

## АТМОСФЕРА СВЕРХГИГАНТА 6 Cas

III. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СДВИГИ И АНОМАЛИИ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ  
КАК ПРОЯВЛЕНИЯ РАСШИРЕНИЯ АТМОСФЕРЫ И ПОТЕРИ ЕЮ ВЕЩЕСТВА

В. В. Соколов, Е. Л. Ченцов

По спектрограммам 6Cas с дисперсиями 4—14 Å/мм найдены дифференциальные сдвиги ядер абсорбционных линий, изменяющиеся со временем. Для ионов они не превышают 10 км/с, но для бальмеровских линий достигают 130 км/с. Сопоставление лучевых скоростей и найденных с помощью модельных расчетов глубин формирования линий («кинематические разрезы» атмосферы) свидетельствует о постоянном расширении ее внешних слоев. Протяженность и расширение атмосферы 6 Cas проявляются также в P Cyg-профилях  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и сильнейших линий Fe II. Эмиссионные крылья  $H_{\alpha}$  прослеживаются до  $\pm 1500$  км/с, коротковолновые края синесмещенных оболочечных абсорбций  $H_{\alpha}$  и Fe II — до  $-200$  км/с. Оболочечные компоненты линий Fe II образуют бленды с их фотосферными компонентами и вносят существенный вклад в эквивалентные ширины, завышая найденные по этим линиям микротурбулентные скорости. Они же позволяют оценить темп потери звездной массы, средняя его величина для 6Cas близка к  $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ .

Differential shifts of the absorption line nuclei are found from 6Cas spectrograms with dispersions 4—14 Å/mm. For ions their values are not more than 10 km/s, but in case of Balmer lines the values reach 130 km/s. A comparison of radial velocities and depths of line formations found with the help of model calculations (in atmosphere) indicates to permanent expansion of its external layers. Extension and expansion of 6Cas atmosphere are manifested also in P Cyg-profiles of  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  and the strongest Fe II lines.  $H_{\alpha}$  emission wings are observed up to  $\pm 1500$  km/s, and short-wave edges of the blue shift shell  $H_{\alpha}$  and Fe II — absorptions up to 200 km/s. Shell components of Fe II lines form the blends with their photosphere components and essentially affect the equivalent widths overstating microturbulent velocities found from these lines. They allow to estimate the rate of the star mass loss. Its average value for 6Cas is close to  $10^{-6} M_{\odot}/\text{year}$ .

Белый сверх-сверхгигант 6Cas A 2.5 Ia<sup>+</sup> может быть отнесен к тем ярчайшим звездам Галактики, для которых характерно непрерывное растекание атмосфер, приводящее к эволюционно значимой потере ими вещества [1]. Основной источник информации о динамике атмосфер таких объектов — дифференциальные сдвиги линий в их спектрах [2], им в данной работе уделено основное внимание.

При использовании ранних сверхгигантов в традиционных звездно-астрономических исследованиях дифференциальные сдвиги линий оказываются помехой измерениям их лучевых скоростей. Поэтому они подлежат формальному устранению путем создания систем эффективных длин волн либо специальных приборов, заменяющих обмер отдельных линий получением среднего доплеровского сдвига большого участка спектра.

Применительно к самым горячим, голубым сверхгигантам неизбежным следствием такого подхода явилось ошибочное отнесение некоторых из них к звездам-«бегунам». Как показали работы Конти с сотрудниками [3, 4], приписывание этим объектам роли пассивных свидетелей катастрофического разрушения соседних звезд связано с игнорированием тех самых спектроскопических признаков, которые указывают на особенно большие градиенты скорости в их атмосферах, на их постоянное саморазрушение.

Что касается более холодных, белых сверхгигантов, то изучение их нестационарности затруднено сравнительной слабостью их ультрафиолетовых спектров, малостью дифференциальных сдвигов линий видимой области спектров

(нередко даже близостью их к ошибкам измерения), отсутствием надежной системы лабораторных длин волн.

В ходе данного исследования мы попытались:

— построить систему лабораторных, в том числе и эффективных длин волн, пригодную для работы со спектрами белых сверхгигантов;

— на ее основе измерить сдвиги линий в спектре  $\delta$ Cas и проследить за их изменениями со временем;

— связать сдвиги линий с глубинами их формирования, т. е. получить «кинематические разрезы», выявляющие основные типы движений в атмосфере;

— использовать их для объяснения аномалий профилей линий и найденных в [5, 6] вариаций микротурбулентной скорости, а также для оценки темпа потери атмосферой  $\delta$ Cas вещества.

Как отмечалось в [7], в качестве контрольного объекта нами использован белый сверхгигант умеренной светимости  $\alpha$ Cyg A21a.

**Спектральный материал и его обработка.** Ввиду того что наиболее существенными для нас параметрами линий были их сдвиги и аномалии профилей, мы ограничились при получении спектрального материала фотографической техникой, которая обеспечивает высокую позиционную точность при одновременной фиксации широких спектральных областей. Это потребовало использования крупных телескопов и широкощельных спектрографов.

Большая часть спектрограмм  $\delta$ Cas получена с помощью Основного звездного спектрографа в фокусе Несмита 6-м телескопа (ОЗСП БТА) САО АН СССР [8] на пластинках Kodak IIaO и 103aF; дисперсии — 7, 9 и 14 Å/мм. Несколько спектрограмм  $\delta$ Cas и  $\alpha$ Cyg получено также с помощью кудэ-спектрографов 2-м телескопов Шемахинской обсерватории АН АзССР [9] и Таутенбургской обсерватории ЦИА АН ГДР [10] на пластинках Kodak и, в виде исключения, на пленке А-500; дисперсии — 3, 4 и 6 Å/мм. Общее число спектрограмм: 28 для  $\delta$ Cas и 5 для  $\alpha$ Cyg.

Использованная нами камера ОЗСП БТА имеет, к сожалению, полеспрямляющую линзу. Остаточная кривизна поля и вносимый линзой хроматизм приводят к локальным отклонениям лучевой скорости от ее среднего для всей спектрограммы значения, не превышающим обычно  $\pm 1$  км/с. При наблюдениях и обработке спектрограмм постоянно учитывалось также и то, что линза усложняет форму дисперсионной кривой и вместе с ней процедуру редукции позиционных измерений, а малейшее загрязнение ее поверхности, обращенной к эмульсии, вызывает появление ложных абсорбционных деталей.

Необходимость сопоставления линий, сильно различающихся длиной волны, заставляла нас стремиться к достижению рабочей плотности почернения на как можно большей части спектрограммы. В случае ОЗСП БТА это облегчалось возможностью выбора решетки с подходящим углом блеска, и все же нередко приходилось делать отдельную экспозицию для проработки важных, но распадающихся на краях поля линий, таких, например, как Ca II  $\lambda$  3933 Å, H $\beta$ , Fe II  $\lambda\lambda$  4924, 5018 Å.

При изучении слабых и протяженных спектральных деталей, в частности крыльев H $\alpha$ , оказалось необходимым уточнение формы отдельных участков кривых реакции системы фильтр—решетка—эмульсия. Их прорисовка осуществлялась по контрольным спектрограммам звезд с известным распределением энергии в спектре.

В связи с необходимостью сопоставления результатов наблюдений, разнесенных по времени на месяцы и годы, весьма важен вопрос о переменной инструментальной составляющей лучевой скорости. Для стабильных и хорошо фокусируемых кудэ-спектрографов основным ее источником можно считать переменность качества изображений и гидрирования. Для ОЗСП БТА, прибора подвешенного и в период наших наблюдений недостаточно термостатированного, указанный эффект неотделим от эффектов дефокусировки и позиционной нестабильности. Контроль систематических ошибок измерения лучевых скоростей осуществлялся по стационарным межзвездным и теллурическим абсорбциям. Для кудэ-спектрографов не замечено изменений инструментальных сдвигов, превышающих 1 км/с, для ОЗСП они в большинстве случаев ограничены 2 км/с.

Особый вид нестабильности появляется при использовании пленки, подложка которой способна деформироваться во время экспонирования, вследствие чего мы вынуждены были отбраковать часть пленочных спектрограмм, успешно использованных ранее [7] для получения фотометрических параметров линий.

Оценка фотометрического качества полученных спектрограмм (высота спектров 0.6—0.8 мм, плотность на уровне непрерывного спектра  $\geq 1.0$ , случайная ошибка определения остаточной интенсивности 2—3%) и учет реальной формы профилей спектральных линий показали, что допустимые погрешности измерения плотности и положения составляют  $\pm 0.005$  и  $\pm 1$  мкм соответственно. Фотометрические обмер и редукция спектрограмм осуществлялись с помощью цифрового микрофотометра и методики, описанных в [11], их позиционный обмер — с помощью осциллоскопического компаратора САО.

Последний построен на базе микрофотометра, оснащенного прозрачной шкалой и микроскопом со спиральным микрометром. Участок спектра сканируется с помощью зеркала, перехватывающего луч между объективом и измерительной щелью и колеблющегося относительно оси, параллельной этой щели. Основными недостатками этого прибора являются тепловой дрейф отсчета координаты и заметная дисторсия изображения на экране осциллоскопа, усугубленная невозможностью компенсировать в ходе измерений наклон непрерывного спектра. Первый из них преодолевается часовым прогревом компаратора после включения и ограничением времени обмера одного фрагмента спектрограммы 30—40 мин. Мы практиковали совмещение отождествления и отбора подлежащих обмеру линий с определением их грубых координат. После этого собственно измерение сводилось лишь к уточнению положений, что позволяло охватить им за указанное время не менее 30 линий звездного и лабораторного спектров. На одну спектрограмму приходилось обычно 5—6 фрагментов с независимыми нуль-пунктами. Второй недостаток ограничивает ширину измеримой детали. Поэтому в случае широкой и слабой линии мы вынуждены были строить шкалу лучевых скоростей на основе замеров положений не профиля в целом, а более узких его деталей, в том числе и шумовых, и затем по этим деталям переносить ее на график профиля, получаемый в результате фотометрической обработки.

С дополнительной трудностью была связана обработка нескольких пленочных спектрограмм: перегрев сканируемого участка вызывает заметную деформацию подложки. Для обмера этих спектрограмм нам удалось воспользоваться компаратором ЦИА АН ГДР, также осциллоскопическим, но с колеблющейся осветительной щелью [12].

Редукция позиционных измерений выполнялась по следующей схеме. Для некоторого участка спектрограммы с помощью двух крайних линий спектра сравнения выделялась линейная составляющая дисперсионной кривой. Поправки к длинам волн, найденным в линейном приближении для всех линий спектра сравнения, представлялись графически. Форма кривой поправок уточнялась путем интегрирования соответствующего отрезка кривой дисперсии, охватывающей всю спектрограмму.

