

О БЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ СПЕКТРА β ЛИРЫ В ОБЛАСТИ H_α

Г. Н. Алексеев, М. Ю. Скульский

С целью обнаружения и изучения быстрой переменности в линии H_α проведены наблюдения с 5- и 10-секундными экспозициями на 6-м телескопе САО АН СССР с использованием диссекторного спектрофотометра. Выявлены широкие крылья (до $\pm 70 \text{ \AA}$) линии H_α , интенсивность которых максимальна в квадратурах. Быстрая переменность наблюдается как в эмиссионной линии H_α , так и в широких крыльях. Временная шкала этой переменности — от секунд до десятка минут. Переменность зависит от фазы периода, и наибольшая — перед фазой $0.49P$, — видимо, фиксирует удар газовых струй в диск. Обнаружены необычные явления «возгорания эмиссии» и «бегущей абсорбции» в фазе $0.81P$, которые, вероятно, носят эруптивный характер.

Observations of β Lyrae have been carried out in H_α line with the purpose of detection and study its rapid variability. They were fulfilled on the 6-m telescope with 5 and 10 minutes exposures using the dissector spectrograph. Very broad wings (up to $\pm 70 \text{ \AA}$) of H_α line with maximum intensity have been detected at elongations. Rapid variability is observed both at emission H_α line at broad wings. The time intervals of this variability are within seconds and dozens of minutes. Rapid variability depends upon the period phase. The greatest time and amplitude activity of the emission flux variability is observed near the phase $0.49P$, apparently, an impact of gaseous jets onto the disk spot is registered here. Unusual effects «flaring emission» and «speeding absorption» were detected at $0.81P$ phase. Their mechanism, apparently, has eruptive character.

1. Введение

Представление о природе тесной двойной системы β Лир можно получить из рис. 1. На основании абсолютной спектрофотометрии β Лир и модельных расчетов [1] предложена модель системы, состоящей из звезд В8III и А5III и водородной ионизованной оболочки с T_e около 20 000 К. При этом вклад оболочки в континуум системы максимален в квадратурах и достигает 20 %. В видимой области спектра наблюдаются в основном линии яркого В8-компонента, однако отождествление нескольких широких и неглубоких линий слабого компонента [2] позволило оценить массы компонентов: $3.8M_\odot$ для В8III и $14.6M_\odot$ для А5III. Спектр системы изобилует также сложными и переменными по фазе эмиссионно-абсорбционными линиями водорода и гелия, которые отображают развитые околосредные газовые структуры: потоки, оболочку, диск. Они образованы веществом, истекающим из яркого компонента (температура переноса массы больше $10^{-5}M_\odot/\text{год}$), который, по-видимому, находится в конечной стадии активного переноса и потери его массы. Как показали Леушин и Снежко [3], вещество атмосферы В8-компонента испытало выгорание водорода в С, N, O-цикле.

В атмосфере яркого компонента обнаружено также магнитное поле со средней эффективной напряженностью $H_e \approx (-1200 \pm 40) \text{ Гс}$ [4]. Имеются данные [5], свидетельствующие о связи между направлением диполя магнитного поля и структурой вещества, истекающего из поверхности яркого компонента. К примеру, находит объяснение «верная» модель газовых потоков [6], предложенная в результате исследования их динамики.

Потеря вещества системой в целом регистрируется по линиям гелия, имеющим нижний метастабильный уровень ($\text{HeI } \lambda 3888, 3964, 10830 \text{ \AA}$), — они возникают в разреженной газовой оболочке, охватывающей оба компонента и расширяющейся с почти постоянной скоростью — 130 км/с [7].

В схеме переноса вещества естественно образование вокруг слабого А5-компонента газового диска. Его существование и вращение подтверждается возникновением в фазах до и после главного затмения спутников у линий яркого компонента (результат проекции на него диска) и характерным изменением кривой лучевых скоростей линий-спутников [8].

Интенсивный перенос вещества должен образовывать на краю диска горячее пятно, что приводит к повышенному возбуждению и ионизации газа в его окрестности. Об этом свидетельствуют внеатмосферные исследования β Лиры в далеком ультрафиолете [9], где в фазах возможного наблюдения пятна зафиксированы даже линии элементов CIV, NV.

По-видимому, истечение из яркого компонента проходит не ламинарно. Не исключены явления транзитного характера. Так, изучение переменности с фазой эквивалентных ширин эмиссионных линий H_α , HeI λ 5875, HeI λ 6678 выявило сильные их изменения в близкие фазы [10]. Поскольку раньше считалось, что эти линии возникают во всем излучающем околозвездном газе, сложилось впечатление, что существенную роль в их формировании должны

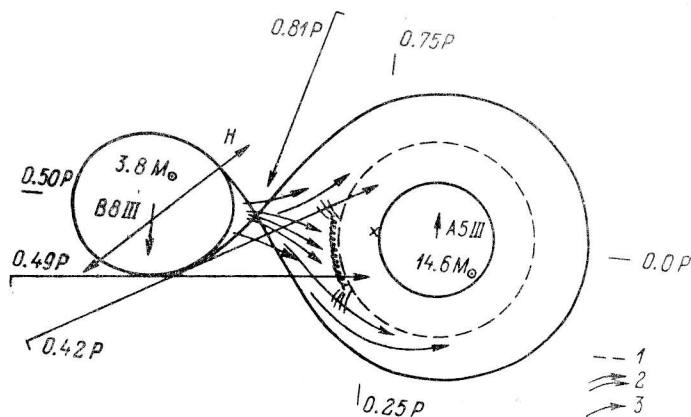


Рис. 1. Схематическая модель системы β Луг.

1 — эффективный диаметр диска [1, 8], на поверхности которого со стороны яркого компонента изображено горячее пятно; 2 — «верная» система газовых потоков [6]; 3 — направления позиционных углов наблюдения системы при регистрации активной переменности спектра β Луг вблизи H_α (см. § 4 и 5); H — проекция диполя магнитного поля на плоскость орбиты.

играть быстропеременные структуры. В этом плане интересным оказалось обнаружение в фазе $P=0.485$ синхронных перепадов (до 2 раз) потока излучения в эмиссионных линиях H_α и HeI λ 5875 продолжительностью 5—15 мин [11].

После этих наблюдений стало ясно, что необходима попытка обнаружения быстрой переменности спектра β Лиры вблизи эмиссионных линий, определение характера и уровня этой переменности («временной активности») с фазой. При положительном исходе ожидалась возможность локализации горячего пятна на диске и оценки характерных времен флуктуаций потока излучения. Для реализации такой задачи необходима была аппаратура, которая дала бы возможность получать спектры β Лиры с секундными экспозициями при высоком спектральном разрешении.

Наблюдения β Лиры проведены в августе 1981 г. на 6-м телескопе САО АН СССР. Моменты наблюдений (У. Т.) и соответствующие фазы орбитального периода, вычисленные по элементам [12], таковы: 12.90 (0.34P), 13.88 (0.42P), 14.84 (0.49P), 17.85 (0.73P), 18.88 (0.81P), 19.89 (0.88P), 21.83 (0.03P) и 22.85 (0.11P). Использован спектрограф СП-124, сопряженный с диссекторным спектрофотометром. Полученная информация обработана статистическими методами с помощью ЭВМ СМ-4 [13]. Исследованный диапазон спектра, центрированный на H_α , для двух дисперсий в 0.6 и 0.9 Å/канал соответственно составлял 150 и 460 Å (256 и 512 каналов). Время накопления индивидуального спектра равнялось при этом 10.48 и 5.24 с. В основном весь материал получен со спектральным разрешением 0.6 Å/канал, лишь в фазе 0.73P мы проводили наблю-

дение в двух вариантах. Суммарное время накопления во всех фазах составило чуть больше 2 ч. Обработка индивидуальных спектров и дала первичное представление о картине быстрой переменности спектра β Лиры в области линии H_{α} . В дальнейшем мы акцентируем внимание на трех оригинальных результатах, краткое сообщение о которых опубликовано нами ранее [14].

2. Методика регистрации спектров

Самым простым методом регистрации спектров является обычное сканирование щелеобразной диаграммой чувствительности ниточного спектра объекта.

В этом случае квадрат относительной среднеквадратичной ошибки для каждого из L независимых каналов определяется выражением [15]

$$E^2 = \frac{1}{nt} + \frac{Atm}{t} + 2 \frac{n_{\phi}}{tn^2}, \quad (1)$$

где n — средняя интенсивность потоков событий от объекта; t — время регистрации; Atm — параметр, определяющий мешающее действие атмосферы; n_{ϕ} — средняя интенсивность суммарного потока темновых событий светоприемника и фона неба.

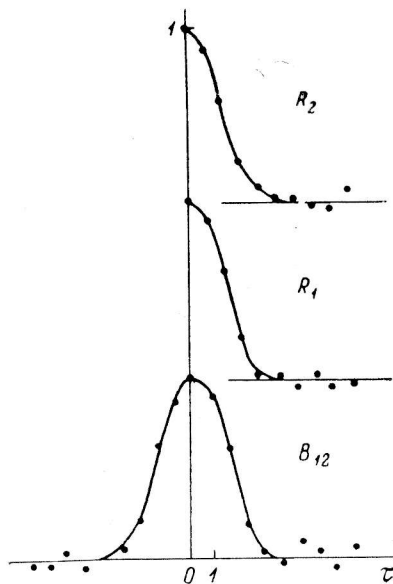
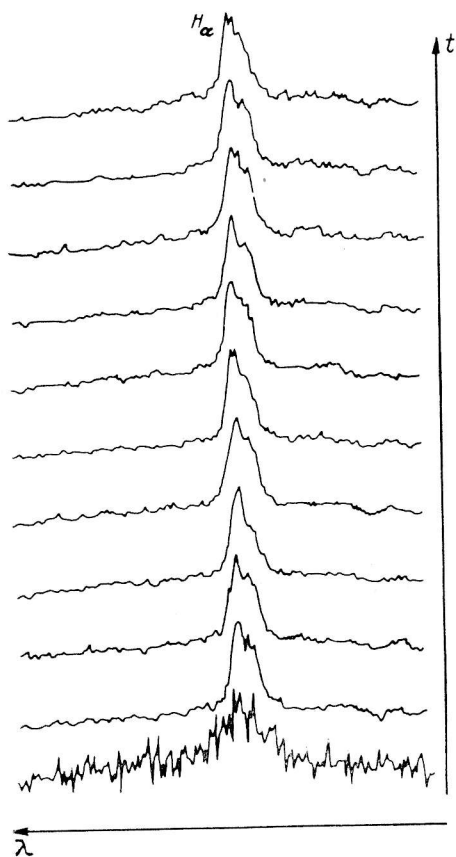


Рис. 2. Серия единичных спектров звезды β Лир в фазе $0.73P$ со временем экспозиции 10^3 каждый (№ 22—32).

Стрелка с t показывает течение времени при последовательной регистрации единичных спектров (отсчет спектров снизу вверх). Масштаб по вертикали (эмиссия плюс континуум) одинаков для всех единичных спектров и задается отсчетом вниз от максимума эмиссии нижнего спектра.

Рис. 3. Автокорреляционные функции для двух каналов при наблюдениях через атмосферу (R_1 и R_2) и их кросскорреляционная функция (B_{12}). Шкала корреляционных сдвигов условна.

В случае регистрации спектра через атмосферу соседние спектральные каналы сильно коррелируют, что позволяет почти полностью скомпенсировать влияние атмосферы путем нормировки потока в каждом канале на поток в соседнем канале. Такая нормировка для фотометрии в узких спектральных полосах дает существенный выигрыш в точности [16].

Исследуем степень корреляции потоков соседних спектральных каналов. Для этого используем несколько зарегистрированных реализаций случайного потока фотонов в спектральном канале шириной 6 нм.

