

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ДЛИН ВОЛН ТРИПЛЕТОВ He I В ЗВЕЗДНЫХ СПЕКТРАХ

Л. И. Снежко, Е. Л. Ченцов

Показана перспективность применения моделей звездных атмосфер для вычисления эффективных длин волн $\lambda_{\text{эфф}}$, для выявления изменений $\lambda_{\text{эфф}}$ с остаточной интенсивностью и для выявления зависимости $\lambda_{\text{эфф}}$ от скорости вращения звезды. Приводятся эффективные длины волн четырех триплетов He I λ 5876, 4713, 4471 и 4121, вычисленные для модели с $\theta_{\text{эфф}}=0.45$ и $\lg g=2$ при $0 < V_R \cdot \sin i < 54$ км/сек. Использование полученных эффективных длин волн опровергает существование эффекта положительного дифференциального сдвига триплетных линий He I относительно синглетных, который обнаруживали ранее в спектре сверхгиганта β Ori.

The application of model stellar atmospheres is shown to be promising for the calculation of the effective wavelengths λ_{eff} , for revealing the variations of λ_{eff} with the residual intensity, and revealing the dependence of λ_{eff} on the rotation velocity of a star. The effective wavelengths of four He I triplets λ 5876, 4713, 4471, and 4121 are given calculated for the model with $\theta_{\text{eff}}=0.45$ and $\lg g=2$ at $0 < V_R \cdot \sin i < 54$ km/s. The use of the effective wavelengths obtained disproves the existence of an effect of the positive differential displacement of the triplet He I—lines relative to the singlet ones which one has detected previously in the spectrum of the supergiant β Ori.

При изучении радиальных движений с малыми скоростями в атмосферах звезд всегда возникает довольно сложная задача создания системы эффективных длин волн. Точность измерения длин волн спектральных линий в лаборатории достаточна для астрофизических приложений, однако прямому использованию лабораторных длин волн $\lambda_{\text{лаб}}$ для определения лучевых скоростей препятствуют следующие, основные, эффекты [1]: а) асимметричное уширение линий в атмосфере звезды давлением, б) наложение нескольких линий с образованием бленд (либо мультитиплетная структура линий), в) локальные движения в звездных атмосферах, искажающие профили линий. Все указанные эффекты приводят к тому, что профиль звездной линии поглощения оказывается асимметричным и сдвинутым относительно лабораторной длины волны, причем величина асимметрии и сдвига зависит от спектрального класса звезды. Вращение звезды сглаживает профили линий поглощения, так что положение линии оказывается зависящим в общем случае также от скорости вращения звезды (и макроскопических движений в ее атмосфере).

Для исключения всех этих эффектов при определении лучевых скоростей звезд разработаны специальные методы создания систем эффективных длин волн, чаще всего использующие наблюдения объектов с известными пространственными скоростями [1, 2]. В большинстве случаев эффективную длину волны $\lambda_{\text{эфф}}$ находят исходя из требования минимального откло-

нения определенных по данной линии лучевых скоростей от средней для группы звезд лучевой скорости, определенной по всем линиям. Созданные таким образом системы эффективных длин волн играют важную роль при массовых определениях лучевых скоростей звезд; однако при этом теряется информация об индивидуальных особенностях отдельных звезд, в частности, о движениях вещества в звездных атмосферах.

Асимметрия и относительный сдвиг линий, формирующихся на разных глубинах, становятся важными характеристиками спектра при изучении физических условий в атмосфере звезды. Привлечение этих характеристик для получения дополнительной информации о состоянии атмосферы требует знания $\lambda_{эфф}$ не только для линии в целом, но и для всех точек ее профиля. Иными словами, для исследуемых линий должна быть известна функция $\lambda_{эфф} = f(r)$, где r — остаточная интенсивность линии. В настоящее время достижения теории уширения и теории моделей звездных атмосфер позволяют находить вид функции $f(r)$ для многих линий в достаточно широком интервале спектральных классов. С другой стороны, применение больших телескопов позволяет получать спектрограммы с высокой дисперсией (1—5 Å/мм), а современная техника обработки спектрограмм дает возможность наряду с фотометрией проводить и измерения положений отдельных точек профиля спектральной линии. Все это открывает возможность получения по спектру звезды новых сведений о физических условиях и движениях вещества в области формирования линий поглощения.

