

ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТАЛЬНЫХ ПЕРИОДОВ ЗАТМЕННО-ДВОЙНЫХ СИСТЕМ RW CAR, BG PEG И CU PEG

© 2024 г. А. И. Халиуллина^{1,*}

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,
МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: hfh@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 20.09.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.

Принята в печать 21.11.2023 г.

В затменно-двойных системах типа Алголя RW Car, BG Peg и CU Peg проведено исследование изменений орбитальных периодов. Изменения периодов RW Car и BG Peg хорошо представляются циклическими колебаниями с большой амплитудой. Показано, что эти изменения нельзя объяснить присутствием третьего тела. Они могут быть следствием магнитной активности вторичных компонентов, имеющих конвективную оболочку. Изменения периода CU Peg можно представить суперпозицией векового изменения за счет обмена веществом между компонентами и циклических изменений, которые могут происходить из-за присутствия в системе третьего тела или быть следствием магнитной активности вторичного компонента.

Ключевые слова: двойные звезды, затменные звезды, отдельные — RW Car, BG Peg, CU Peg

DOI: 10.31857/S0004629924010024 EDN: LRVSED

1. ВВЕДЕНИЕ

Зависимость от времени орбитального периода затменно-двойной системы содержит в себе важную информацию о физических механизмах, лежащих в основе наблюдаемых изменений периода. Изменения периодов систем типа Алголя часто можно представить в виде суперпозиции двух типов изменений: монотонного и циклического. Вековое увеличение периода таких систем обычно объясняют равномерным перетеканием вещества от менее массивного компонента к более массивному при сохранении общего углового момента. Вековое уменьшение периода может быть вызвано потерей углового момента системы, наиболее эффективный механизм потери углового момента — магнитное торможение. Периодические (или квазипериодические) изменения периодов затменно-двойных систем встречаются довольно часто. Если орбита эксцентричная, причиной таких изменений периода может быть вращение линии апсид. Еще одна причина циклических изменений орбитального периода двойной системы — присутствие в системе одного или нескольких дополнительных тел.

Из-за трудностей с интерпретацией циклических изменений периода как следствия присутствия в системе третьего тела искались другие возможные причины модуляций орбитального периода. Холл [1] обнаружил корреляцию между циклическими из-

менениями периода затменно-двойной системы и наличием хотя бы у одного из ее компонентов конвективной оболочки. Таким образом, наблюдения указали на возможную связь между модуляциями орбитального периода и магнитной активностью, поскольку заметная конвективная оболочка и быстрое вращение являются достаточными условиями для развития магнитного динамо. Наиболее перспективный механизм связи изменений орбитального периода и магнитных циклов предложили Мэтис и Витмайр [2] и подробно разработал Эппелгейт [3]. В модели Эппелгейта распределение углового момента в активной звезде меняется во время прохождения звезды через цикл магнитной активности. Изменения в распределении углового момента вызывают изменения в сплюсненности звезды (квадрупольного момента), которые влияют посредством гравитации на орбиту, изменяя орбитальный период. Эппелгейт приводит простые приближенные соотношения, связывающие наблюдаемые изменения периода с величинами, характеризующими магнитные циклы звезды. Однако эти формулы дают верхний предел энергии, требуемой для произведения данного изменения квадрупольного момента. В модели Эппелгейта изменение квадрупольного момента связывается с вариациями кинетической энергии звезды. Такие вариации предполагаются равными энергии, теряемой звездой для поддержания цикла модуляции, и они должны компенсировать

роваться светимостью звезды. В работах [4, 5] был предложен более эффективный механизм превращения вращательной кинетической энергии в магнитную и обратно, требующий меньшее значение для переносимой энергии и, соответственно, предполагающий меньшие колебания светимости.

В данной работе рассматриваются затменно-двойные системы, в которых предполагалось монотонное изменение периода в сочетании с его циклическими изменениями. При интерпретации этих циклических изменений световым уравнением масса третьего тела получается слишком большой. Поскольку предыдущие исследования изменений периода RW Car, BG Peg и CU Peg опирались на недостаточные данные и полны противоречий и ошибок, следует заново провести анализ изменения периодов этих систем.

2. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА RW CAR

Переменность звезды RW Car (BD — 18 5641, HD 192900, $V = 10.19^m$, $P = 3.3922^d$) была открыта в 1910 г. [6]. В работе [7] из спектральных наблюдений были найдены спектральные классы компонентов: A3 + A4. Однако результаты наблюдений в фотографической и фотовизуальной фотометрических системах, полученные в работе [8], свидетельствуют о значительной спектральной разности компонентов. В этой же работе была приведена средняя фотографическая кривая блеска RW Car, показывающая, что глубина главного минимума намного больше глубины вторичного. К сожалению, для этой системы не построены ни спектроскопическая, ни фотометрическая орбиты. Имеются лишь приближенные оценки параметров компонентов системы, приведенные в каталоге [9]. В этом каталоге RW Car определена как классический Алголь, а для спектральных классов компонентов приняты значения A4 и G3(IV). Изменение периода RW Car впервые было отмечено в работе [10]. В работе [11] на основе имеющихся к тому времени моментов минимумов было сделано предположение, что около 1920 г. произошло скачкообразное изменение периода. Диаграмма O—C, приведенная в работе [12], намекала на возможность периодического изменения периода. Первое подробное исследование изменений периода RW Car было проведено только в 2007 г. [13]. Авторы использовали только фотографические и визуальные наблюдения моментов минимумов. По этим данным получалось, что период системы монотонно увеличивается (коэффициент при квадратичном члене 5.6×10^{-9}) в сочетании с его периодическими изме-

