1}{x_*^3} \int_{x_*}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} \left(\int \frac{d(r^2 V)}{R^2 c}\right)^{-1}. \quad (40)$$

Эту формулу легко получить также непосредственно из условия Занстра, приравнявая число  $L_c$ -квантов, перерабатываемых в атмосфере, числу  $L_a$ -квантов, покидающих атмосферу за то же время. При характерных для рассматриваемого случая небольших скоростях  $V$  степень возбуждения, вычисленная по формуле (40), получается весьма высокой. Объясняется это повышенным содержанием  $L_a$ -квантов, возникающих при флуоресценции и не способных свободно уходить наружу: роль эффекта Доплера, увеличивающего степень прозрачности в линиях, здесь недостаточно велика. Учет столкновений совершенно меняет картину. Высокая заселенность второго уровня, которая должна возникать при фотоионизациях и последующих каскадных переходах, снижается до равновесной (больцмановской) населенности благодаря сильному стабилизирующему действию ударов.

В итоге всех этих рассуждений для оптической толщины  $\Delta\tau_2$  (H) получаем, взамен (23), следующую формулу:

$$\Delta\tau_2(\text{H}) \simeq 4 \times 10^{-17} \frac{\varepsilon_{\text{H}}}{\varepsilon_{\text{Ca}}} \mathfrak{N}(\text{Ca}) e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}} \simeq 3 \times 10^{-10} \mathfrak{N}(\text{Ca}) e^{-\frac{3}{4} \cdot \frac{T_*}{T_e} x_*}. \quad (41)$$

Легко также убедиться в том, что при  $T_* \leq 6000^\circ$  величина левой части основного уравнения (18) целиком определяется последним слагаемым. Иными словами, в случае Миры Кита флуоресценция осуществляется в результате переработки энергии, поглощаемой за бальмеровским пределом; роль  $L_c$ -квантов при этом пренебрежимо мала. В отличие от обычного случая такую разновидность флуоресценции можно назвать «холодной».

Примем в качестве основного допущения, что в каждой фазе цикла Миры Кита электронная температура  $T_e$  совпадает с ионизационной температурой  $T_*$ . В таком случае для определения  $T_*$  можно использовать следующее простое уравнение, получающееся из (18):

$$\lg \int_{\frac{x_*}{4}}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} - \lg S_2(x_*) - 1.5 \lg x_* - 0.326 x_* = 9.55 - \lg \mathfrak{N}(\text{Ca}) + \lg M. \quad (42)$$

Числа  $M$  здесь те же, что и ранее (табл. 3); левая часть уравнения (42) в зависимости от  $x_*$  приводится в табл. 4.

ТАБЛИЦА 4

$x_*$	40	44	48	52	56	60
Левая часть (42)	-5.485	-7.240	-8.993	-10.742	-12.491	-14.239

Результаты определения температур  $T_*$ , оптических толщин  $\Delta\tau_2$  (H) и электронных давлений  $\bar{P}_e$  (см. формулу (38)) для Миры Кита в разных фазах цикла даны в табл. 5.

ТАБЛИЦА 5

$\varphi$	$T_*$ (°K)	$\lg \Delta\tau_2$ (H)	$\lg \bar{F}_e$	$\varphi$	$T_*$ (°K)	$\lg \Delta\tau_2$ (H)	$\lg \bar{F}_e$	$\varphi$	$T_*$ (°K)	$\lg \Delta\tau_2$ (H)	$\lg \bar{F}_e$
0.05	3400	-5.0	-3.4	0.20	3290	-5.6	-3.6	0.35	3160	-6.3	-3.9
0.10	3360	-5.2	-3.5	0.25	3260	-5.8	-3.7	0.40	3100	-6.7	-4.0
0.15	3330	-5.4	-3.6	0.30	3220	-6.0	-3.8	0.45	3030	-7.1	-4.2

V. Обсудим полученные результаты сначала в отношении их надежности. Левая часть уравнения (42) настолько сильно зависит от  $x_*$ , что даже значительные погрешности исходных величин (в частности — неопределенность в значениях  $M$  — см. рис. 2) не могут сколько-нибудь заметно отразиться на получаемых величинах  $T_*$ .