Настоящая работа была предпринята для выяснения как возможностей, так и трудностей определения $\lambda_{эфф}$ с помощью моделей атмосфер. Этот метод мы применили к триплетам He I при изучении спектра сверхгиганта β Ori (V 8 Ia), что оказалось возможным благодаря наличию высококачественного спектрального материала [3, 4] и достаточно надежных сведений о параметрах уширения для многих линий He I [5]. Для расчетов профилей линий He I была применена подробно описанная в [6] методика, основанная на том, что механизмом образования линии считается истинное поглощение (с учетом рассеяния на электронах) и принимается гипотеза локального термодинамического равновесия (ЛТР). Для звезд главной последовательности неоднократно было показано, что отклонения от ЛТР в случае He I несущественны (см. дискуссию в [7]). В используемой нами модели атмосферы с $\theta_{эфф} = 0.45$ и $\lg g = 2$ [8] глубины формирования линий He I достаточно велики (см. ниже табл. 2), так что, несмотря на малость $\lg g$, не следует ожидать существенных отклонений от ЛТР. Ввиду низкого значения $\lg g$ для β Ori, т. е. малого электронного давления в атмосфере, запрещенные компоненты (переходы $2^3P - n^3F$) не были включены в программу расчета. Параметры уширения и сдвига линий брались согласно [5]. Для всех рассмотренных триплетов He I (фактически являющихся дублетами) были построены профили отдельных компонентов, с тем чтобы выяснить влияние относительного положения их на суммарный профиль триплета. Эффективная длина волны $\lambda_{эфф}(r)$ определялась как положение середины профиля при данной остаточной интенсивности r . На рис. 1, в левой части, показаны профили триплета He I λ 5876 для моделей атмосфер с $\theta_{эфф} = 0.45$, $\lg g = 2$ (а) и $\lg g = 4$ (б); в правой части показаны зависимости $\lambda_{эфф}$ от r для этой линии (соответствующие кривые обозначены значком «0»). На данном примере можно видеть, что $\lambda_{эфф}$ существенно зависит от r и изменяется при переходе от центра линии к крыльям более чем на 0.1 \AA , т. е. на 6—7 км/сек., что значительно превышает среднюю ошибку определения положения линий He I [3, 4]. Кроме того, $\lambda_{эфф}$ существенно отличается от λ_1 и λ_2 (лабораторных длин волн компонент),

так и от обычно используемого для линий He I в горячих звездах среднего

$$\bar{\lambda} = \lambda_1 g_1 \cdot I_1 / (\sum g \cdot \sum I) + \lambda_2 g_2 \cdot I_2 / (\sum g \cdot \sum I),$$

где g_i — статистические веса нижних уровней, I_i — силы линий соответствующих переходов. Эти отличия обусловлены тем, что при формирова-