Пример такого рода единичных спектров приведен на рис. 2. Первый спектр зарегистрирован при неполном попадании звезды в щель спектрографа. Это приводит к появлению пика нормировочного коэффициента (см. рис. 6).

Нормированные автокорреляционные функции для нескольких каналов показаны на рис. 3 (R_1, R_2).

Из графиков видно, что эти случайные процессы обладают довольно развитой связностью до времен порядка нескольких минут. Характер временной структуры этой связности одинаков для этих каналов, и их автокорреляционные функции можно считать равными с точностью до статистической ошибки.

Поэтому можно ожидать, что кросскорреляционные функции для этих каналов не будут сильно отличаться от автокорреляционных функций тех же каналов. Это видно из рис. 3 (B_{12}).

Необходимо отметить, что у всех кросскорреляционных функций

$$B(0) = 1$$

(2)

с точностью до ошибок оценок.

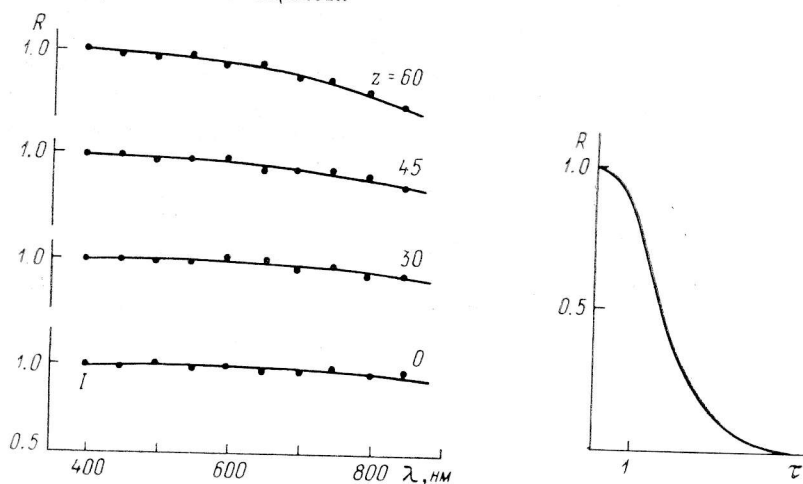


Рис. 4. Кросскорреляционные функции (λ 400 нм—1 мкм) при различных зенитных расстояниях.

Рис. 5. Корреляционная функция нормировочного коэффициента.

Это указывает на высокую степень корреляции процесса атмосферной модуляции на близких спектральных интервалах.

Можно построить зависимость степени корреляционной связи между спектральными интервалами от расстояния между этими каналами. Такая корреляционная связь соответствует эффекту «хроматических мерцаний» в фотометрии [15]. Естественно ожидать, что степень и характер такой зависимости находятся в связи с зенитным расстоянием наблюдаемого источника. Графики таких зависимостей приведены на рис. 4.

Графики показывают, что при небольшом спектральном интервале наблюдений ($< 2000 \text{ \AA}$) и небольшом зенитном расстоянии ($< 60^\circ$) изменения во всех каналах можно считать полностью скоррелированными (кстати, наблюдения β Лирь проведены с учетом этих условий). Это дает возможность устранить общую для всех каналов мультипликативную часть атмосферных искажений путем нормировки сигнала каждого канала на мгновенный коэффициент прозрачности атмосферы.

Относительный коэффициент прозрачности атмосферы может быть определен наиболее точно путем интегрирования сигналов во всех спектральных каналах. Полученный таким образом нормировочный коэффициент характеризует состояние атмосферы в данный момент времени, и его корреляционная структура должна быть подобна структуре для одного канала. Это демонстрируют рис. 5 и 6.

После нормировки автокорреляционные функции каждого канала указывают только на следы влияния атмосферы.

Таким образом, можно полностью устранить влияние атмосферы и щелевых эффектов на результат дифференциальных измерений спектров. Тогда в выражении (1) остаются только первый и третий члены.

Строго говоря, всякая нормировка искажает первоначальное статистическое распределение фотонного потока в каждом канале. Теоретическое рассмотрение этих искажений затруднено. В качестве альтернативы можно исследовать характер распределений после нормировки в каждом конкретном случае. Тогда для каждого накопленного массива спектров можно методом подбора найти вид нелинейного преобразования, приводящего к нормальному закону. Для этого обычно применяется критерий Колмогорова—Смирнова с доверительной вероятностью $A=0.1$. Довольно малое значение A объясняется тем, что при дальнейших оценках можно применять робастные критерии, являю-

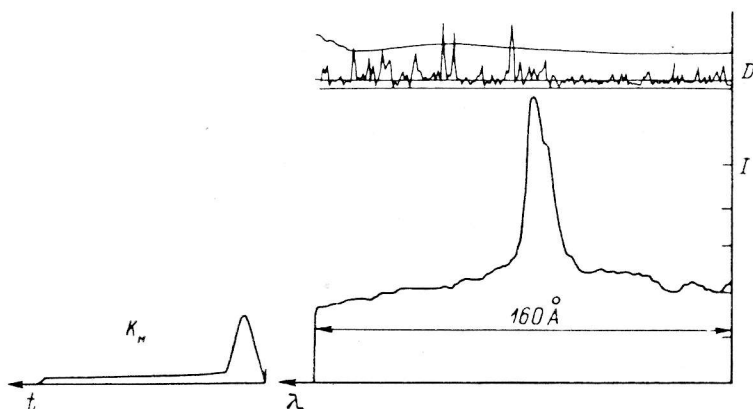


Рис. 6. Пример представления результатов обработки серии наблюдений β Лиры — фаза 0.73P.

K_n — нормировочный коэффициент, характеризует переменность потока, прошедшего через щель спектрографа. Пик соответствует моменту значительного исчезновения звезды со щели спектрографа (t указывает течение времени при регистрации спектров); I — ход интенсивности с длиной волны (средний спектр, скомпонованный по единичным спектрам 22—32 — рис. 4); D — ход параметра «D», показаны его сглаженная кривая и доверительный интервал (нижней и верхней линиями) для уровня значимости $\alpha=0.99$.

щиеся нечувствительными к умеренным отклонениям от предположения о нормальности распределения в случайной выборке. Если гипотеза о нормальности распределения не подтверждается, то обрабатываемый ряд подвергается нелинейным преобразованиям. Это бывает необходимым при обработке спектральных серий, полученных при больших зенитных расстояниях. Как правило, оказывается достаточным логарифмирование исходного ряда.

После такой проверки можно формулировать гипотезы о параметрах случайных процессов в каждом канале.

Наиболее общий подход к анализу потоков в спектральных каналах и их переменности требует знания двух важных параметров:

- среднего значения интенсивности в каждом канале;
- амплитуды переменности потоков в каждом канале.

Схема процесса обработки в этом случае изображена на рис. 7.

В том случае, когда случайный процесс регистрации потока фотонов в каждом канале стационарен во временной шкале, равной длительности процесса накопления, можно пользоваться выражениями для оценок параметров выборок из нормальной генеральной совокупности.

Тогда для оценки среднего за время наблюдений значения интенсивности в каждом канале имеем

$$\bar{I} = \frac{1}{T} \sum_{k=1}^M N_k = \frac{\bar{N}M}{T}, \quad (3)$$

а для дисперсии интенсивности

$$S^2 = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M (N_k - \bar{N})^2, \quad (4)$$

где M — число реализаций; N_k — число отсчетов в k -й реализации; T — длительность процесса накопления; \bar{N} — среднее число отсчетов.

Доверительный интервал для среднего значения интенсивности:

$$I \pm \frac{S_{M-1, A}}{M^{1/2}} S. \quad (5)$$

Доверительный интервал для дисперсии

$$S^2 \frac{M-1}{\chi_{M-1, A}^2} \leq S^2 \leq S^2 \frac{M-1}{\chi_{M-1, 1-A}^2}, \quad (6)$$

где S — значение функции Стьюдента для M степеней свободы и уровня значимости A ; $\chi_{M-1, A}^2$ — значение функции хи-квадрат.

Выборочная дисперсия, вычисленная для всех каналов спектра, образует кривую, повторяющую ход среднего спектра. Если нормировать выборочное значение дисперсии в каждом канале на квадрат среднего значения интенсивности в этом же канале, то получим новый параметр (параметр « D »), характеризующий относительную амплитуду переменности:

$$D = \frac{S^2}{I^2}. \quad (7)$$

Ход параметра « D » по спектру будет монотонный (рис. 6).

Такая картина будет наблюдаться только в тех случаях, когда переменность отсутствует или ее амплитуда во всех каналах одинаковая.

Если же в каком-нибудь одном или нескольких смежных каналах наблюдается стационарный процесс переменности, отличный от статистической и «фоновой» переменности (1), то этот факт будет проявляться пиком параметра « D ».

Оценить достоверность выброса параметра « D » можно, используя доверительные интервалы (6). Причем, если выброс наблюдается в соседних каналах, то доверительная вероятность в (6) возводится в степень L .

Необходимо заметить, что параметр « D » несет смысл «мощности» переменной составляющей фотонного потока на нулевой частоте. Для получения всего частотного спектра переменности каждого спектрального канала необходимо проводить независимый Фурье-анализ монохроматических кривых блеска по методике [17].

Графики величины полуширины доверительных интервалов (5) для разных уровней значимости приведены на рис. 8 (тонкие линии). Из рисунка видно, что доверительные интервалы, а значит, и относительные ошибки определения средней интенсивности очень велики при малых значениях M .

При увеличении числа разбиений (M) при неизменном общем времени накопления результата (T) выражение (5) будет стремиться к пределу

$$I \pm \frac{U_A S}{M^{1/2}}, \quad (8)$$

где U_A — квантиль нормального распределения. Эти кривые изображены на рис. 8 толстыми линиями.

Таким образом, для получения точного значения среднего спектра нет необходимости сильно дробить общее время наблюдений. Достаточно выбрать $M=10$. Но при этом пропадает высокочастотная часть спектра переменности. Это иллюстрирует рис. 9, где приведены два частотных спектра временной переменности монохроматических потоков звезды SS Cyg. Кривая 2 получена при регистрации с шагом, в 3 раза большим, чем кривая 1.

Из приведенного выше следует, что исследования процессов со шкалой переменности $T1-T2$ допускают два подхода:

1) определяется только средний оптический спектр объекта;

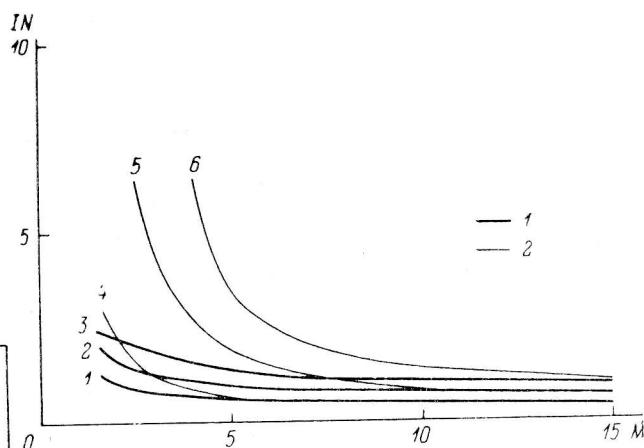
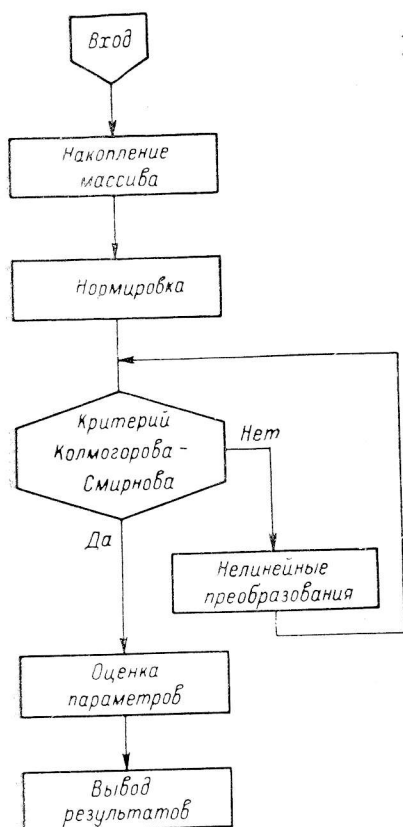


Рис. 8. Относительная величина доверительного интервала (в процентах).