Вопрос о числе атомов  $\mathcal{N}$  (H) над фотосферой можно решить, не опираясь на данные о химическом составе (сведения о дефиците металлов в атмосфере Миры носят предварительный характер). Для этого достаточно воспользоваться уравнением диссоциации отрицательного иона водорода; проинтегрировав его по толщине атмосферы и исключив  $\bar{n}_e/\bar{W}$  при помощи уравнения ионизации Ca, нетрудно выразить  $\mathcal{N}$  (H) через числа  $\mathcal{N}$  (Ca I),  $\mathcal{N}$  (Ca II) и оптическую толщину атмосферы, обусловленную ионами  $H^-$ , в видимой части спектра ( $\lambda \sim 0.40-0.45$  мк). Считая, что у звезд M в этой спектральной области основная роль в непрерывном поглощении принадлежит иону  $H^-$ , для атмосферы можно, как обычно, принять  $\Delta\tau(H^-) \simeq 0.3$ . При этом внешний вид формулы (42) несколько изменится; однако значения  $T_*$  получатся здесь почти такими же, как и ранее.

В качестве основного допущения нами было принято равенство  $T_e = T_*$ ; в его пользу свидетельствует то, что полученные в результате величины  $T_*$  не выходят из границ возможных погрешностей прямых оценок  $T_e$  (см. раздел I). Отметим все же, что оптическая толщина  $\Delta\tau_2$  (H) (41) сильно зависит от  $T_e$ ; при значительных отличиях  $T_e$  от  $T_*$  результаты могут несколько измениться: в случае  $T_e < T_*$  получаются более высокие значения температуры  $T_*$ , а при  $T_e > T_*$  — меньшие, чем приведенные в табл. 5. Анализ вопроса о соотношении между этими двумя разновидностями температур труден, так как требует рассмотрения баланса энергии свободных электронов, которые в обсуждаемом случае поставляются, в основном, металлами. Если ориентироваться на результаты, полученные для водорода (см., например, [3]), то можно заключить, что в низкотемпературной области электронная и ионизационная температуры практически совпадают. При отсутствии особых механизмов охлаждения или разогрева электронного газа это равенство и в данном случае, как кажется, не должно нарушаться. Все это позволяет считать, что принятое допущение близко соответствует действительности.

Отметим также одно осложняющее обстоятельство, связанное с движением атмосферы. При определении чисел  $\mathcal{N}$  (Ca I) и  $\mathcal{N}$  (Ca II) по эквивалентным ширинам линий кальция использовалась Мензелова теоретическая кривая роста. Однако для расширяющейся атмосферы она может оказаться непригодной: благодаря дисперсии скоростей поглощающих атомов вдоль луча зрения насыщение наступает здесь при больших числах атомов, чем в неподвижном случае. Поэтому для образования сильной абсорбционной линии заданной интенсивности в движущейся атмосфере достаточно меньшего числа атомов, чем в неподвижной. Численные оценки пока затруднительны; можно лишь полагать, что при не слишком большом гра-

диенте скорости  $dV/dr$  этот эффект не особенно силен и, во всяком случае, лишь незначительно отражается на полученных здесь результатах.

Проведенный анализ позволяет заключить следующее.

1. Для возникновения ярких линий водорода в спектре Миры в результате флуоресценции достаточно, чтобы величина потока фотосферного излучения за пределом серии Бальмера соответствовала планковской температуре порядка  $3400^\circ$  близ максимума блеска и  $3000^\circ$  близ минимума. Флуоресцентной переработке подвергается ничтожная ( $10^{-5}$ — $10^{-7}$ ) доля этого бальмеровского потока; переработка  $L_c$ -излучения фотосферы в возникновении ярких линий водорода не играет практически никакой роли. При этом степень ионизации водорода в атмосфере исчезающе мала; населенность второго уровня водородного атома определяется столкновениями с электронами. Сильное ослабление водородной эмиссии у Миры Кита при спуске к минимуму вызвано как уменьшением бальмеровского фотосферного потока, так и в значительной степени уменьшением оптической толщины атмосферы  $\Delta\tau_2$  (H) (т. е. падением доли квантов, подвергающихся переработке).