нениями, которые соответствовали световому уравнению вследствие присутствия в системе третьего тела с массой примерно $2M_{\odot}$. Заше продолжил изучение изменения периода этой системы, имея в своем распоряжении, кроме фотографических и визуальных наблюдений, три фотоэлектрические точки [14]. Диаграмму O—C он представляет суммой монотонного и циклического изменений периода. При этом в тексте он приводит положительное значение коэффициента при квадратичном члене 8.7×10^{-9} , однако на приведенном им графике O—C изображена нисходящая парабола. Параметры полученного им светового уравнения имеют очень большие неопределенности (особенно e и ω). Поэтому результаты исследования изменения периода RW Car, полученные Заше, нельзя считать достоверными. Впоследствии были получены еще несколько моментов минимумов RW Car из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений.

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы RW Car были использованы моменты главного минимума из базы данных В. R. N. O. [15]. Всего имеется 48 моментов: 25 визуальных, 11 фотографических и 9 фотоэлектрических и из ПЗС-наблюдений. Из них при исследовании изменений периода не использовались самый первый визуальный и самый первый фотографический моменты минимумов вследствие их ненадежности.

На рис. 1 приведены отклонения $(O-C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов RW Car от вычисленных (C) с линейными элементами:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2454245.873(15) + 3.392356(3)^d \times T, \quad (1)$$

где T — эпоха наблюдения. На этом рисунке фотографические точки представлены в виде треугольников, визуальные наблюдения — маленькими точками, фотоэлектрические и из ПЗС-наблюдений — большими точками. Через эти точки можно провести три прямые. Таким образом, имеется три промежутка времени, в течение которых период остается неизменным:

$$\text{JD } 2423000 \div 2434800 : P = 3.392347 \text{ сут,}$$

$$\text{JD } 2434800 \div 2447500 : P = 3.392436 \text{ сут,}$$

$$\text{JD } 2447500 \div 2458800 : P = 3.392214 \text{ сут.}$$

Согласно этому представлению в момент $\text{JD} \sim 2434800$ происходит скачкообразное уменьшение орбитального периода и в момент $\text{JD} \sim 2447500$ — его увеличение. Как видно из рисунка, прямые очень хорошо представляют наблюдения. Однако до сих пор нет объяснений подобным скачкам периода.