При дисперсии: 1 — известной, 2 — неизвестной.

Рис. 7. Схема процесса обработки потоков в спектральных каналах.

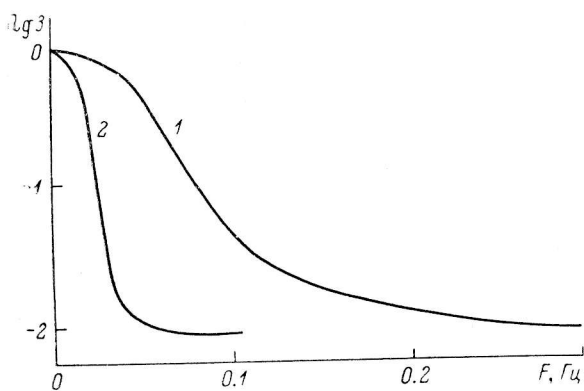


Рис. 9. Частотный спектр колебаний блеска звезды SS Cyg.

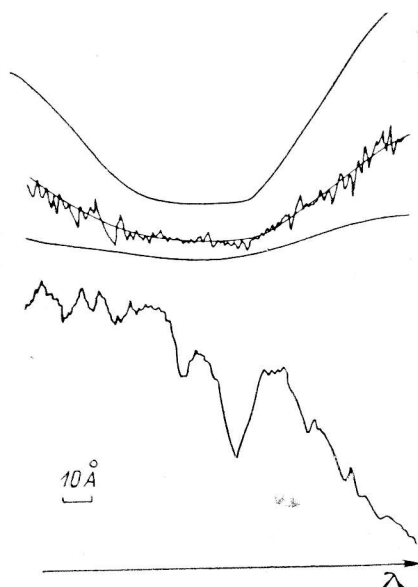


Рис. 10. Средний спектр звезды сравнения ϵ Per в ночь 12—13.08.81.

2) производится поиск переменности оптических спектров на временах $T1-T2$.

В обоих случаях различаются требования к режимам накопления спектрального материала:

Вариант работы	Время накопления массива спектров	Время накопления одного спектра	Число разбиений
1	$T > T_2$	$\leq T/40$	≥ 10
2	$T > T_2$	$\leq T/2$	$\geq 2T_2/T_1$

Нами большую часть времени использовался второй вариант работы, и только при исчезновении переменности обработка велась по первому варианту.

Оценки амплитуд переменности в K -м канале можно получить из формулы (7):

$$A(K) = I(K) [D(K)]^{1/2}. \quad (9)$$

Наблюдения β Лиры проводились параллельно с программой выполнения поиска быстрой переменности в линии H_α у Ве-звезд. Поэтому в каждую ночь кроме β Лиры получались серии спектров одной или двух Ве-звезд и одной звезды сравнения (рис. 10). Для привязки по длинам волн и для контроля аппаратуры регистрировался также спектр сравнения. Результаты записывались на магнитную ленту и выводились параллельно на графический дисплей, где второй наблюдатель мог видеть накапливаемый спектр и контролировать правильность гидирования звезды на щели первым наблюдателем.

3. Обнаружение широких крыльев эмиссии H_α

Описание основных результатов обработки серии наблюдений β Луг можно начать с рассмотрения среднего спектра в окрестности линии H_α (рис. 11).

Как и ожидалось [10], с фазой существенно меняется профиль основной эмиссии, а также отношение интенсивности излучения в эмиссионной линии J_α к интенсивности излучения в непрерывном спектре J_π (рис. 12). Однако в отличие от фотографического метода регистрации спектров видны две новые характерные особенности. Первая из них — четко выраженные абсорбционные детали (рис. 11), показанные стрелками со значениями их лучевых скоростей относительно центра линии H_α и проявляющиеся только в определенных фазах. Абсорбция с $u_r \approx -1000$ км/с проявляется в широком фазовом интервале (0.34—0.49) P (см. также средний спектр в фазе 0.42 P , рис. 21). Она может свидетельствовать о существовании высокоскоростного газового потока (звездного ветра) из системы вблизи точки Лагранжа L_2 .

Вторая особенность спектра вблизи H_α лучше всего выявляется в фазах 0.34 P и 0.73 P (рис. 11) в виде широких крыльев «подложки» под эмиссионным пиком в H_α . Эта подложка присутствует и в других фазах, например в фазе 0.49 P .

По счастливой случайности именно на фазу 0.73 P приходится наше единственное наблюдение β Лиры с меньшим спектральным разрешением, но зато в более широком диапазоне спектра — 460 Å (задействовано 512 каналов). Было получено 88 единичных спектров со временем экспозиции 5.24 с каждый. Их средний спектр показан на рис. 13. На нем кроме линии H_α присутствует также эмиссионная линия HeI λ 6678, что позволяет непосредственно определить шкалу лучевых скоростей. Монотонный ход параметра « D » указывает на то, что стационарный процесс переменности в линии H_α во время наблюдений отсутствует.

Важным оказалось то, что полная ширина основания под эмиссионным пиком в линии H_α равна около 140 Å, т. е. достигает 6500 км/с, тогда как из фотографических наблюдений основание эмиссии равно примерно 1000 км/с (рис. 12). Куполообразная подложка возвышается в своем центре над континуумом на 20—30 %. Выделяется более высокая центральная зона шириной > 3000 км/с, ограниченная с двух сторон заметными абсорбционными деталями. По этим же деталям можно отождествить границы внутренней зоны подложки и на спектре с более высоким разрешением, что и отмечено стрелками на рис. 11, в фазе 0.73 P . По-видимому, проявление центральной зоны эмиссионного основания под пиком в H_α зафиксировано в некоторых фазах в [18], однако всю подложку

Рис. 11. Пример средних спектров для шести из восьми фаз (дат) наблюдений β Лирь.

Участки спектра для каждой фазы в отдельности находятся в пределах $140-160 \text{ \AA}$. Видно, что перемещение эмиссионного пика линий H_α внутри спектрального диапазона не сказывается на регистрации потока излучения в зависимости от номера канала.

шириной 140 \AA мы регистрируем впервые.

Обнаружение широких крыльев эмиссионной линии H_α важно с точки зрения анализа столь высоких скоростей движения излучающих атомов водорода и структуры газовой оболочки в тесной двойной системе. Факт возрастания интенсивности подложки в H_α в квадратурах коррелирует с данными абсолютной спектрофотометрии β Lyr [1]. Там на основании результатов измерений в различных фазах потока излучения в континууме и модельных расчетов показано,

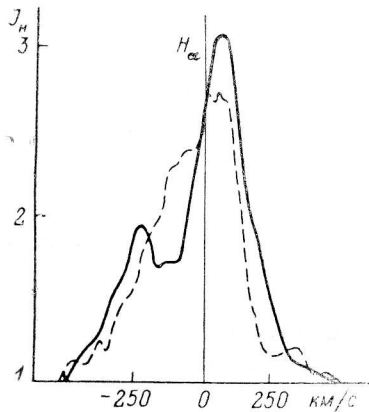
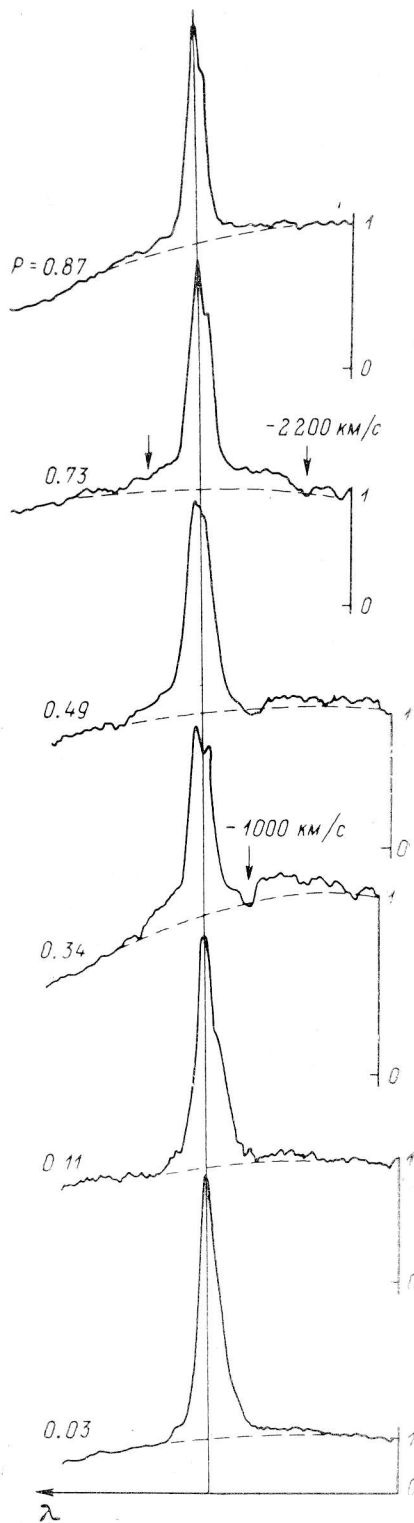


Рис. 12. Пример двух характерных контуров эмиссионной линии H_α , полученных по спектрограммам с дисперсией $34 \text{ \AA}/\text{мм}$ [10].

что суммарный континуум двойной системы формируется излучением компонентов типа В8III и А5III и газовой водородной оболочки с $T_e \approx 20\,000 \text{ K}$. При этом вклад околозвездных газовых структур в излучение системы составляет соответственно 22, 13 и 8 % для фаз $0.25P$, $0.48P$ и $0.0P$, т. е. он максимален в квадратурах. Этот результат интерпретируется таким образом: главной областью локализации излучающего в непрерывном спектре водорода газовой оболочки является пространство между компонентами. Поэтому именно в фазах квадратур (вне затмений) на луче зрения накапливается большее количество водорода и находится его зона повышенного возбуждения и ионизации.



Естественно предположить локализацию этой зоны в окрестности горячего пятна, возникшего в результате удара газовых струй в диск, окружающий массивный А5III-компонент (на который переносится вещество, теряемое ярким В8III-компонентом). По-видимому, эти же газовые структуры вносят максимальный вклад и в возникновение широкой эмиссионной подложки в линии H_α .

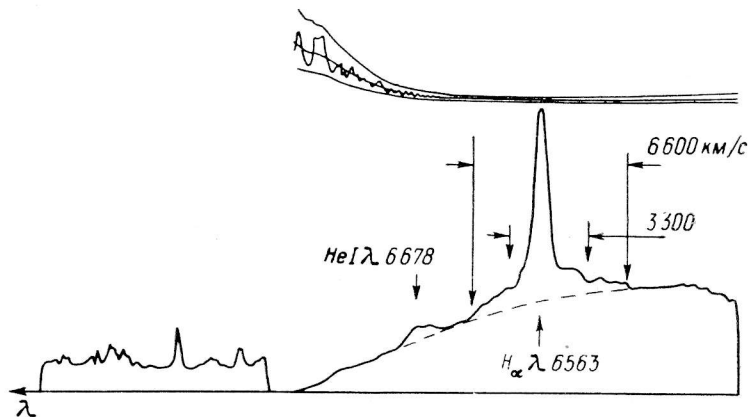


Рис. 13. Средний спектр β Лир в относительных интенсивностях в фазе $0.73P$ (серия спектров с меньшим спектральным разрешением).

