

УДК 524.3.7

ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ
МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТЕЙ В АТМОСФЕРАХ
СВЕРХГИГАНТОВ КЛАССА F

Л. С. ЛЮБИМКОВ, А. А. БОЯРЧУК

Поступила 31 января 1983

Показано, что анализ линий Fe I в спектрах нескольких сверхгигантов класса F приводит к более низким значениям микротурбулентности ξ_t , чем анализ линий ионов Fe II и Ti II (рис. 1). Этот эффект зависит от $T_{\text{эфф}}$ — для звезд F0 относительное разлание в ξ_t получилось заметно больше, чем для звезд F8 (табл. 1). Обсуждаются возможные причины найденной неоднозначности в определении микротурбулентности — ошибки в силах осцилляторов и в затухании, избыток в содержании гелия, отклонения от ЛТР. Показано, что учет повышенной ионизации атомов Fe I, обусловленной отклонениями от ЛТР (рис. 4), позволяет устранить обнаруженное несоответствие в микротурбулентных скоростях.

1. *Неоднозначность в определении микротурбулентности.* В настоящее время хорошо известна большая роль отклонений от ЛТР (локальное термодинамическое равновесие) в образовании линейчатых спектров у звезд ранних классов. Гораздо хуже изучено их влияние на спектры звезд классов A—G с их многочисленными линиями. Расчеты при отказе от ЛТР здесь связаны с большими трудностями, поэтому в большинстве работ по-прежнему принимается предположение о ЛТР. В частности, на этом предположении был основан и наш анализ спектров шести сверхгигантов класса F методом моделей атмосфер [1—5]. Этот анализ выявил некоторые несоответствия между теорией и наблюдениями, которые, по нашему мнению, могут указывать на отклонения от ЛТР у звезд этого типа. Во-первых, балмеровские линии, наблюдаемые в спектре сверхгиганта большой светимости ρ Cas (F8 Ia_p), оказались существенно слабее, чем предсказывают ЛТР-расчеты. Как показано в [2], это расхождение может объясняться завышением населенности второго уровня водородных атомов при ЛТР. Во-вторых, при исследовании Канопуса [4], сверхгиганта класса F0 Ib-II, выяснилось, что резонансные линии ряда элементов дают заниженное содержание, которое также можно объяснить неучетом отклонений от ЛТР. В-третьих, анализ

микротурбулентности ξ_t в атмосферах трех сверхгигантов класса F0 [3, 5], выполненный по линиям ионов Fe II и Ti II, привел к более высоким значениям ξ_t , чем по линиям Fe I. Ниже мы подробно рассмотрим последний эффект и покажем, что и в этом случае наиболее вероятное объяснение связано с отклонениями от ЛТР.

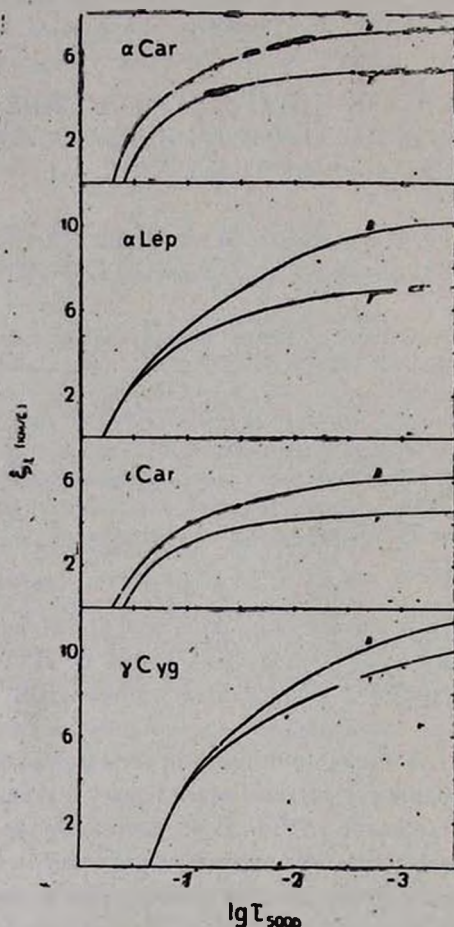


Рис. 1. Распределения микротурбулентности для четырех сверхгигантов класса F. Кривые I найдены по линиям Fe I, кривые II — по линиям ионов Fe II и Ti II.

