

УДК 524.33+524.352

О быстрых изменениях в спектре затменной двойной звезды V444 Лебеда

С. В. Марченко, Б. Е. Жиляев

Для затменной двойной звезды V444 Cyg, содержащей компонент типа Вольфа—Райе, проведен статистический анализ остаточных вариаций блеска относительно средней затменной кривой по данным узкополосной фотометрии в континууме и эмиссионной линии He II λ 468.6 нм. Выполнен анализ вариаций эквивалентных ширин и асимметрии линий He II λ 468.6 и λ 541.1 нм. Обнаружены вариации в линии λ 468.6 нм с периодами $P_1=0.325^d$, $P_2=0.372^d$, $P_3=0.402^d$ с ошибкой $\pm 0.003^d$. Вариации имеют гармонический характер с амплитудой порядка 0.01^m , обладают высокой фазовой стабильностью. Изменений в континууме не обнаружено.

FAST VARIATIONS IN THE ECLIPSING BINARY V444 CYGNI SPECTRA, by Marchenko S. V., Zhilyaev B. E.— The frequency analysis of photometric and spectro-photometric data of the eclipsing binary V444 Cyg with WR companion is carried out. Intensity of He II λ 468.6 nm line shows oscillations with the periods $P_1=0.325^d$, $P_2=0.372^d$, $P_3=0.402^d$ ($\pm 0.003^d$). Moreover WR star demonstrates the variations in asymmetry of λ 468.6 nm line with the period P_2 . The amplitudes of the harmonics are $\sim 0.01^m$. The coherency of all periodicities is very high. Variations in the continuum are not detected.

Введение. Звезды типа Вольфа—Райе (WR), к числу которых принадлежит V444 Cyg, постоянно привлекают внимание исследователей в целях поиска временных вариаций в спектрах. Эти изменения интересны, во-первых, в отношении двойственности — значительная часть звезд WR является компонентами тесных двойных систем, во-вторых, с точки зрения физической переменности. Для уточнения моделей внутреннего строения звезд WR важную роль сыграло бы обнаружение радиальных колебаний. Для близких к WR по структуре звезд Of периоды радиальных колебаний лежат в области долей часа — долей суток. Были надежды обнаружить колебания у звезд WR [9], однако поиск вариаций блеска с характерными временами $P \sim 0.01 \div 0.04^d$ не привел к положительным результатам [1]. Особый интерес представило бы обнаружение колебаний, связанных с волновыми движениями в звездном ветре, образующем протяженную оболочку звезды. В этой связи обнадеживающими были сообщения об обнаружении быстрых ($P \sim 0.30 \div 0.45^d$) изменений в спектрах звезд WR [10, 11].

Переменная V444 Cyg — одна из наиболее изученных затменных двойных с компонентом типа WR. Подробные сведения о звезде содержатся в работе [5]. Приведем лишь необходимые сведения. Двойная звезда содержит компоненты WN 5 и O 6; период обращения $P=4.212^d$, массы компонентов: $M_{WR} \approx 10 M_{\odot}$, $M_{O6} \approx 25 M_{\odot}$; размер системы — около $40 R_{\odot}$, $R_{WR} = 2.6 R_{\odot}$ для $\tau=1$; размер протяженной оболочки — около $15 R_{\odot}$. По различным оценкам интенсивность потери массы достигает примерно $1 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$.

Наблюдения. Для анализа быстрых изменений в спектре V444 Cyg использовались узкополосные фотоэлектрические наблюдения А. М. Черепашука, проведенные в 1965 г. [6, 7], а также ряды измерений эквивалентных ширин и асимметрии эмиссионных линий He II λ 468.6 нм и He II λ 541.1 нм, выполненных А. А. Гусейнзаде в 1962—1964 гг. [2, 3]. Из-за сложной структуры эмиссионного спектра наблюдения в широкополосной системе U, B, V уступают узкополосным наблюдениям, которые могут дать сведения о переменности звезды в линиях и на отдельных участках непрерывного спектра. Фотоэлектрические наблю-

дения выполнялись в узких ($\Delta\lambda \approx 9.0$ нм) участках спектра, центрированных на эмиссионную линию He II λ 468.6 нм, два участка континуума по обе стороны от эмиссии — λ 444.0 и λ 479.5 нм и участок континуума λ 426.0 нм. Вклад соседних эмиссий в выделенные участки континуума не превышал 2—5 %. Результаты наблюдений исправлены за дифференциальную экстинкцию и представлены в виде отношений монохроматических интенсивностей: переменная/звезда сравнения. Последней служила HD 193 514.