Штриховой линией проведен уровень континуума под H_α .

По аналогии со звездами типа Р Лебеда, где также обнаружены слабые широкие крылья эмиссии в линии H_α [19], томсоновское рассеяние на электронах является, как нам кажется, наиболее предпочтительным механизмом происхождения широкой эмиссии в линии H_α и в системе β Лир. Оценка электронной температуры в области пятна [20], которая может достигать $(3 \div 5) \cdot 10^4$ К, и обнаружение линий высокого возбуждения и ионизации, в частности CIV, NV [9], согласуются с нашими представлениями.

4. Быстрые флуктуации эмиссии в H_α и локализация пятна на газовом диске

Уже при просмотре спектров непосредственно на экране дисплея было замечено, что активность переменности оптических спектров во времени существенно зависит от того, в какой фазе кривой блеска двойной системы проводятся наблюдения.

В процессе обработки потоков в спектральных каналах выявилось, что в определенных фазах значимой переменности оптических спектров практически не было, в других же — амплитуды переменности потоков значительны как в основной эмиссии H_α , так и в близлежащих областях спектра. Временные интервалы этой переменности — от секунд до десятков минут.

Наименьшую переменность потока излучения мы наблюдаем в окрестности главного минимума фазы $0.03P$, $0.11P$ и $0.88P$. Так, из рис. 14 видно, что переменность профиля линии H_α и непрерывного спектра вблизи нее незначительна. Это показывает и анализ потоков в спектральных каналах для шести (на рис. 14, б) и для всех 37 индивидуальных спектров (рис. 14, в). Ход параметра « D » по спектру в обоих случаях монотонный. Нет значимой переменности потоков в спектральных каналах в фазах $0.88P$ и $0.11P$, симметричных относительно главного минимума (рис. 15, 16). В качестве примера на рис. 16, а приведены 10 последовательных спектров из серии, полученной в фазе $0.88P$. Ход параметра « D » (рис. 16, б) монотонный, что свидетельствует об отсутствии значимой переменности в этой спектральной области. Анализ спектров, полученных в этих фазах, не указывает на наличие стационарного процесса переменности на временах наблюдений.

Наблюдения в этих фазах характерны тем, что в них А5III-компонентом практически полностью затмевается область предполагаемого удара газовых

струй в диск, т. е. закрыта область наблюдения возможных флуктуаций потока излучения водородной оболочки, локализуемой вблизи горячего пятна на газовом диске. Если это предположение справедливо, то при приближении к соответствующему позиционному углу наблюдения пятна (фазы $0.3+0.5P$) вероятность регистрации усиления переменности потока в линии H_α увеличится. В том, что это так, мы убеждаемся, рассматривая спектры, полученные в фазах $0.34P$, $0.42P$ и особенно в фазе $0.49P$.

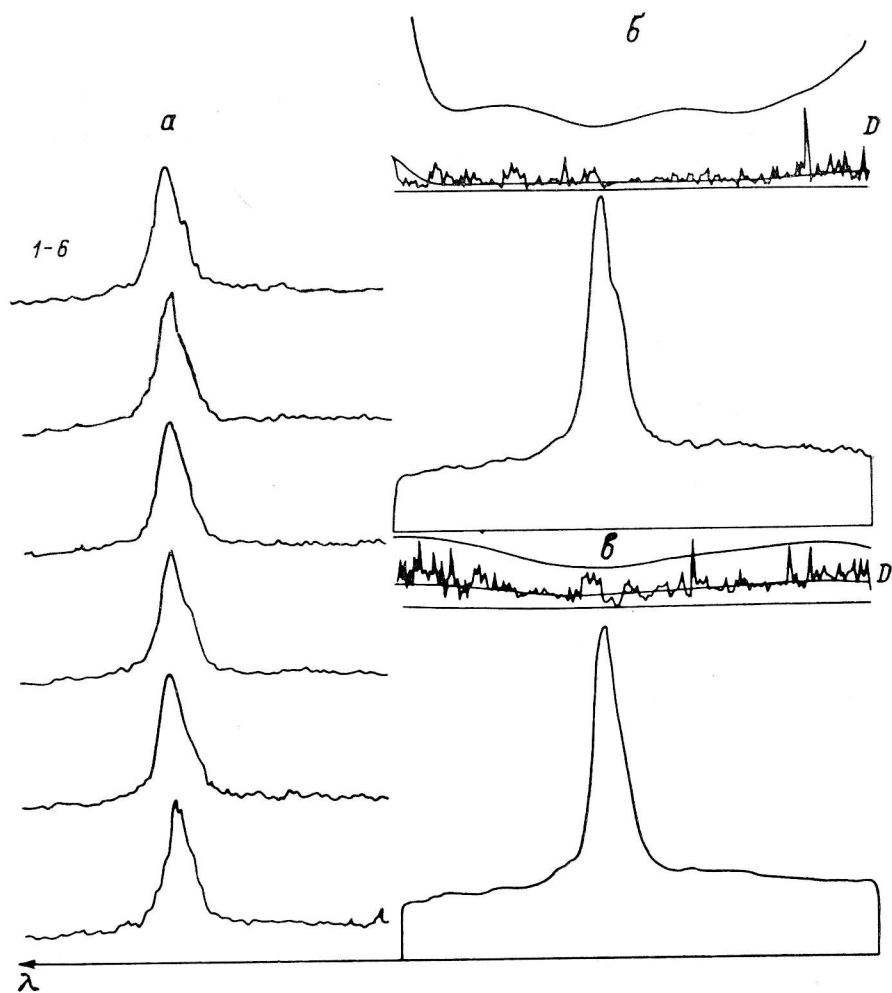


Рис. 14. Обработка наблюдений β Луг в фазе $0.03P$.

a — шесть первых единичных спектров (снизу вверх); b — средний (из шести) спектр и ход его параметра « D »; ϵ — средний спектр и параметр « D » для всей серии единичных спектров в этой фазе.

В фазе $0.34P$ получено относительно много единичных спектров β Лиры — 88. Их общий анализ (рис. 17, a) показал, что при наблюдениях произошло значимое событие: параметр « D », характеризующий относительную амплитуду переменности, оказался в линии H_α значительно больше доверительного интервала для уровня значимости $\alpha=0.99$. Это событие произошло в пределах 25—40 индивидуальных спектров (рис. 17, b). Для сравнения на рис. 17, ϵ приведен средний спектр (из 74—88 единичных) и параметр « D », монотонный ход которого по спектру в этом временном интервале на переменность не указывает. Различия существенны как в двух нижних средних спектрах со временем суммарной экспозиции около 2.5 мин каждый, так и в характере переменности внутри каждого временного интервала. Как видно из рассмотрения единичных спектров 26—38 (рис. 18, b), в начале явления (спектры 27—32) произошло усиление красного крыла основной эмиссии линии H_α , а потом

(спектры 33—38), наоборот, усилилось фиолетовое крыло эмиссии, как будто линия сместилась в коротковолновую сторону спектра. К примеру, в этой же фазе внутри диапазона спектров 74—88 (рис. 18, *a*) такой переменности не наблюдается. Интересно, что в этой фазе ($0.34P$) с фиолетовой стороны эмиссионного пика линии H_α впервые возникла сильная абсорбция. Ее лучевая

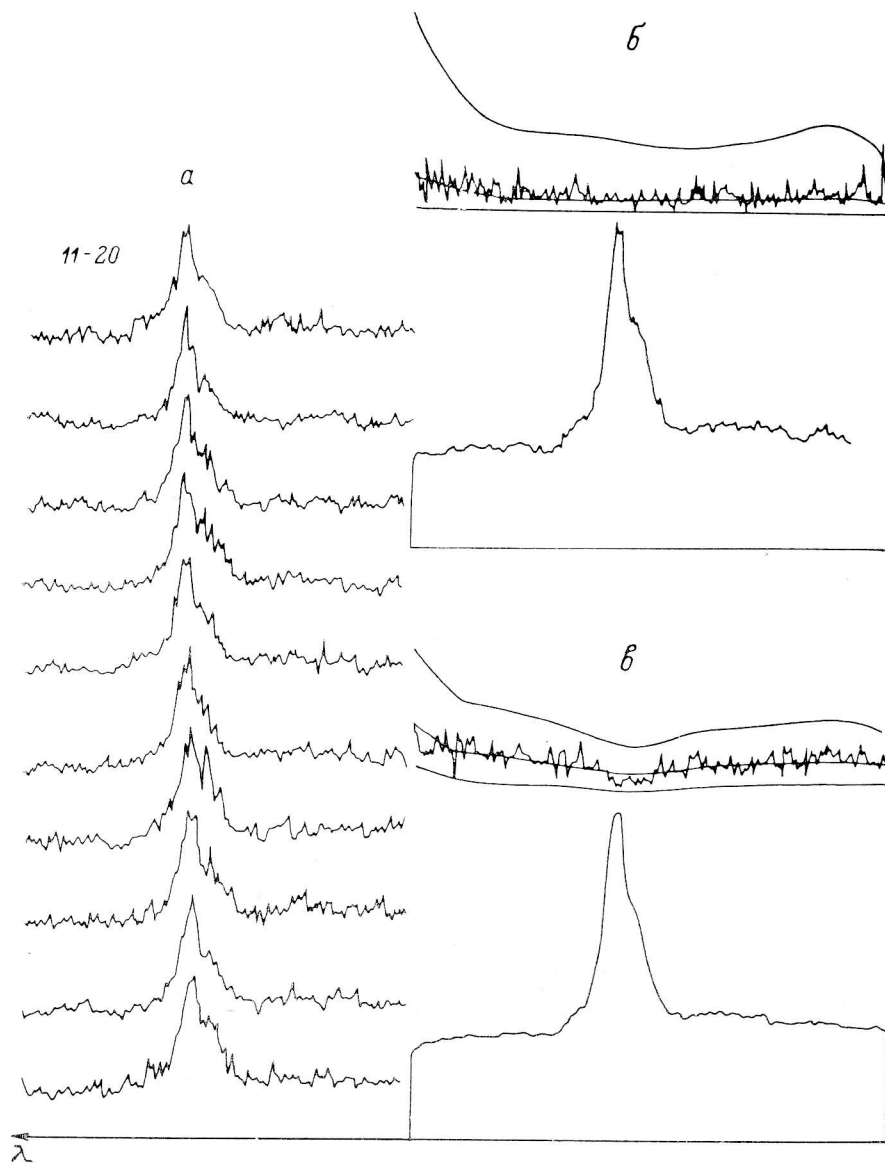


Рис. 15. Пример десяти единичных спектров в фазе $0.11P$ (*a*) и их средний спектр и параметр «*D*» (*b*).

a — средний спектр и параметр «*D*» последних 42 из 52, зарегистрированных в этой фазе спектров.

скорость около -1000 км/с (рис. 11 и 17). Это может свидетельствовать об оттоке газа из системы.