На рис. 1 приведены распределения скорости микротурбулентности ξ_t в атмосферах четырех F-сверхгигантов в зависимости от оптической глубины τ_{5000} , вычисленной в длине волны 5000 А. Для каждой звезды представлены два распределения: одно, обозначаемое в даль-

нейшем $\xi_i^I(\tau_{5000})$, получено по линиям FeI, другое — $\xi_i^{II}(\tau_{5000})$ — по линиям ионов TiII и FeII (соответственно кривые I и II на рис. 1). Анализ микротурбулентности для Канопуса (α Car) был выполнен нами в работе [3], а для сверхгигантов α Lep и ι Car — в работе [5]. Что касается γ Cyg, то здесь первоначально были рассмотрены лишь линии FeI (см. [1]). В [3] мы уточнили распределение $\xi_i^I(\tau)$, найденное в [1] для γ Cyg, и, кроме того, рассмотрели линии TiII. Было показано, что в пределах случайных ошибок в эквивалентных ширинах и в силах осцилляторов распределения $\xi_i(\tau)$, полученные для γ Cyg по FeI и по TiII, совпадают. Теперь мы более детально исследовали зависимость $\xi_i^{II}(\tau)$ для этой звезды, расширив список линий TiII с 24 до 35 и изучив дополнительно 43 линии FeII. Оказалось, что распределение $\xi_i^{II}(\tau)$ у γ Cyg все-таки отличается от $\xi_i^I(\tau)$, хотя и не столь заметно, как для трех сверхгигантов подкласса F0 (рис. 1).

Отметим, что в расчетах для α Car, α Lep и ι Car были использованы наблюдаемые эквивалентные ширины, измеренные по спектрам с дисперсией 2 А/мм [6], а для γ Cyg — по спектрам с дисперсией 4 и 6 А/мм [7]. Все четыре звезды были исследованы нами на основе моделей атмосфер [8].

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕР И ОТНОСИТЕЛЬНОЕ РАЗЛИЧИЕ МЕЖДУ ξ_i^I И ξ_i^{II} ДЛЯ ШЕСТИ F-СВЕРХГИГАНТОВ. ЗВЕЗДОЧКОЙ ОТМЕЧЕНЫ ЗНАЧЕНИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ В [7] ПО КРИВЫМ РОСТА

Звезда	α Car	α Lep	ι Car	γ Cyg	α U Mi	ρ Cas
Sp	F0Ib—II	F0Ib	F0Iab	F8Ib	F8Ib—II	F8Iap
$T_{\text{эфф}}$ (K)	7400	7300	7300	6050	6050	6000
$\lg g$	1.9	1.75	1.4	1.2	1.95	0.25
$(\xi_i^{II} - \xi_i^I)/\xi_i^I$ при $\tau_{5000} = 0.01$	0.33	0.32	0.32	0.13	0.21*	0.17*

Из рис. 1 видно, что во всех четырех случаях кривые $\xi_i^{II}(\tau)$ лежат выше кривых $\xi_i^I(\tau)$. Чтобы охарактеризовать разницу между ξ_i^{II} и ξ_i^I , мы привели в табл. 1 наряду с эффективной температурой $T_{\text{эфф}}$ и ускорением силы тяжести g величину $(\xi_i^{II} - \xi_i^I)/\xi_i^I$, вычисленную для оптической глубины $\tau_{5000} = 0.01$. Для трех сверхгигантов класса F0 она оказалась практически одинаковой (0.32—0.33), несмотря на заметные отличия в абсолютных значениях $\xi_i^{II}(0.01)$ или $\xi_i^I(0.01)$ у этих звезд (см. рис. 1). Для более холодного сверхгиганта γ Cyg значение $(\xi_i^{II} - \xi_i^I)/\xi_i^I$ получилось в 2.5 раза меньше.

Отметим, что три сверхгиганта подкласса F8, указанные в табл. 1, были исследованы в [7] методом кривых роста и при этом по линиям ионов были найдены более высокие скорости ξ_i , чем по линиям нейтральных атомов. Отношение $(\xi_i^{\text{II}} - \xi_i^{\text{I}})/\xi_i^{\text{I}}$ равнялось 0.10, 0.21 и 0.17 соответственно для γ Cyg, α U Mi и ρ Cas. Два последних значения также приведены в табл. 1, хотя они и не столь надежны, как найденные по моделям атмосфер.

На основании рис. 1 и табл. 1 можно сделать два вывода. Во-первых, анализ линий ионов Fe II и Ti II у F-сверхгигантов приводит к более высоким значениям ξ_i , чем анализ линий Fe I. Во-вторых, в подклассе F0 относительная разница между ξ_i^{II} и ξ_i^{I} оказывается заметно больше, чем в подклассе F8, то есть обнаруженное несоответствие усиливается с ростом эффективной температуры $T_{\text{эфф}}$.

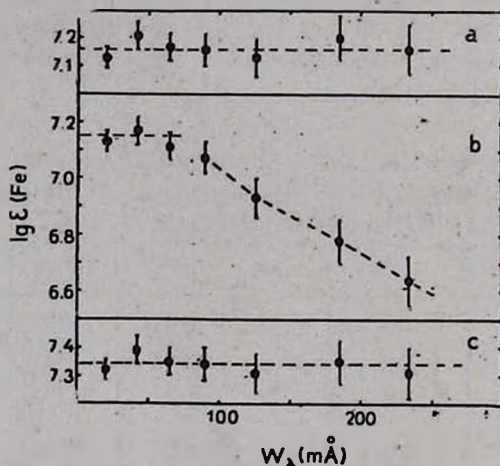


Рис. 2. Средние содержания железа и средние ошибки, определенные по группам линий Fe I для F0-сверхгиганта ρ Cas в трех случаях: а) $\xi_i = \xi_i^{\text{I}}(\tau)$; б) $\xi_i = \xi_i^{\text{II}}(\tau)$; в) $\xi_i = \xi_i^{\text{II}}(\tau)$ с учетом повышенной ионизации (см. текст).