По данным [6], средняя квадратичная ошибка одного наблюдения составляет около 2 %. Ряды наблюдений охватывают 85 сут и содержат затненную кривую блеска. Предметом анализа являются остаточные отклонения от средней кривой блеска. Для каждого ряда узкополосных наблюдений имеется эмпирическая средняя затненная кривая блеска звезды [6], поэтому вычисление остаточных отклонений не составило большого труда. Для каждой группы измерений блеска за ночь выбирался соответствующий участок средней кривой блеска. Этот участок аппроксимировался ортогональными полиномами Чебышева второй — четвертой степеней. Разность ряда наблюдений и локальной аппроксимации средней затненной кривой дает ряд остаточных отклонений.

Группировка наблюдений по эпохам

Эпоха	Число наблюдений			
	λ 468.6	λ 426.0	λ 444.0	λ 479.5
1. 2 438 980 — . . . 86	68	64	63	64
2. 2 438 990 — . . . 99	63	61	61	62
3. 2 439 008 — . . . 16	88	77	83	83
4. 2 439 018 — . . . 23	120	106	99	101
5. 2 439 028 — . . . 29	43	36	36	40
6. 2 439 037 — . . . 41	76	64	64	64
7. 2 439 056 — . . . 65	77	43	43	47

Весь массив данных разбит на семь эпох (таблица). Данные каждой эпохи использовались для поиска периодических сигналов и оценивания их характеристик. Разбиение наблюдений на эпохи целесообразно по нескольким причинам. Во-первых, обнаружение сигнала в независимых рядах данных повышает надежность статистических выводов о наличии сигнала. Во-вторых, сравнение характеристик сигнала в разные эпохи позволяет судить об изменениях сигнала со временем. Анализ подтверждает существование периодических вариаций в рядах остаточных изменений блеска звезды V444 Cyg и зависимости этих вариаций от фазы средней кривой блеска.

Амплитудно-частотному анализу подверглись также ряды измерений эквивалентных ширин W эмиссионных линий He II λ 468.6 и λ 541.1 нм, а также асимметрии линии λ 468.6 нм [2, 3]. Асимметрия линии определялась как отношение площадей длинноволновой и коротковолновой частей контура. Контур делился на части перпендикулярно, опущенным из точки максимальной интенсивности линии до уровня непрерывного спектра. Для приведения значений асимметрии к одному масштабу из данных измерений за одну ночь вычиталось среднее значение асимметрии за ночь.

Обнаружение и оценивание параметров сигналов. При исследовании спектральной переменности звезд возникает задача обнаружения сигнала на фоне помех и оценивания параметров сигнала. В большинстве случаев сигнал можно представить в виде конечной суммы гармоник. Для простоты рассмотрим случай обнаружения и совместного оце-

нивания амплитуды и фазы гармонического сигнала методом наименьших квадратов.

Пусть наблюдаемый временной ряд представляет собой аддитивную смесь гармонического сигнала и шума

$$\begin{aligned} y(t) &= s(t) + n(t), \\ s(t) &= a \cos(\omega t - \varphi) = \alpha \cos \omega t + \beta \sin \omega t, \\ a &= (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}, \quad \varphi = \arctg(\beta/\alpha). \end{aligned} \quad (1)$$