В следующей фазе наблюдения ($0.42P$) средние спектры сохраняют эту абсорбционную деталь (рис. 19). Примечательной здесь, однако, стала возросшая хаотичная переменность потока излучения как в эмиссионном пике линии H_α , так и вблизи него — обратите внимание на необычно возросший поток в красном крыле линии H_α в спектре 7. Поскольку спектры 6 и 8 относительно «нормальные», время существенного изменения профиля линии H_α

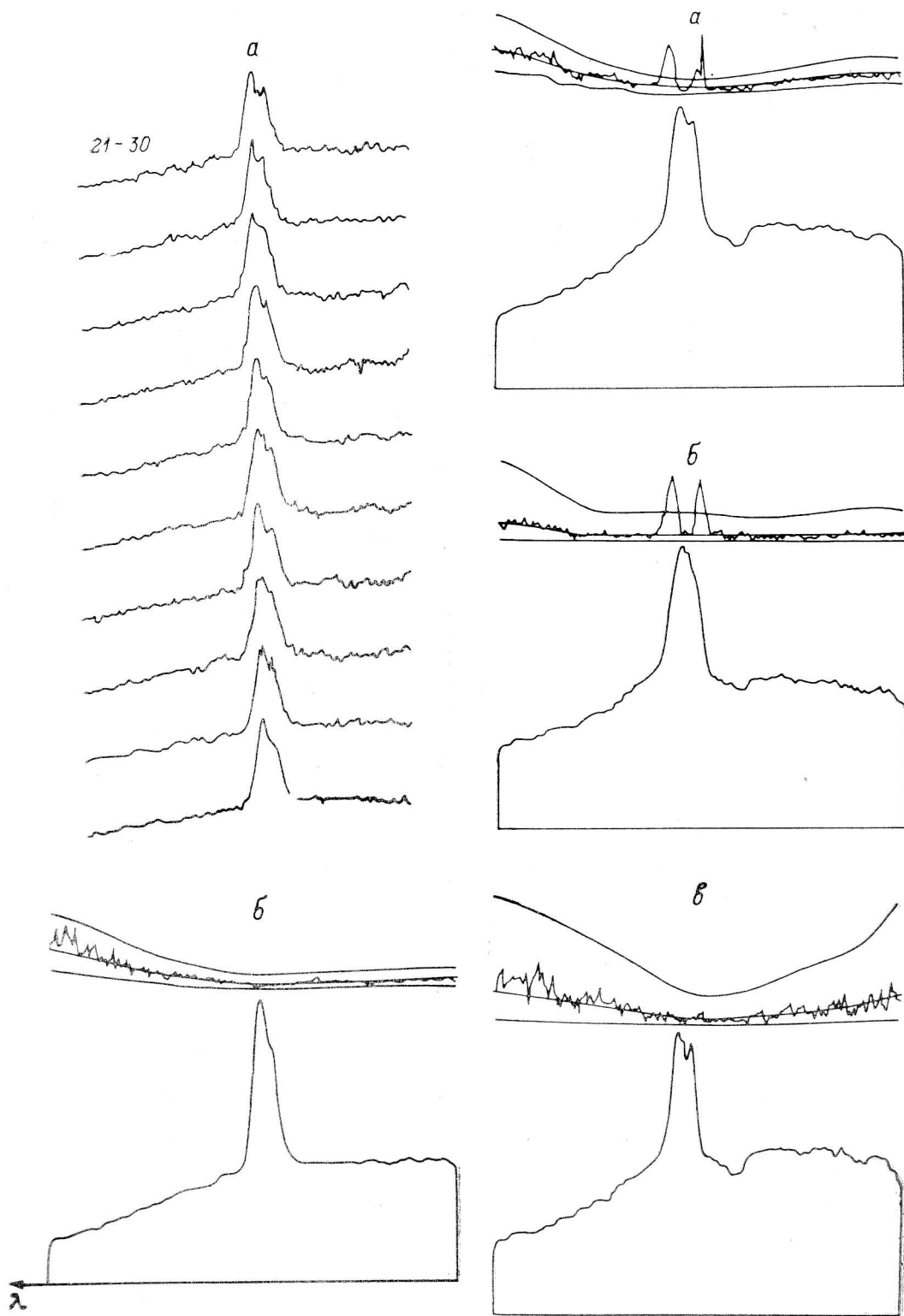


Рис. 16. Пример десяти единичных спектров (а), а также средний спектр и параметр «D» (б) по серии 66 единичных спектров в фазе 0.88P.

Рис. 17. Обработка наблюдений в фазе 0.34P.

а — средний спектр и параметр «D» по всей серии единичных спектров (88); б — средний спектр и параметр «D» диапазона 26—28 единичных спектров; в — средний спектр и параметр «D» 74—88 спектров.

оказывается меньше времени экспозиции единичного спектра, т. е. составляет секунды. Однако поскольку амплитуда переменности потока излучения в этой фазе возросла во всех спектральных каналах, ход параметра « D » по спектру при более широкой статистической выборке будет монотонным, что и видно на рис. 19, б. По-видимому, сказывается переменность широкой эмиссионной подложки под эмиссионным пиком в линии H_{α} .

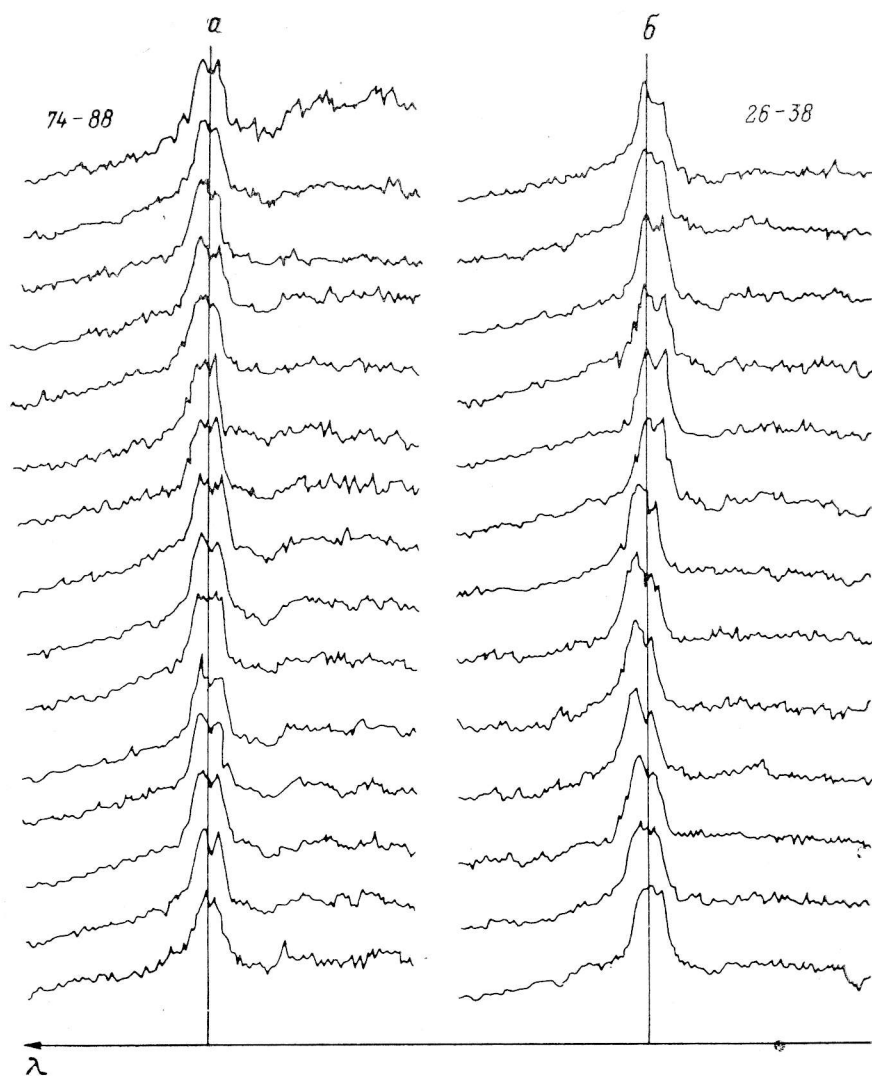


Рис. 18. Пример двух серий единичных спектров в фазе $0.34P$.

Максимум переменности потоков излучения почти во всем регистрируемом участке спектра вблизи линии H_{α} наблюдается в фазе $0.49P$. Здесь частота необычных видоизменений единичных спектров, их временная активность самые высокие.

Из рис. 20 видно, что единичные спектры 79—88 мало различаются между собой, а вот спектры 11—20 показывают очень существенную переменность. На это указывает и ход параметра « D » (рис. 21). Из рис. 21 видно различие их средних спектров (каждый длительностью примерно 2 мин): в диапазоне 11—20 спектров наблюдается более интенсивный фиолетовый пик эмиссии, а для среднего спектра из 79—88 единичных — красный пик эмиссии. На рис. 22, б в течение 8 мин наблюдения зафиксирован последовательный переход (вдоль восьми средних спектров, каждый из которых состоит из шести единичных),

т. е. из состояния, когда превалирует фиолетовый пик эмиссии, к более интенсивному красному пику.

Таким образом, если учесть случаи подобных, но 10-секундных преобразований пиков эмиссии (см. четкое чередование пиков вдоль единичных спектров 13—17 на рис. 20), мы имеем широкий спектр временных флуктуаций потока излучения в основной эмиссии линии H_{α} : от секунд до десятка минут и более

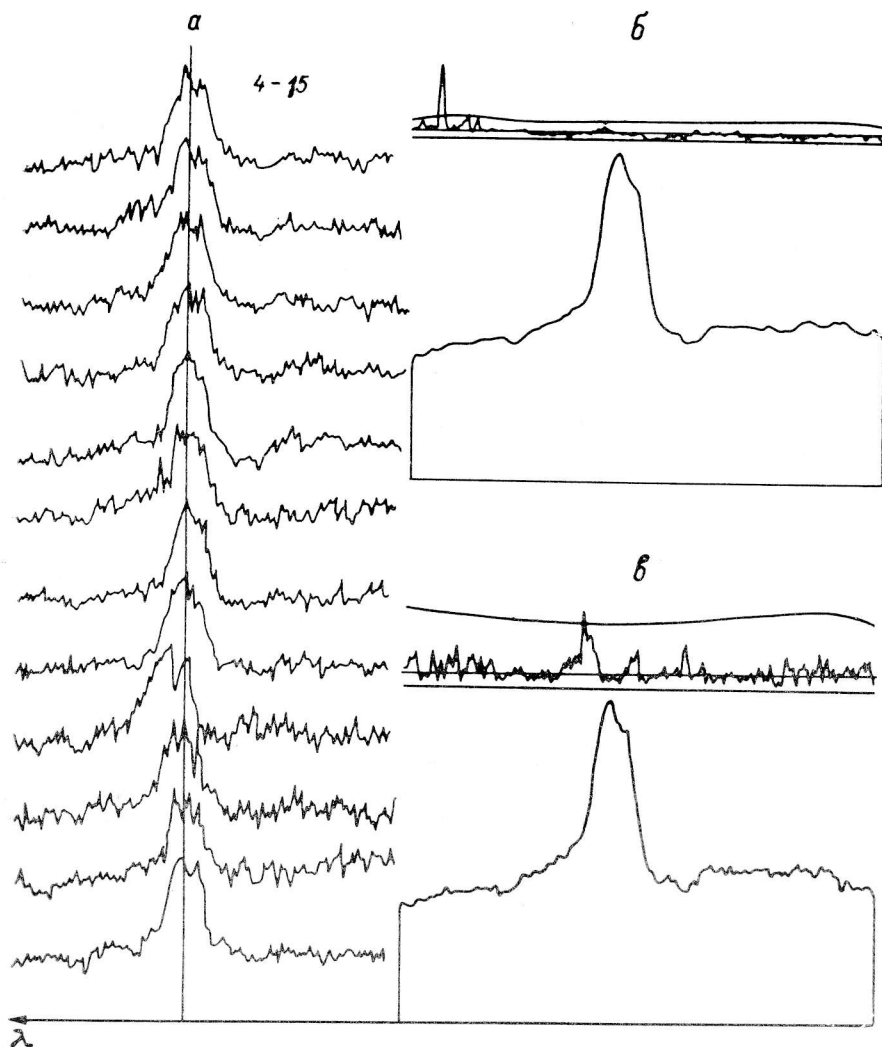


Рис. 19. Обработка наблюдений в фазе 0.42P.

а — 12 последовательных единичных спектров и их средний спектр и ход параметра «D» (e); б — средний спектр и параметр «D» всей серии единичных спектров (37) в этой фазе.