Для дальнейшего обсуждения необходимо напомнить, что искомое распределение микротурбулентности должно удовлетворять следующему требованию: по линиям с разными эквивалентными ширинами W_λ в пределах случайных ошибок должно получаться одинаковое содержание элемента (например, железа или титана). Иными словами, не должно быть хода в содержании ξ при увеличении W_λ . Этому требованию удовлетворяют, например, результаты на рис. 2а и 3а, полученные по линиям Fe I при $\xi_i = \xi_i^{\text{I}}(\tau)$ для сверхгигантов ρ Cas и γ Cyg. Однако, если в расчетах вместо распределения $\xi_i^{\text{I}}(\tau)$ использовать $\xi_i^{\text{II}}(\tau)$, тогда указанное усло-

ние для линий FeI уже не выполняется, и между слабыми и относительно сильными линиями наблюдаются существенные различия в содержании ε . Как видно из рис. 2b и 3b, для F0-сверхгиганта γ Cas они достигают величины $\Delta \lg \varepsilon = 0.5$, а для более холодной звезды γ Cyg — величины $\Delta \lg \varepsilon = 0.2$. Точно так же не выполняется это требование и для ионов TiII и FeII, если вместо $\xi_i^{II}(\tau)$ использовать $\xi_i^I(\tau)$. При этом между линиями с разными W_λ возникают систематические расхождения в содержании, достигающие значений $\Delta \lg \varepsilon = 0.5 - 0.6$ в подклассе F0 и $\Delta \lg \varepsilon = 0.2 - 0.3$ в подклассе F8.

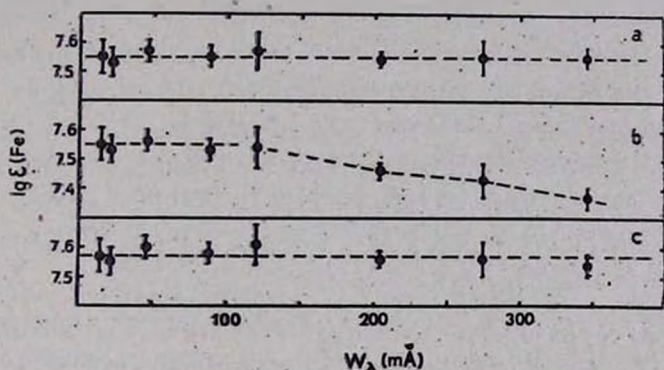


Рис. 3. То же, что на рис. 2, только для F8-сверхгиганта γ Cyg.

Таким образом, чтобы объяснить несоответствие между ξ_i^I и ξ_i^{II} необходимо указать причину, которая приводит именно к таким различиям в величине $\lg \varepsilon$ между слабыми и сильными линиями (в среднем $\sim 0.5 - 0.6$ для сверхгигантов F0 и $\sim 0.2 - 0.3$ для сверхгигантов F8). Эти различия столь велики, что их не удастся объяснить какими-то случайными ошибками, поэтому необходимо рассмотреть возможные источники систематических ошибок.

2. Возможные причины

1) Ошибки в силах осцилляторов. Надежность определения ε в большой мере зависит от точности принятых сил осцилляторов f . Напомним, что ошибки в ε и f связаны простым соотношением $\Delta \lg \varepsilon = -\Delta \lg f$. Отсюда следует, что для сверхгигантов F0 силы осцилляторов относительно сильных линий FeI пришлось бы уменьшить на величину $\Delta \lg f = 0.5 - 0.6$, чтобы по этим линиям при $\xi_i = \xi_i^{II}(\tau)$ получить такое же содержание железа, как и по слабым линиям. Однако, как мы уже отмечали в [3], для нейтрального железа силы осцилляторов известны сейчас достаточно надежно, и мы не можем предположить существо-

вание столь больших систематических ошибок. Примерно для $1/3$ использованных нами линий Fe I мы имели значения f -величин, измеренные с высокой точностью в Оксфорде (см., например, статью [9] и ссылки в ней). Для остальных линий Fe I из нашего списка силы осцилляторов также были приведены в оксфордскую систему [10]. При редукции сил осцилляторов в оксфордскую систему особое внимание уделялось устранению ошибок в температуре и в шкале, то есть соотношению величин сил осцилляторов для слабых и сильных линий.

Менее точно известны в настоящее время силы осцилляторов для ионов Fe II и Ti II. Однако и в этом случае можно сделать вполне определенные выводы. Например, при исследовании линий Fe II у Канопуса в [3] нами были применены для контроля две разные системы f -величин — [7] и [11]. Оказалось, что обе дают практически одно и то же распределение $\xi_i^{\text{II}}(\tau)$, заметно отличающееся от $\xi_i^{\text{I}}(\tau)$. Кроме того, тому же распределению $\xi_i^{\text{II}}(\tau)$ для Канопуса удовлетворяют линии Ti II и Cr II. Трудно допустить, что для трех различных ионов — Fe II, Ti II и Cr II — силы осцилляторов содержат одинаковые систематические ошибки.

