

УДК: 524.31.01—466

О ПЕРЕМЕННОСТИ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ
В АТМОСФЕРАХ F-СВЕРХГИГАНТОВ

Л. С. ЛЮБИМКОВ, Э. А. САМЕДОВ

Поступила 5 января 1989

Принята к печати 16 апреля 1989

По линиям Fe I на основе современных значений сил осцилляторов исследована микротурбулентность в атмосферах четырех F-сверхгигантов — γ Cyg, α UMi, ρ Cas и α Cas. Показано, что существует сильная зависимость скорости микротурбулентности ξ_i от наблюдаемой эквивалентной ширины. Из этой зависимости однозначно следует, что величина ξ_i не может быть постоянной в атмосфере, напротив, она быстро растет к наружным слоям. Уточнены распределения $\xi_i(\tau)$ в атмосферах исследованных звезд. Подтверждено существование сверхзвуковых значений ξ_i в верхних слоях ρ Cas, в то время как у трех других сверхгигантов эти значения не превышают скорости звука. Имеется качественное согласие полученных распределений $\xi_i(\tau)$ с предсказаниями теории акустических волн. Отмечено, что сверхзвуковые значения $\xi_i(\tau)$ в атмосфере ρ Cas могут быть связаны с истечением вещества, наблюдаемым у этого массивного сверхгиганта.

1. Введение. Существует предположение, что тот эффект, который по традиции называют микротурбулентностью, в атмосферах достаточно холодных звезд (начиная с поздних A-звезд) порождается акустическими волнами, идущими снизу, из подфотосферной конвективной зоны. Расчеты Эдмундса [1], основанные на этой гипотезе, дают величину v_{∞} — среднеквадратичную амплитуду колебательной скорости, которая рассматривается как аналог обычной микротурбулентной скорости ξ_i , определяемой из наблюдений. Из [1] следует, например, что в атмосферах F- и G-карликов значения v_{∞} составляют около 1 км/с, что приблизительно соответствует наблюдаемым скоростям ξ_i . Но наиболее интересные результаты теория предсказывает для желтых сверхгигантов: в их атмосферах величина v_{∞} быстро растет с высотой, причем в наиболее высоких слоях, согласно [1], могут достигаться сверхзвуковые значения v_{∞} . Возникает вопрос: в какой мере предсказания теории согласуются с наблюдаемыми скоростями микротурбулентности у звезд этого типа?

В Крымской астрофизической обсерватории были исследованы высокодисперсионные спектры ряда F-сверхгигантов, в результате были по-

строены распределения микротурбулентной скорости ξ_i в зависимости от оптической глубины τ . Они показали рост ξ_i с высотой, что согласуется с расчетами [1]. Наиболее детальное исследование микротурбулентности было выполнено для сверхгиганта γ Cyg (F8 Ib); опираясь на группу наиболее слабых линий Fe I с эквивалентными ширинами $W_\lambda = 10-20 m\text{A}$, Боярчуку и Любимкову [2] удалось довольно жестко задать интервал возможных значений содержания железа $\lg \epsilon(\text{Fe})$ и отсюда получить однозначный вывод, что величина $\xi_i(\tau)$ в атмосфере γ Cyg не может быть постоянной. Распределение $\xi_i(\tau)$, найденное для γ Cyg, послужило начальным приближением при построении зависимостей $\xi_i(\tau)$ для других F-сверхгигантов. Однако, если в случае γ Cyg переменность $\xi_i(\tau)$ в атмосфере можно было считать доказанной, то в отношении остальных звезд этого типа ответ был не столь однозначен. Например, значения W_λ линий Fe I в спектре Канопуса (α Car) одинаково хорошо удовлетворяли и переменной скорости $\xi_i(\tau)$ и постоянному значению $\xi_i = 4.5 \text{ км/с}$ (см. [3]).

Наша задача состояла в том, чтобы на основе методики, примененной в [2], однозначно решить вопрос о переменной $\xi_i(\tau)$ не только для γ Cyg, но и для других F-сверхгигантов. Это позволило бы более обоснованно судить о росте ξ_i с высотой в атмосфере как общем свойстве таких звезд. Новым моментом по сравнению с [2] является использование более точных сил осцилляторов f линий Fe I; в наших расчетах приняты значения f из обширного списка Боярчука и Саванова [4].