Случайная ошибка определения лучевой скорости для наиболее сильных и резких линий (Mg II, Fe II и др.) близка к  $\pm 1$  км/с; для слабых, но еще измеримых линий она в 2—3 раза больше, примерно во столько же раз она возрастает при переходе от профиля в целом к некоторому определенному уровню остаточной интенсивности и, наконец, еще более повышается, если этот уровень соответствует ядру или крыльям линии.

**Системы длин волн для линий лабораторного и звездного спектров.** На начальном этапе наблюдений в качестве источника спектра сравнения использовалась дуга в воздухе, однако основная масса спектрограмм получена с неоновой и аргоновой лампами с железным полым катодом (ЛПК). Мы старались использовать длины волн, известные с ошибками, не превышающими 3—5 мÅ. Они были взяты для дугового спектра Fe I из [13], для спектров Fe I (ЛПК) и Ne I, Ne II, Ar I и Ar II — из [14], [15] и [16] соответственно. В связи с нехваткой линий в спектре ЛПК некоторым из них, показывающим устойчивые отклонения от кривых поправок (вызванные чаще всего блендированием), после накопления достаточного количества измерений приписывались эффек-

тивные длины волн  $\lambda_{\text{эф}}$ . Их приходилось пересматривать при смене ЛПК и изменении дисперсии. Так, например, в случае ОЗСП БТА и дисперсии  $9 \text{ \AA}/\text{мм}$   $\lambda = 4233.602 \text{ \AA}$  (Fe I) заменяется при переходе от аргоновой ЛПК к неоновой на  $\lambda_{\text{эф}} = 4233.657 \text{ \AA}$  (бленда Fe I и Ne II).

Искусственные дифференциальные сдвиги звездных линий могут быть внесены с их лабораторными длинами волн, если существенно различаются физические условия в звездной атмосфере и лабораторном источнике. В случае белых сверхгигантов этого можно не опасаться при электронной плотности в источнике, не превышающей  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Для легких элементов большая часть данных, удовлетворяющих этому условию и использованных нами, собрана в [17]. Для линий элементов группы железа, менее чувствительных к электронной плотности, привлекались длины волн из таблиц солнечного спектра [18] с поправками за гравитационное красное смещение. Эффективные длины волн находились, как и в случае спектра ЛПК, прямой подгонкой их к системе длин волн одиночных линий в спектре какой-либо звезды подходящего спектрального класса, но более спокойной, чем сверхгиганты, а также путем вычислений с помощью модели достаточно разреженной, но стационарной атмосферы. Так,  $\lambda_{\text{эф}} = 4549.535 \text{ \AA}$  (бленда Fe II и Ti II) получена с использованием спектра субгиганта 68Tau A2IV; она мало отличается от значения, рекомендуемого Петри [19] для A-звезд и дисперсии, близкой к нашей. Примером вычисленных  $\lambda_{\text{эф}}$  могут служить длины волн дублета Mg II  $\lambda 4481 \text{ \AA}$  и триплетов He I  $\lambda 4471, 5876 \text{ \AA}$  [20]. Проконтролировать нашу систему лабораторных длин волн (табл. 1) позволяет спектр  $\alpha$ Cyg, полученный 01.06.72 и, по-видимому, зарегистрировавший фазу относительной неподвижности внутренних слоев атмосферы звезды. Как показывает соответствующая ему нижняя кривая на рис. 1, средние лучевые скорости для групп линий Fe I, Fe II, Cr II, Ti II, Si II, Mg II, H I ( $n \geq 10$ ) и (менее уверенно) He I различаются систематически не более чем на  $0.5 \text{ км/с}$ .

**Дифференциальные сдвиги линий и сопутствующие им эффекты.** Число линий в спектрах 6Cas и  $\alpha$ Cyg, для которых были найдены лучевые скорости,  $v_r$ , достигает 220. Около половины из них, достаточно ясно передающие картины дифференциальных сдвигов, представлены в табл. 1.

Линии Ca II,  $\lambda 3933, 3968 \text{ \AA}$ , Na I  $\lambda 5890, 5896 \text{ \AA}$  и Ti II  $\lambda 3383 \text{ \AA}$  являются блендами, включающими как звездные так и межзвездные компоненты. Спектральное разрешение, которым мы располагали, не позволило разделить эти компоненты в случае  $\alpha$ Cyg. На спектрограммах 6Cas в указанных линиях различаются два резких абсорбционных минимума. В отличие от Айдина, рассматривающего более коротковолновый из них как звездный [21], мы, основываясь на работах Мюнча [22] и Хоббса [23], отнесли оба минимума к межзвездным.

Погрешности данных, приводимых в табл. 1 (и не помеченных двоеточием), меняются от  $\pm 0.7$  до  $\pm 2.5 \text{ км/с}$  в зависимости от числа спектрограмм, полученных в одну ночь, силы и, что особенно важно, асимметрии линии. Для  $\alpha$ Cyg погрешности ниже, чем для 6Cas, главным образом потому, что в первом случае линии более симметричны. Тип асимметрии профилей, преобладающий в спектре 6Cas, показан на рис. 2.

При асимметрии линий неизбежны систематические расхождения их сдвигов и амплитуд временных изменений лучевой скорости, полученных для различных уровней остаточной интенсивности. Так, например, измерения, выполненные Абтом [24] по линиям Fe II  $\lambda 4508, 4515, 4520$  и  $4522 \text{ \AA}$ , зафиксировали для 6Cas изменения  $v_r$  от  $-43$  до  $-59 \text{ км/с}$ . Первое из этих значений очень близко к максимальному из приводимых в табл. 1 для тех же линий, однако минимальное из наших значений  $v_r$  составляет лишь  $-51 \text{ км/с}$ . Конечно, нельзя ожидать полного совпадения результатов, полученных для нестационарной звезды и в разное время, однако основную причину расхождения мы усматриваем в различии методик измерения. Все наши данные для ассиметричных линий относятся к их ядрам, а минимальные значения  $v_r$  получены именно для тех спектрограмм, на которых линии наиболее ассиметричны. Контрольный обмер этих спектро-





Т А Б Л И Ц А 1 (продолжение)

Элемент $\lambda$ , Å	6Ca										6Cu				
	17.08.69	08.10.76	10.11.76	12.11.76	17.12.76	01.01.77	04.01.77	02.02.77	24.09.77	07.09.78	16.10.78	05.11.78	15.08.71	01.06.72	24.08.75
Fe II															
3468.680	—	—	—52.2:	—51.7	—	—46.8	—	—	—	—	—	—	—	—	—
3783.343	—	—	—49.0	—47.0	—	—47.1	—	—	—	—	—	—	—	—	—
3824.918	—	—	—49.5	—51.4	—	—47.4	—	—	—	—	—	—	—	—	—
3930.310	—	—	—48.5:	—46.2	—	—53.9:	—47.0:	—	—	—49.5:	—	—43.9:	—	—	—
3938.296	—	—	—47.9:	—	—	—50.7	—45.5	—	—	—	—	—	—6.5:	—	—
4122.656	—	—	—47.3:	—	—	—50.2	—48.0	—49.9	—	—47.7	—51.4	—40.5:	—6.5	—4.7	—0.6
4178.853	—	—	—48.3	—	—	—45.1	—44.1	—	—	—45.2	—46.3	—43.7	—	—4.7	+0.4
4233.162	—40.2	—	—52.5	—	—	—48.3	—46.2	—49.6	—	—47.3	—51.6	—45.9	—5.0	—4.5	+1.5
4303.167	—42.3	—	—50.1	—	—	—46.6	—45.6	—47.8	—	—49.8	—49.2	—43.0	—5.5	—4.4	—1.2
4351.764	—42.1	—	—	—	—	—47.7	—45.2	—47.0	—	—47.1	—48.2	—44.0	—5.2	—4.3	—0.4
4385.377	—	—	—49.5	—	—	—50.4	—45.0	—	—	—	—52.0:	—	—6.9:	—4.0	—2.6
4416.819	—39.0:	—	—45.5:	—	—	—	—46.5	—	—	—	—49.1	—	—7.4	—	—2.5
4472.920	—	—	—44.5:	—	—	—	—46.5	—49.2	—	—	—	—	—	—6.5	—2.7
4489.174	—	—	—51.2:	—	—	—50.0	—46.5	—	—	—	—	—	—	—	—1.4
4491.398	—	—	—50.7	—	—	—46.9	—46.2	—50.5	—	—	—49.5	—47.2	—	—	—0.7
4508.281	—42.1	—	—48.5:	—	—	—47.9	—46.5	—48.7	—	—	—51.2	—44.7	—5.1	—4.8	—
4515.333	—41.1	—	—48.0	—	—	—45.9	—46.0	—49.4	—	—	—50.8	—43.2	—4.9:	—4.2	—
4520.220	—42.7	—	—46.4:	—	—	—45.9	—45.0	—47.2	—	—	—51.7	—46.5	—5.0:	—5.1	—
4522.629	—42.0	—	—49.6:	—	—	—45.8	—44.0	—48.5	—	—	—48.8	—46.8	—5.2:	—4.8	—
4541.514	—43.0	—	—47.3	—	—	—	—46.3	—	—	—	—50.1	—	—6.0	—4.6	—2.6
4549.535	—45.8	—	—53.5	—	—	—47.7	—48.6	—49.7	—	—	—55.0	—51.9	—7.8	—7.2	—3.6
4555.888	—	—	—49.6:	—	—	—	—45.5	—	—	—	—52.0	—	—	—4.4	—1.9
4583.829	—	—	—52.0:	—	—	—	—	—	—	—	—53.5:	—45.4	—4.7	—5.7	+0.1
4629.333	—	—	—51.0:	—	—	—	—	—	—	—	—54.1:	—47.4	—	—3.9:	—1.0
4923.924	—	—	—55.5	—	—	—	—44.8	—49.1	—	—	—55.5	—48.0	—	—	+0.1
5169.030	—	—53.4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—51.9	—	—	—
5197.567	—	—52.1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—43.2	—	—	—
5234.624	—	—46.0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—45.5	—	—	—
5316.611	—	—50.7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—45.2	—	—	—
5362.862	—	—46.9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—44.0:	—	—	—
Ni II															
3513.976	—	—	—50.5	—50.5:	—	—46.5:	—	—	—	—	—	—	—	—	—
4067.033	—	—	—46.2	—50.3	—	—50.3	—	—	—	—	—48.2	—48.6	—	—	—

(Ti II)