Как отмечалось выше, чтобы устранить различие между ξ_i^{I} и ξ_i^{II} , надо ввести поправки $\Delta \lg \varepsilon = 0.5 - 0.6$ для F0-сверхгигантов и поправки $\Delta \lg \varepsilon = 0.2 - 0.3$ для F8-сверхгигантов. Таким образом, здесь обнаруживается сильная зависимость от $T_{\text{эфф}}$. Однако влияние погрешностей в силах осцилляторов на определяемое содержание ε не должно зависеть от $T_{\text{эфф}}$. Из всего сказанного мы заключаем, что неточности в f -величинах вряд ли могут объяснить обнаруженное расхождение между ξ_i^{I} и ξ_i^{II} .

2) *Ошибки в затухании.* Вопрос об ошибках в затухании γ был рассмотрен нами при исследовании Канопуса [3]. Чтобы для этого сверхгиганта ликвидировать разницу между ξ_i^{I} и ξ_i^{II} , то есть чтобы для сильных линий изменить содержание на величину $\Delta \lg \varepsilon = 0.5 - 0.6$, необходимо полное затухание γ в случае Ti II и Fe II увеличить примерно в 10 раз или в случае Fe I уменьшить более чем в 10 раз (см. рис. 4B в [3]). Возможны ли такие погрешности в величине γ ?

Напомним, что полное затухание γ складывается из следующих трех частей: γ_{rad} — радиационное затухание, γ_{st} — штарковское затухание, γ_{vdw} — ван-дер-ваальсовское затухание. Мы уже неоднократно отмечали, что в атмосферах F-сверхгигантов вклад γ_{vdw} очень мал по сравнению с суммой $\gamma_{\text{rad}} + \gamma_{\text{st}}$. Таким образом, достаточно ограничиться рассмотрением ошибок в γ_{rad} и γ_{st} .

В [3] отмечалось, что точные значения γ_{rad} для используемых линий Fe I нам неизвестны и поэтому постоянная γ_{rad} вычислялась по приближенной „классической“ формуле. Однако недавно для ряда линий Fe I были опубликованы величины γ_{rad} [12]; кроме того, значения γ_{rad} для многих линий Fe I можно оценить по временам жизни уровней Fe I, приведенным в [13]. На основании [12, 13] можно заключить, что постоянная затухания γ_{rad} для субординатных линий Fe I (резонансные линии мы не рассматриваем, см. [4]) очень близка к „классическому“ значению γ_{cl} . Такой же вывод, как отмечалось в [3], справедлив и для линий Ti II. Поэтому замена точных значений γ_{rad} на приближенные γ_{cl} никак не может завязать или занижить полное затухание γ в 10 раз.

Маловероятно, что к таким большим систематическим ошибкам в γ могут привести и какие-то неточности в штарковском затухании γ_{st} . Интересно, что при исследовании Am-звезд 16 Ori и 15 Vul также было получено расхождение между ξ_{I} и ξ_{II} , и чтобы устранить его, достаточно было увеличить γ_{st} для Ti II и Fe II примерно в 7 раз (см. [14]). Для Канопуса γ_{st} пришлось бы увеличить уже более чем в 20 раз [3], а для позднего F-сверхгиганта γ Cyg — даже в 150 раз (что касается линий Fe I, то для них γ_{st} пришлось бы во много раз понизить). Нам представляется маловероятным, чтобы в γ_{st} имелись такие большие систематические ошибки, которые к тому же показывают сильную зависимость от $T_{\text{эфф}}$ (напомним, что речь идет не о самой величине γ_{st} , которая действительно зависит от температуры, а об ошибках в ней).

3) *Повышенное содержание гелия.* Для всех шести сверхгигантов, указанных в табл. 1, мы получили пониженное (относительно Солнца) содержание углерода [1, 2, 4, 5]. Это может служить подтверждением того, что исследуемые звезды уже прошли фазу полного перемешивания, в результате которого продукты CNO — цикла из внутренних слоев звезды были вынесены на поверхность. Как известно, в результате такого перемешивания в атмосферах сверхгигантов наряду с аномальным содержанием C, N и O должно наблюдаться также повышенное содержание гелия. Так как гелий по распространенности является вторым элементом после водорода, увеличение концентрации He может как-то повлиять на структуру атмосферы, а отсюда — и на определяемое содержание элементов. Чтобы выяснить этот вопрос, по программе ATLAS 5 [15] с учетом конвекции и поглощения в водородных линиях было рассчитано несколько моделей атмосфер сверхгигантов класса F с повышенным содержанием гелия*. В ка-

* Эти вычисления по нашей просьбе выполнил В. В. Цымбал.