Определим неизвестные параметры сигнала α , β из условия минимального отклонения сигнала от наблюдаемого ряда

$$\int_0^T [y(t) - s(t)]^2 dt = \inf. \quad (2)$$

Для определения неизвестного вектора $\mathbf{x} = \mathbf{x}(\alpha, \beta)$ по вектору данных наблюдений $\mathbf{y} = \mathbf{y}(y_c, y_s)$ имеем систему нормальных уравнений

$$\mathbf{A}\mathbf{x} = \mathbf{y}, \quad (3)$$

где матрица \mathbf{A} и вектор данных \mathbf{y} имеют вид

$$\begin{aligned} A_{11} &= \int_0^T \cos^2 \omega t dt \approx \frac{T}{2}, \quad A_{12} = A_{21} = \frac{1}{2} \int_0^T \sin 2\omega t dt \approx 0, \\ A_{22} &= \int_0^T \sin^2 \omega t dt \approx \frac{T}{2}, \quad \begin{pmatrix} y_c \\ y_s \end{pmatrix} = \int_0^T y(t) \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} \omega t dt. \end{aligned} \quad (4)$$

При вычислении интегралов можно пренебречь слагаемыми с удвоенной частотой 2ω при условии $\omega \gg 1/T$.

Рассмотрим случай дискретного временного ряда

$$t_k = k\Delta t; \quad k = 0, 1, \dots, (N-1); \quad \Delta t = \text{const}. \quad (5)$$

Решение системы нормальных уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &= \mathbf{A}^{-1}\mathbf{y}, \quad \mathbf{A}^{-1} = \begin{pmatrix} 2/N & 0 \\ 0 & 2/N \end{pmatrix}, \quad \alpha = \frac{2}{N} y_c, \quad \beta = \frac{2}{N} y_s, \\ y_c &= \sum_{k=0}^{N-1} y_k \cos \omega t_k, \quad y_s = \sum_{k=0}^{N-1} y_k \sin \omega t_k, \\ a &= \frac{2}{N} (y_c^2 + y_s^2)^{1/2}, \quad \varphi = \arctg \frac{y_s}{y_c}. \end{aligned} \quad (6)$$

Полученные соотношения показывают, что для гармонических сигналов средняя квадратичная ошибка (2) будет минимальна, если в качестве коэффициентов α , β взять коэффициенты Фурье функции $y(t)$.

Ясно, что оценки α , β некоррелированы ($A_{12}^{-1} = A_{21}^{-1} = 0$) и ошибки оценивания их связаны с шумами ряда наблюдений $n(t)$. Пусть $n(t)$ — нормальный ограниченный белый шум с нулевым средним и дисперсией σ_n^2 . Тогда y_c , y_s имеют дисперсии $D\{y_c\} = D\{y_s\} = \sigma_n^2 N/2$. Соответственно ошибки α , β являются нормальными случайными величинами с дисперсиями $D\{\alpha\} = D\{\beta\} = \sigma_n^2 2/N$. При отсутствии сигнала ($s(t) \equiv 0$) α , β имеют нулевое среднее. Для амплитуд шумов получим

$$\frac{\sigma_n^2}{\sigma_n^2} \frac{N}{2} = \frac{\alpha^2}{D\{\alpha\}} + \frac{\beta^2}{D\{\beta\}} = \chi_2^2. \quad (7)$$

По определению, величины в (7) имеют χ^2 -распределение с двумя степенями свободы. По физическому смыслу величина

$$\frac{a_n^2}{\sigma_n^2} \frac{N}{2} = Q \quad (8)$$

представляет собой отношение сигнал/шум в единичной полосе частот. Процедура обнаружения реального сигнала в спектре ряда $y(t)$ сводится к следующему. Строится амплитудно-частотный спектр ряда $a(f)$. Сигнал считается реальным, если его амплитуда в спектре превосходит некоторый критический порог. Порогом с вероятностью q можно принять значение квантиля $\chi_{2, 1-q}^2 = Q_{кр}$. С вероятностью 0.99 величина $Q_{кр} = 9.21$, с вероятностью 0.995 имеем $Q_{кр} = 10.60$. Это справедливо, если ошибки наблюдений являются нормальными белыми шумами. При $Q \rightarrow \infty$ распределение a и φ асимптотически нормальное с дисперсиями

$$D\{a\}/a^2 = D\{\varphi\} = 1/Q. \quad (9)$$

Формулы для оценивания амплитуд и фаз гармоник (6), ошибок оценивания остаются приближенно справедливыми и в случае, когда ряд наблюдений содержит пробелы и нарушается условие эквидистантности $\Delta t = \text{const}$. Для этого необходимо выполнение условий