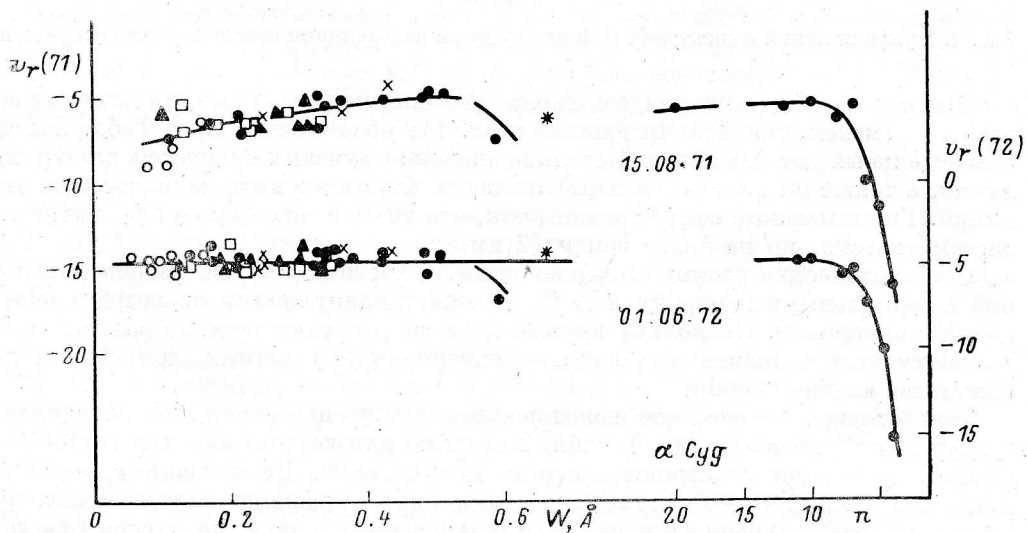
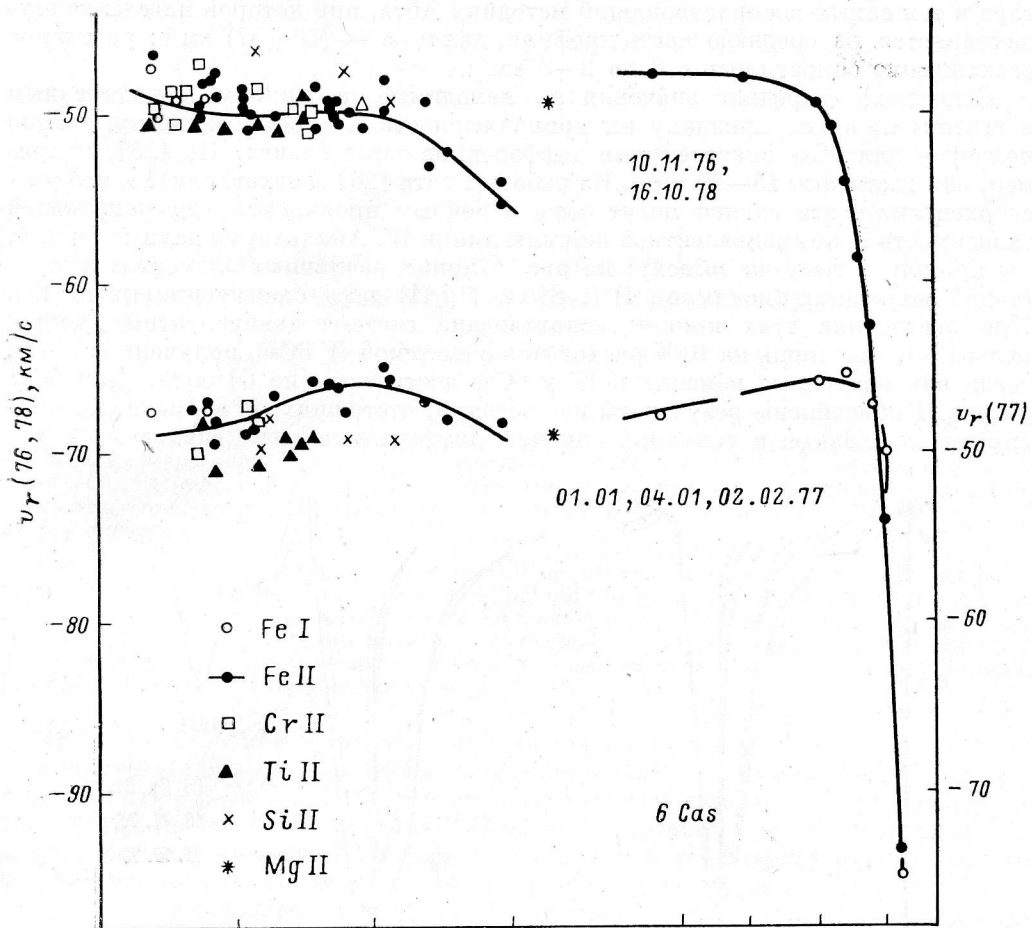


Рис. 1. Лучевые скорости в зависимости от эквивалентной ширины и (для водорода) от сериального номера линии.



грамм, выполненный нами с помощью обычного визуального спектрокомпаратора и тем самым воспроизводящий методику Абта, при которой наведение осуществляется на среднюю часть профиля, дал  $v_r \approx - (56 \div 57)$  км/с: указанное расхождение сократилось с 8 до 2—3 км/с.

Сопоставляя средние значения  $v_r$ , находимые по линиям, объединенным в группы лишь по признаку их принадлежности к одному элементу, можно получить для 6Cas значительные дифференциальные сдвиги. По [25], например, они достигают 15—20 км/с. Из работы Грота [26] следует, однако, что у А-сверхгигантов эти сдвиги могут быть побочным проявлением доминирующей зависимости  $v_r$  от эквивалентной ширины линии  $W$ . Анализируя данные табл. 1, мы пришли к тому же выводу: на рис. 1 линии различных элементов и даже стадий ионизации (исключая H I, Si II, Mg II) дают единые кривые  $v_r(W)$ . При построении этих кривых использована система эквивалентных ширин  $\alpha$ Суг [27], она лишь на 10% расходится с системой  $W$  6Cas, полученной в [7], тогда как временные изменения  $W$  у 6Cas достигают [по 5] 50%. Для 6Cas на рис. 1 объединены результаты наблюдений, отстоящих по времени, но фиксирующих сходные и типичные картины дифференциальных сдвигов.

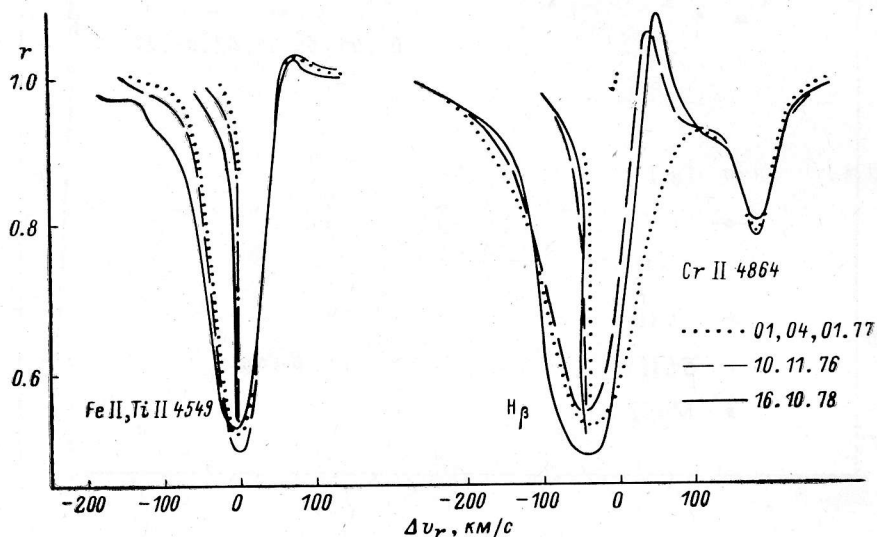


Рис. 2. Профили линий в спектре 6Cas и их середины как функции остаточной интенсивности.

Для того чтобы яснее увидеть характер изменения дифференциальных сдвигов со временем, представим данные табл. 1 в обобщенном виде. Табл. 2 дает для отдельных дат наблюдений средние значения лучевых скоростей для групп линий, а также их индивидуальные значения для отдельных, наиболее важных линий. Группы линий сформированы так, что внутри них  $v_r$  могут различаться систематически, но не более чем на 2 км/с.

Систематические различия  $v_r$  возможны, в частности, у бальмеровских линий с сериальными номерами  $n > 15$ , но они трудноуловимы из-за повышения ошибок измерений. Поскольку кривые  $v_r(n)$  испытывают перегиб вблизи  $n=9$ , соответствующие значения  $v_r$  найдены интерполяцией данных, полученных по соседним членам серии.

Как отмечено выше, все неводородные линии целесообразно объединять в группы по интенсивности. В табл. 2 средняя для группы эквивалентная ширина  $\bar{W}$  нарастает от строки к строке сверху вниз. Исключение составляет лишь 3-я сверху строка, отведенная для линий, расположенных в спектре 6Cas с коротковолновой стороны от бальмеровского скачка: по лучевым скоростям они соответствуют систематически более сильным линиям, располагающимся с длинноволновой стороны от скачка.

Данные табл. 2 обнаруживают для обеих звезд реальные изменения  $v_r$  как от одной группы линий к другой, так и со временем. Для 6Cas это подтверждается оценкой погрешностей измерений по межзвездным линиям.

ТАБЛИЦА 2

Средние лучевые скорости, км/с, для групп линий в спектрах  $\delta$  Cas и  $\alpha$  Cyg

Линии	$\bar{W}$ , Å	6 Cas						
		17.08.69	08.10.76	10.11.76	12.11.76	01.01.77	04.01.77	02.02.77
Fe I, Fe II, Ti II, Cr II, Mg I	0.15	-45.0:	—	-47.8	-46.5	-49.5	-46.5	-51.0:
Fe II, Si II $\lambda$ 3856 Å, Mg II $\lambda$ 4481 Å	0.45	-42.5	-51:	-50.3	—	-47.5	-46.1	-48.7
Fe II, Ti II, Cr II, Mn II ( $\lambda < 3500$ Å)	0.3	—	—	-50.8	-51.1:	-47.1	—	—
Fe II (Ti II) ( $\lambda$ 4549— 5169 Å)	0.6	-45.8	-53.4:	-54.2	—	-47.7	-48.0	-49.3
H ( $n > 15$ )	—	—	—	-47.5	-47.5	-49.0	—	—
H <sub>9</sub>	—	-44:	—	-50.2:	-50.9	-47.1	-43.5	—
H <sub>7</sub>	—	-57.5	—	-76.5	—	-51.7	-49.0	-51.3
H <sub>6</sub>	—	—	—	-91.0	—	-85.0:	-75.0	-58:
H <sub>5</sub>	—	—	-175	—	—	-135.0	-137.0	-141

ТАБЛИЦА 2 (продолжение)