честве примера в табл. 2 приведены изменения в температуре T , газовом давлении P_g и концентрации свободных электронов N_e на трех характерных росселандовских глубинах τ_R , возникающие при увеличении содержания гелия $N(\text{He})/N(\text{H})$ в 5 раз по сравнению с Солнцем. Выбранные при этом параметры $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ соответствуют сверхгиганту класса F0. Видно, что температура T меняется очень мало, а наибольшие изменения претерпевает распределение газового давления P_g .

Таблица 2
ИЗМЕНЕНИЯ В МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ С
ПАРАМЕТРАМИ $T_{\text{эфф}} = 7400 \text{ К}$ И $\lg g = 1.7$ ПРИ
УВЕЛИЧЕНИИ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В 5
РАЗ

τ_R	$\Delta T (\text{К})$	$\Delta \lg P_g$	$\Delta \lg N_e$
0.001	23	0.40	0.16
0.01	16	0.32	0.11
0.1	3	0.29	0.08

Каково же реальное содержание гелия в атмосферах F-сверхгигантов? К сожалению, температуры этих звезд слишком низки, и поэтому в их спектрах не наблюдаются абсорбционные линии He I фотосферного происхождения. Поэтому количественные оценки можно делать лишь на основе эволюционных моделей. Как показано нами [4, 5], массы F0-сверхгигантов $\alpha \text{ Car}$, $\alpha \text{ Lep}$ и $\epsilon \text{ Car}$ заключены примерно в интервале от 8 до $12 M_{\odot}$. Выполненные недавно расчеты эволюции массивных звезд [16] показали, что у звезды с массой $15 M_{\odot}$ содержание гелия на поверхности может увеличиться после перемешивания лишь в 1.3 раза (точнее, отношение $N(\text{He})/N(\text{H})$ возрастает от 0.10 до 0.13). У звезды с массой $9 M_{\odot}$, как следует из [17], величина $N(\text{He})/N(\text{H})$ возрастает в 1.08 раза для стандартной эволюционной модели и в 1.5 раза для модели с дополнительным перемешиванием (введенным, чтобы объяснить наблюдаемые аномалии в содержании C, N и O у желтых сверхгигантов). На основании табл. 2 можно заключить, что такое малое повышение содержания гелия практически не изменит структуры атмосферы.

4) *Отклонения от ЛТР.* Мы видим, что рассмотренные выше причины не могут объяснить обнаруженные расхождения в содержании Fe и Ti между сильными и слабыми линиями, достигающие в случае сверхгигантов F0 величины $\Delta \lg \epsilon = 0.5-0.6$. Рассмотрим теперь, к каким последствиям могут привести отклонения от локального термодинамического равновесия (ЛТР). Эти отклонения могут повлиять на определение ϵ и ξ тремя путями: 1) через модель атмосферы, 2) через населенности атомных уровней

данного элемента и 3) через степень его ионизации. Остановимся сначала на первой из указанных возможностей.

До последнего времени приходилось использовать ЛТР-модели атмосфер сверхгигантов класса F, так как корректные расчеты моделей при отказе от ЛТР связаны с большими трудностями. В качестве первого шага мы вычислили не-ЛТР модели атмосфер для сверхгигантов α Car, α Lep, ϵ Car и γ Cyg, предположив, что отклонения от ЛТР не влияют на распределение температуры. Эти расчеты были выполнены с помощью программы, разработанной И. Губены в Астрономическом институте АН СССР. Оказалось, что отказ от ЛТР приводит к таким малым изменениям в зависимостях $P_g(\tau)$ и $N_e(\tau)$, которые никак не могут устранить различий между $\xi_i^I(\tau)$ и $\xi_i^{II}(\tau)$.

Более существенными могут оказаться изменения температуры $T(\tau)$. Расчеты моделей атмосфер [18, 19], выполненные для сверхгигантов класса A0, показали, что отказ от предположения ЛТР приводит к заметному понижению $T(\tau)$ в области формирования линий. Если аналогичное понижение имеет место и в случае F-сверхгигантов, это должно привести к уменьшению величины $lg \epsilon$ для линий Fe I и, в меньшей мере, для линий Fe II и Ti II. Однако, чтобы этот эффект мог устранить разницу в содержании ϵ между относительно сильными и слабыми линиями, пришлось бы ввести для таких линий совершенно разные поправки ΔT . Например, в случае ϵ Car, чтобы устранить ход в содержании железа при $\xi_i = \xi_i^{II}(\tau)$, необходимо уменьшить значения $lg \epsilon$ для слабых линий Fe I на 0.5 (см. рис. 2b). Для этого потребовалось бы понизить T в области формирования таких линий на величину $\Delta T \approx 500$ K. В то же время для относительно сильных линий Fe I было бы $\Delta T \approx 0$. Конечно, сильные линии в среднем образуются в более высоких слоях атмосферы, чем слабые линии. Однако, исходя из результатов [18, 19], все же трудно ожидать, что уменьшение температуры ΔT , к которому приводят отклонения от ЛТР, испытывает такую сильную зависимость от глубины. Кроме того, понижение T на 500 K для слабых линий привело бы к общему большому дефициту железа и других элементов в атмосферах сверхгигантов класса F0, который трудно было бы понять с эволюционной точки зрения.