2. *Анализ линий Fe I.* Дальнейшие вычисления построены на анализе эквивалентных ширин линий Fe I. Как известно, это наиболее многочисленная группа линий в спектрах F-сверхгигантов; например, при исследовании γ Cyg в [2] было привлечено около 90 линий, а при исследовании α Car в [3] — 75 линий Fe I. Важнейшее требование, необходимое для установления переменной ξ_i в атмосфере, заключается в наличии группы сравнительно слабых линий ($W_\lambda = 10-30 m\text{A}$), которые благодаря малой чувствительности к вариациям ξ_i позволяют задать довольно узкий интервал возможных значений $\lg \epsilon(\text{Fe})$. Нами были рассмотрены четыре F-сверхгиганта, для которых имелись измерения W_λ таких линий. Их основные параметры представлены в табл. 1.

Значения эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести g , приведенные в табл. 1, были получены ранее (см. [2, 3, 5]). Модели атмосфер, соответствующие принятым параметрам $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, построены путем интерполяции на основе известной сетки моделей Куруда [6]. Близкие модели уже применялись в [2, 5, 7] при анализе химического состава рассмотренных сверхгигантов. Теперь указанные:

модели атмосфер будут использованы в расчетах эквивалентных ширины линий FeI при разных значениях ξ_t (методика вычислений описана в [8]).

ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДОВАННЫХ F-СВЕРХГИГАНТОВ Таблица 1

Звезда	Sp	$T_{эф}/lg g$	Число исследованных линий FeI	Источники значений W_λ	$lg \epsilon(Fe)$	
					max	min
γ Cyg	F8 Ib	6050/1.2 [2, 3]	79	[2, 9]	7.62	7.47
ρ Cas	F8Iap	6000/0.25 [5]	110	[9]	7.52	7.30
α UMi	F8 Ib—II	6050/1.95 [2]	71	[2, 9]	7.57	7.38
α Car	F0 Ib—II	7400/1.9 [3]	75	[10]	7.50	7.43
			402	[11]	7.60	7.52

Как уже отмечалось, переменность величины ξ_t (τ) у сверхгиганта γ Cyg детально исследовалась в [2]; теперь мы повторили анализ этой звезды с новыми силами осцилляторов FeI. Наблюдаемые значения W_λ линий FeI в случае γ Cyg, ρ Cas и α U Mi брались нами из [9], а в случае α Car были привлечены два независимых источника наблюдательных данных—[10] и [11]. Дополнительные измерения слабых линий FeI в спектрах γ Cyg и α U Mi выполнены в [2]. Подчеркнем, что в основу нашего анализа положены высокодисперсионные спектры: для трех сверхгигантов подкласса F8 (γ Cyg, ρ Cas и α UMi) обратная дисперсия спектрограмм составляла 4, 6 и 8 А/мм, а для α Car—около 2 А/мм. Во всех случаях, исключая данные [11], рассматривались неблендированные линии FeI с хорошо известными силами осцилляторов.

Чем слабее спектральные линии, тем они менее чувствительны к выбору ξ_t . В качестве примера на рис. 1 представлены зависимости содержания железа от ξ_t , вычисленные нами для трех групп линий FeI в спектре ρ Cas. Группа наиболее слабых линий, которой в среднем соответствует наблюдаемая эквивалентная ширина $\overline{W}_\lambda = 22 m\text{A}$, показывает наименьшие изменения при увеличении скорости микротурбулентности. Для этой группы мы получили среднее содержание $lg \epsilon(Fe) = 7.52$ при $\xi_t = 0$ км/с и $lg \epsilon(Fe) = 7.30$ при $\xi_t = 7$ км/с, причем дальнейшее повышение ξ_t уже не меняет значения $lg \epsilon(Fe)$. Отметим, что содержание железа $lg \epsilon(Fe)$ мы даем в обычной логарифмической шкале, где для водорода принято $lg \epsilon(H) = 12.00$.

Итак, группа наиболее слабых линий довольно жестко ограничивает интервал возможных значений $lg \epsilon(Fe)$. Наибольшее значение $lg \epsilon(Fe)$ получается при $\xi_t = 0$ км/с, а чтобы найти наименьшее значе-

ние, достаточно положить, например, $\xi_1 = 10$ км с. Таким способом для каждого сверхгиганта были определены максимум и минимум величины $\lg \varepsilon(\text{Fe})$, которые приведены в табл. 1. Поскольку число рассмотренных слабых линий достаточно велико — обычно использовалось около десятка таких линий, — интервал возможных значений $\lg \varepsilon(\text{Fe})$ устанавливается достаточно уверенно. Как видно из табл. 1, длина этого интервала составляет всего лишь 0.1—0.2.