$$A_{11} \approx A_{22} \gg A_{12}. \quad (10)$$

При нарушении этих условий в амплитудно-частотном спектре возможно появление «ложных» гармоник за счет корреляции моментов наблюдений t_k . Спектральное окно Диминга учитывает распределение отсчетов t_k в реальном ряде наблюдений [8]. Вычисленный амплитудно-частотный спектр (6) — это свертка истинного спектра и спектрального окна Диминга. Совместный анализ вычисленного спектра и окна Диминга позволяет выполнить селекцию «ложных» гармоник в спектре.

Анализ быстрых вариаций в спектре V444 Cyg. По семи эпохам наблюдений в четырех длинах волн проведен амплитудно-частотный анализ остаточных вариаций блеска V444 Cyg, вариаций эквивалентных ширин эмиссионных линий He II λ 468.6 и λ 541.1 нм, вариаций асимметрии линий λ 468.6 нм в интервале периодов $0.01 \div 0.50^d$. Амплитудно-частотные спектры вариаций представлены на рис. 1, 2. Отметим, что в вариациях интенсивности в континууме (рис. 1, $\sigma - \delta$) нет значимых пиков, переменность блеска не детектируется. В вариациях интенсивности линии He II λ 468.6 нм (рис. 1, $a, б$) наблюдаются спектральные особенности в области периодов $P_1 = 0.32 \div 0.34^d$, $P_2 = 0.36 \div 0.38^d$, $P_3 = 0.40 \div 0.41^d$. Амплитуды вариаций на этих частотах составляют около 0.01^m . С учетом средней фотометрической ошибки наблюдений $\sigma \approx 0.02^m$ и среднего объема данных (примерно 300) получим отношение сигнал/шум (около 35) для указанных пиков.

Таким образом, можно предположить, что гармоники P_1, P_2, P_3 связаны с реальной переменностью эмиссионной линии He II λ 468.6 нм. Оценка амплитуд гармоник P_1, P_3 в разные эпохи (рис. 3) свидетельствует об их явной нестационарности. Анализ показал, что нестационарность связана с вариациями амплитуд, в то время как фазы гармоник P_1, P_2, P_3 обладают, очевидно, высокой стабильностью. Для этого по объединенным данным эпох, когда амплитуды гармоник максимальны, путем синхронного суммирования построены «кривые блеска» гармоник P_1, P_2, P_3 (рис. 4). Кривые построены для значений периодов $P_1 = 0.3245^d$, $P_2 = 0.3700^d$, $P_3 = 0.4020^d$. Для ряда длиной T разрешение гармоник по частоте составляет $\Delta\omega \approx 1/T$. При средней продолжительности эпохи $T \approx 5^d$ для гармоники с периодом $P \sim 0.4^d$ точность определения периода составляет примерно 0.005^d . Отсюда следует, что гармоники $P_1 - P_3$ обладают высокой фазовой стабильностью, по крайней мере на протяжении 60—80 сут. Уточненные значения периодов гармо-

ник: $P_1=0.325\pm 0.003^d$, $P_2=0.372\pm 0.003^d$, $P_3=0.402\pm 0.003^d$. Ошибки периодов гармоник получены по данным амплитудно-частотных спектров в независимые эпохи наблюдений.

Анализ вариаций эквивалентных ширин линий λ 468.6 и λ 541.1 нм, асимметрии линии λ 468.6 нм (рис. 2) приводит к следующим выводам. Значимые вариации эквивалентных ширин эмиссионных линий в области периодов 0.01—0.50^d отсутствуют. Примечательно, что в вариациях асимметрии линии He II λ 468.6 нм найдена гармоническая составляющая с периодом 0.371 ± 0.004^d (рис. 2, а). Ошибка периода определена