2. В случае Миры Кита «ультрафиолетовые» температуры  $T_*$  получаются заметно большими, чем эффективные  $T_{\text{eff}}$ , причем к минимуму блеска относительное различие возрастает. Следовательно, в непрерывном излучении мирид должен существовать заметный ультрафиолетовый избыток, увеличивающийся при спуске к минимуму. Так как этот избыток локализуется сразу же за бальмеровским пределом, то он должен наблюдаться непосредственно.

3. Численные значения основных параметров атмосферы Миры Кита, получающиеся попутно при оценке температур  $T_*$ , именно таковы, каких можно ожидать для звезды ее спектрального типа и класса светимости. Так, найденные значения  $P_e$  хорошо согласуются с результатами, получаемыми для других поздних гигантов (см. рис. 3, где эти величины нанесены в зависимости от ионизационной температуры  $T_{\text{ion}}$ ; данные для звезд Ib, II и III заимствованы из разных источников; подробнее см. [25]). Общее число атомов над  $1 \text{ см}^2$  фотосферы в случае Миры получается  $\lg \mathcal{N} \approx 26.2 \div 26.5$ , а у обычных гигантов M5 —  $\sim 26.0$  (см. [21]; отметим, что, принимая для постоянной затухания вместо классического значения солнечное и не учитывая для Миры дефицит металлов, получим здесь разрыв на 1.5—2 порядка).

Следует указать, что в атмосфере Миры атомы кальция, по-видимому, стратифицированы: оптическая толщина  $\Delta\tau_1$  (CaI) во всех фазах получается намного больше единицы. Поэтому найденные здесь значения  $P_e$  характеризуют скорее зону CaII, а не атмосферу в среднем, для которой электронное давление должно быть несколько ниже. С учетом этого замечания можно оценить линейные масштабы атмосферы. Положим, в грубом приближении, что в зоне CaII все металлы однократно ионизованы; при этом линейная толщина зоны определится как

$$\Delta R(\text{Ca II}) \approx \frac{\mathcal{N}(\text{Ca II})}{\bar{n}_e} \sum_M \frac{\epsilon_M}{\epsilon_{\text{Ca}}} \approx 3 \times 10^{12} \text{ см}$$

(суммирование ведется по всем металлам; для относительных чисел атомов взяты солнечные значения [24]). Соответственно  $\frac{\Delta R(\text{Ca II})}{R} \sim \frac{1}{10}$  (при параллаксе  $\pi = 0.010$ ), т. е. атмосфера Миры действительно является протяженной.

Существование предсказываемого ультрафиолетового избытка в излучении мирид подтверждается имеющимися фотометрическими данными.



Исчерпывающий их анализ не входит в задачу настоящей статьи; остановимся лишь на результатах недавнего исследования Й. Смака [26], посвященного UVV-фотометрии мирид. Кратко их можно резюмировать следующим образом.

Показатели цвета U—B мирид класса Me, как правило, достигают наибольших значений в максимуме блеска и сильно (иногда более, чем на  $1^m$ ) убывают к минимуму. Однако даже в максимуме (т. е. в наиболее «красных» фазах) эти показатели оказываются заметно меньшими, чем

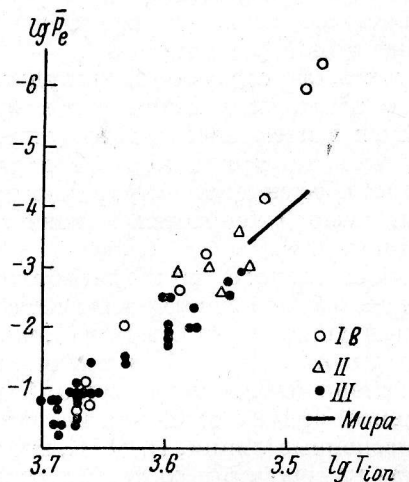


Рис. 3. Зависимость  $\bar{P}_e$  от  $T_{ion}$  для поздних гигантов различных классов светимости.