Все сказанное приводит нас к выводу, что влияние отклонений от ЛТР на модели атмосфер F-сверхгигантов не может объяснить найденных различий между ξ_i^I и ξ_i^{II} . Вместе с тем следует отметить, что необходимы дополнительные расчеты моделей атмосфер таких звезд, чтобы до конца выяснить вопрос о возможных изменениях в распределении $T(\tau)$ при отказе от ЛТР.

3. *Повышение степени ионизации атомов Fe I вследствие отклонений от ЛТР.* Мы уже отмечали, что отклонения от ЛТР могут влиять также

на населенность уровней и на степень ионизации. В статье Ниссена и Густафссона [20] этот вопрос был исследован для карликов класса F. Расчеты были выполнены на основе упрощенной модели атома Fe I с двенадцатью уровнями. Оказалось, что отклонения от ЛТР в населенностях уровней невелики; они становятся заметными лишь в самых верхних слоях атмосферы, то есть для очень сильных линий Fe I. Совершенно иначе обстоит дело со степенью ионизации: отношение $N(\text{Fe II})/N(\text{Fe I})$ в области образования линий становится существенно больше равновесного (для краткости будем называть это явление сверхионизацией). Так как большинство атомов железа в атмосферах F-звезд находится в ионизованном состоянии и поэтому заметно изменить концентрацию $N(\text{Fe II})$ уже невозможно, повышение степени ионизации происходит в основном за счет уменьшения $N(\text{Fe I})$. Отметим, что сравнительно небольшая сверхионизация Fe I в области образования фотосферных линий ранее была предсказана также для Солнца [21] и для гигантов классов G и K [22].

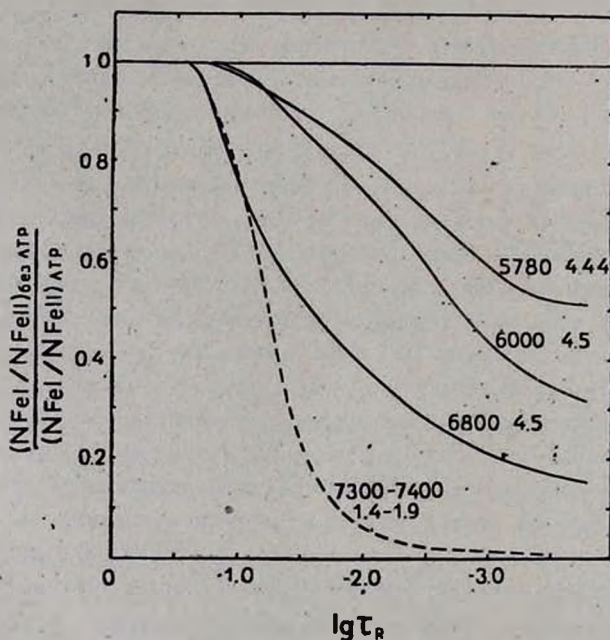


Рис. 4. Отклонения от ЛТР в степени ионизации. Рядом с каждой кривой указаны соответствующие значения $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. Сплошные линии — данные расчетов [20], штриховая линия — эмпирическая зависимость, найденная нами для сверхгигантов класса F0.

На рис. 4 воспроизведены результаты работы [20], полученные для трех моделей атмосфер при нормальном химическом составе (сплошные линии). Верхняя кривая соответствует Солнцу. Здесь представлены измене-

ния в отношении $N(\text{Fe I})/N(\text{Fe II})$ вследствие отклонений от АТР, вычисленные в зависимости от средней росселандовской оптической глубины τ_R . Приведенные кривые по существу отражают изменения в $N(\text{Fe I})$. Видим, что в верхних слоях атмосферы концентрация нейтральных атомов железа понижена в несколько раз по сравнению с АТР. Это должно привести к уменьшению теоретических эквивалентных ширинок линий Fe I, а отсюда — к повышению содержания $\epsilon(\text{Fe})$, определяемого по достаточно сильным линиям. С другой стороны, так как концентрация ионизованных атомов железа практически не меняется, сверхионизация не влияет на содержание $\epsilon(\text{Fe})$, определяемое по линиям Fe II.

Эффект сверхионизации атомов Fe I обусловлен фотоионизацией этих атомов ультрафиолетовым излучением (ионизация, например, с основного уровня Fe I возможна фотонами с $\lambda < 1575 \text{ \AA}$). И хотя у F-звезд энергия, излучаемая в ультрафиолетовой части спектра, на несколько порядков меньше энергии, излучаемой в видимой области, она играет важную роль при детальном рассмотрении процесса ионизации. Отметим, что в расчетах [20] использованы наблюдательные данные об ультрафиолетовых потоках F-звезд.