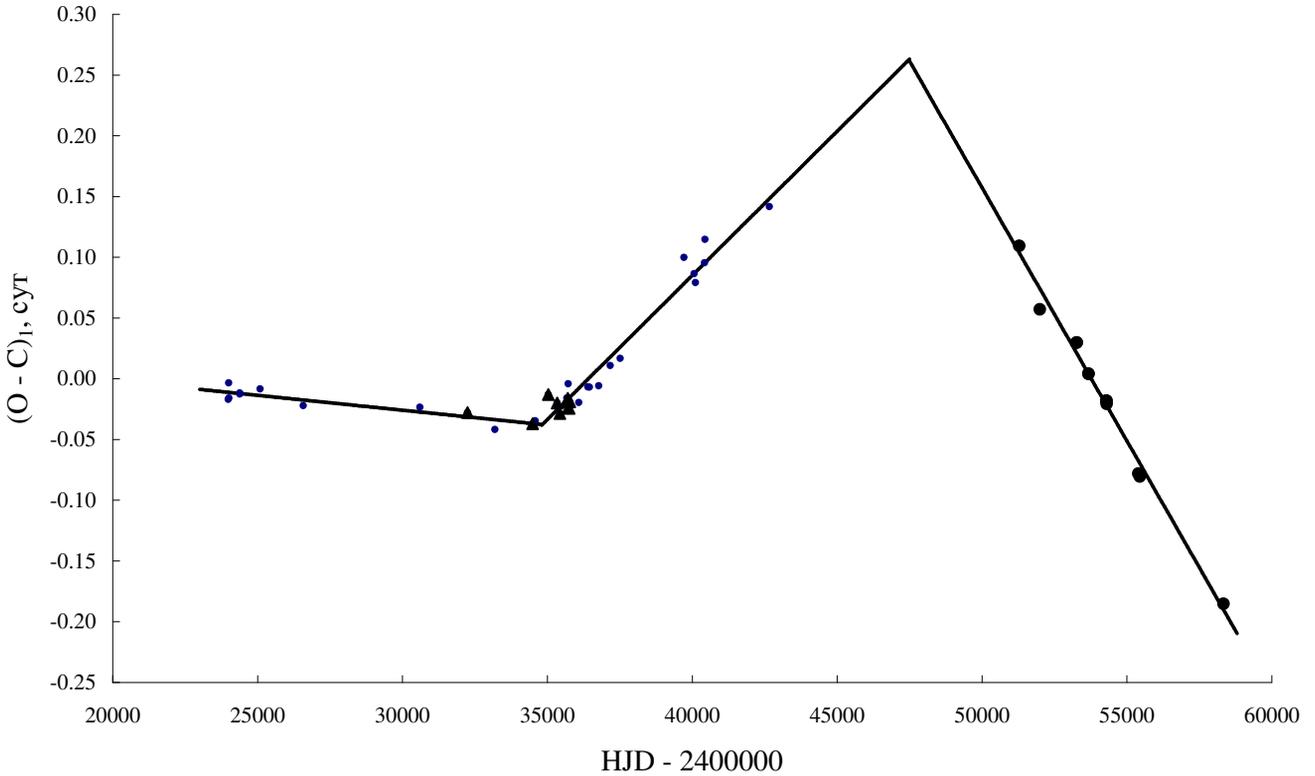


Рис. 1. Отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов RW Car от вычисленных (C) с линейными элементами (1). Фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные — маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС — большими точками.

Предлагаемые механизмы (16–18) годятся скорее для объяснения небольших хаотичных колебаний.

Такой прямолинейный вид диаграммы O–C может быть связан с пробелами в наблюдениях. На самом деле изменения со временем значений O–C могут быть плавными. При попытке представить эту диаграмму квадратичными элементами ошибка определения коэффициента при квадратичном члене получается больше самой величины. Поэтому моменты минимумов RW Car были представлены линейными элементами в сочетании со световым уравнением [19]:

$$\text{HJD} (\text{Min } I) = 2454245.92(5) + 3.392328(2)^d T + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(\nu + \omega_3). \quad (2)$$

В выражении для светового уравнения использованы следующие обозначения для элементов орбиты затменно-двойной системы относительно центра тяжести тройной системы: a_3 — большая полуось, i_3 — наклонение, e_3 — эксцентриситет и ω_3 — долгота периастра. ν и E — истинная и эксцентриситетная аномалии, соответственно, которые отсчитываются в той же орбите, c — скорость света. Начальные значения параметров долгопериодиче-

Таблица 1. Параметры гипотетической долгопериодической орбиты RW Car

| Параметр | Значение |
|----------------|---|
| P_3 | (40980 ± 100) сут = (112.2 ± 0.3) лет |
| A_3 | (0.221 ± 0.012) сут |
| e_3 | 0.41 ± 0.10 |
| ω | $84^\circ \pm 1^\circ$ |
| JD_3 | 2446724 ± 60 |
| $a_3 \sin i_3$ | $(5.7 \pm 0.3) \times 10^9$ км = (38 ± 2) а. е. |

ской орбиты были определены методом перебора в области их возможных значений. Затем они уточнялись методом дифференциальных поправок [20] совместно с линейными элементами. Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Параметры долгопериодической орбиты в RW Car приведены в табл. 1. В таблице использованы следующие обозначения: P_3 — период обращения затменно-двойной системы вокруг центра тяжести тройной системы, JD_3 — момент прохождения через периастр, $A_3 = (a_3 \sin i_3)/c$. На рис. 2 приведены отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов RW Car от вычисленных с линейными элементами из представления (2). Обозначения те же, что