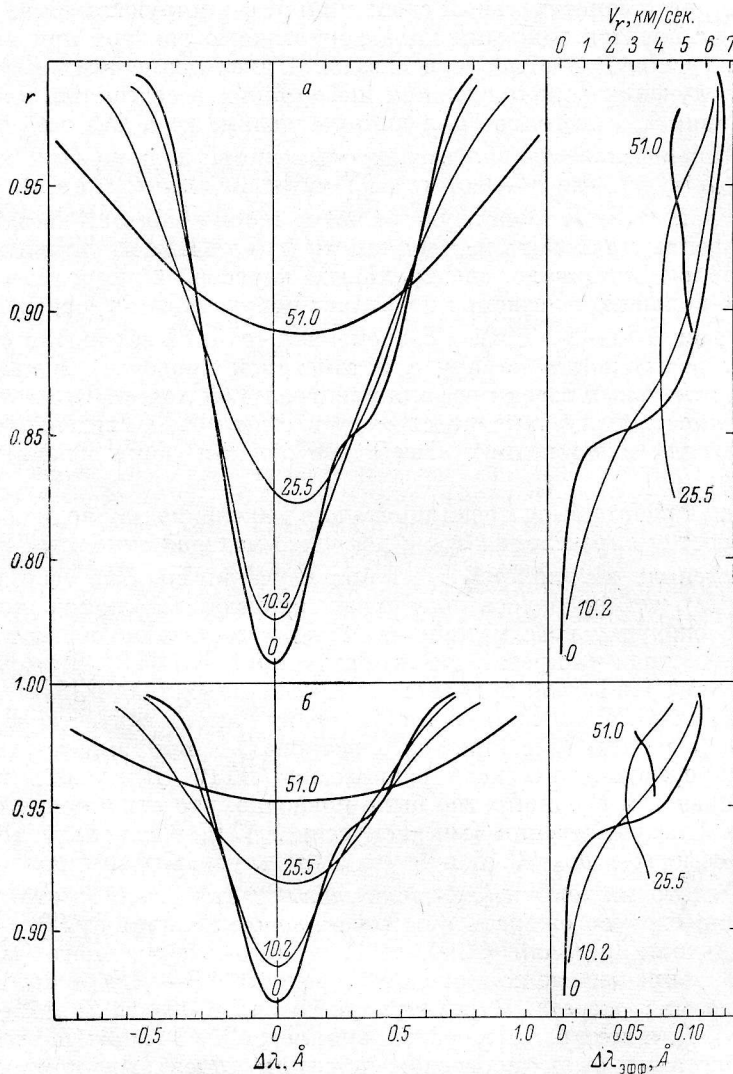


Рис. 1. Профили и изменение $\lambda_{эфф}$ (в зависимости от r) триплета He I λ 5876 для двух моделей атмосфер с $\theta_{эфф} = 0.45$.

a — при $\lg g = 2$, b — при $\lg g = 4$. Цифры рядом с кривыми указывают значения $V_R \cdot \sin i$ в км/сек., $\Delta \lambda = \lambda - \lambda_1$, $\Delta \lambda_{эфф} = \lambda_{эфф} - \lambda_1$ (λ_1 — длина волны более сильного компонента).

нии линий в реальной атмосфере профиль триплета не равен простой сумме профилей отдельных компонент, а близок к их огибающей (см. [6]). Вклад компонент в профиль триплета не пропорционален соответствующим I_i ; при наличии градиента температуры вклад более слабой компоненты понижен вблизи λ_1 и возрастает при переходе в соответствующее

крыло, что и обуславливает непрерывное изменение $\lambda_{эфф}$ с r . Вращение звезды усредняет профиль линии по частоте и тем самым сглаживает его и изменяет $\lambda_{эфф}$. Для учета этого эффекта мы уширили теоретические профили с помощью функции влияния. Как показало сравнение с расчетами уширения [4], в которых использовались таблицы функции источника $S_\nu(\tau_\nu)$, точность расчетов с функцией влияния вполне достаточна для наших целей. На рис. 1 показано, как влияет вращение звезды на профиль и на $\lambda_{эфф}(r)$ триплета He I. Можно видеть, что профиль триплета сглаживается, некоторая асимметрия сохраняется только в крыльях линии. При возрастании $V_R \cdot \sin i$ $\lambda_{эфф}(r)$ в ядре линии стремится к некоторому пределу, отличному как от λ_1 , так и от $\bar{\lambda}$. В далеких крыльях триплетов $\lambda_{эфф}$ также сильно зависит от r , однако здесь недостаточно уверенны ни результаты расчетов, ни проведение наблюдаемых профилей.

Атмосфера сверхгиганта β Ori исследовалась нами с целью обнаружения движений в ней. Ранее была показана реальность дифференциальных сдвигов линий различных элементов в спектре β Ori и предложена их интерпретация [9]. На начальном этапе исследования в качестве $\lambda_{эфф}$ для триплетов He I были использованы соответствующие $\bar{\lambda}$, очень близкие к λ_1 — длинам волн более сильных компонентов [9]. В табл. 1 (двух верхних строках) приведены для этого случая лучевые скорости V_r , определенные по синглетам и триплетам, усредненные по пяти датам наблюдений, а также для отдельной даты с наиболее надежным наблюдательным материалом. Можно видеть, что в обоих случаях лучевые скорости, определенные по синглетам и триплетам He I, различаются приблизительно на 3 км/сек., причем для отдельных триплетов различие возрастает с возрастанием интенсивности (и длины волны) триплета.

ТАБЛИЦА 1

Линии He I	V_r , км/сек.	
	среднее по 5 датам	для отдельной даты
Синглеты . . .	18.0 ± 0.4	17.9 ± 0.5
Триплеты ($\bar{\lambda}$) . .	20.8 ± 0.6	20.7 ± 0.8
Триплеты ($\lambda_{эфф}$)	17.8 ± 0.6	17.8 ± 0.8

ТАБЛИЦА 2

Линия He I	$(\bar{\tau}_0)_{\nu_0}$	W
λ 3965, синглет . . .	0.705	0.085
λ 5016, синглет . . .	0.462	0.072
λ 4124, триплет . . .	0.844	0.063
λ 4471, триплет . . .	0.340	0.211