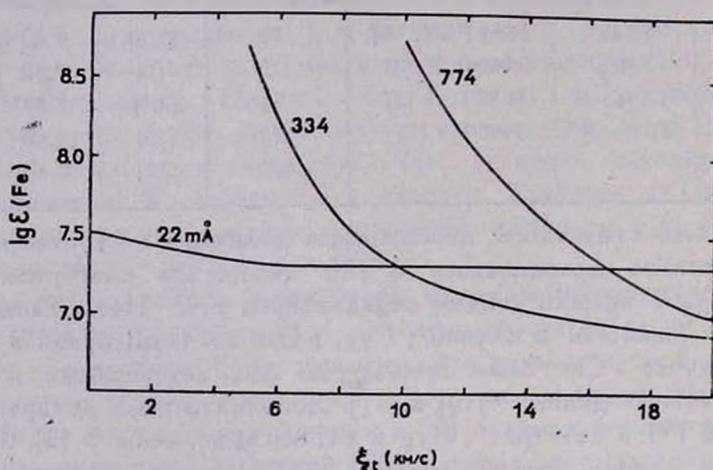


Рис. 1. Содержание железа, найденное по трем группам линий Fe I в спектре ρ Cas, как функция принятой скорости микротурбулентности. Рядом с каждой кривой указано среднее значение W_λ (m Å).

Следуя методике, примененной в [2], анализ остальных линий Fe I проводим на основе найденных граничных значений $\lg \varepsilon(\text{Fe})$. Приняв в качестве исходного, например, максимальное значение $\lg \varepsilon(\text{Fe})$, определяем для каждой линии ту скорость ξ_1 , при которой из наблюдаемой эквивалентной ширины W_λ следует именно это содержание железа. Аналогичную процедуру повторяем при минимальном значении $\lg \varepsilon(\text{Fe})$. Отсюда можно построить две предельных зависимости ξ_1 от W_λ . Реальная зависимость, соответствующая истинному содержанию железа в атмосфере звезды, должна лежать между ними. Так как чем больше W_λ , тем выше в атмосфере в среднем образуются линии, эти зависимости позволяют ответить на вопрос, постоянна или переменна скорость микротурбулентности в атмосферах исследованных сверхгигантов. В частности, если величина ξ_1 с глубиной не меняется, не должно быть хода найденных значений ξ_1 с ростом W_λ .

3. *Результаты вычислений.* На рис. 2 представлены результаты расчетов для сверхгиганта γ Cyg. Все линии Fe I сгруппированы по эквивалентным ширинам, и на рис. 2 приведены средние значения ξ_t для каждой такой группы вместе со средними ошибками σ этих значений. Получены две последовательности точек: нижняя (заполненные кружки) соответствует максимуму $\lg e$ (Fe), а верхняя (незаполненные кружки) — минимуму $\lg e$ (Fe). Не представлена группа самых слабых линий, поскольку для нее нельзя однозначно указать скорость ξ_t , соответствующую минимальному значению $\lg e$ (Fe) (см. рис. 1).