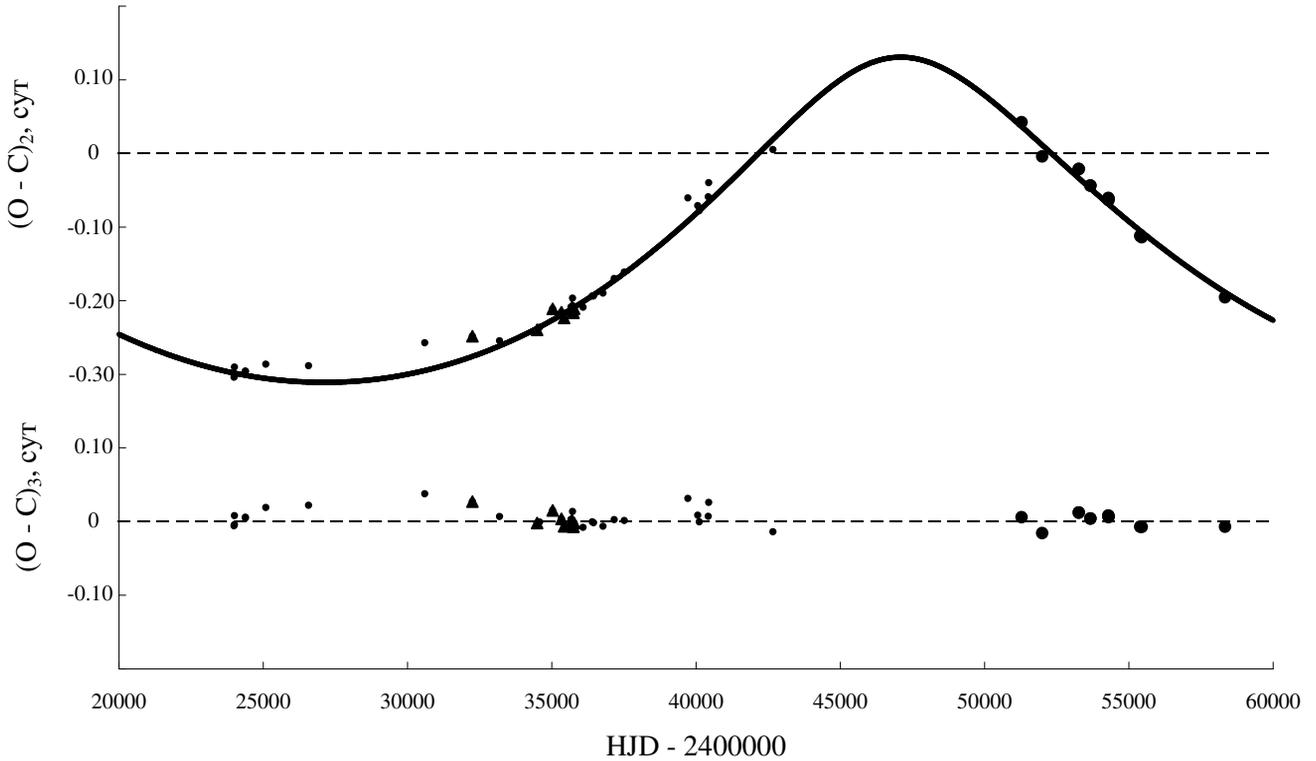


Рис. 2. Отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов RW Car от вычисленных с линейными элементами из представления (2). Сплошная линия — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1. В нижней части рисунка приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (2). Обозначения те же, что на рис. 1.

на рис. 1. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1. В нижней части рис. 2 приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (2). На этом рисунке видно, что кривая для светового уравнения неплохо описывает наблюдения. Однако отметим, что полученные параметры светового уравнения следует считать предварительными, для их уточнения нужны новые высокоточные наблюдения.

Используя найденные нами параметры долгопериодической орбиты, приведенные в табл. 1, можно оценить массу третьего тела, вычислив функцию масс:

$$\begin{aligned}
 f(M_3) &= \frac{4\pi^2 a_3^3 \sin^3 i_3}{G P_3^2} = \\
 &= \frac{M_3^3 \sin^3 i_3}{(M_1 + M_2 + M_3)^2} = 4.46_{\odot}. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Здесь M_1 и M_2 — массы компонентов затменно-двойной системы, M_3 — масса третьего тела, G — гравитационная постоянная. Для масс компонентов имеются лишь их приближенные оценки, полученные

Свечниковым и Кузнецовой из статистических зависимостей [9]: $M_1 = 2.05 M_{\odot}$, $M_2 = 0.92 M_{\odot}$. Используя эти значения и считая $i_3 = 90^\circ$, находим нижнюю границу для массы 3-го тела: $M_3 > 8.25 M_{\odot}$. Это слишком много для нормальной звезды. Третье тело такой массы должно было бы светить ярче всей затменно-двойной системы. Заше [14], получивший для минимума массы третьего тела в RW Car величину $5.9 M_{\odot}$, предположил в качестве альтернативы, что третье тело, в свою очередь, является двойной системой. Однако это не спасет положение, так как даже если предположить, что компоненты этой двойной системы одинаковы, масса каждого получается больше суммы масс затменно-двойной системы. Конечно, точные значения масс компонентов затменно-двойной системы, которые могут быть получены из кривой лучевых скоростей, скорее всего, будут отличаться от приближенных оценок, но вряд ли настолько, чтобы сильно изменить величину массы третьего тела. Кроме того, полученная периодическая зависимость орбитального периода от времени прослежена пока в течение только одного периода и мы не можем гарантировать, что сохраняется строгая периодичность этой зависимости.

Таблица 2. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента RW Car

| Величина | Значение |
|------------------|---|
| P_{mod} | 40 980 сут |
| $\Delta(O - C)$ | 0.221 сут |
| ΔP | 9.93 с |
| ΔJ | 4.41×10^{48} (г см ²)/с |
| ΔE | 3.82×10^{42} эрг |
| B | 3.12×10^3 Гаусс |
| ΔL | 3.39×10^{33} эрг/с = $0.88 L_{\odot} = 0.09 L_2$ |