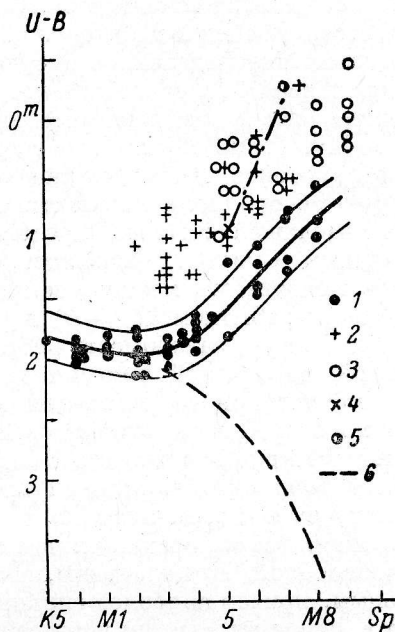


Рис. 4. Зависимость показателя цвета U—B от спектрального класса в области поздних звезд по материалам [26], [28] и [15].

у звезд M III без эмиссии, причем такой относительный ультрафиолетовый избыток, не подверженный искажающему влиянию полос поглощения TiO (которое довольно сильно в области B), составляет в среднем  $\delta(U-B)_{max} \approx 0.7$ , а в ряде случаев превышает  $1.0$ . Сказанное иллюстрирует рис. 4, где наряду со звездами M III без эмиссии нанесены мириды в эпоху максимума и в фазах, соответствующих значительному — на  $2.5-4.5$  — ослаблению блеска; так как у мирид в среднем  $\Delta Sp$  (min—max)  $\approx 2-3$  [27], в последнем случае принималось  $Sp = Sp(max) + 2$ . Ясно видна общая тенденция изменения цвета от максимума к минимуму.

Из работ по многоцветной фотометрии, включающей инфракрасную область, остановимся здесь лишь на приведенных Смаком [26] результатах шестичветной колориметрии мириды R Dra. На рис. 5 показано положение этой звезды на диаграмме  $Sp-(U-I)$  в эпоху максимума блеска (заметим, что показатель  $(U-I)$   $\lambda_U = 0.35$  мк,  $\lambda_I = 1.0$  мк, практически свободен от влияния молекулярных полос поглощения). Ясно видно, что звезда R Dra значительно «синее» стационарных гигантов сходного спектрального типа; величина показателя  $(U-I)$  соответствует звездам M0 III, т. е. является на 6 подклассов более «ранней», чем та, которая должна быть, судя

1 — звезды M III постоянного блеска, полуправильные и неправильные переменные без эмиссии; 2 — мириды класса Me в эпоху максимального блеска; 3 — они же в фазах, близких к минимуму; 4, 5 — Мира (по данным [28]); 6 — ход планковского показателя U—B, нормированного к значению U—B звезд M0—M2 (см. [26]). Эта кривая приводится для иллюстрации чисто температурного изменения, не связанного с эффектом полос TiO и ультрафиолетовым избытком.

по спектральному классу, R Dra (M6e). Интересно отметить, что примерно такой же разрыв в 6 подклассов получается по данным настоящего исследования для случая Миры Кита. Действительно, найденная выше температура  $T_*$  может рассматриваться как некоторый интерполяционный параметр, характеризующий соотношение потоков излучения за пределом второй серии атома водорода и в инфракрасной области (так как именно эта область вносит основной вклад в полную энергию  $E_*$ , с которой сопоставляется при оценке  $T_*$  энергия бальмеровского континуума фотосферы). В пределах неопределенности существующих температурных шкал найденные значения  $T_*$  соответствуют гигантам M0 (максимум блеска) — M3 (минимум блеска); в действительности же спектр Миры изменяется от M5-6 до M9. Таким образом, по соотношению инфракрасного и ультрафиолетового потоков Мира должна «отставать» от типа, соответствующего развитию абсорбционного спектра, примерно на 6 подклассов.