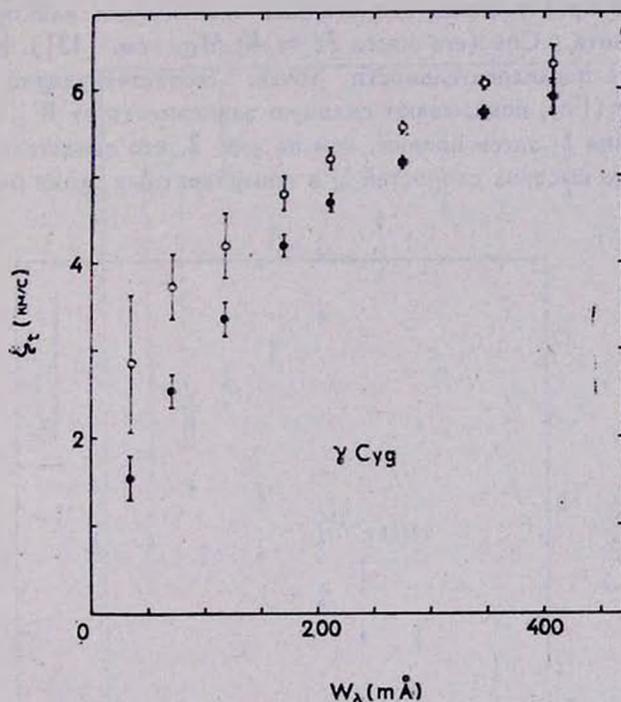


Рис. 2. Средние скорости микротурбулентности, определенные для групп линий Fe I с разными эквивалентными ширинами W_λ в спектре γ Cyg, в зависимости от средних значений W_λ . Точки соответствуют максимальному содержанию $\lg e$ (Fe), кружки — минимальному (см. табл. 1).

Обе последовательности точек демонстрируют явный ход ξ_t с ростом W_λ : чем сильнее линии, тем большую скорость микротурбулентности необходимо задать, чтобы получить согласие с наблюдаемыми эквивалентными ширинами. При этом различия в ξ_t между разными группами во много раз превышают средние ошибки σ . Из рис. 2 видно, что найденные граничные зависимости задают довольно узкий «коридор», поэтому для лю-

бых промежуточных значений $\lg \epsilon(\text{Fe})$ мы неизбежно получаем сильный ход в значениях ξ_i с ростом W_λ . Зависимость действительно сильная: например, чтобы на рис. 2 точки, соответствующие относительно сильным линиям ($\xi_i \approx 6$ км/с), опустить до уровня слабых линий ($\xi_i \approx 2$ км/с), потребовалось бы для первых повысить $\lg \epsilon(\text{Fe})$ на 1.4.

Рис. 2 с полной очевидностью подтверждает вывод, сделанный в [2]: скорость микротурбулентности в атмосфере γ Cyg не постоянна, она существенно возрастает к поверхностным слоям. Отметим, что переход к уточненным силам осцилляторов Fe I привел к более плавному росту ξ_i с W_λ по сравнению с [2].

На рис. 3 представлены аналогичные зависимости для очень массивного сверхгиганта ρ Cas (его масса $M \approx 40 M_\odot$, см. [12]). Как и в случае γ Cyg, обе последовательности точек, соответствующие предельным значениям $\lg \epsilon(\text{Fe})$, показывают сильную зависимость от W_λ . Однако диапазон изменения ξ_i здесь больше, чем на рис. 2, что свидетельствует о достижении более высоких скоростей ξ_i в поверхностных слоях ρ Cas по сравнению с γ Cyg.

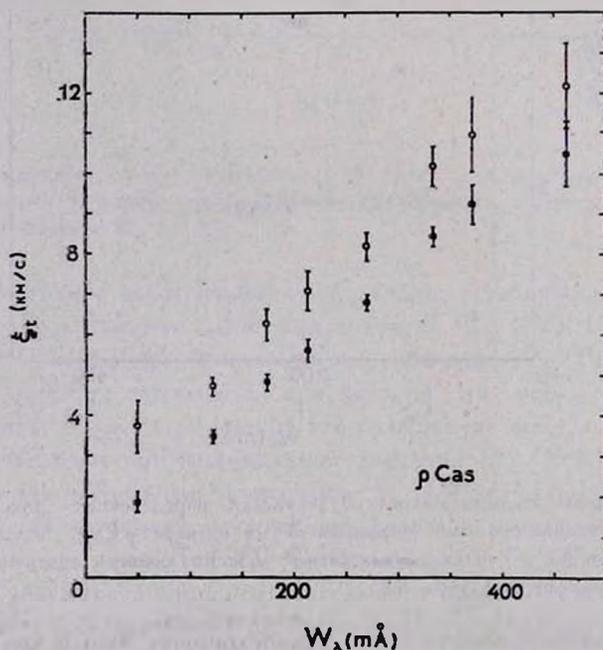


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для сверхгиганта ρ Cas.

На рис. 4 приведены результаты, полученные для цефеиды α UMi (Полярная). Здесь нижняя последовательность точек, соответствующая максимальному значению $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.57$ (см. табл. 1), вновь демонстри-

рует явный ход ξ_t с ростом W_λ . С другой стороны, если за основу принять минимальное значение $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.38$, такого хода уже не обнаруживается, при этом обращают на себя внимание большие ошибки σ в трех группах относительно слабых линий. Существенный разброс значений ξ_t для линий в этих группах связан с тем, что для ряда линий содержание $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.38$ достигается лишь при довольно высоких скоростях ξ_t , а некоторые линии в этом случае даже пришлось исключить, так как найденное по ним содержание $\lg \epsilon(\text{Fe})$ при любых значениях ξ_t оказывается выше 7.38. По нашему мнению, это может указывать на то, что реальное содержание железа в атмосфере αUMi заметно превосходит значение $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.38$.