(если учесть зарегистрированные в этой же фазе [41] резкие перепады потока излучения в линиях H_{α} и $HeI\lambda 5875$ продолжительностью 5—15 мин).

Однако не менее интересны быстрые изменения потока в спектральных каналах вблизи эмиссионного пика линии H_{α} . Для примера на рис. 22, а показаны образцы необычных единичных спектров. Более детальное представление о переменности индивидуальных спектров дает рис. 23, скомпонованный по удобному для реальных измерений типу обработки. Обращаем внимание, что за 10 с полуширина эмиссионного пика линии H_{α} может измениться почти вдвое (спектры 33 и 34), а на расстоянии примерно 1700 км/с от центрального пика эмиссии может возникнуть ему подобный пик со сравнимой эквивалентной шириной — 38-ой спектр. Ни на предыдущем 37-м, ни на последующем

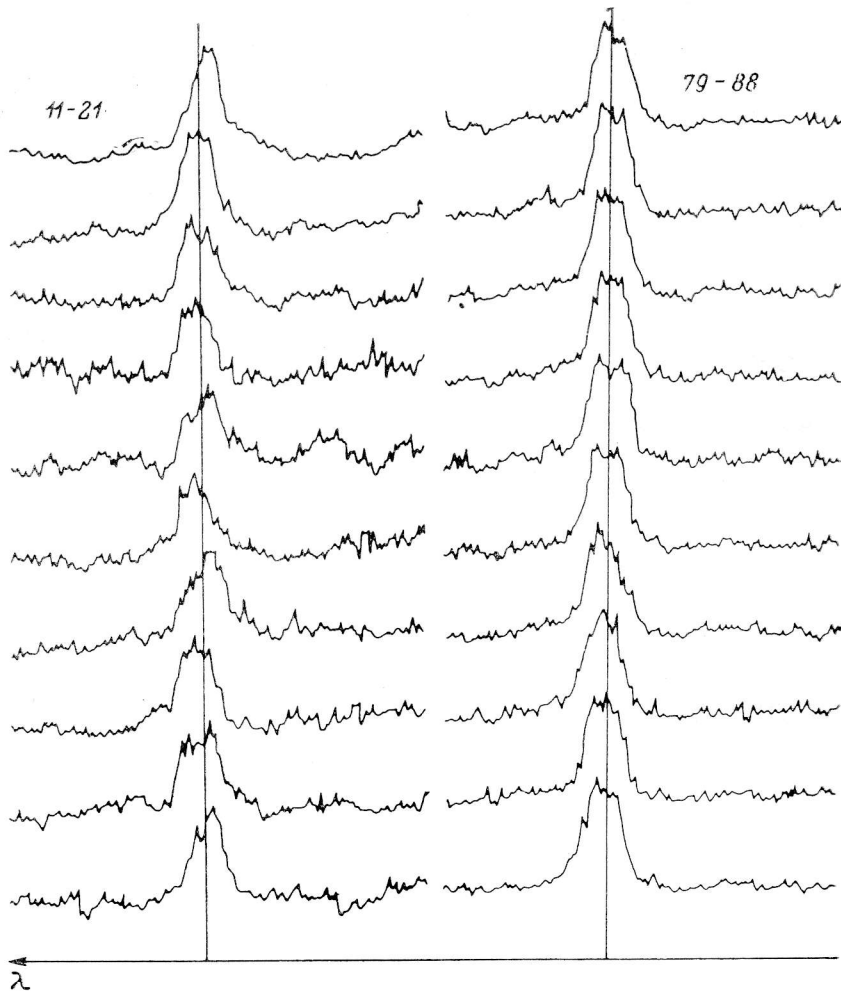


Рис. 20. Пример двух серий единичных спектров в фазе $0.49P$.

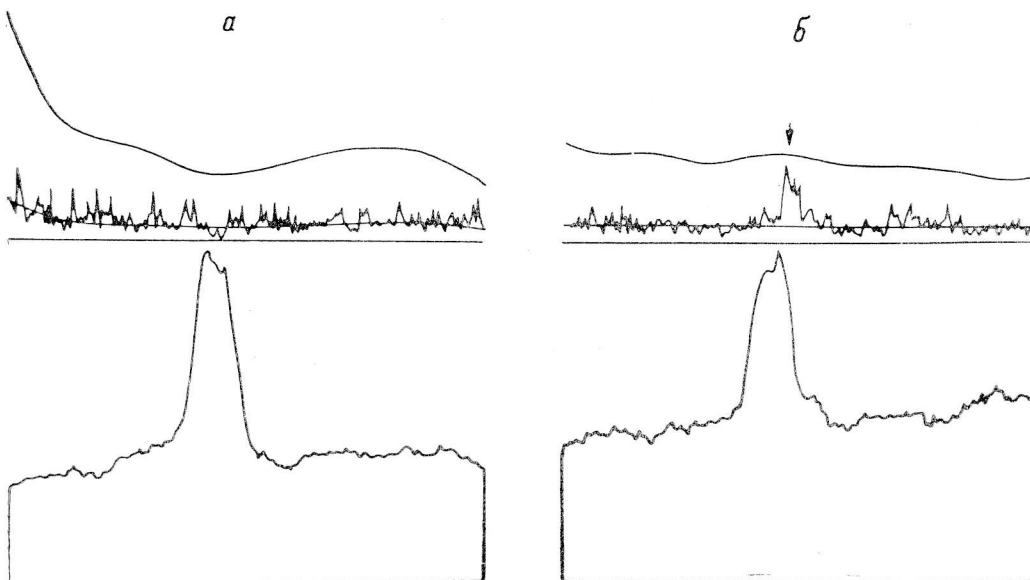


Рис. 21. Средний спектр и параметр « D » спектров 11—20 (б) и 79—88 (а), соответствующих рис. 20.

39-м спектрах таких образований нет. Характерное время жизни подобных явлений меньше 10 с.

Итак, наиболее интенсивная временная и амплитудная активность переменности потока излучения как в эмиссионном пике H_α , так и во всем диапазоне его 140 Å-й эмиссионной подложки, приходится на позиционный угол наблюдения вблизи фазы 0.49P, хотя существенно заметна и в фазах 0.42P и 0.34P.

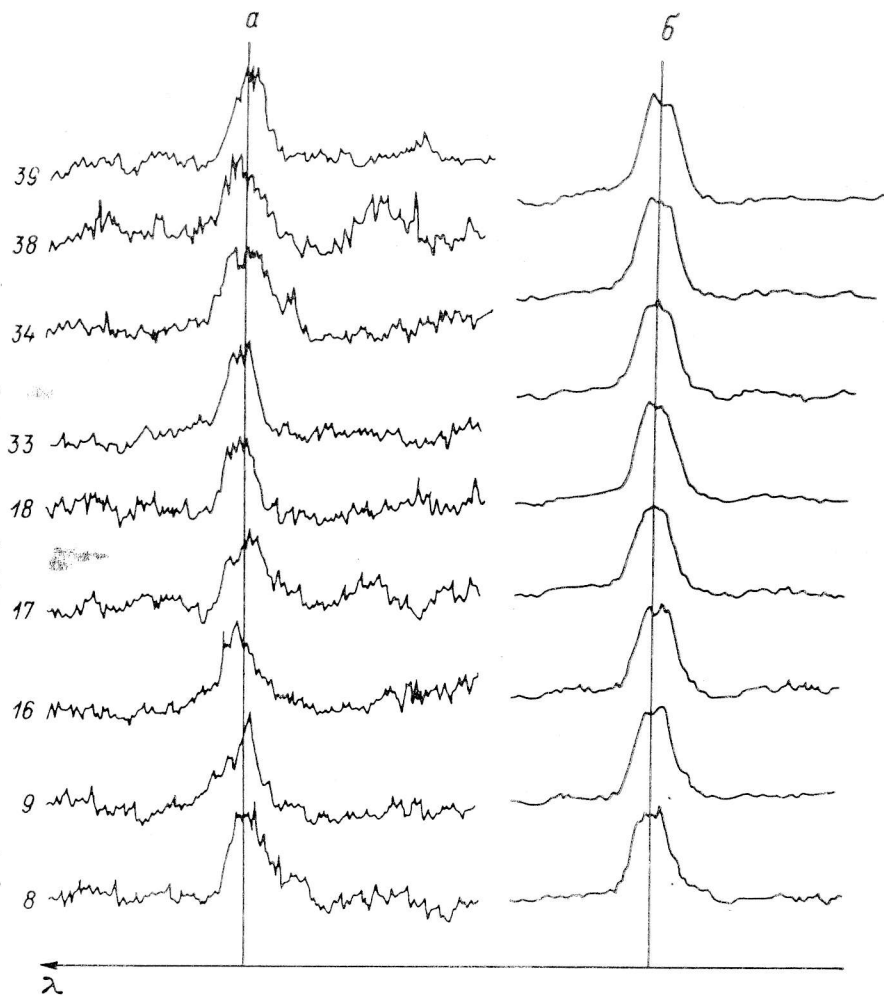


Рис. 22. Образцы различных видоизменений единичных спектров в фазе 0.49P (а).

б — упорядоченные изменения в эмиссионном пике в линии H_α (снизу вверх) — здесь последние 48 единичных спектров последовательно по 6 сгруппированы в 8 средних.

Исходя из представлений о природе ТДС мы полагаем, что вблизи фазы 0.49P наблюдатель прямо смотрит в область удара газовых струй в диск (рис. 1). Однако мы должны признать, что диапазон видности пятна по углам наблюдения невелик — пятно как бы находится на дне газовой воронки.

Именно из пятна, по-видимому, происходит утечка газа с высокими отрицательными лучевыми скоростями (около 1000 км/с), регистрируемая в спектре появлением абсорбционных линий в фазах (0.34–0.49)P (рис. 11). Однако нам представляется возможной утечка нагретого газа из области горячего пятна и в других направлениях, в частности в направлении, перпендикулярном к плоскости орбиты, с образованием горячей короны над областью переноса вещества. Тогда будет иметь право на существование концепция возникновения эмиссионных линий (особенно высокого возбуждения, таких как CIV, NV, SiIV в далеком ультрафиолете) в результате процессов столкновения в облаках горячего газа с низкой плотностью. К выводу о том, что высокая степень

ионизации (при отсутствии сильного ультрафиолетового континуума), наблюдаемая в системе β Лиры, является результатом процессов столкновения в малой горячей области, ассоциируемой со слабым компонентом, приходят и авторы работы [9], зафиксировавшие также случайные вариации ультрафиолетового спектра.

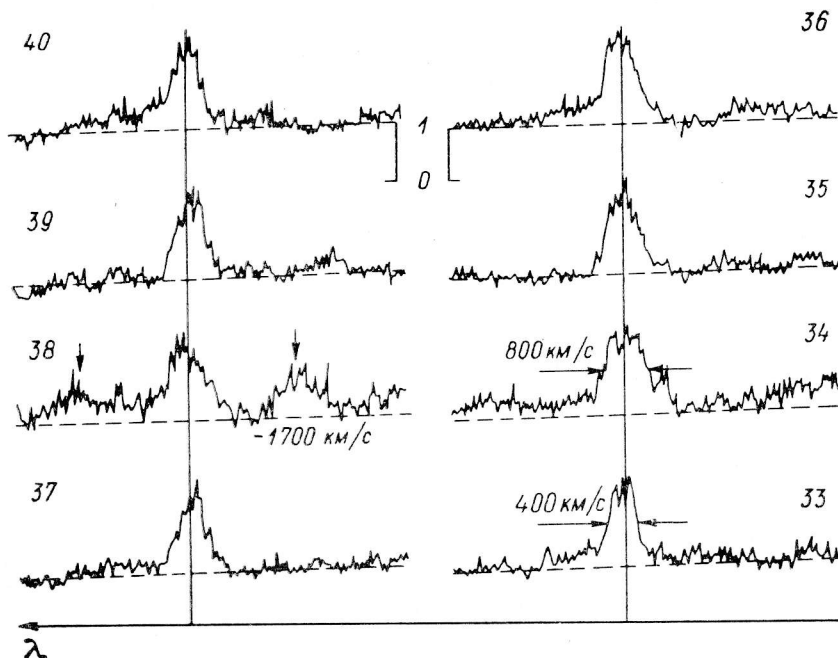


Рис. 23. Пример возможных количественных оценок на единичных спектрах в фазе 0.49P. В спектрах 36 и 40 показана высота континуума. На спектрах 33, 34 и 38 указаны кинематические оценки переменных деталей спектра.