Линии	$\bar{W}$ , Å	6 Cas				$\alpha$ Cyg		
		24.09.77	07.09.78	16.10.78	05.11.78	15.08.71	01.06.72	24.08.75
Fe I, Fe II, Ti II, Cr II, Mg I	0.15	—	-49.0:	-49.9	-46.0	-8.1	-4.9	-3.8
Fe II, Si II $\lambda$ 3856 Å, Mg II $\lambda$ 4481 Å	0.45	—	-46.5:	-49.7	-45.2	-5.1	-4.6	-1.3
Fe II, Ti II, Cr II, Mn II ( $\lambda < 3500$ Å)	0.3	—	—	—	—	—	—	—
Fe II (Ti II) ( $\lambda$ 4549— 5169 Å)	0.6	—	—	-55.2	-51.5	-7.8	-7.2	-3.6
H ( $n > 15$ )	—	—	—	—	—	-6.0	—	—
H <sub>9</sub>	—	—	-44.5:	—	-44.5	-5.8	-5.1	—
H <sub>7</sub>	—	—	-61.0	-68.9	-65.8	-11.5	-10.0	-3.5
H <sub>6</sub>	—	—	-84.5	-97.8	-84.0	-16.2	-15.2	-8.7
H <sub>5</sub>	—	-174	-137.5	—	-150.0	—	—	—

Бальмеровский ход выражен весьма отчетливо как у  $\delta$  Cas, так и у  $\alpha$  Cyg. По нашим наблюдениям, линиям с  $n < 8-10$  соответствует только «прогресс», в литературе также не отмечено отступлений от этой закономерности. В те моменты, когда увеличение  $v_r$  (но гораздо более медленное) продолжается и при больших  $n$ , линии ионов показывают рост  $v_r$  с уменьшением  $W$ ; напротив, когда в районе  $n \approx 9$  бальмеровский ход меняет знак, зависимость  $v_r$  от  $W$  для ионов также оказывается двузначной.

В бальмеровских линиях спектра  $\delta$  Cas очевидно присутствие надфотосферных, оболочечных составляющих с профилями типа P Cyg. Для их обнаружения достаточно простого сопоставления наблюдаемых в разное время профилей. Рис. 2 показывает, как с усилением эмиссионного пика на красном крыле H<sub>9</sub> слабая эмиссия появляется и на синем крыле, и одновременно не ослабевает, а углубляется, уширяется и сдвигается к синему крылу абсорбционное ядро. Еще более отчетлив тот же характер изменений профиля в линии H<sub>5</sub> (рис. 3). Усиление как эмиссии (на обоих крыльях), так и абсорбции сопровождается ростом крутизны синего склона абсорбционного провала по сравнению с красным. Рис. 4 демонстрирует, что перепад центральных глубин  $R_0$  между H<sub>9</sub> и H<sub>5</sub> в фазах повышенной активности оболочки не увеличивается, как это было бы при простом «заливании» абсорбций эмиссиями, а, напротив, снижается.

Корреляция интенсивностей эмиссионной и абсорбционной компонент и значительные глубины последних отмечены для профилей H<sub>9</sub> и H<sub>5</sub> уникальных белых сверх-сверхгигантов HD 33579 [28], HD 160529 [29] (оба объекта

А3Ia<sup>+</sup>) и HD 168607 B9Ia<sup>+</sup> [30]. Привлекая также данные Розендаля [31] о максимальных глубинах абсорбционных составляющих H<sub>α</sub>, можно видеть, что у звезд В8—А3 среднее значение R<sub>0</sub> при M<sub>bol</sub> ≈ -5<sup>m</sup>0 близко к 0.6, оно убывает с увеличением светимости до 0.2 при M<sub>bol</sub> ≈ -8<sup>m</sup>0, но вновь достигает 0.6 у 6 Cas и трех указанных выше объектов с M<sub>bol</sub> ≈ -9<sup>m</sup>0.

Остановимся несколько подробнее на различиях в картинах временных изменений сдвигов и профилей у 6 Cas и α Cyg, обусловленных различием их светимостей.

1. В литературе имеются сведения о том, что в спектре α Cyg абсорбционная составляющая H<sub>α</sub> иногда раздваивается за счет усиления ее синего крыла [32, 33], отмечен даже случай появления эмиссий на красных крыльях линий

42-го мультиплета FeII [34]. Однако глубины H<sub>α</sub>-абсорбций у α Cyg и в указанных случаях сильно уступают таковым у 6 Cas, а их «рекордные» сдвиги относительно фотосферных линий составляют у этих звезд -90 и -150 км/с соответственно. Последнее значение найдено Мак-Келларом [35] для синей компоненты отчетливо раздвоенной абсорбции, но и минимумы профилей, наблюдавшихся нами 08.10.76 и 24.09.77, дают сдвиги около -125—130 км/с. Не

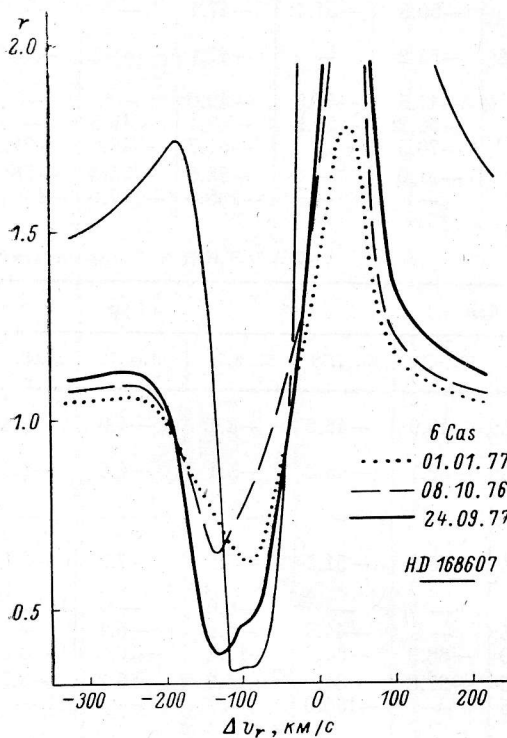


Рис. 3. Центральные части профилей H<sub>α</sub> в спектрах 6 Cas и HD 168607.

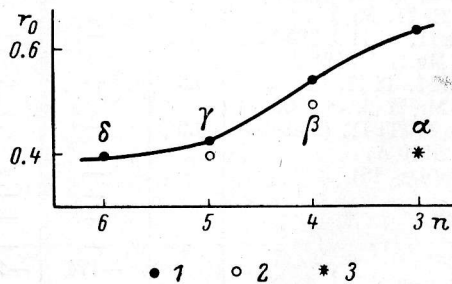


Рис. 4. Минимальные остаточные интенсивности первых членов серии Бальмера в спектре 6 Cas 01.01 и 02.02.77 (1), 16.10.78 (2) и 24.09.77 (3).

менее важно и то, что эти проявления нестационарности атмосферы у α Cyg наблюдаются значительно реже, чем у 6 Cas.

2. В то время как у α Cyg дифференциальные сдвиги линий не затушевывают временных сдвигов всего спектра, у 6 Cas первые настолько велики, что становится более уместным говорить об их переменности, нежели о переменности лучевой скорости звезды.

3. По [24, 26, 36, 37], как и по нашим данным, у α Cyg изменения лучевых скоростей и эквивалентных ширин линий (исключая водородные) не сопровождаются появлением существенных аномалий формы их профилей. В спектре 6 Cas взаимный сдвиг ядра и крыльев одной линии нередко превосходит сдвиг ядер различных линий.

Как видно из рис. 2, тип асимметрии сильных линий устойчив, хотя величина ее и переменна. Если разделить профиль надвое вертикальной прямой, проходящей через ядро, то обнаружится, что синяя часть профиля вносит в эквивалентную ширину линии большую долю, чем красная. Айдин нашел [21], что отношение вкладов синей и красной частей профиля остается близким к 1 лишь для линий с W ≤ 0.3 Å, а у более сильных линий растет с W. Наиболее отчетливо рассматриваемый эффект выражен у бленды Fe II, Ti II λ 4549 Å

и сильнейших в видимой части спектра линий Fe II — членов 42-го мультиплета  $\lambda$  4924, 5018 и 5169 Å. К сожалению, информативность последних сильно понижена их расположением на краях «синей» и «желто-красной» спектрограмм. Асимметрична, по-видимому, и линия Ca II  $\lambda$  3933 Å, но точному воспроизведению ее профиля мешают сильные межзвездные составляющие.

На красных крыльях всех указанных линий видны слабые эмиссии. Мы полагаем, однако, что основным фактором, деформирующим профили, являются не они, а добавочные абсорбции на синих крыльях, образующие в сочетании с эмиссиями профили типа P Cyg.

Конечно, возможен определенный вклад в протяженные синие крылья слабых фотосферных линий. Для  $\lambda$  4549 Å, например, могут быть существенны Fe I  $\lambda$  4547.0, 4547.9 Å, Fe II  $\lambda$  4549.2, а для  $\lambda$  4924 Å — Fe I  $\lambda$  4919.0, 4920.5 Å, He I 4921.9 Å, Cr I 4922.3 Å. Но роль этих «вкладчиков» невелика. Об этом свидетельствует прежде всего массовость явления (асимметрия одного типа у многих линий) и корреляция величины добавки с эквивалентной шириной всей линии.

Усиление некоторой конкретной линии со временем происходит также в основном за счет углубления ее синего крыла при почти неизменном красном. Весь ансамбль линий Fe II, например, усиливается таким образом, что положение линейной части кривой роста сохраняется, но резко приподнимается ее переходная часть [5].

Далее, изменения профилей ионов, повторяющиеся, и более отчетливо,

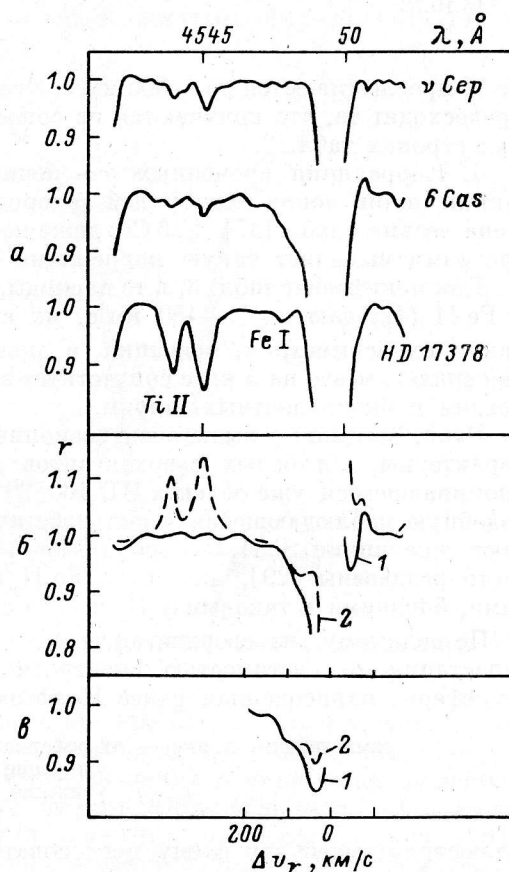


Рис. 5.