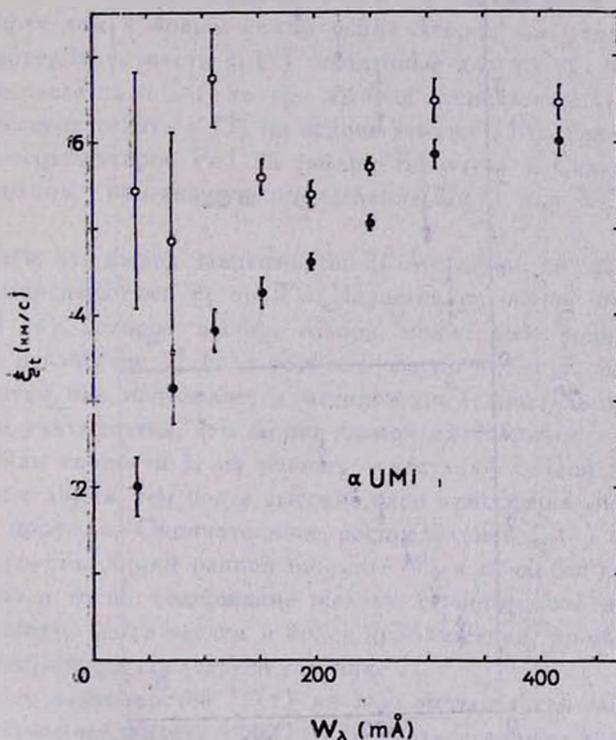


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для сверхгиганта αUMi .

Найденное нами для αUMi максимальное значение $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.57$ практически совпадает с нормальным, т. е. солнечным содержанием железа $\lg \epsilon_\odot(\text{Fe}) = 7.60$ [4]. Нормальное содержание Fe в атмосфере αUMi было получено в [2]; кроме того, к тому же результату пришли недавно Лак и Бонд [13], исследовавшие химический сос-

тав α UMi по спектрам высокого качества. Поэтому мы полагаем, что нижняя последовательность точек на рис. 4, соответствующая значению $\lg \varepsilon(\text{Fe}) = 7.57$, ближе к действительности. Таким образом, данные по α UMi также указывают на переменность величины ξ_1 с глубиной в атмосфере.

На рис. 5 представлены зависимости ξ_1 от W_λ для сверхгиганта α Car (Жанопус). Как уже отмечалось, анализ микротурбулентности для этой звезды был выполнен независимо по двум источникам значений W_λ . Данным [10] соответствует рис. 5а, данным [11] — рис. 5б. Отметим, что

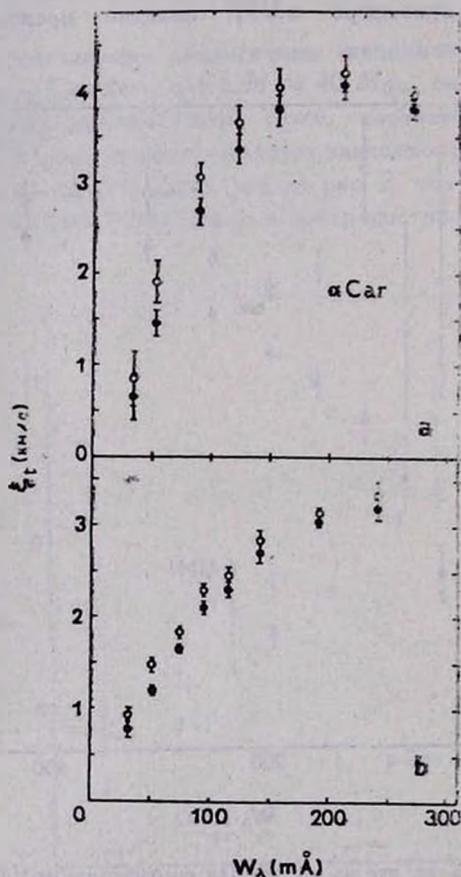


Рис. 5. То же, что на рис. 2, для сверхгиганта α Car. Случай а соответствует данным [10], случай б — данным [11].