Значительный интерес представляет также следующий результат, полученный Смаком. Оказалось, что у звезд типа Миры существует прямая зависимость между упоминавшимся выше относительным ультрафиолетовым избытком  $\delta(U-B)$  и интенсивностью ярких линий водорода (рис. 6). Такая зависимость естественно объясняется флуоресцентной природой водородной эмиссии, энергия которой черпается в конечном счете из фотосферного излучения в области U.

По мнению Смака, существование относительного ультрафиолетового избытка у мирид и связь его с интенсивностью водородной эмиссии обусловлены различным влиянием ярких линий на величины U и B, т. е. чисто фотометрическим эффектом. Вопрос этот, разумеется, требует особого исследования. Все же предложенная выше интерпретация кажется нам более правдоподобной. Прежде всего, обсуждаемый эффект является дифференциальным, причем наиболее сильные эмиссионные линии,  $H_\gamma$  и  $H_\beta$ , вносят вклад в величину B и приходятся как раз на максимум соответствующей кривой реакции; на величину U могут сколько-нибудь существенно влиять лишь слабые линии, начиная с  $H_\gamma$  (практически, вероятно, лишь  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  и  $H_\epsilon$ ). Эти обстоятельства неблагоприятны для объяснения, предложенного Смаком. Кроме того, относительно слабая водородная эмиссия, наблюдающаяся у мирид, вряд ли способна дать поправки к звездным величинам требуемого порядка (дифференциальный эффект  $\delta(U-B) \sim \sim 0.7-1^m$  может получиться лишь при значениях  $\delta U$ , возможно существующих разве что у некоторых звезд WR и Новых). При спуске к минимуму, когда водородная эмиссия очень сильно ослабевает и наконец исчезает совершенно, мириды должны были бы постепенно приближаться на диаграмме (см. рис. 4) к области, занимаемой звездами M без эмиссии; однако, как видно из этого рисунка, такая тенденция отсутствует. Наблюдающийся избыток, по-видимому, действительно обусловлен непрерывным излучением фотосферы.

Из всего изложенного следует, что яркие линии водорода в спектрах мирид вполне могут возникать в результате флуоресцентной переработки излучения фотосферы за границей второй серии. Что касается вопроса о природе ультрафиолетового избытка в таком излучении, то он требует особого исследования. Здесь, по-видимому, следует обратить внимание на такие факторы, как эффект градиента температуры в фотосфере, дефицит металлов у мирид и покровный эффект. Действительно, в «сером» случае энергетическое распределение отличается от планковского наличием ультрафиолетового избытка, растущего с частотой; при низких эффективных температурах, когда максимум энергетического распределения лежит в инфракрасной области, этот избыток «выходит» в видимую часть спектра. Роль дефицита металлов сводится, возможно, не только к уменьшению блокирующего действия абсорбционных линий в ближней ультра-

фиолетовой области, но и к изменению структуры непрерывного поглощения в этой области. Далее, у холодной звезды значительная часть непрерывного излучения блокируется абсорбционными линиями и полосами молекулярных соединений и отбрасывается назад в фотосферу, что ведет к ее перегреву; поэтому непрерывное излучение, выходящее в свободных участках спектра, должно по своему распределению соответствовать более высокой температуре, чем эффективная.

Первый и последний факторы действуют, вообще говоря, у всех звезд М; возможно, что отклонение величин  $U-B$  звезд М III (рис. 4) от планковской кривой вызвано не только влиянием полос  $TiO$  на величины  $B$ , как считается в [26], но и реальным повышением яркости в области  $U$ . Дополни-

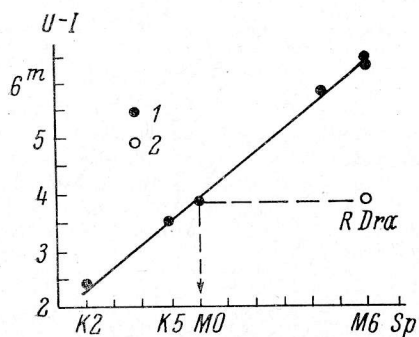


Рис. 5. Диаграмма  $Sp-(U-I)$  по данным [26] и [29].