а — участки спектров 6 Cas и контрольных сверхгигантов  $\nu$  Ser A21a и HD 17378 A51a вблизи бленды Fe II, Ti II  $\lambda$  4549 Å; б — результаты их поточечного деления (1 — 6 Cas/ $\nu$  Ser, 2 — 6 Cas/HD 17378); в — результаты деления спектров 6 Cas, полученных в разное время (16.10.78/01—04.01.77), для синих крыльев линий Fe II, Ti II  $\lambda$  4549 Å (1) и Fe II  $\lambda$  4924 Å (2).

в профиле  $H_\beta$  (рис. 2), охватывают и области ядер, где из-за их узости и пониженной интенсивности эффективность блендирования уменьшена. В периоды ослабления линий ядра узки и симметричны; усиливаясь, линии уширяются, но всего на 20—30% на промежуточной глубине и на 60% в ядре и крыльях. При этом в ядре появляется, а в крыльях увеличивается рост  $v_r$  с глубиной. В профиле  $H_\alpha$  синесмещенная добавка становится иногда (например, 24.09.77, рис. 3) основной его абсорбционной составляющей, и в ядре  $v_r$  оказывается убывающей с глубиной. К сожалению, мы не во всех случаях располагали одновременно полученными «синими» и «красными» спектрограммами, и можно лишь предполагать, что рассмотренная форма профиля  $H_\alpha$  характерна для периодов развития синих крыльев у сильнейших линий Fe II.

Наконец, как видно из рис. 5, понижение спектра в районе синего крыла  $\lambda$  4549 Å сохраняется даже после деления значений остаточной интенсивности для 6 Cas на соответствующие значения для звезд-сверхгигантов более низкой светимости  $\nu$  Ser A2, 41a, и HD 17378 A51a. По рис. 4 и 5 сдвиги синих крыльев относительно слабых фотосферных линий достигают —150—180 км/с для сильнейших линий Fe II и —200 км/с для  $H_\alpha$ . Айдин [21] считает, что абсорбции

ТАБЛИЦА 3

Изменение с лучевой скоростью дифференциальных сдвигов, асимметрии и интенсивности линий в спектре 6 Cas

Дата	$v_r$ , км/с	$\Delta v_r$ , км/с				$W$ , Å
		4549 — Fe I	$H_\gamma$ — 4549	Крыло — ядро 4549		
	Fe II (4549, 4924)			синее	красное	Fe II (4549)
01, 04.01.77, 02.02.77	—48.2	—0.5	—2	—70	+55	0.52
10.11.76, 16.10.78	—54.8	—5.8	—18	—120	+55	0.66

Fe II прослеживаются до  $-300$  км/с. Эти цифры более чем на порядок величины превосходят те, что получаются из сопоставления данных, приводимых в верхних строках табл. 2.

4. Корреляция временных изменений лучевых скоростей, эквивалентных ширин линий ионов и профилей водородных линий у  $\alpha$  Cyg заметна, но выражена весьма слабо [37]. У 6 Cas даже небольшая серия полученных нами спектрограмм выявляет такую корреляцию вполне отчетливо.

Как показывает табл. 3, в те периоды, когда ядра линий Fe II, Ti II  $\lambda$  4549 Å и Fe II (42) дают  $v_r > -50$  км/с, их сдвиги относительно линий Fe I и  $H_\gamma$ , как и их асимметрия, невелики, а эквивалентные ширины минимальны. Понижению  $v_r$  всего на 5 км/с сопутствует значительное увеличение сдвигов, асимметрии и эквивалентных ширин.

Итак, описанные выше спектроскопические эффекты, как и их корреляция, характерны для белых сверхгигантов максимальной светимости. В спектре упоминавшегося уже объекта HD 160529 ( $M_{bol} \leq -9^m$ ) асимметрию профилей, подобную наблюдающейся у сильнейших линий Fe II в спектре 6 Cas, показывают уже линии Si II, абсорбции Fe II (37, 38) не просто асимметричны, но часто раздвоены [29], линии же Fe II (42) имеют P Cyg-профили с параметрами, близкими к таковым у  $H_\beta$  и  $H_\alpha$  в спектре 6 Cas [38].

По-видимому, на сверхгиганты A2—A3 может быть распространена схема нарастания со светимостью спектроскопической выраженности расширения атмосферы, нарисованная ранее Крафтом [39] для F—G-сверхгигантов:

симметричные линии — их деформация, — раздвоение линий за счет  
уширение и проявление синесме-  
усиление щенных компонент.

Иллюстрирующей эту схему последовательности объектов

$\alpha$  Per —  $\delta$  CMa —  $\rho$  Cas

может качественно соответствовать последовательность

$\alpha$  Cyg — 6 Cas — HD 160529.

**Кинематические разрезы внутренних слоев атмосферы.** Под кинематическим разрезом мы понимаем представление  $v_r$  отдельных линий как функции глубин их формирования  $\tau_\lambda$ . Существует несколько причин, по которым такие разрезы гарантируют правильное определение лишь знака градиента скорости.

Наиболее существенно то, что мы применили стационарные «плоскопараллельные» модели для оценки глубин формирования линий в расширяющихся протяженных атмосферах исследуемых звезд. В связи с этим по программе ATLAS [40] была вычислена модель, соответствующая эффективной температуре и ускорению силы тяжести 6 Cas ( $\theta_{\text{эф}}=0.565$ ,  $\lg g=0.96$ ), но она же использовалась и в случае  $\alpha$  Cyg. Численными экспериментами показано [26, 41], что небольшое уточнение параметров модели, как и варьирование вводимой в расчеты зависимости скорости слоя от его глубины, может изменить лишь

абсолютные значения находимых глубин, но не относительное размещение линий на оси  $\tau_\lambda$ .

Следует также ожидать, что зависимости  $(v_r - \tau_\lambda)$  окажутся более четкими и, возможно, более достоверными для несильных линий, формирующихся в более глубоких слоях. В первую очередь это относится к  $\alpha$  Cyg, у которой более слабы эффекты, рассмотренные в предыдущем разделе.

Далее, мы придаем смысл скорости относительного радиального движения слоев атмосферы наблюдаемым величинам сдвигов линий, не вводя в них каких-либо поправок. Тем самым, поскольку профили линий образованы потоками излучения от всего диска звезды, градиент скорости занижается. Для цефеид, в частности, принимают, что истинная скорость пульсаций на 30—40% больше наблюдаемой. Влияние этого эффекта уменьшается только при переходе от обычных фотосферных линий к околозвездным, формирующимся во внешних слоях оболочек.

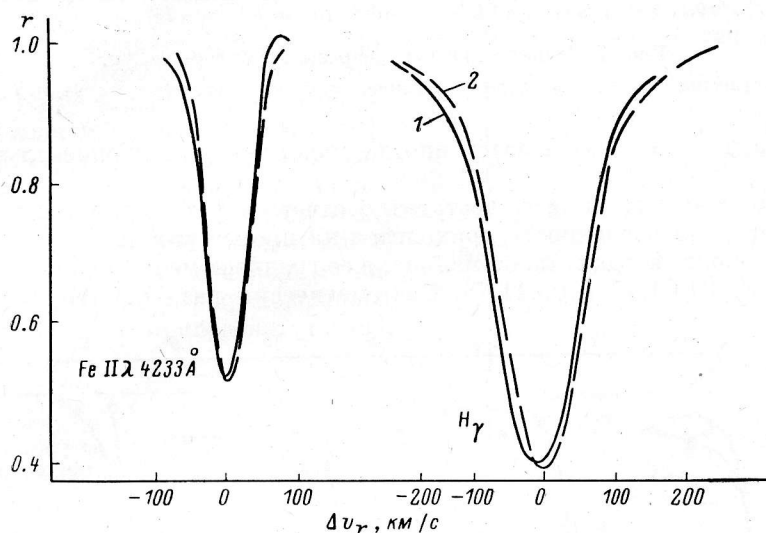


Рис. 6. Средние наблюдаемые (1) и расчетные (2) профили линий в спектре 6 Cas.

Наконец, при построении и истолковании кривых  $v_r - \tau_\lambda$  следует иметь в виду уширяющее действие на профиль вращения звезды, микро- и макротурбуленции. Эти факторы подавляют асимметрию линий и уменьшают величину (не меняя знака) их дифференциальных сдвигов. Обязательность учета этого эффекта подчеркивал Грот, рассматривая движение в атмосфере  $\alpha$  Cyg [26], а его игнорирование при исследовании этой же звезды Абтом [24], по-видимому, и есть основная причина ошибочного отождествления им отсутствия асимметрии линий с отсутствием радиального градиента скорости. Рис. 6 показывает, что даже у 6 Cas профили взаимно смещенных линий (за исключением их периферийных частей) довольно симметричны.

Но другим следствием уширения линий является увеличение и сближение эффективных глубин их формирования. Мы учитывали его, вводя подходящие значения микро- и макротурбулентных скоростей ( $v_{mt}$  и  $v_{Mt}$  соответственно) в расчеты профилей потока и соответствующих им профилей оптической глубины. Как видно из рис. 6, наблюдаемые интенсивности и формы линий в спектре 6 Cas неплохо воспроизводятся при  $v_{mt} = 15$  км/с и  $v_{Mt} = 30$  км/с.

Вычислительные процедуры описаны в [42], здесь отметим только, что в качестве  $\tau_\lambda$  бралась оптическая глубина для непрерывного поглощения в стандартной длине волны, соответствующая уровню эффективного формирования потока в ядре линии. Кривые  $v_r - \tau_\lambda$ , при построении которых использованы глубины, найденные, с одной стороны, указанным способом, а с другой — для центров неуширенных линий [41], качественно повторяют друг друга, несмотря на различие шкал  $\tau_\lambda$  на два порядка.

Кинематические разрезы представлены на рис. 7 и 8 для  $\alpha$ Суг и  $\beta$ Сас соответственно. В последнем случае отобраны лишь характерные кривые для 4 дат наблюдений. Основные особенности разрезов следующие.

1. Первые члены серии Бальмера, несущие информацию о внешних слоях атмосфер, всегда показывают рост лучевой скорости с глубиной, более значительный у  $\beta$ Сас, чем у  $\alpha$ Суг. С увеличением  $\tau$ , этот рост либо замедляется,

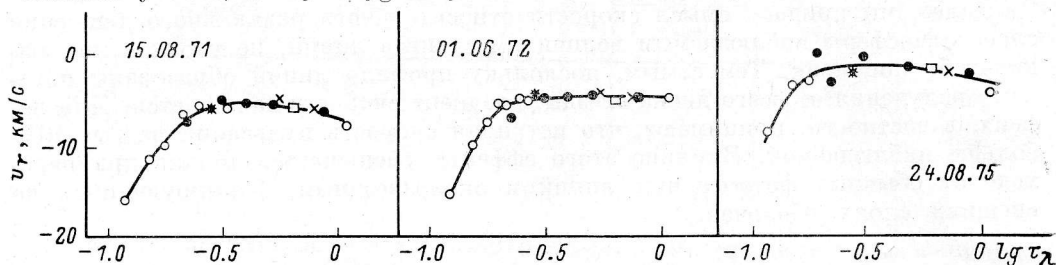


Рис. 7. Кинематические разрезы атмосферы  $\alpha$ Суг.