Наблюдаемые колебания периода могут быть проявлением магнитной активности вторичного компонента RW Car, который, согласно [9], имеет спектральный класс G3 и должен иметь конвективную оболочку и, следовательно, магнитное поле. Амплитуда модуляций орбитального периода ΔP и амплитуда осцилляций $\Delta(O - C)$ на диаграмме O—C связаны соотношением: $\Delta P/P_0 = 2\pi\Delta(O - C)/P_{\text{mod}}$ [3]. В табл. 2 приведены оценки величины переносимого (от ядра звезды к ее оболочке и обратно) углового момента ΔJ , количества энергии, необходимого для переноса углового момента во внешнюю часть звезды, ΔE , напряженности магнитного поля B активного компонента и изменений его светимости ΔL , полученные по формулам Эппелгейта [3]. При этом для радиуса и массы вторичного компонента принимались значения согласно [9]. Светимости компонентов затменно-двойной системы определим, исходя из оценок массы и относительной светимости главного компонента, приведенных в [9]. Главный компонент затменно-двойной системы является звездой главной последовательности, и его светимость можно найти из соотношения масса—светимость в соответствующем диапазоне масс [21]: $L_1 = 22.2L_{\odot}$. Согласно [9], его относительная светимость равна 0.70, тогда абсолютная светимость вторичного компонента получается равной $L_2 = 9.5L_{\odot}$.

Полученные оценки магнитных и энергетических величин вполне укладываются в допустимые рамки. Оценки колебания светимости вторичного компонента невелики. Кроме того, оценку затрачиваемой энергии, полученную по формулам Эппелгейта, следует рассматривать как верхний предел, на самом деле величина энергии и, соответственно, изменения светимости могут быть намного меньше [4–5]. Следовательно, магнитные колебания можно использовать для объяснения циклических изменений орбитального периода затменной двойной системы RW Car.

3. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА VG PEG

Звезда VG Peg (SVS 0286, $V = 10.5^m$, $P = 1.9524^d$) была открыта как переменная Цесевичем [22]. Из наблюдений с объективной призмой Гетц и Венцель [23] определили ее спектральный класс как A2. В работах [24] и [25] была построена кривая блеска VG Peg по ПЗС наблюдениям, из которой были определены фотометрические элементы орбиты и обнаружены пульсации главного компонента типа δ Scuti. В работе [24] изменения периода системы были представлены суперпозицией векового уменьшения (коэффициент при квадратичном члене $-1.7(2) \times 10^{-9}$) и периодических колебаний, которые объяснялись световым уравнением с периодом 60.8 лет и эксцентриситетом долгопериодической орбиты 0.53. Авторы этой работы нашли функцию масс $f(M) = 0.74M_{\odot}$ и, используя массы компонентов из [9] ($M_1 = 2.15M_{\odot}$, $M_2 = 0.54M_{\odot}$), оценили минимальную массу третьего тела, которая у них получилась равной почему-то $0.77M_{\odot}$, хотя при таких значениях функции масс и масс компонентов двойной получается $M_3 \sin i_3 = 2.82M_{\odot}$. Третий свет из решения кривой блеска не был найден, но из-за ошибочно полученной сравнительно небольшой массы третьего тела авторы не обеспокоились этим обстоятельством. Однако третье тело массой около 3 масс Солнца при отсутствии третьего света требует специального разбирательства.

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы VG Peg были использованы моменты минимумов из базы данных В. R. N. O. [15]. Всего имеется 98 моментов главного минимума: 53 визуальных, 10 фотографических и 35 фотоэлектрических и из ПЗС-наблюдений.

На рис. 3 приведены отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов VG Peg от вычисленных (C) с линейными элементами:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) =$$

$$= 2452500.268(7) + 1.9524097(12)^d \times T, \quad (4)$$

где T — эпоха наблюдения. Обозначения такие же, как на рис. 1. Хорошо видны циклические изменения периода, в то время как вековые изменения визуально не заметны. Поэтому рассмотрим две возможности.

1. Эту диаграмму можно представить непосредственно световым уравнением:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = & 2452500.363(10) + 1.9524097(4)^d \times \\ & \times T + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(v + \omega_3). \end{aligned} \quad (5)$$