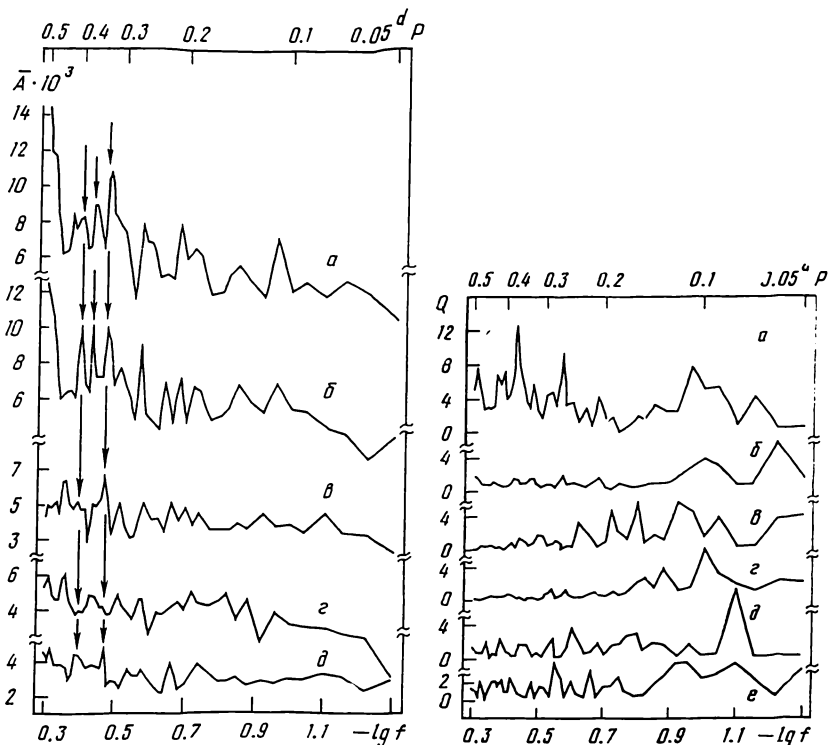


Рис. 1. Зависимость средней амплитуды \bar{A} от частоты (периода): а — λ 468.6 нм, эпохи 1+4+5+6; б — λ 468.6 нм, эпохи 1+2+6+7; в — λ 426.0 нм; г — λ 479.5 нм (в — г — усреднение по всем эпохам)

Рис. 2. Зависимость отношения сигнал/шум от частоты: а — асимметрии линии He II λ 468.6 нм, $N=74$, эпоха *J. D.* 2 438 606—... 629; б — асимметрии линии He II λ 468.6 нм, $N=33$, эпоха *J. D.* 2 437 921—... 928; в — эквивалентной ширины линии He II λ 468.6 нм, $N=74$, *J. D.* 2 438 606—... 629; г — эквивалентной ширины линии He II λ 468.6 нм, $N=33$, *J. D.* 2 437 921—... 928; д — эквивалентной ширины линии He II λ 541.1 нм, $N=40$, *J. D.* 2 438 644—... 659; е — эквивалентной ширины линии He II λ 541.1 нм, $N=26$, *J. D.* 2 438 666—... 701

по ширине пика в амплитудно-частотном спектре. В пределах ошибок эта гармоника совпадает с гармоникой $P_2=0.372\pm 0.003^d$, обнаруженной по фотоэлектрическим наблюдениям V444 Cyg в узкополосном фильтре, центрированном на ту же линию λ 468.6 нм.

Для объяснения переменности амплитуд гармоник P_1 — P_3 со временем предположим, что источником вариаций служит звезда WR в двойной системе. Во время затмения компонента WR амплитуда гармоник может ослабляться и не детектироваться на фоне помех. В подтверждение такого предположения для каждой эпохи наблюдений рассчитано количество случаев n , когда звезда WR находилась вне затмения. С учетом случайного характера распределения моментов наблюдений подтверждением нашего предположения может быть наличие корреляционной зависимости между амплитудами гармоник и числом n в

разные эпохи. Для проверки значимости коэффициента корреляции r можно воспользоваться статистикой

$$r(\sqrt{N-2}/\sqrt{1-r^2}) = t_{N-2}, \quad (11)$$

где t — распределение Стьюдента с $N-2$ степенями свободы, N — число независимых эпох наблюдений [4].