1 — звезды К—М III без эмиссии, 2 —  $RDra$  в максимуме.

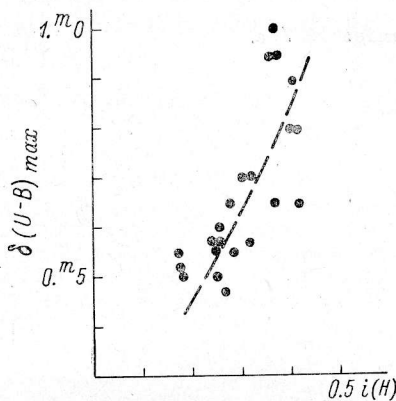


Рис. 6. Зависимость между избытком  $\delta(U-B)_{max}$  и индексом, характеризующим яркость водородных линий мирид в максимуме блеска ( $i(H)$  — среднее из величин  $i(H_\beta)$  и  $i(H_\gamma)$  в [26]).

тельный ультрафиолетовый избыток у мирид связан, возможно, с дефицитом металлов. При этом наличие ярких линий водорода у мирид и отсутствие их у других поздних гигантов обусловлено, возможно, также тем, что для первых характерны довольно большие (порядка 20—30 км/сек.) скорости расширения на уровне атмосферы, позволяющие, в силу дифференциального эффекта Доплера, линейчатой эмиссии выходить наружу.

#### Литература

1. G. A. Schain, Z. Astrophys., 10, 73, 1935.
2. Г. А. Шайн, Изв. АН СССР, сер. физ., 9, 161, 1945.
3. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. Изд. ЛГУ, 1947.
4. В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин. Нестационарные звезды. Физматгиз, 1963.
5. М. А. Бредихин, Переменные звезды, 14, 406, 1963.
6. С. В. Рублев, Переменные звезды, 15, 253, 1964; Астр. циркуляр, № 308, 1964.
7. А. Н. Жоу, Astrophys. J., 106, 288, 1947.
8. С. В. Рублев, Астр. циркуляр, № 357, 1966.
9. С. В. Рублев, Астр. журн., 41, 223, 1964; Диссертация, ЛГУ, 1966.
10. Д. Мензел и др. Физические процессы в газовых туманностях. ИЛ, 1948.
11. Звездные атмосферы. Под ред. Дж. Гринстейна, ИЛ, 1963.
12. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, 1963.
13. R. M. Scott, Astrophys. J., 101, 71, 1945.
14. E. Pettit, S. B. Nicholson, Astrophys. J., 78, 320, 1933.
15. H. L. Johnson, Vol. Obs. Tonantz. y Tacubaya, 3, 305, 1964.

16. M. J. Seaton, Monthly Not. RAS, 119, 81, 1959.
17. K. H. Böhm, R. Schlenker, Z. Astrophys., 43, 95, 1957.
18. H. Zanstra, Publ. DAO Victoria, 4, No. 15, 1931.
19. В. Г. Горбачкий, Астрофизика, 1, 129, 1965.
20. Теоретическая астрофизика. Под ред. В. А. Амбарцумяна, Гостехиздат, 1952.
21. К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
22. W. Buscombe, P. W. Merrill, Astrophys. J., 116, 525, 1952.
23. P. W. Merrill, A. J. Deutsch, P. C. Keenan, Astrophys. J., 136, 21, 1962.
24. Л. Аллер. Распространенность химических элементов. ИЛ, 1963.
25. С. В. Рублев, Вопросы космогонии, 10, 119, 1964.
26. J. Smak, Astrophys. J. Suppl., 9, No. 89, 1964.
27. P. W. Merrill. Spectra of L-P Variables. Chicago, 1940.
28. E. Mendoza, Bol. Obs. Tonantz. y Tacubaya, 4, 114, 1967.
29. J. Stebbins, G. E. Kron, Astrophys. J., 139, 424, 1964.

Октябрь 1967 г.