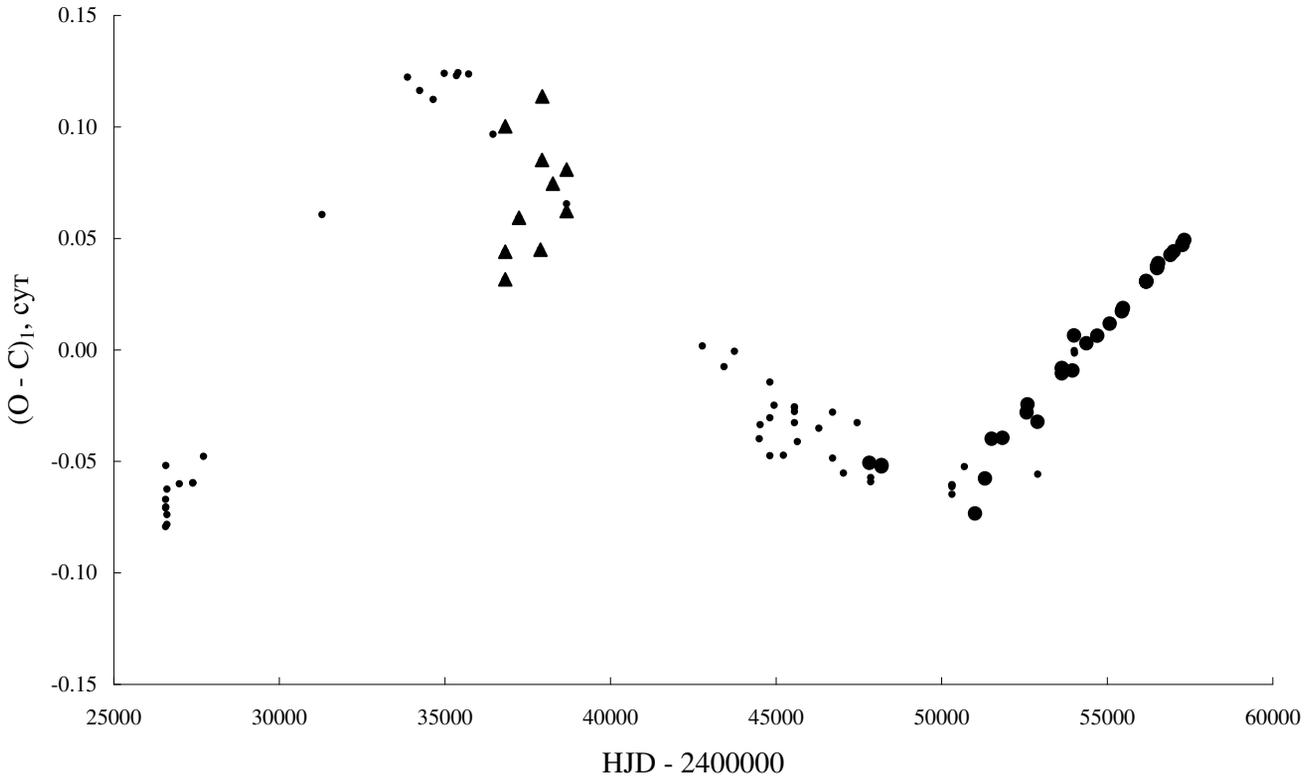


Рис. 3. Отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов BG Peg от вычисленных (C) с линейными элементами (4). Обозначения те же, что на рис. 1.

Таблица 3. Параметры гипотетической долгопериодической орбиты BG Peg

| Параметр | Только 3-е тело | Парабола + 3-е тело |
|----------------|---|---|
| P_3 | (28500 ± 90) сут = (78.0 ± 0.3) лет | (26650 ± 80) сут = (73.0 ± 0.2) лет |
| A_3 | (0.106 ± 0.004) сут | (0.092 ± 0.003) сут |
| e_3 | 0.39 ± 0.05 | 0.30 ± 0.06 |
| ω | $58^\circ \pm 5^\circ$ | $62^\circ \pm 4^\circ$ |
| JD_3 | $2\,461\,000 \pm 400$ | $2\,459\,250 \pm 60$ |
| $a_3 \sin i_3$ | $(2.75 \pm 0.10) \times 10^9$ км = (18.4 ± 0.7) а. е. | $(2.38 \pm 0.08) \times 10^9$ км = 15.9 ± 0.5 а. е. |

Параметры светового уравнения были определены тем же способом, что и в предыдущем разделе. Эти параметры приведены в первом столбце табл. 3. В таблице использованы те же обозначения, что в табл. 1. На рис. 4 приведены отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых (O) моментов минимумов BG Peg от вычисленных (C) с линейными элементами из представления (5). Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 3. На этом рисунке видно, что кривая для светового уравнения неплохо описывает наблюдения. Однако отметим, что полученные параметры светового уравнения следует считать предварительными, для их уточнения нужны новые высокоточные наблюдения. Остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретиче-

ских, вычисленных по формуле (5), приведены в нижней части рис. 4.

2. Можно, следуя [24], представить изменения периода BG Peg суперпозицией векового и периодического изменений. Сначала представим изменения периода в BG Peg квадратичной зависимостью, параметры которой также определялись методом наименьших квадратов:

$$C_2 \equiv \text{HJD}(\text{Min } I) = 2452500.267(7) + 1.952406(3)^d \times T - (3.4 \pm 2.6)^d \times 10^{-10} \times T^2. \quad (6)$$

Из этого представления видно, что коэффициент при квадратичном члене, во-первых, довольно мал и, во-вторых, определяется с очень плохой точностью. В представлении моментов минимумов BG