5. «Феномен бегущей абсорбции»

Необычность наблюдений β Лиры в фазе 0.81P в ночь 18—19.08.81 состояла в изначальном «исчезновении» линии H_α — на экране дисплея линия H_α еле угадывалась. Примерно на пятой минуте наблюдений эмиссия H_α усилилась до нормального состояния, которое сопровождалось удивительными преобразованиями 10-секундных единичных спектров (рис. 24).

Как видно из рис. 24, а, на первых восьми единичных спектрах этой серии (состоящей из 49 спектров) наблюдается необычно низкое отношение интенсивности потока в эмиссионной линии над континуумом к интенсивности потока излучения в континууме около линии: $J_\lambda/J_H \approx 0.25$. Из рис. 25, а видно, что ситуация «нормализовалась» во второй части наблюдаемой серии спектров, и последние 18 единичных спектров уверенно показывают стабильное ожидаемое значение отношения $J_\lambda/J_H \approx 1.4$. Анализ средних спектров (рис. 26, 27), полученных усреднением единичных спектров (рис. 24, 25), показывает широкий и высокий пик параметра «D» (доверительная вероятность события очень высока) — произошло сильное увеличение потока излучения именно в эмиссионном пике линии H_α . Это первое необычное явление, зафиксированное в фазе 0.81P, когда буквально за 20—30 с аномально низкая эмиссия преобразовалась в ожидаемую и отношение J_λ/J_H возросло от 0.4 до 1.4 (спектры 31—33 на рис. 25, б), назовем «возгоранием эмиссии».

Еще более удивительное явление, названное нами «феноменом бегущей абсорбции», началось за 1 мин до этого и окончилось во время выхода эмиссии H_α из аномального состояния.

Развитие явления иллюстрирует рис. 28. В спектре 27, в котором отношение J_λ/J_H составило уже величину 0.37 (т. е. возросло в 1.5 раза с начала

наблюдений), с фиолетового края возникла депрессия в континууме. В спектре 28 эта депрессия преобразовалась в широкую абсорбцию с глубиной $D \approx 10\%$, приблизившуюся к эмиссии H_α . Продолжая перемещаться от спектра к спектру в красную область, абсорбция вышла в красное крыло линии H_α в спектре 31 (частично опустив в спектре 30 пик эмиссии под уровень соседнего континуума) и достигла здесь максимальной глубины $D \approx 16\%$. Спектр 32 — последний, в котором еще видна, но уже нечетко, депрессия; но именно здесь регистри-

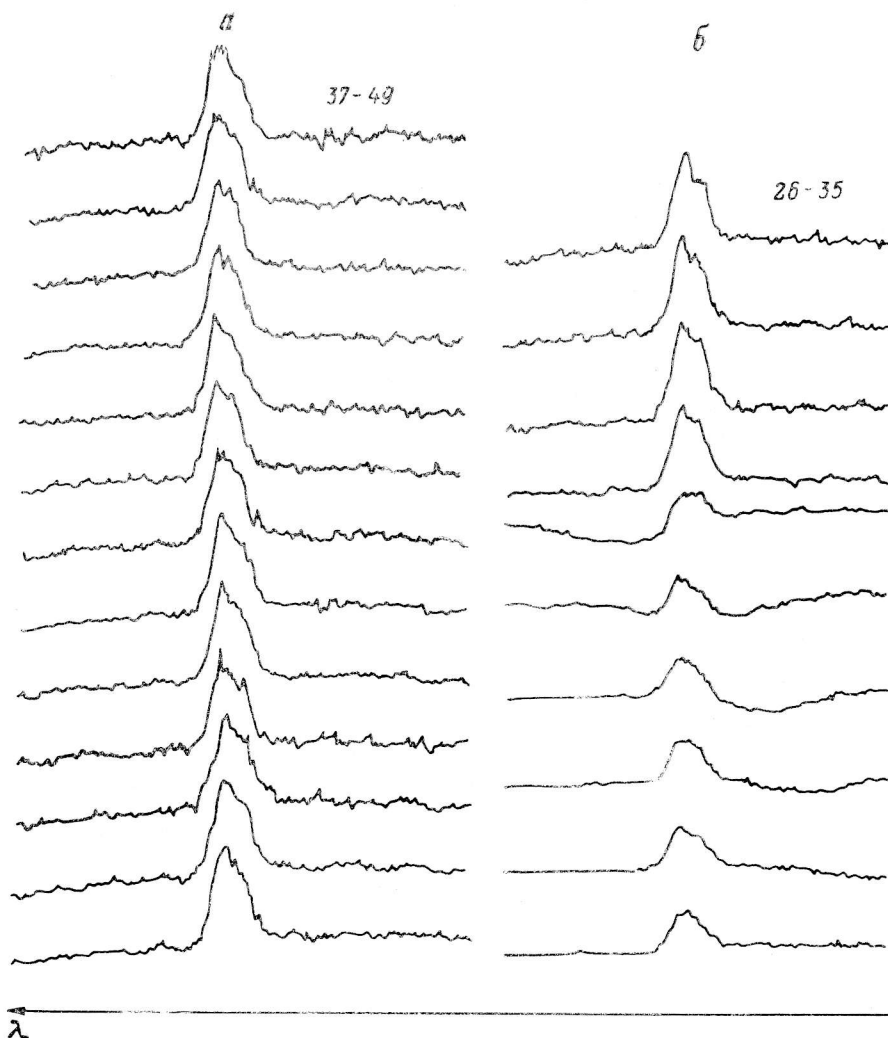


Рис. 24. Первые восемь единичных спектров (экспозиция 10 с) как пример изначально нормально слабой эмиссии H_α при наблюдениях в фазе $0.81P$ (а).

б — иллюстрация медленного возрастания эмиссии на первых четырех спектрах с 1-мин экспозициями и взрывного «возгорания» эмиссии на 5-й мин наблюдения (снизу вверх). «Эмиссия—континуум» постоянны во всех спектрах и задаются отсчетом вниз от максимума эмиссии нижнего спектра на рис. 27.

руется скачок в значении $J_\alpha/J_H = 0.97$ по сравнению с 0.37 в пяти предыдущих спектрах. Далее, в спектре 33, J_α/J_H уже достигает практически постоянного в дальнейшем значения 1.40 .

Скорость перемещения «бегущей абсорбции» вдоль континуума в интервале спектров 27—31, т. е. 42 с наблюдений, составила 83 км/с за секунду. Ядро абсорбции переместилось при этом более чем на 3500 км/с, т. е. почти на 80 \AA . Полная ширина «бегущей абсорбции» достигает в лучевых скоростях почти 2500 км/с.

Феномен «бегущей абсорбции» не имеет пока аналогов в литературе и его трудно интерпретировать (крайне нужны повторные наблюдения с попыткой

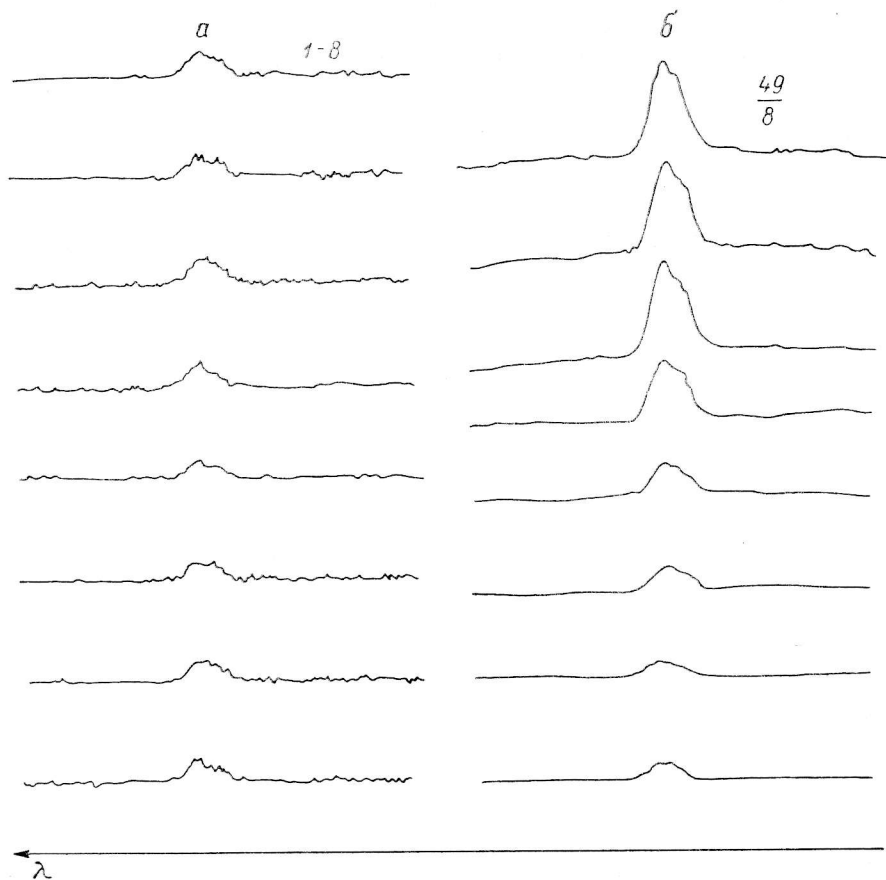


Рис. 25. Спектры 37—49 как пример «нормального» отношения эмиссии к континууму в линии H_α на конечном этапе наблюдения в фазе $0.81P$ (а).
 б — диапазон единичных спектров с явлениями «возгорания эмиссии» и «бегущей волны».

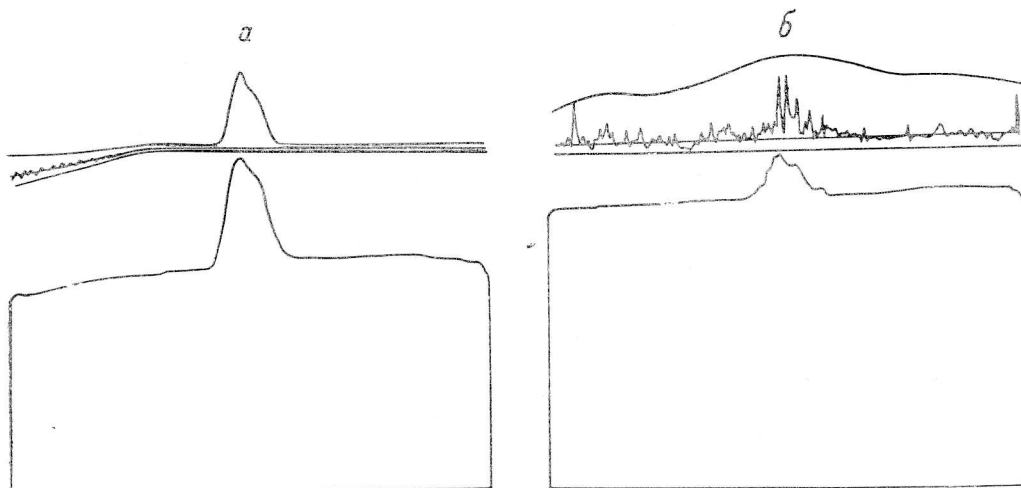


Рис. 26. Обработка наблюдений в фазе $0.81P$.
 Средний спектр и параметр «D» для всей серии единичных спектров (а) и для первых восьми спектров (б).