Полыми кружками отмечены бальмеровские линии; остальные обозначения те же, что на рис. 1.

либо прекращается вовсе, а затем иногда сменяется уменьшением лучевой скорости.

2. Зависимости  $v_r$  от  $\lg \tau_\lambda$  достаточно отчетливы только у  $\alpha$ Суг. У  $\beta$ Сас наибольшая неопределенность приходится на промежуточные глубины и на те моменты времени, когда  $v_r$  максимальна, а ее градиент меняет знак с изменением  $\tau_\lambda$ , например 01.01.77 и 05.11.78. Систематически различаются, в частности,

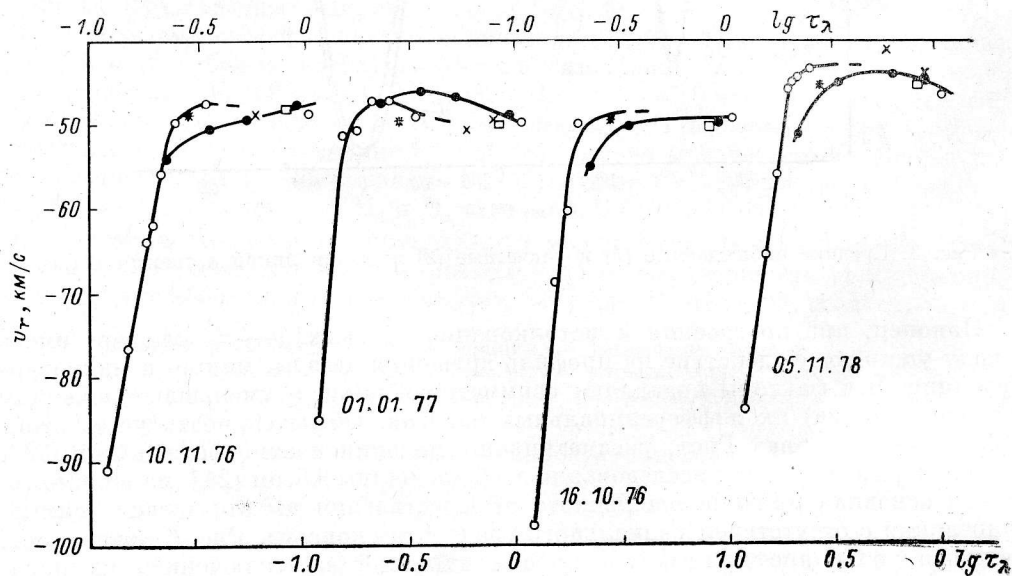


Рис. 8. Кинематические разрезы атмосферы  $\beta$ Сас.

кривые, проведенные на рис. 8 по линиям  $\text{H I}$  и  $\text{Fe II}$ . Поскольку речь идет о линиях, позволяющих измерять лучевые скорости достаточно точно, основная причина расхождений, по-видимому, кроется в отмеченных выше неопределенностях оценок оптических глубин. Перспектива их устранения связана с построением моделей протяженных атмосфер и подбором законов изменения скорости с глубиной.

3. Амплитуда временных колебаний лучевой скорости для  $\beta$ Сас убывает вглубь атмосферы, но даже в наиболее глубоких из доступных наблюдениям слоев она превышает ошибки измерений, оцененные по межзвездным линиям (рис. 9). Интересно, что в атмосферах звезд Ве амплитуда изменений  $v_r$ , напротив, растет с глубиной [43]. Возможно, подобное явление имеет место и в самых

наружных слоях оболочки 6 Cas: стрелка на рис. 9 показывает, что по сравнению с ядром абсорбции  $H_\alpha$  ее синий край заметно более стационарен.

О радиальном расширении атмосферы на всем наблюдаемом интервале глубин мы могли бы говорить, если бы оказалось, что максимальное наблюдаемое значение  $v_r$  не превышает  $v_r^*$ , лучевой скорости центра массы звезды. Для 6 Cas грубая оценка по другим членам ассоциации Cas OB5 [44] дает  $v_r^* \approx 43$  км/с, и это близко к максимальным значениям  $v$ , содержащимся в табл. 2.

Однако до уточнения  $v_r^*$  нельзя исключить возможности того, что постоянно расширяются лишь наружные слои атмосферы 6 Cas, а движения ее внутренних слоев, как и в случае  $\beta$  Ori [41], напоминают пульсации. Это предположение (по крайней мере применительно к звездам более умеренной светимости) согласуется с результатами анализа длинных рядов измерений  $v_r$  для  $\alpha$  Cyg [45] и изменений цвета белых сверхгигантов [46—48].

**О потере вещества атмосферой 6 Cas.** Перечислим свидетельства протяженности атмосферы 6 Cas, благоприятствующей потере ею вещества. К ним прежде всего можно отнести рассмотренное в [6] превышение ускорения силы тяжести на поверхности звезды, найденного по ее массе и радиусу, над ускорением, найденным по профилям водородных линий. Контрольное повторение расчетов с использованием новейших данных об эволюционных треках, в том числе и учитывающих потерю звездой массы [49, 50], и о профилях водородных линий [51] дало результат, в пределах ошибок совпадающий с приведенным в [6].

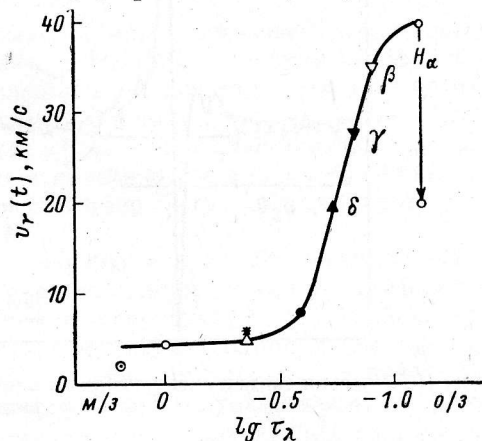


Рис. 9. Амплитуда изменения лучевой скорости со временем как функция оптической глубины.

Другими эффектами, связанными с тем, что у сверхгигантов наивысшей светимости толщины атмосфер становятся сравнимыми с их радиусами являются инфракрасные избытки и протяженные крылья эмиссии  $H_\alpha$ .

Избыточное (по сравнению с чернотельным) излучение в области 3—40  $\mu$ , создаваемое свободно-свободными переходами электронов, обнаружено у ранних сверхгигантов Барлоу и Коэном [52]. Для голубых сверхгигантов рост избытка со светимостью прослеживается уверенно. Особенно значительным он становится, если добавить к объектам Барлоу и Коэна звезды типа S Dog ранних спектральных классов — P Cyg [53] и AG Car [54]. У первой из них оболочка выявляется также радио- и спекл-интерферометрическими наблюдениями, у второй видна на прямых снимках.

У белых сверхгигантов такой рост только намечается: необходимые данные пока отсутствуют для звезд с  $M_{bol} < -8.4$  (в том числе и для 6 Cas). Однако его реальность и в данном случае подтверждается тем, что S Dog (спектр в максимуме блеска близок к A0,  $M_{bol} \approx -10.5$ ) обладает значительным избытком уже в области 1—3  $\mu$  [55]. Минимальный уровень светимости, при которой белый сверхгигант обнаруживает инфракрасный избыток, соответствует, по видимому,  $M_{bol} \approx -8.0$ , т. е. близок к тому, при котором появляется превышение «динамического» ускорения силы тяжести над «спектроскопическим».

Эмиссионные крылья, слабые, но простирающиеся до 1000—2000 км/с в обе стороны от центрального эмиссионного пика, наблюдаются у голубых сверхгигантов в линиях H, He I, II, C III и др., у белых сверхгигантов они известны в линии  $H_\alpha$ , очень редко — также в  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ .

Для того чтобы устранить сомнение в реальности этих крыльев для 6 Cas (связанное, как отмечалось выше, с локальным прогибом на кривой чувствительности эмульсии Kodak 103aF), мы продублировали фотографирование уча-



стка спектра, включающего  $H_{\alpha}$ , его сканированием с помощью телевизионного спектрометра САО (рис. 10).

Происхождение крыльев окончательно не выяснено. В одних моделях оболочки они объясняются томсоновским рассеянием на электронах, в других постулируется их доплеровская природа (применительно к Р Суг [56] и [57] соответственно), привлекается и совместное действие указанных эффектов (см., например, [58]). Но для нас важно, что в любой из этих моделей радиус оболочки значительно (иногда в несколько раз) превосходит радиус звезды.

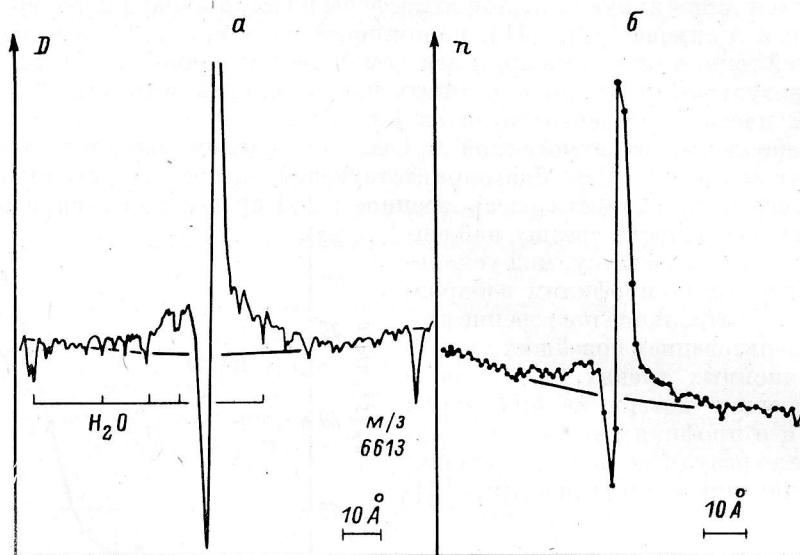


Рис. 10. Участки записи спектрограммы в оптических плотностях (а) и телевизионного скана (б) с профилями  $H_{\alpha}$  для 6Cas.