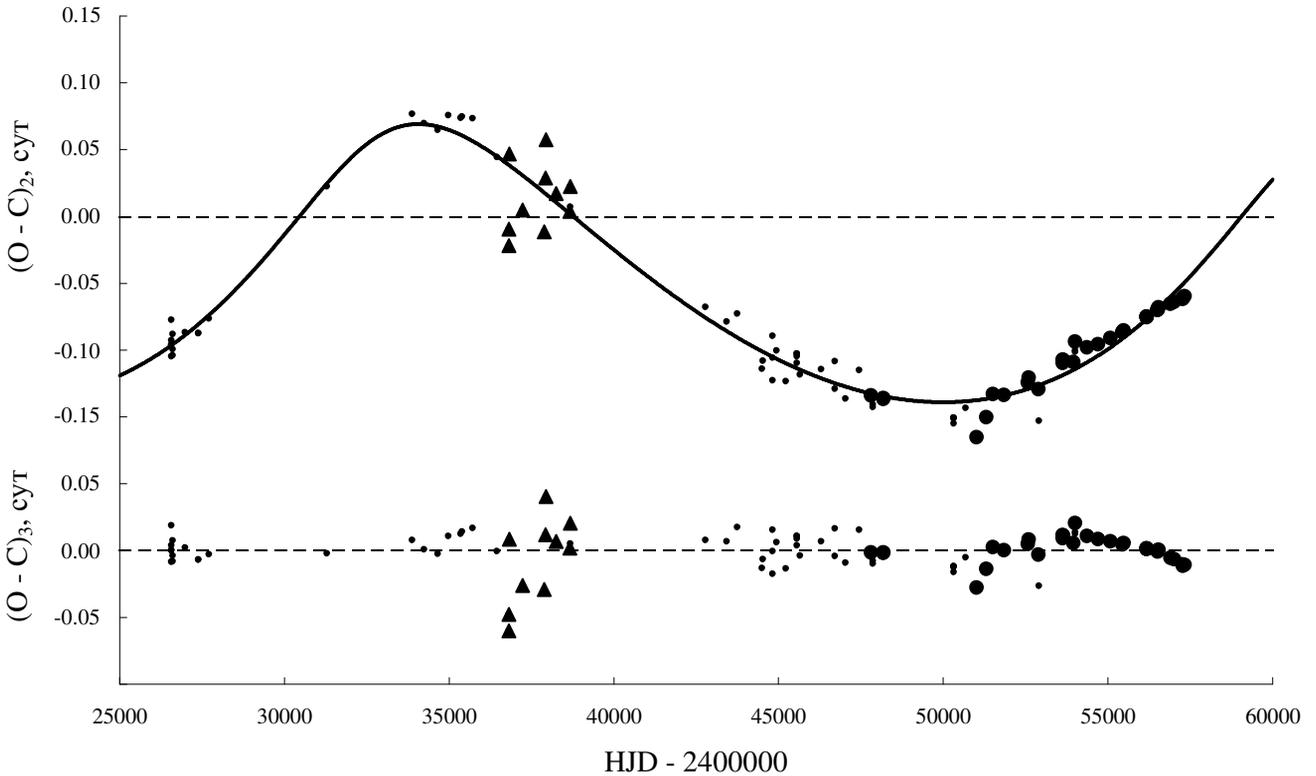


Рис. 4. Отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых (O) моментов минимумов BG Peg от вычисленных (C) с линейными элементами из представления (5). Сплошная линия — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 3. В нижней части рисунка приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (5). Обозначения те же, что на рис. 1.

Peg в виде суперпозиции квадратичного члена и светового уравнения сохраняется большая неопределенность в коэффициенте при квадратичном члене:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = & 2452500.323(10) + 1.952404(2)^d \times \\ & \times T - (7 \pm 2)^d \times 10^{-10} \times T^2 + \\ & + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(\nu + \omega_3). \end{aligned} \quad (7)$$

Параметры орбиты 3-го тела в BG Peg для этого случая были определены таким же способом, как и в предыдущем случае, и они приведены во втором столбце табл. 3.

Величина стандартного отклонения для линейных (4) и квадратичных (6) эфемерид получается одинаковой: $\sigma = 0.058^d$, также одинаковая сходимость получается для суммы линейного представления и светового уравнения (5) и для суммы параболы и светового уравнения (4): $\sigma = 0.014^d$. Таким образом, точности представлений (5) и (7) одинаковы, однако в квадратичном представлении точность определения коэффициента при квадратичном члене того же порядка, что и сама величина. Поэтому мы отдаем предпочтение линейному пред-

ставлению, тем более что для обоих случаев получились очень близкие значения параметров долгопериодической орбиты.

Используя найденные нами параметры долгопериодической орбиты, приведенные в табл. 3, можно вычислить функцию масс: $f(M_3) = 1.02M_\odot$. Чтобы оценить массу третьего тела, необходимо знать сумму масс двойной системы. Для оценки масс компонентов затменно-двойной системы BG Peg можно использовать спектральный класс главного компонента: A2 [23] и отношение масс, полученное в работе [24]: $q = 0.233$. Согласно [26], $M_1(A2) = 2.54M_\odot$, тогда $M_2 = 0.59M_\odot$. Эти оценки масс компонентов незначительно отличаются от значений из работы [9], использованных в работе [24]: $M_1 = 2.15M_\odot$, $M_2 = 0.54M_\odot$. Для наших оценок масс компонентов получаем $M_3 \sin i_3 = 3.58M_\odot$, для значений масс компонентов из работы [9] $M_3 \sin i_3 = 3.33M_\odot$. Звезда такой массы должна светить ярче всей затменно-двойной системы, однако третий свет в кривой блеска не обнаружен.