если при использовании [10] мы выбирали заведомо неблендированные линии FeI с хорошо известными силами осцилляторов, то в списке [11] такого отбора не проводилось (с этим связано большее различие между [10]

и [11] в числе рассмотренных линий, см. табл. 1). Наша цель при этом состояла в том, чтобы посмотреть, как будут зависеть результаты от выбора той или иной системы данных. Как видно из рис. 5, в обоих случаях выросло четкое повышение ξ_i с ростом эквивалентной ширины.

Итак, исследование линий Fe I в спектрах четырех F-сверхгигантов привело к заключению, что найденные по этим линиям значения скорости микротурбулентности ξ_i показывают явную зависимость от W_i . Тем самым подтвержден вывод, сделанный в [2] на основе изучения спектров γ Cyg: микротурбулентность в атмосферах F-сверхгигантов не является постоянной; напротив, она быстро растет с высотой.

4. Распределение микротурбулентности и обсуждение результатов.

В связи с переходом к новым силам осцилляторов мы уточнили распределения микротурбулентности $\xi_i(\tau)$, найденные для γ Cyg, α UMi и ρ Cas в [2, 5]. Что касается α Cas, то при выводе зависимости $\xi_i(\tau)$, полученной для этого сверхгиганта в [3] на основе данных [10], уже были использованы силы осцилляторов Fe I из таблиц Боярчука и Саванова [4]. Теперь мы выполним независимое определение $\xi_i(\tau)$ для α Cas по данным [11].

Подчеркнем, что вывод зависимостей ξ_i от τ никак не связан с найденными выше зависимостями ξ_i от W_i . Задается некоторое начальное распределение $\xi_i^0(\tau)$, которое, вообще говоря, может быть произвольным (в нашем случае в качестве $\xi_i^0(\tau)$ берутся распределения, полученные в [2, 3, 5]). Затем оно исправляется методом последовательных приближений. При этом учитывается, что линии разной интенсивности чувствительны к изменениям скорости ξ_i на разных участках кривой $\xi_i(\tau)$, потому что, чем сильнее линия, тем более высокие слои атмосферы участвуют в образовании ее профиля. Окончательное распределение $\xi_i(\tau)$ должно быть таким, чтобы группы линий разной ширины W_i в пределах средней ошибки давали одно и то же содержание железа. Отметим, что иногда придется просчитывать около десяти и более приближений, прежде чем удастся добиться выполнения последнего условия.

При выводе зависимостей $\xi_i(\tau)$ во всех четырех случаях в качестве исходного содержания железа $\lg v(\text{Fe})$ принята середина интервала, указанного в табл. 1. Результаты представлены на рис. 6.

Для сверхгигантов γ Cyg и α UMi распределения $\xi_i(\tau)$ по сравнению с [2] изменились мало; переход к новым силам осцилляторов привел к небольшому понижению значений ξ_i в высоких слоях их атмосфер. Для α Cas на рис. 6 приведены два распределения: одно получено по данным [10] и взято из [3], другое найдено с помощью данных [11]. Видим, что менее строгий отбор линий в последнем слу-

чае привел к заметному снижению $\xi_i(\tau)$. Для массивного сверхгиганта ρ Cas ход скорости ξ_i с глубиной по сравнению с [5] стал более крутым, при этом значения ξ_i в высоких слоях ($\tau \sim 10^{-3}$) более чем в два раза превышают скорость звука. У остальных трех сверхгигантов, значительно менее массивных ($M/M_\odot = 6 + 11$), заметного превышения над скоростью звука не обнаружено. Заметим, что скорость звука в атмосферах F-сверхгигантов составляет 7–8 км/с.