В [20] отмечены два момента, связанные с эффектом сверхионизации. Во-первых, этот эффект существенно зависит от содержания металлов (у F-сверхгигантов содержание металлов близко к солнечному). Во-вторых, и это для нас особенно важно, сверхионизация усиливается с ростом $T_{\text{эф}}$ (см. рис. 4). Так как обнаруженное нами несоответствие между ξ_I^I и ξ_I^{II} тоже усиливается с повышением $T_{\text{эф}}$, возникает предположение, что такое несоответствие объясняется занижением степени ионизации в АТР-расчетах.

Чтобы проверить это предположение, мы повторили для $\gamma \text{ Cyg}$ вычисления содержания железа по линиям Fe I, предварительно исправив значения $N(\text{Fe I})/N(\text{Fe II})$ в соответствии с кривой, приведенной на рис. 4 для $T_{\text{эф}} = 6000 \text{ K}$ (эта температура практически совпадает с той, которая найдена для $\gamma \text{ Cyg}$, см. табл. 1). Выяснилось, что после учета сверхионизации расхождение между $\xi_I^I(\tau)$ и $\xi_I^{II}(\tau)$ для $\gamma \text{ Cyg}$ полностью исчезает, то есть для линий Fe I при $\xi_I = \xi_I^{II}(\tau)$ исчезает ход в содержании железа с ростом W_λ (рис. 3с). Таким образом, в случае $\gamma \text{ Cyg}$ удастся исправить распределение микротурбулентности $\xi_I^I(\tau)$, найденное по линиям Fe I, и привести его в согласие с распределением $\xi_I^{II}(\tau)$, полученным по линиям ионов Fe II и Ti II.

Наши расчеты показали, что для сверхгигантов класса F0 тех изменений в величине $N(\text{Fe I})/N(\text{Fe II})$, которые найдены в [20] для $T_{\text{эф}} = 6000$ и 6800 K , оказывается недостаточно. Это вполне объясняется тем, что сверхионизация усиливается с ростом $T_{\text{эф}}$ и поэтому при темпе-

ратурах $T_{\text{эф}} = 7300\text{—}7400$ К, соответствующих сверхгигантам F0 (табл. 1), можно ожидать более значительных отклонений от ЛТР в степени ионизации.

Приняв в качестве начального приближения кривую, приведенную на рис. 4 для $T_{\text{эф}} = 6800$ К, мы подобрали для F0-сверхгигантов такое распределение $N(\text{Fe I})/N(\text{Fe II})$, которое полностью устраняет расхождение между ξ^{I} и ξ^{II} . Найденные изменения в $N(\text{Fe I})/N(\text{Fe II})$ представлены на рис. 4 штриховой линией. Из сравнения рис. 2b и 2c видно, что при этом полностью исчезает ход в содержании Fe при возрастании W_{λ} . Отличие от ЛТР в этом случае, как и следовало ожидать, оказалось более сильным, чем для поздних F-звезд. Например, на оптической глубине $\tau_{3000} = 0.01$ степень ионизации $N(\text{Fe II})/N(\text{Fe I})$ повысилась в 10 раз, а на глубине $\tau_{2000} = 0.001$ — примерно в 70 раз по сравнению с ЛТР.

Интересно, что для трех F0-сверхгигантов — α Car, α Lep и ϵ Car —, принадлежащих разным классам светимости, то есть имеющих разные значения g , изменения в ионизации удалось описать одной кривой на рис. 4. Далее, для F8-сверхгиганта γ Cyg подошла кривая F-карлика с такой же эффективной температурой, но с совершенно иным значением $\lg g$ (4.5 вместо 1.2). Все это может указывать на то, что сверхионизация мало зависит от ускорения силы тяжести g .

Из сравнения рис. 2a и 2c видно, что среднее содержание железа, определенное по линиям Fe I, после учета сверхионизации повышается для сверхгигантов F0 на величину $\Delta \lg \epsilon = 0.15\text{—}0.20$. При этом к уменьшению $N(\text{Fe I})$ оказались чувствительными не только сильные, но и слабые линии; хотя в области формирования слабых линий сверхионизация мала, зато такие линии сильнее зависят от $N(\text{Fe I})$. Как уже отмечалось, отклонения от ЛТР могут понижать температуру $T(\tau)$ в моделях атмосфер. Достаточно понизить $T(\tau)$ в области образования линий на 150—200 К, чтобы компенсировать указанное повышение в $\epsilon(\text{Fe})$ для F0-сверхгигантов. Как видно из рис. 3a и 3c, для поздних F-сверхгигантов, где эффект сверхионизации меньше, ее учет практически не влияет на определение $\epsilon(\text{Fe})$ по слабым линиям Fe I.

Итак, отклонения от ЛТР в степени ионизации могут существенно повлиять на распределение микротурбулентности $\xi^{\text{I}}(\tau)$, найденное по линиям Fe I. Более точным является распределение $\xi^{\text{II}}(\tau)$, полученное по линиям ионов Ti II и Fe II.