Соединив продолжения крыльев в центральной части профиля, можно выделить широкое основание, «подложку» эмиссионного пика. В табл. 4 приводятся эквивалентные ширины «подложек»  $W_p$ , и расстояния, до которых они прослеживаются,  $\pm \Delta v_r$  для белых сверхгигантов и Р Суг. Крылья уверенно выявляются лишь у звезд класса светимости  $Ia^+$  с  $M_{bol} < -8.5$ , налицо и их усиление со светимостью. Конечно, порог обнаружимости будет снижаться по мере увеличения фотометрической точности, но на сегодняшний день мы должны констатировать, что протяженные крылья эмиссии  $H_{\alpha}$  характерны для белых сверхгигантов несколько большей светимости, чем та, при которой появляются другие, рассмотренные ранее признаки оболочек.

Максимальные скорости расширения, зафиксированные по оболочечным абсорбциям как заатмосферноультрафиолетовой, так и видимой областей спектра [ $v_t$  (u.v.) и  $v_t$  (vis) соответственно] для белых сверхгигантов и Р Суг,

ТАБЛИЦА 4

Параметры эмиссионных оснований профиля  $H_{\alpha}$  для белых сверхгигантов и Р Суг

Звезда	Sp	$M_{bol}$	$W_p, \text{Å}$	$\pm \Delta v_r, \text{ км/с}$	Источник
$\mu$ Sgr	B8Ia	$-8.4$	—	$> 500$ :	Наши измерения » » [29] [30]
6 Cas	A2.5Ia <sup>+</sup>	$-8.7$	2.5	1500	
HD 160529	A3Ia <sup>+</sup>	$-9.1$	2.7	1000	
HD 168607	B9Ia <sup>+</sup>	$-9.5$	20	2000	
Р Суг	B1Ia <sup>+</sup>	$-10.5$	15	1500	[56]

ТАБЛИЦА 5

Скорости убегания и скорости расширения оболочек, км/с,  
для белых сверхгигантов и Р Суг

Звезда	$M_{bol}$	$v_{esc}$	$v_t$ , (u.v.), линии	Источник	$v_t$ (vis), линии	Источник
$\eta$ LeO	— <sup>m</sup> <sub>5.4</sub>	290	—	[60]	—	—
HD 21389	—7.3	250	220, Mg II	[60]	—	—
$\alpha$ Суг	—7.8	210	270, Mg II	[60]	$\geq 100$ , Ca II, H $\alpha$	Наши измерения
$\beta$ Ori	—8.1	270	220, Mg II 530, Si IV	[61]	180, Ca II	» »
6 Cas	—8.7	200	—	—	200, Fe II, H $\alpha$ 300, Fe II	» » [21]
Р Суг	—10.5	350	310, Mg II	[62]	200, Ca II	Наши измерения

приводятся в табл. 5 вместе со скоростями убегания для поверхностей звезд  $v_{esc}$ , найденными с учетом светового давления по [59]. Значения  $v_t$  (vis) для  $\alpha$  Суг,  $\beta$  Ori и Р Суг относятся к синесмещенным околозвездным компонентам, подобным описанным выше для 6Cas. И сами скорости, представленные в разных столбцах таблицы, и их соотношения для  $\alpha$  Суг,  $\beta$  Ori и 6 Cas близки к таковым для Р Суг. Совместно с признаками протяженности это может рассматриваться как свидетельство не только расширения атмосфер белых сверхгигантов высшей светимости, но и потери ими вещества.

Из табл. 5, кроме того, видно, что порог обнаружимости оболочечных абсорбций для видимой области сдвинут по сравнению с таковым для ультрафиолета в сторону больших светимостей, и что  $v_t$  (vis) меньше, чем  $v_t$  (u. v.). Но даже при одном и том же законе изменения скорости, плотности и температуры с радиусом линии с разной оптической толщиной различаются и по эквивалентной ширине, и по форме профиля. В оболочке, расширяющейся с ускорением, для насыщенных резонансных линий, которые встречаются при  $\lambda < 3000 \text{ \AA}$ , характерны обрывистый синий и пологий красный склоны профиля, так что ядро дает скорость, близкую к  $v_t$  (u. v.). Крутизна синего склона даже используется в качестве критерия отнесения линии к оболочечным и признака истечения вещества [60]. У слабых линий, чаще встречающихся в видимой области спектра, напротив, синий склон профиля более пологий, и скорость, находимая по ядру, сильно уступает  $v_t$  (vis), а тем более  $v_t$  (u. v.). Эти различия хорошо иллюстрирует атлас расчетных оболочечных профилей Кастора и Ламерса [63].

На практике пологость синего крыла слабой оболочечной абсорбции мешает нам проследить его до конца, а незначительность сдвига ядра приводит к слиянию оболочечной и фотосферной компонент линии. Бленда такого типа, а точнее, единая линия, формирующаяся на большом интервале глубин протяженной расширяющейся атмосферы, имеет специфический профиль, прослеживающийся у 6 Cas в H $\beta$ , сильных субординатных линиях Fe II и других ионов. Поскольку обычно при измерении эквивалентной ширины используют весь профиль линии, не разделяя его на составляющие, то построенная затем кривая роста дает завышенное значение микротурбулентной скорости. У 6 Cas увеличение  $v_{mt}$  при переходе от Fe I к Fe II интерпретируется как результат усиления микротурбулентции от нижних слоев атмосферы к верхним, а временные изменения  $v_{mt}$ , коррелирующие с изменениями  $v_t$ , — как усиление турбулентции вследствие увеличения скорости расширения атмосферы [5]. В действительности же определяющую роль играет усиление линий, по природе своей также доплеровское, но обусловленное не хаотическими движениями в атмосфере, а относительным смещением ее слоев («эффект уровня»).

Но если построить кривую роста только для оболочечных составляющих, то с ее помощью можно найти число атомов над фотосферой, а затем и темп потери звездой вещества. Это сделано в [61] для  $\alpha$  Суг по резонансным линиям Fe II, а мы воспользовались для 6 Cas субординатными линиями Fe II в периоды их усиления, 10.11.76 и 16.10.78. Выделенные нами оболочечные линии с эквива-

лентными ширинами от 0.05 до 0.2 Å (по [21] максимальное значение гораздо больше, около 0.5 Å) дали линейный участок кривой роста. Сопоставив его с кривой роста из [61] и допуская, что строение оболочек и физические условия в них у 6 Cas и  $\alpha$  Cyg одинаковые, мы нашли, что количество атомов над единицей поверхности у 6 Cas в 30 раз больше, чем у  $\alpha$  Cyg. Разница в размерах звезд компенсируется тем, что у  $\alpha$  Cyg истечение, видимо, более стабильно, чем у 6 Cas, а различия в скоростях расширения, как видно из табл. 5, для нашей приближительной оценки несущественны. Принимая, таким образом, отношение темпов потери массы

$$\dot{M}(6 \text{ Cas})/\dot{M}(\alpha \text{ Cyg}) = 30,$$

заимствуя из работы [61] значение

$$\dot{M}(\alpha \text{ Cyg}) \approx 7 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$$

и учитывая отмеченную ее авторами неопределенность степени ионизации оболочки, получаем

$$\dot{M}(6 \text{ Cas}) \sim (1 \div 3) \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}.$$

Эта оценка, не опирающаяся на конкретную модель, сама по себе, конечно, недостаточно надежна. Но она подтверждает возможность определения темпов потери массы белыми сверхгигантами максимальной светимости по данным наземной спектроскопии.

**Заключение.** Все рассмотренные выше проявления протяженности и расширения атмосфер белых сверхгигантов коррелируют со светимостью. Если первые признаки нестационарности атмосферы могут быть замечены при  $M_{\text{bol}} \approx -6^{\text{m}}0$ , то критическая светимость, при которой она определяет форму профилей сильнейших линий видимой части спектра, соответствует, по нашим оценкам,  $M_{\text{bol}} \approx -8^{\text{m}}5$ . Близкую величину ( $M_{\text{bol}} \approx -8^{\text{m}}2$ ) получил Розендаль [31]. Поэтому наибольшего прогресса в понимании природы нестационарности следует ожидать от изучения немногих объектов максимальной светимости, к которым относится 6 Cas.

Особенно полезны были бы спектроскопические наблюдения 6 Cas следующих двух типов:

1) получение высокодисперсионных спектрограмм с интервалами не более 3—5 дней в течение 2—3 месяцев, синхронно с многоцветной, в том числе и инфракрасной, фотометрией звезды;

2) применение одних и тех же аппаратуры и методики для измерения лучевых скоростей 6 Cas и ее слабого визуального спутника, а также и других, достаточно стационарных членов ассоциации Cas OB5.

Поскольку у 6 Cas по крайней мере переменная составляющая параметра  $v_{\text{nt}}$  обусловлена изменениями плотности оболочки и скорости ее расширения, т. е. «эффектом уровня», встает задача уточнения границ действия этого эффекта и методики выделения маскируемой им истинной турбуленции.

В видимой части спектра 6 Cas (как и некоторых других объектов высшей светимости) выделены линии оболочки с профилями типа P Cyg. Их абсорбционные составляющие пригодны для определения скорости расширения и плотности оболочки, а следовательно, и темпа потери звездой вещества. Это открывает возможность дублирования средствами наземной спектроскопии части информации, обычно поставляемой заатмосферными обсерваториями (для 6 Cas до сих пор отсутствующей). Поскольку оболочечные линии (как визуальные так и ультрафиолетовые) переменны, для уточнения возможностей метода необходима синхронизация заатмосферных и наземных наблюдений.

Методические задачи, в том числе и построение системы лабораторных длин волны, несколько упрощаются возможностью получения достаточной информации по ограниченному набору линий. В числе наиболее «информативных» линий оказываются, в частности, члены 42-го мультиплета Fe II.

Авторы глубоко благодарны Э. Бартлю, Э. Герту и О. И. Спиридоновой за помощь в получении и обработке части спектрального материала.