В табл. 2 приведены глубины формирования $(\bar{\tau}_0)_{\nu_0}$ и эквивалентные ширины W некоторых использованных при определении V_r линий He I для модели атмосферы с $\theta_{эфф} = 0.45$ и $\lg g = 2$. Можно видеть, что глубины формирования синглетов и триплетов He I отличаются слишком мало для того, чтобы различие лучевых скоростей могло быть объяснено радиальными движениями в атмосфере β Ori. Поэтому в дальнейшем для триплетов He I мы заменили $\bar{\lambda}$ на значения $\lambda_{эфф}(r)$, соответствующие $V_R \cdot \sin i = 40$ км/сек. (скорость, определяемая из наблюдаемого уширения линий в спектре β Ori). Результаты применения $\lambda_{эфф}(r)$ приведены в нижней строке табл. 1. Видно, что в этом случае различие скоростей V_r , определяемых по триплетам и синглетам He I, лежит в пределах ошибок измерений. Таким образом, применение $\lambda_{эфф}(r)$ устранило отмеченное еще Сэнфордом [10] различие лучевых скоростей V_r , определяемых по синглетам и триплетам He I. На рис. 2 показано, в зависимости от r , положение середины профиля триплета He I λ 4471, наблюдаемого в спектре β Ori, и $\lambda_{эфф}(r)$ этого триплета для модели атмосферы

с $\theta_{эфф} = 0.45$ и $\lg g = 2$ при $V_R \cdot \sin i = 40$ км/сек. Вид обеих функций подобен (наблюдаемый профиль глубже теоретического, поскольку у β Ori $\lg g < 2$, а при убывании $\lg g$ интенсивность линий He I возрастает). Хотя неуверенность как наблюдений (отмечена горизонтальными штрихами), так и расчетов велика, видно, что у наблюдаемого профиля проявляется асимметрия ожидаемого вида. При $V_R \cdot \sin i \geq 50$ км/сек. вращение усредняет профили уже по всей ширине линии, что делает невозможным обнаружение их асимметрии.

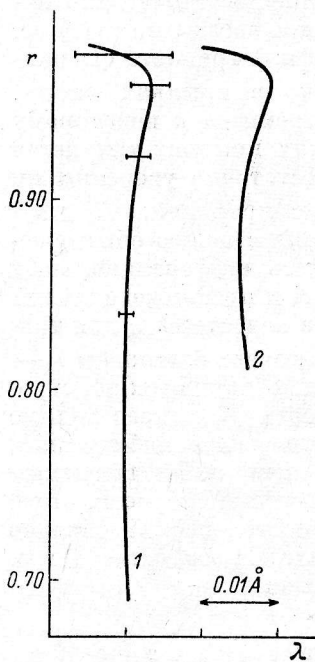


Рис. 2. Зависимость положения середины профиля триплета He I λ 4471 в спектре β Ori от r (1) и $\lambda_{эфф}$ (2) этого триплета для модели атмосферы с $\theta_{эфф} = 0.45$, $\lg g = 2$ при $V_R \times \sin i = 40$ км/сек. (2).

С большей уверенностью асимметрию триплетов He I, вероятно, можно обнаружить у карликов; в отличие от сверхгигантов некоторые из них показывают близкие к нулю величины $V_R \cdot \sin i$. Однако неучет запрещенных компонент при расчетах профилей линий He I не позволил нам пока реализовать эту возможность.

Изложенный выше пример исследования линий He I в спектре β Ori показывает, что эффекты влияния вращения звезды и физических условий в ее атмосфере на величины $\lambda_{эфф}$ вполне обнаружимы. К сожалению, надежно выделить асимметрию линий значительно труднее, поскольку она замывается вращением (и макроскопическими движениями в атмосфере). Все же у триплетов He I в спектре β Ori выявляются следы асимметрии ожидаемого вида. Здесь следует отметить, что асимметрию линий могут обусловить сами макроскопические движения, особенно при температурной неоднородности поверхности звезды (см. [9]).

Все эти выводы можно распространить на случай физических blends, поскольку мультиплет есть разновидность физической blend. В связи с этим на основании результатов [4] и настоящей статьи мы приходим к следующим практическим выводам и рекомендациям для дальнейшей работы.

1. Метод создания системы эффективных длин волн с применением моделей атмосфер оказывается эффективным при исследовании физических условий в атмосферах отдельных звезд. Рис. 1 показывает, что величина $\lambda_{эфф}(r)$ не особенно чувствительна к параметрам модели и поэтому определяется в расчетах более надежно, чем другие характеристики линии. Выработку системы $\lambda_{эфф}$ лучше включать во второй этап изучения атмосферы, следующий за определением основных параметров соответствующей модели. Объем вычислительной работы при этом возрастает незначительно: расчет физических blends необходим уже при количественном анализе химического состава [6], а для измерения лучевых скоростей достаточно использовать лишь небольшое число избранных линий.