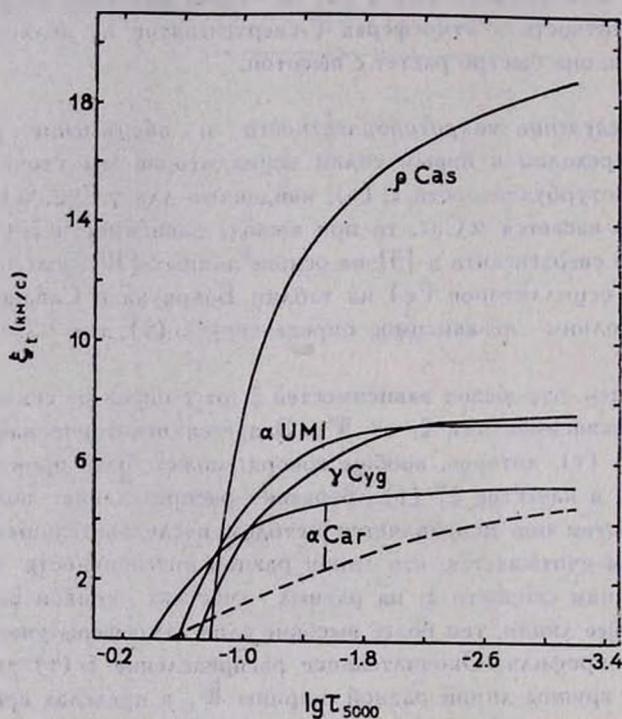


Рис. 6. Распределение микротурбулентности в атмосферах исследованных сверхгигантов. Здесь τ_{5000} — оптическая глубина в непрерывном спектре на длине волны 5000 А. Для α Car представлены два распределения: сплошная кривая получена по данным [10], штриховая — по данным [11].

Следует отметить, что наши расчеты эквивалентных ширин линий Fe I были выполнены при условии ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). Однако, как было показано в [14, 15], при отказе от этого условия ионизация атомов Fe I в верхних слоях атмосфер F-сверхгигантов заметно возрастает, что приводит к увеличению $\xi_i(\tau)$ на малых глубинах τ . Следовательно учет отклонений от ЛТР может только усилить ход микротурбулентности с глубиной, изображенный на рис. 6; аналогично усиливается ход ξ_i с W_λ (за счет относительно сильных линий) на рис. 2–5.

Как уже отмечалось в начале статьи, гипотеза акустических волн предсказывает рост ξ_i к поверхностным слоям F-сверхгигантов. Как следует из рис. 6, такой рост подтверждается наблюдениями. В качестве примера можно сравнить значения v_{∞} , вычисленные Эдмундом [1] при $T_{\text{эф}} = 6000$ К и $\lg g = 2$, со скоростями ξ_i для звезды α UMi, имеющей практически те же параметры (см. табл. 1). В частности, при $\tau_{5000} = 0.01$ расчеты [1] дают $v_{\infty} = 8.9$ км/с, в то время как по нашим данным $\xi_i = 7.2$ км/с, то есть в случае α UMi теория неплохо согласуется с наблюдениями. Однако о полном количественном согласии с распределениями $\xi_i(\tau)$, полученными для F-сверхгигантов, говорить пока не приходится, так как значения v_{∞} могут содержать большие ошибки. В [1] указаны два источника таких ошибок: 1) существующая теория конвекции не позволяет достаточно точно определить акустический поток, через который выражаются величина v_{∞} ; 2) в расчетах не учитывается возможная диссипация акустического потока в атмосфере, что может приводить к завышению v_{∞} .

Особый интерес представляет сверхзвуковая микротурбулентность, найденная для ρ Cas. Действительно, согласно рис. 6 при $\tau_{5000} \leq 10^{-2}$ значения ξ_i у этого сверхгиганта в два раза и более превышают скорость звука. Данная звезда примечательна тем, что у нее обнаружена оболочка, которая на спектрах дает дополнительные компоненты у линий с достаточно низкими потенциалами возбуждения. Этот эффект — раздвоение некоторых линий — хорошо виден на спектрах ρ Cas с высоким разрешением (см. [16]). Мы учли указанную особенность при выборе линий Fe I; в частности, из анализа были исключены наиболее сильные линии ($W_{\lambda} > 480$ мА, см. [9]), которые все имеют довольно низкие потенциалы возбуждения (около 1—2 эВ).

Согласно [16] линии, принадлежащие оболочке, смещены относительно фотосферных линий на величину, соответствующую скорости расширения ~ 40 км/с. Можно высказать предположение, что подобная скорость истечения вещества как-то связана со сверхзвуковыми значениями ξ_i в верхних слоях атмосферы ρ Cas. Иначе говоря, то распределение микротурбулентности, которое изображено на рис. 6 для ρ Cas, в верхней своей части может объясняться суммарным влиянием акустических волн и звездного ветра.