Вычисление коэффициентов корреляции и проверка статистической гипотезы о значимом отличии r от нуля приводит к следующим выводам: 1 — амплитуда гармоники P_1 коррелирует с n с вероятностью около 97 % ($r=0.73$); 2 — аналогичный вывод можно сделать относительно гармоники P_2 с вероятностью 94 % ($r=0.65$); 3 — статистической

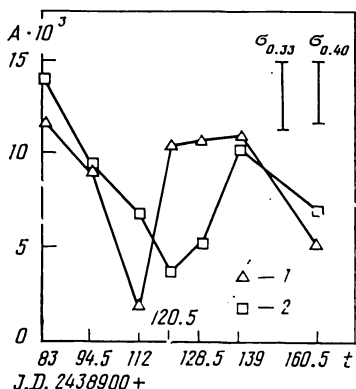
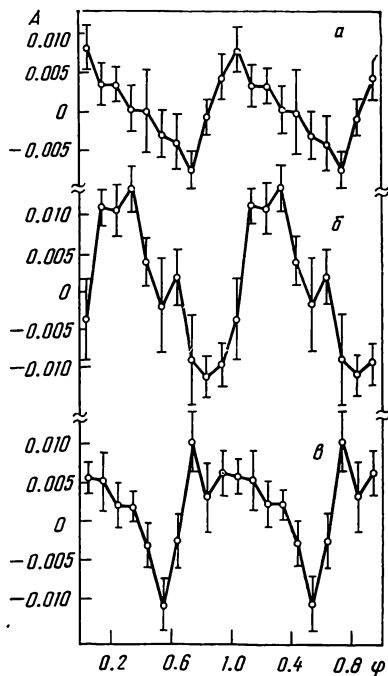


Рис. 3. Зависимость амплитуды A гармоник P_1 и P_3 от времени наблюдения в длине волны λ 468.6 нм: 1 — $P_1=0.330^d$; 2 — $P_3=0.400^d$

Рис. 4. Кривые блеска, построенные по наблюдениям в длине волны λ 468.6 нм: а — $P_1=0.3245^d$, эпохи 1+4+5+6; б — $P_2=0.3700^d$, эпохи главных минимумов блеска; в — $P_3=0.4020^d$, эпохи 1+2+6+7



связи между амплитудой гармоники P_3 и n нет ($r=-0.06$). В то же время наблюдается отчетливая корреляция амплитуд гармоник P_1 , P_3 в разные эпохи (рис. 3).

По-видимому, в целом статистические данные свидетельствуют о наличии трех гармоник в остаточных вариациях блеска V444 Cyg, связанных с фазой блеска двойной звезды.

Заключение. Подытожим результаты статистического анализа остаточных вариаций блеска, эквивалентной ширины и асимметрии эмиссионных линий V444 Cyg.

В вариациях блеска в узкополосном фильтре, центрированном на линию He II λ 468.6 нм, обнаружены три гармонические составляющие с периодами $P_1=0.325\pm 0.003^d$, $P_2=0.372\pm 0.003^d$, $P_3=0.402\pm 0.003^d$. Амплитуды гармоник — около 0.01^m , изменяются с фазой блеска звезды примерно в 1.5—2 раза. Амплитуды максимальны, когда звезда WR находится вне затмения. Все три гармоники обладают высокой фазовой стабильностью на протяжении по меньшей мере 60—80 сут. Изменений эквивалентной ширины линии λ 468.6 нм и другой эмиссионной линии He II λ 541.1 нм не обнаружено, как и изменений в континууме. В вариациях асимметрии эмиссии He II λ 468.6 нм отмечена только гармоника P_2 . Возможное объяснение состоит в том, что происходят реальные изменения асимметрии линии λ 468.6 нм. С одной стороны, значительная ширина линии (примерно 3.0 нм), с другой — ограниченная ши-

рина фильтра (около 9.0 нм) при большой амплитуде вариаций асимметрии линии могут объяснять вариации в рядах фотоэлектрических наблюдений. Вариаций в континууме при этом может и не отмечаться. Остается, однако, неясным, почему в вариациях асимметрии линии λ 468.6 нм отсутствуют гармоники P_1 и P_3 .