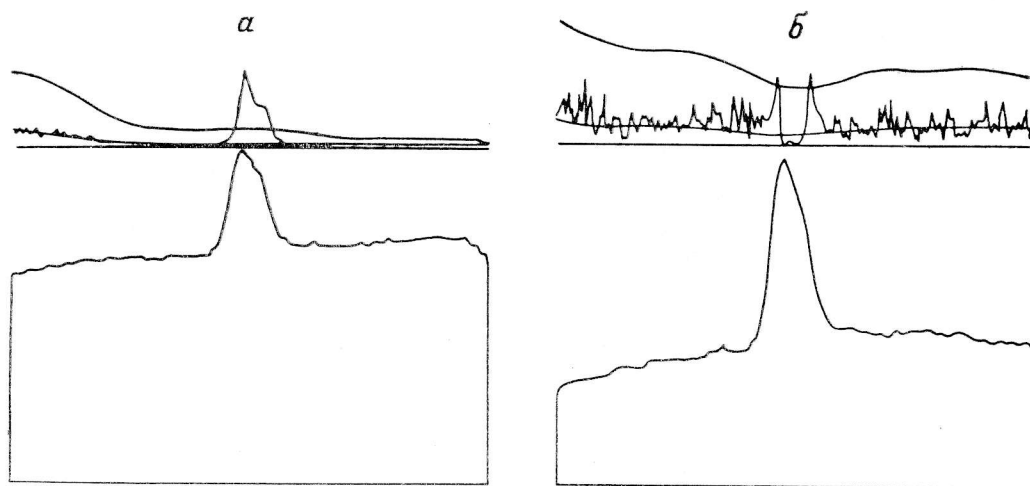


Рис. 27. Обработка наблюдений в фазе $0.81P$ (соотносится с рис. 28).
Средний спектр и параметр « D » для 26—35 единичных спектров (а) и 37—49 спектров (б).

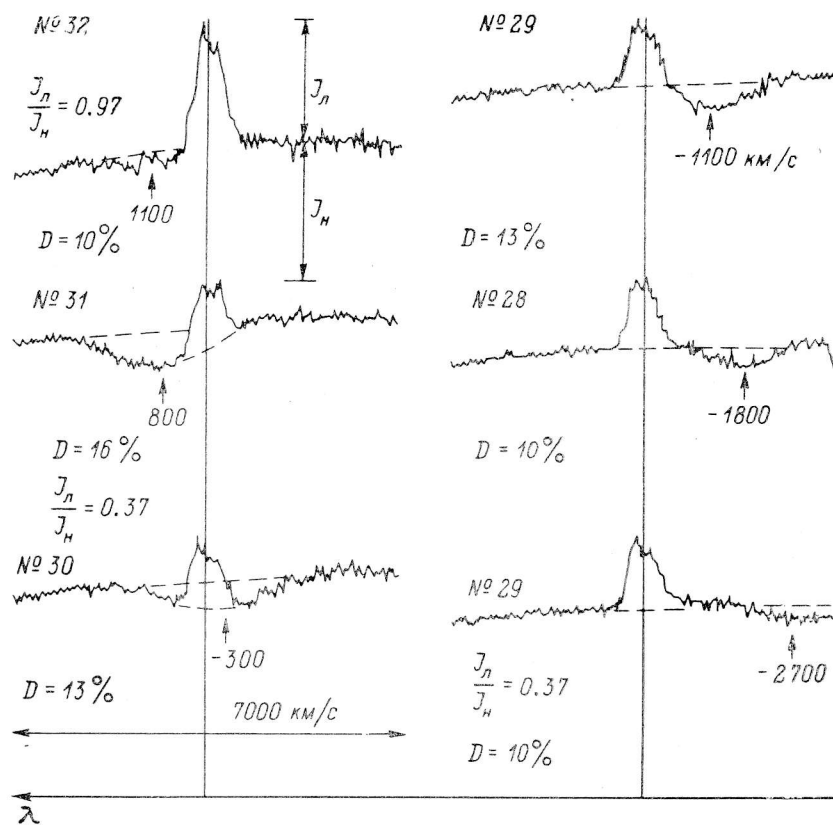


Рис. 28. Детальная иллюстрация и количественные характеристики явлений «бегущей абсорбции» и «возгорания эмиссии».

Штриховыми линиями указан ход континуума.

обнаружения подобных явлений). Ясно, что необходимо совместно с этим объяснить и явление «возгорания эмиссии». Учтем тот факт, что наблюдения проведены в фазе $0.81P$ (рис. 1), когда горячая область около пятна просматривается насквозь, а само пятно проектируется на луч зрения под острым углом. Это ведет к тому, что любая информация о возмущении физических условий на поверхности пятна или вблизи него будет попадать к наблюдателю с опозданием, зависящим от размеров пятна. Время такого опоздания соразмерно с временем жизни «бегущей абсорбции», а «выпрыскивание» добавочной порции вещества в полость движения газовых струй (по лучу зрения ближе к наблюдателю — рис. 1) может создать эффект временного затмения важной области формирования эмиссии в H_α . Не исключено, что такую ситуацию мы и застали в начале наблюдений. Из полученных результатов представляется достоверным, что механизм возникновения явлений «бегущей абсорбции» плюс «возгорание эмиссии» носит взрывной, эруптивный характер. Возможно, нами зафиксировано явление направленного мощного выброса в область переноса вещества, несколько напоминающее движение плазмы в протуберанцах. Интересно, что в эту же ночь зафиксировано [4, 5] максимальное магнитное поле на поверхности яркого компонента β Лиры.

6. Заключение

Наблюдение β Лиры на 6-м телескопе САО АН СССР с использованием диссекторного спектрофотометра дало возможность получать спектры этой звезды с 5- и 10-секундными экспозициями при достаточно высоком спектральном разрешении. В результате математической обработки девяти серий спектров исследована быстрая переменность спектра β Лиры вблизи эмиссионной линии H_α . Первичное представление о характере явлений можно составить на основании трех оригинальных результатов.

1. Обнаружены необычно широкие крылья (до $\pm 70 \text{ \AA}$) в основании эмиссионного пика H_α . Интенсивность этой эмиссионной подложки возрастает в квадратурах, когда пространство между компонентами двойной системы просматривается насквозь. Высокие скорости движения излучающих атомов, вытекающие из факта обнаружения широких крыльев, свидетельствуют, что именно здесь находится зона повышенного возбуждения и ионизации водорода.

2. Обнаружена быстрая переменность спектра β Лиры. Временные интервалы этой переменности разнообразны — от секунд до десятков минут. Амплитуды переменности потоков значительны как в эмиссионном пике линии H_α , так и в близлежащих участках эмиссионной подложки. Наименьшую быструю переменность потока излучения мы наблюдаем в окрестности главного минимума (фаза $0.0P$), когда практически закрыта область обмена веществом между компонентами. При уходе от главного минимума переменность возрастает. Наиболее интенсивная переменность потока излучения во всем участке спектра вблизи H_α наблюдается вблизи фазы $0.49P$, когда регистрируется непосредственный удар газовых струй в диск с образованием горячей области (пятна).

3. Этот результат относится к явлению, по-видимому, эруптивного характера, зафиксированному в фазе $0.81P$. «Возгоранию эмиссии» в H_α или его взрывному преобразованию в нормально-ожидаемое состояние предшествовал «феномен бегущей абсорбции», состоящий в возникновении сильного поглощения с фиолетового края линии H_α и в течение 1 мин быстрого его перемещения по спектру (почти на 80 \AA) в красное крыло линии H_α с последующим исчезновением.

Как видим, проведенные исследования кроме получения ожидаемых, физически объяснимых явлений быстрой переменности потока излучения в эмиссионной линии H_α поставили вопрос о природе новых явлений. Поэтому крайне необходимы наблюдения с попыткой обнаружения подобных явлений.

Литература

1. Бурнашев В. И., Скульский М. Ю. Абсолютная спектрофотометрия β Лир // Изв. КраО. 1978. 58. С. 64—74.
2. Скульский М. Ю. Количественный анализ спектра Бета Лир. IV: Отождествление линий слабого компонента и массы звезд тесной двойной // Астрон. журн. 1975. 52. С. 710—719.
3. Леушин В. В., Снежко Л. И. Определение содержаний С, N и O в атмосфере β Лир по инфракрасным спектрам // Письма в Астрон. журн. 1980. 6. С. 171—174.
4. Скульский М. Ю. β Лир — магнитная двойная звезда // Письма в Астрон. журн. 1985. 11. С. 51—54.
5. Скульский М. Ю. Магнитное поле яркого компонента и структура газовых потоков в системе β Лир // Бюл. Абастуман. астрофиз. обсерв. 1985. 58. С. 53—56.
6. Скульский М. Ю. О поведении абсорбционных особенностей газовой оболочки β Лир // Астрон. циркуляр. 1973. № 766. С. 4—6.
7. Изучение эмиссионной линии HeI λ 10830 Å в спектре β Лир / М. Б. Гирняк, М. Ю. Скульский, Г. И. Шанин, А. Г. Щербаков // Изв. КраО. 1978. 58. С. 75—80.
8. Скульский М. Ю. Спектральные исследования и модель звездной системы Бета Лир: Автореф. канд. дис. Л., 1973.
9. Bress R. C., Eaton J. A., Meade M. R. Random variations in the ultraviolet spectrum of β Lyrae // Publ. Astr. Soc. Pac. 1976. 88. P. 899—904.
10. Благодыр Я. Т., Скульский М. Ю. Излучение газовой оболочки β Лир в 1976—1977 гг. // Циркуляр. Львовск. астрон. обсерв. 1979. № 54. С. 21—26.
11. Скульский М. Ю. Кратковременные флуктуации эмиссии водорода и гелия в спектре β Лир // Письма в Астрон. журн. 1980. 6. С. 628—631.
12. Bahyl' V., Piskler J., Kreiner J. M. Variability of period of Beta Lyrae. III // Acta Astron. 1979. 29. P. 393—399.
13. Спектроскопия быстрых процессов / Г. Н. Алексеев, С. В. Драбек, Г. С. Самоуков и др. // Изв. КраО. 1983. 67. С. 177.
14. Алексеев Г. Н., Скульский М. Ю. Секундная переменность β Лир в линии H_{α} по наблюдениям на 6-м телескопе // Бюл. Абастуман. астрофиз. обсерв. 1985. 58. С. 57—60.
15. Алексеев Г. Н. О методике высокоточных электрофотометрических наблюдений переменных звезд // Сообщ. САО. 1974. 12. С. 5—42.
16. Добронравин П. П., Никонов В. Б. Компенсационный звездный электрофотометр // Изв. КраО. 1955. 13. С. 32—45.
17. Алексеев Г. Н., Бескин Г. М. Наблюдения быстрофлуктуирующих объектов. II: Математическая обработка результатов наблюдений // Астрофиз. исслед. (Изв. САО). 1976. 8. С. 53—63.
18. Batten A. H., Sahade J. The emission profile of H_{α} in the spectrum of β Lyrae // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1973. 85. P. 599—605.
19. Соколов В. В., Ченцов Е. Л. Атмосфера сверхгиганта δ Cas. Дифференциальные сдвиги и аномалии профилей линий как проявления расширения атмосферы и потери ею вещества // Астрофиз. исслед. (Изв. САО). 1984. 18. С. 8—28.
20. Горбачкий В. Г. О модели системы β Лир // Астрон. циркуляр. 1973. № 707. С. 1—3.

Поступила в редакцию
15 июля 1986 г.