2. Изучение триплетов He I в спектре β Ori показывает, что обнаружение асимметрии избранных линий, наиболее чувствительных к создающим ее эффектам, является вполне реальной задачей. Важность постановки такой задачи несомненна, поскольку именно асимметрия линии несет информацию о характере макроскопических движений и неоднородности атмосферы звезды.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приводим эффективные длины волн $\lambda_{эфф}$ для четырех триплетов He I $\lambda\lambda$ 5876, 4713, 4471 и 4121 на разных глубинах линии ($R=I-r$) и при различной скорости вращения звезды $V_R \cdot \sin i$. Значения $\lambda_{эфф}$ вычислены с использованием модели с $\theta_{эфф}=0.45$ и $\lg g=2$ [8], исходные длины волн компонентов взяты из [11].

He I λ 5876

R	$V_R \cdot \sin i$			
	0	10.2	25.5	51.0

0.02	5875.752	5875.747	5875.743	5875.717
0.03	.752	.745	.737	.710
0.04	.750	.743	.729	.710
0.05	.748	.741	.720	.713
0.06	.745	.738	.713	.716
0.08	.740	.732	.704	.721
0.10	.734	.723	.703	5875.723
0.12	.723	.709	.702	
0.13	.715	.698	.702	
0.14	.702	.686	.702	
0.15	.667	.674	.704	
0.16	.637	.663	.707	
0.17	.632	.654	5875.711	
0.20	.623	.635		
0.22	.622	5875.627		
0.24	5875.621			

He I λ 4713

R	$V_R \cdot \sin i$			
	0	12.7	25.4	50.8

0.02	4713.216	4713.210	4713.199	4713.187
0.03	.214	.204	.192	.190
0.04	.212	.198	.188	.193
0.05	.207	.194	.187	.190
0.06	.201	.190	.187	4713.197
0.07	.193	.185	.188	
0.09	.171	.178	.192	
0.10	.161	.174	.195	
0.12	.156	.152	4713.167	
0.14	.148	4713.160		
0.16	4713.147			

He I λ 4471

R	$V_R \cdot \sin i$			
	0	13.4	26.8	53.6

0.02	4471.503	4471.499	4471.506	4471.528
0.03	.509	.515	.525	.525
0.04	.521	.525	.530	.521
0.05	.531	.531	.529	.520
0.07	.540	.535	.526	.521
0.09	.541	.534	.523	.523
0.12	.540	.531	.521	.524
0.15	.536	.525	.520	4471.522
0.18	.528	.519	.522	
0.20	.517	.516	.524	
0.22	.504	.512	.526	
0.23	.496	.509	4471.532	
0.24	.490	.505		
0.25	.487	.503		
0.27	.483	4471.498		
0.30	4471.480			

He I λ 4122

R	$V_R \cdot \sin i$			
	0	14.5	29.1	

0.02	4120.860	4120.851	4120.844	
0.03	.858	.847	.841	
0.04	.853	.844	.840	
0.05	.848	.842	.840	
0.07	.839	.838	.842	
0.09	.831	.834	4120.846	
0.12	.822	4120.831		
0.15	4120.817			

Литература

1. Р. М. Петри, в сб. «Методы астрономии». Изд-во «Мир», 1967, гл. 3.
2. Г. А. Шайн, в кн. «Курс астрофизики и звездной астрономии». Т. I, Гостехиздат, 1951, гл. XIX.
3. Е. Л. Ченцов, Сб. работ по астрономии Уральского государственного университета, вып. 4, 177, 1969.
4. Е. Л. Ченцов и Л. И. Снежко. Сообщ. САО, № 2, 1970.
5. Г. Грим. Спектроскопия плазмы. Атомиздат, 1969.
6. Л. И. Снежко, Сообщ. САО, № 3, 1971.
7. A. Poland, A. Skumanich, Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 152, 18, 1971.
8. D. Michalas, Astrophys. J. Suppl., 13, 1, 1966.
9. Л. И. Снежко, Е. Л. Ченцов, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 2, 37, 1970.
10. R. F. Sanford, Astrophys. J., 105, 222, 1947.
11. H. M. Grosswhite, G. H. Dick e. Important Atomic Spectra. America Institute of Physics Handbook, 2d ed., 1963.

Декабрь 1971 г.