Возможно и другое объяснение гармоник P_1 — P_3 , связанное с вариациями затменной кривой блеска звезды. Пусть вариации блеска относительно средней затменной кривой имеют спектральную плотность $S(\nu)$, $\nu = \omega/2\pi$. Как отметил Диминг [8], наличие регулярных пробелов в рядах наблюдений с частотой ν приводит к преобразованию истинного спектра $S(\nu)$ к виду $S(\nu + \tilde{\nu})$ и $S(\nu - \tilde{\nu})$. Для рядов наблюдений с точными пробелами $\nu \approx 1d^{-1}$. Аналогичное преобразование спектра характерно для амплитудной модуляции сигнала. Спектральную плотность вариаций кривой блеска можно представить в виде ряда обертонов основной частоты $k\nu_0 = k/P_0$, где k — номер обертона, P_0 — период затменной кривой. Преобразование частот спектра будет иметь вид $\nu = \pm 1 + k\nu_0$. В частности, обертонам $k=6, 7, 9$ соответствуют периоды 0.412, 0.376, 0.319 сут, что в пределах 3σ совпадает с периодами гармоник P_3 — P_1 . Можно рассмотреть и более сложные случаи комбинационных частот вида $\nu_{k\pm} = k(1 \pm \nu_0)$, $P_{k\pm} = 1/\nu_{k\pm}$. Здесь также можно отметить близкие совпадения периодов комбинационных гармоник $P_2^+ = 0.404d$, $P_4 = 0.328d$ с периодами P_3 , P_1 . Однако такая интерпретация наблюдаемых колебаний может показаться искусственной.

Очевидно, что для выяснения природы колебаний в эмиссии He II λ 468.6 нм необходима постановка дополнительных наблюдений.

В случае физической природы высокочастотных колебаний в спектрах звезд WR представляет интерес исследование групповых эффектов переменности, например вычисление корреляционных матриц для вариаций различных деталей спектра. Это позволит изучать стратификацию переменности в фотосфере и протяженной атмосфере звезды, волновые процессы в звездном ветре.

1. Антохин И. И., Асланов А. А., Черепащук А. М. HD 191 765 — возможная двойная звезда Вольфа—Райе с маломассивным спутником // Письма в Астрон. журн.— 1982.—8, № 5.— С. 290—296.
2. Гусейнзаде А. А. Электрофотометрия эмиссионных линий λ 4686, 5411 He II затменно-двойной звезды Вольф—Райе V444 Лебеда=HD 193 576 // Астрофизика.— 1966.—2, вып. 3.— С. 325—337.
3. Гусейнзаде А. А. Асимметрия эмиссионной линии λ 4686 He II затменной переменной звезды типа Вольф—Райе V444 Лебеда // Перемен. звезды.— 1969.—16, № 5.— С. 500—506.
4. Львовский Е. Н. Статистические методы построения эмпирических формул.— М.: Высш. школа, 1982.—224 с.
5. Халиуллин Х. Ф., Черепащук А. М. Звезды Вольфа—Райе // Итоги науки и техники. Серия «Астрономия», «Вспышки на звездах».— М.: ВИНТИ, 1982.—21.— С. 5—26.
6. Черепащук А. М. Узкополосная электрофотометрия затменно-двойной звезды Вольф—Райе V444 Лебеда // Перемен. звезды.— 1967.—16, № 2.— С. 226—242.
7. Черепащук А. М. Узкополосные фотоэлектрические наблюдения затменно-двойной звезды Вольф—Райе V444 Лебеда // Сообщ. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга.— 1969.— № 161.— С. 3—32.
8. Deeming I. J. Fourier analysis with unequally-spaced data // Astrophys. and Space Sci.— 1975.—36, N 1.— P. 137—158.
9. Maeder A. Vibrational instability of Wolf—Rayet stars // Astron. and Astrophys.— 1985.—147, N 2.— P. 300—308.
10. Vreux J.-M. Emission-line variability in WR stars: short periods and nonradial pulsations? // Publ. Astron. Soc. Pacif.— 1985.—97, N 589.— P. 274—279.
11. Vreux J.-M., Andrillat Y., Gosset E. HD 192163 variability revisited: a very short period WR binary or a pulsating star? // Astron. and Astrophys.— 1985.—149, N 2.— P. 337—342.