Один из исследованных сверхгигантов — α UMi — является цефеидой, то есть пульсирующей звездой. Возникает вопрос, как пульсации могут повлиять на определение $\xi_i(\tau)$. Следует отметить, что период α UMi составляет 4 дня, а использованные нами спектры относятся практически к одной и той же фазе (см. [9]). Это означает, что все спектрограммы соответствуют одним и тем же параметрам $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$. Далее, как показа-

но в [17], полная амплитуда лучевой скорости составляет около 2 км/с. В то же время микротурбулентная скорость в верхних слоях атмосферы α UMi достигает значения 7 км/с (рис. 6). Отсюда видно, что пульсации вряд ли могут радикально изменить найденное распределение $\xi_i(\tau)$.

У сверхгиганта γ Cyg также заподозрены пульсации с периодом 8 дней, которым соответствует амплитуда лучевой скорости ~ 1 км/с (см. [18]). То есть и в этом случае скорости, обусловленные пульсациями, существенно меньше полученных значений $\xi_i(\tau)$.

5. *Заключение.* Итак, исследование микротурбулентности в атмосферах четырех F-сверхгигантов, выполненное по большому числу линий Fe I на основе современных сил осцилляторов, привело к следующим выводам.

1. Во всех четырех случаях имеется сильная зависимость микротурбулентной скорости ξ_i от наблюдаемой эквивалентной ширины, свидетельствующая о быстром росте ξ_i с высотой в атмосфере. Таким образом, переменность ξ_i с глубиной τ , по-видимому, является общим свойством F-сверхгигантов.

2. Уточненные распределения $\xi_i(\tau)$, построенные для трех сверхгигантов умеренных масс (γ Cyg, α UMi и α Car), показали возрастание ξ_i до значений, близких к скорости звука. Такой ход ξ_i в атмосфере качественно согласуется с предсказаниями теории акустических волн.

3. В верхних слоях атмосферы очень массивного сверхгиганта ρ Cas ($M \approx 40 M_\odot$) значения $\xi_i(\tau)$ в два раза и более превышают скорость звука. Возможно, сверхзвуковая микротурбулентность в поверхностных слоях ρ Cas связана с истечением вещества, наблюдаемым у этой звезды.

Крымская астрофизическая
обсерватория

ON THE VARIABILITY OF MICROTURBULENCE IN THE ATMOSPHERES OF F-TYPE SUPERGIANTS

L. S. LYUBIMKOV, Z. A. SAMEDOV

Using Fe I lines based on modern oscillator strengths, microturbulence was investigated in the atmospheres of four F-type supergiants— γ Cyg, α UMi, ρ Cas and α Car. It has been shown that there is a strong relation between microturbulent velocity ξ_i and observed equivalent widths. According to this relation the ξ_i value cannot be constant in the atmosphere, on the contrary it rapidly increases to outer layers. The microturbulence distributions in the atmospheres of the investigated stars are improved. The existence of supersonic ξ_i values

in upper layers of ρ Cas is confirmed, while for three other supergiants this value does not exceed the sound velocity. There is a qualitative agreement of obtained distributions $\xi_i(\tau)$ with predictions of the theory of acoustic waves. It is noticed that supersonic ξ_i values in the atmosphere of ρ Cas can be connected with the mass loss which is observed in this massive supergiant.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. G. Edmonds, *Astron. and Astrophys.*, 64, 103, 1978.
2. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 64, 3, 1981.
3. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Астрофизика*, 18, 375, 1982.
4. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 70, 57, 1985.
5. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 66, 130, 1983.
6. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
7. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, *Астрофизика*, 18, 596, 1982.
8. Л. С. Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 62, 44, 1980.
9. А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 63, 66, 1981.
10. J. C. Castley, R. D. Watson, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 41, 397, 1980.
11. J. V. Hearnshaw, K. Desikachary, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 198, 311, 1982.
12. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Астрофизика*, 20, 85, 1984.
13. R. E. Luck, H. E. Bond, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 98, 442, 1986.
14. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, *Астрофизика*, 19, 683, 1983.
15. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин, *Астрофизика*, 22, 339, 1985.
16. А. А. Вьурчук, М. Е. Вьурчук, P. P. Petrov, *Proc. of the Soviet-Finnish Meeting, Tallin (in press)*.
17. А. А. Ферро, *Astrophys. J.*, 274, 755, 1983.
18. С. И. Пачинда, Е. Л. Ченцов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 72, 120, 1985.