### Литература

1. Humphreys R. M., Davidson K. Studies of luminous stars in nearby galaxies. III. Comments of the evolution of the most massive stars in the Milky Way and the Large Magellanic Cloud. — *Astrophys. J.*, 1979, 232, no 2, p. 409—420.
2. Ченцов Е. Л. Спектроскопические проявления нестационарности ранних сверхгигантов. — *Сообщ. САО*, 1978, вып. 21, с. 78.
3. Conti P. S., Leer E. M., Lorre J. J. Spectroscopic studies of O-type stars. III. Radial velocities and the K-term. — *Astrophys. J.*, 1977, 214, no 3, p. 759—772.
4. Conti P. S., Garman C. D., Hutchings J. B. Radial velocities of three O-stars: HD 148937, HD 151804, and HD 152408. — *Astrophys. J.*, 1977, 215, no 2, p. 561—567.
5. Rosenhdhal J. D., Wegner G. Spectrum variations in A-type supergiants. — *Astrophys. J.*, 1970, 162, no 2, p. 547—556.
6. Аббасов Г. И., Зейналов С. К., Ченцов Е. Л. Атмосфера сверхгиганта  $\delta$  Cas. II. Скорости турбулентных движений, электронная плотность и ускорение силы тяжести. — *Астрофиз. исслед.*, (Иzv. САО), 1973, 5, с. 81—88.
7. Аббасов Г. И., Зейналов С. К., Ченцов Е. Л. Атмосфера сверхгиганта  $\delta$  Cas. I. Спектральный материал и его фотометрическая обработка с помощью ЭЦВУ. — *Астрофиз. исслед.* (Иzv. САО), 1972, 4, с. 81—90.
8. Копылов И. М., Рылов В. С. Спектральная аппаратура для 6-метрового телескопа (БТА). — В кн.: Новая техника в астрономии, Л.: Наука, 1979, с. 24—31.
9. Асланов И. А. Восемь лет работы с 2-м зеркальным телескопом народного предприятия «Карл Цейс Йена». — *Йенское обозрение*, 1975, № 1, с. 13—17.
10. Бартль Э. Спектрограф кудэ универсального 2-метрового зеркального телескопа Тауэнбургской обсерватории. — *Йенское обозрение*, 1970, № 6, с. 335—339.
11. Атлас спектров ранних сверхгигантов / Е. А. Барсукова, И. А. Лебедева, К. Б. Чаргейшвилл, Е. Л. Ченцов. — *Астрофиз. исслед.* (Иzv. САО), 1982, 16, с. 34—48.
12. Измерение параметров магнитных звезд с помощью модифицированного компаратора Аббе / Э. Герт, Г. Ю. Хубриг, Л. Эткен и др. — *Йенское обозрение*, 1977, № 2, с. 87—91.
13. Edlen B. — *Trans. Internat. Astron. Union*, 1957, 9, p. 220—224.
14. Crosswhite H. M. The iron-neon hollow-cathode spectrum. — *J. Res. National Bur. Stand.*, 1975, 79A(1), p. 17—69.
15. Person W. The spectrum of singly ionized neon Ne II. — *Phys. scripta*, 1971, 3, no 3—4, p. 133—155.
16. Norlen G. Wavelengths and energy levels of Ar I and Ar II based on new interferometric measurements in the region 3400—9800 Å. — *Phys. scripta*, 1973, 8, no 6, p. 249—268.
17. Стриганов А. Р., Свентицкий Н. С. Таблицы спектральных линий. М.: Атомиздат, 1966. 899 с.
18. Pierce A. K., Breckinridge J. B. The Kitt Peak table of photographic solar spectrum wavelengths. — *Contr. Kitt. Peak National Obs.*, 1973, 1974, no 559, 43 p., add. 17 p.
19. Petrie R. M. Wave-length standards for radial-velocity determinations. II. The «A» stars with high dispersion. — *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, 1947, 41, no 9, p. 311—316.
20. Снежко Л. И., Ченцов Е. Л. Применение моделей атмосфер для определения эффективных длин волн триплетов He I в звездных спектрах. — *Астрофиз. исслед.* (Иzv. САО), 1973, 5, с. 94—99.
21. Auldin C. Spectroscopic study of the supergiant star  $\delta$  Cassiopeiae. — *Astrophys. Space Sci.*, 1979, 64, no 2, 481—507.
22. Münch G. Interstellar absorption lines in distant stars. I. Northern Milky Way. — *Astrophys. J.*, 1957, 125, no 1, p. 42—65.
23. Hobbs L. M. Observation of interstellar lines of NaI and or CaII toward 47 stars. — *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1978, 38, no 2, p. 129—146.
24. Abt H. A. Variability of supergiants. — *Astrophys. J.*, 1957, 126, no 1, p. 138—151.
25. Auldin C. Atmospheres of A-type supergiants. — *Astr. Astrophys.*, 1972, 19, no 3, p. 369—380.
26. Groth H. G. Effects of velocity and turbulence gradients on A-type supergiant spectra. — *Astron. Astrophys.*, 1972, 21, no 3, p. 337—353.
27. Groth H. G. Die Atmosphäre des A2-Übergiganten  $\alpha$  Cygni. I Teil. Die Beobachtungen. — *Zeitschr. Astrophys.*, 1961, 51, H. 3, S. 206—230.
28. Wolf B. Model atmosphere analysis of the A3Ia-O supergiant HD 33579 in the Large Magellanic cloud. — *Astron. Astrophys.*, 1972, 20, no 2, p. 275—282.
29. Wolf B., Sampson L., Sterken S. Spectroscopic and photometric investigation of the A2Ia-O star HD 160529. — *Astr. Astrophys.*, 1974, 36, no 1, p. 87—98.
30. Ченцов Е. Л. Звезда HD 168607 — кандидат в объекте типа S Золотой Рыбы. — *Письма в АЖ*, 1980, 6, № 6, с. 360—363.
31. Rosenhdhal J. D. A survey of H-alpha emission in early type high luminosity stars. — *Astrophys. J.*, 1973, 186, no 3, p. 909—937.
32. Comper W. Zeitliche Variation der  $H_{\alpha}$ -Linie von  $\alpha$  Cygni. — *Zeitschr. Astrophys.*, 1962, 56, H. 2, S. 71—74.
33. Frandsen S. Photometric scans of  $H_{\alpha}$  in early A-stars. — *Astr. Astrophys.*, 1975, 43, no 2, p. 267—273.

34. Лууд Л. С., Руузалепп Э. А., Каазик А. А. Аномальные контуры спектральных линий мультиплета Fe II (42) в спектре Денеба. — Письма в АЖ, 1978, 4, № 6, с. 278—279.
35. Mc Kellar A. An interest variation in the spectrum of HD 223385. — Publ. Americ. Astron. Soc., 1939, 9, no 6, p. 266—267.
36. Rosendhal J. D. Spectrum variation in A-type supergiants. II. A search for evidence for coupling between mass loss and turbulence in Alpha Cygni. — Astrophys. J., 1972, 178, no. 3, p. 707—714.
37. Inoue M. O. Variation in radial velocities and line profiles of Alpha Cygni (A2Ia). — Publ. Astron. Soc. Japan, 1979, 31, no 1, p. 11—21.
38. Swings P., Struve O. Spectroscopic observations of peculiar stars. — Astrophys. J., 1940, 91, no 5, p. 546—620.
39. Крафт Р. — В кн.: Звездные атмосферы. М.: ИЛ, 1963, с. 369—407.
40. Wright S. L. ATLASS at the university of London (SAM1). II. Users guide. — Comm. Univ. London Obs., 1975, no 76, 70 p.
41. Ченцов Е. Л., Снежко Л. И. Расширение атмосферы как причина дифференциальных сдвигов линий в спектре  $\beta$  Ori. — Сообщ. САО, 1970, № 2, с. 3—59.
42. Снежко Л. И. К методике расчета контуров линий поглощения. — Сообщ. САО, 1971, № 3, с. 3—16.
43. Granes P. Evolution du spectre de la supergiante 55 Cygni. — Astr. Astrophys., 1975, 45, no 2, p. 343—347.
44. Humphreys R. M. Studies of luminous stars in nearby galaxies. I. Supergiants and O stars in the Milky Way. — Astrophys. J. Suppl. Ser., 1978, 38, no 4, p. 309—350.
45. Lucy L. B. An analysis of the variable radial velocity of Alpha Cygni. — Astrophys. J., 1976, 206, no 2, p. 499—508.  
Maeder A., Rufener F. Variable stars of small amplitude. I. Supergiants and OB stars. — Astr. Astrophys., 1972, 20, no 3, p. 437—443.
47. Burki G. The semi-period-luminosity-color relation for supergiant stars. — Astr. Astrophys., 1978, 65, no 3, p. 357—362.
48. Genderen van A. M. Long time baseline *VBLUW* photometry of four of most luminous LMS Supergiants HD 33579, HD 35343=S Dor, HDE 268757 and HDE 269006 (II). — Astr. Astrophys. Suppl. Ser., 1979, 38, no 3, p. 381—400.
49. Loore de C., Grevede J. P., Lamers H. J. Evolution of massive stars with mass loss by stellar wind. — Astr. Astrophys., 1977, 61, no 2, p. 251—259.
50. Chiosi C., Nasi E., Sreenivasan S. R. Massive stars evolution with mass-loss. I. 20—100  $\mathcal{M}_\odot$  models. — Astr. Astrophys., 1978, 63, no 1/2, p. 103—124.
51. Kurucz R. L. Model atmospheres for G, F, A, B and O Stars. — Astrophys. J. Suppl. Ser., 1979, 40, no 1, 340 p.
52. Barlow M. J., Cohen M. Infrared photometry and mass loss rates for OBA Supergiants and Of stars. — Astrophys. J., 1977, 213, no 3, p. 737—755.
53. Gehrz R. D., Hackwell J. A., Jones T. W. Infrared observations of Be stars from 2.3 to 19.5 microns. — Astrophys. J., 1974, 191, no 3, p. 675—684.
54. Cohen M., Barlow M. J. Infrared photometry of southern planetary nebulae and emission-line objects. — Astrophys. J., 1980, 238, no 2, p. 585—595.
55. Allen D. A., Glass I. S. Emission line stars in the Large Magellanic Cloud: Spectroscopy and infrared photometry. — Astrophys. J., 1976, 210, no 3, p. 666—669.
56. Bernet A. P., Lambert D. L. Electron scattering in the expanding atmosphere of P Cygni. — Publ. astr. Soc. Pacific, 1978, 90, no 537, p. 520—525.
57. Нугис Т., Колка И. В., Лууд Л. С. Модель оболочки Р Лебеда. — Публ. Таргу астрофиз. обс., 1979, 47, с. 191—211.
58. Ebets D. Reticon observations of the  $H_\alpha$  P Cygni profiles of Zeta Orionis and Zeta Puppis. — Astrophys. J., 1980, 236, no 3, p. 835—838.
59. Abbott D. C. The terminal velocities of stellar winds from early-type stars. — Astrophys. J. 1978, 225, no 3, p. 893—901.
60. Praderie F., Talavera A., Lamers H. J. Resonance line profiles in A type supergiants from IUE and Copernicus Spectra. — Astr. Astrophys., 1980, 83, no 3, p. 271—282.
61. Lamers H. J., Stalio R., Kondo Y. A study of mass loss from the mid-ultraviolet spectrum of  $\alpha$  Cygni (A2Ia),  $\beta$  Orionis (B8Ia), and  $\eta$  Leonis (A0Ib). — Astrophys. J., 1978, 223, no 1, p. 207—220.
62. On the high resolution ultraviolet spectrum of P Cygni / A. Cassatella, F. Beeckmans, P. Benvenuti e. a. — Astr. Astrophys., 1979, no 1/2, p. 223—229.
63. Castor J. I., Lamers H. J. An atlas of theoretical P Cygni profiles. — Astrophys. J. Suppl. Ser., 1979, 39, no 4, p. 481—511.