В заключение отметим, что к идее сверхионизации у сверхгигантов класса F мы пришли эмпирическим путем, пытаясь устранить обнаруженное несоответствие в $\xi_i(\tau)$ между нейтральными и ионизованными атомами. Следующим шагом в решении этой проблемы должны стать соответ-

ствующие расчеты, подобные [20—22] и выполненные на основе имеющихся данных об ультрафиолетовых потоках этих звезд. Такие расчеты полезно провести не только для железа, но и для других элементов, которые также могут показать существенные отклонения от ЛТР в степени ионизации.

4. Выводы

1) Анализ микротурбулентности ξ_i по линиям Fe I у сверхгигантов класса F приводит к более низким значениям ξ_i , чем по линиям ионов Fe II и Ti II. Это расхождение усиливается при переходе от подкласса F8 к подклассу F0.

2) Найденное несоответствие не удается объяснить систематическими ошибками в силах осцилляторов или в постоянных затухания. Оно не исчезает после учета повышенного содержания гелия и после учета отклонений от ЛТР в моделях атмосфер.

3) Наиболее вероятное объяснение связано с повышением степени ионизации Fe при отказе от ЛТР, предсказанным ранее для карликов и гигантов классов F—K [20—22]. Учет этой дополнительной ионизации позволяет исправить распределение микротурбулентности, найденное по линиям Fe I, и привести его в согласие с распределением, найденным по линиям Fe II и Ti II. Значения ξ_i , определенные по линиям ионизованных атомов, являются более точными.

4) Для сверхгигантов класса F0 концентрация атомов Fe I при $\tau_{5000} \leq 0.01$ может быть уменьшена по сравнению с ЛТР в 10 раз и более. Для сверхгигантов класса F8 изменения в степени ионизации гораздо меньше. Таким образом, отклонения от ЛТР в ионизации Fe сильно зависят от $T_{\text{эф}}$.

Авторы выражают искреннюю благодарность И. Губены за помощь в вычислении моделей атмосфер F-сверхгигантов с учетом отклонений от ЛТР и В. В. Цымбалу за вычисление моделей атмосфер с повышенным содержанием гелия.

Крымская астрофизическая
обсерватория

NON-LTE EFFECT ON DETERMINATION OF MICROTURBULENCE IN THE ATMOSPHERES OF F-TYPE SUPERGIANTS

L. S. LYUBIMKOV, A. A. BOYARCHUK

It has been shown that the analysis of Fe I lines in the spectra of several F-type supergiants leads to lower values of microturbulent velocity ξ_i in comparison with lines of ions Fe II and Ti II (fig. 1). This

7—833

effect depends on T_{eff} — for F0-stars the relative difference in ξ , values is noticeably greater than for F8-stars (table 1). Probable causes of the disparity in microturbulence determination, effect of errors in oscillator strengths and in damping, effect of helium overabundance, and effect of departures from LTE are discussed. It has been shown that if over-ionization of Fe I atoms due to departures from LTE (fig. 4) would be taken into account, we could eliminate the obtained discrepancy in microturbulent velocities.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крымской обс., 64, 3, 1981.
2. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крымской обс., 66, 130, 1982.
3. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Астрофизика, 18, 375, 1982.
4. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, Астрофизика, 18, 596, 1982.
5. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Астрофизика (в печати).
6. J. C. Castley, R. D. Watson, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 41, 397, 1980.
7. А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, Изв. Крымской обс., 63, 66, 1981.
8. R. L. Kurucz, Ap. J. Suppl. ser., 40, 1, 1979.
9. D. E. Blackwell, A. D. Petford, M. J. Shallis, G. J. Simmons, M. N., 199, 43, 1982.
10. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, Изв. Крымской обс., 70 (в печати).
11. R. L. Kurucz, Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Report, No. 390, 1, 1981.
12. D. F. Carbon, G. E. Langer, D. Butler, R. P. Kraft, N. B. Suntzeff, E. Kemper, C. F. Trefzger, W. Romanishin, Ap. J. Suppl. ser., 49, 207, 1982.
13. C. H. Corliss, J. L. Tech, Journal of Research of NBS (A. Physics and Chemistry), 80A, 787, 1976.
14. Л. С. Любимков, И. С. Саванов, Изв. Крымской обс., 69 (в печати).
15. S. L. Wright, J. D. Argyros, Comm. Univ. London Obs., No. 75, 1975; S. L. Wright, Comm. Univ. London Obs., No. 76, 1975.
16. W. M. Brunsch, J. W. Truran, Ap. J., 256, 247, 1982.
17. S. A. Becker, A. N. Cox, Ap. J., 260, 707, 1982.
18. R. P. Kudritzki, Astron. Astrophys., 28, 103, 1973.
19. S. Frandsen, Astron. Astrophys., 37, 139, 1974.
20. P. E. Nissen, B. Gustafsson, in "Astronomical Papers Dedicated to Bengt Ström-gren" (ed. A. Reiz, T. Anderson), Copenhagen, 1978. p. 43.
21. R. G. Athay, B. W. Lites, Ap. J., 176, 809, 1972.
22. B. W. Lites, C. R. Cowley, Astron. Astrophys., 31, 361, 1974.