Из решения кривой блеска BG Peg в работе [24] была получена для вторичного компонента температура 5155 K. Такая звезда должна иметь конвек-

Таблица 4. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента BG Peg

| Параметр | Значение |
|------------------|---|
| P_{mod} | 28 500 сут |
| $\Delta(O - C)$ | 0.106 сут |
| ΔP | 3.94 с |
| ΔJ | 1.54×10^{48} г см ² /с |
| ΔE | 1.94×10^{42} эрг |
| B | 4.60×10^3 Гаусс |
| ΔL | 2.47×10^{33} эрг/с = $0.64 L_{\odot} = 0.16 L_2$ |

тивную оболочку и магнитное поле. Используя те же соотношения, что и в предыдущем разделе, находим оценки величин, характеризующих циклы магнитной активности. При этом используем массы компонентов, найденные выше по данным [24]. Для этих оценок масс компонентов из 3-го закона Кеплера находим величину большой полуоси относительной орбиты двойной системы: $a = 9.61R_{\odot}$. Используя значения $r_2 = 0.265$ и $T_{\text{эф}, 2} = 5155$ К [25], получим $R_2 = r_2 \times a = 2.547R_{\odot}$ и из соотношения $L/L_{\odot} = (R/R_{\odot})^2(T/T_{\odot})^4$ найдем светимость вторичного компонента, $L_2 = 4.11L_{\odot}$. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента BG Peg, приведены в табл. 4.

Оценка напряженности магнитного поля согласуется с данными о магнитных полях звезд с конвективными оболочками, которые должны быть порядка 10^3 Гаусс. Что касается оценки колебания светимости вторичного компонента, как уже было сказано выше, оценку затрачиваемой энергии, полученную по формулам Эппелгейта, следует рассматривать как верхний предел, на самом деле величина энергии и, соответственно, изменения светимости могут быть намного меньше. Следовательно, магнитные колебания можно использовать для объяснения циклических изменений орбитального периода BG Peg.

4. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА CU PEG

CU Peg (BS 17583-0142, $V = 11.90^m$, $P = 3.8802^d$) была открыта как переменная из Гарвардских пластинок [27] и отнесена к затменным двойным типа Алголя. Первая кривая блеска (в главном минимуме) была построена в [28] по визуальным наблюдениям. До сих пор не опубликована полная кривая блеска и, соответственно, нет параметров орбиты. Имеются лишь приближенные оценки характеристик этой системы, полученные в работе [9]. По этим данным

CU Peg — полуразделенная система, состоящая из компонентов спектральных классов (A0) + [K4IV], имеющих массы $M_1 = 2.4M_{\odot}$, $M_2 = 0.43M_{\odot}$ и абсолютные радиусы $R_1 = 2.20R_{\odot}$, $R_2 = 3.45R_{\odot}$; светимость главного компонента составляет 0.87 от светимости всей системы. То, что период CU Peg меняется, первым обнаружил Шафранек [28] на основе всех имевшихся к тому времени моментов минимумов, однако, он не приводит количественных характеристик изменения периода. В [29] на основе 12 моментов минимумов CU Peg в интервале JD 2433895 ÷ 2450708 (1951–1997 гг.) было найдено, что период системы монотонно меняется со скоростью 2.00×10^{-6} дней/год (коэффициент при квадратичном члене 1.08×10^{-8}). В работе [30] были использованы все опубликованные к тому времени моменты минимумов CU Peg (в том числе 2 самых ранних) и добавлены к ним определенные авторами 5 фотографических минимумов и один из ПЗС-наблюдений. Из этих данных также было получено монотонное вековое изменение периода со скоростью 1.38×10^{-6} дней/год, то есть примерно такое же, как и полученное в [29]. С тех пор было получено несколько новых (в основном из ПЗС-наблюдений) моментов минимумов, что позволяет пересмотреть изменение периода в этой системе.

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы CU Peg были использованы, во-первых, моменты минимумов из базы данных В. R. N. O. [15]. Во-вторых, моменты минимумов, приведенные в работе [30]. Поскольку в обоих списках были обнаружены ошибки, все моменты минимумов были проверены по первоисточникам. Список моментов минимумов CU Peg приведен в табл. 5.

На рис. 5 приведены отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов CU Peg от вычисленных с линейными элементами (C), полученными по всем моментам минимумов из табл. 5 методом наименьших квадратов:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2445171^d.426(10) + 3^d.880229(4) \times T, \quad (8)$$

где T — эпоха наблюдения. Обозначения такие же, как на рис. 1. Из рисунка видно, что кроме вековых изменений периода, рассмотренных в работах [29] и [30], в системе наблюдаются циклические колебания периода, которые проявили себя благодаря самым последним наблюдениям моментов минимумов. В дальнейшем анализе мы не использовали сильно отклоняющуюся точку JD = 2452908.679, а остальные моменты минимумов были представлены

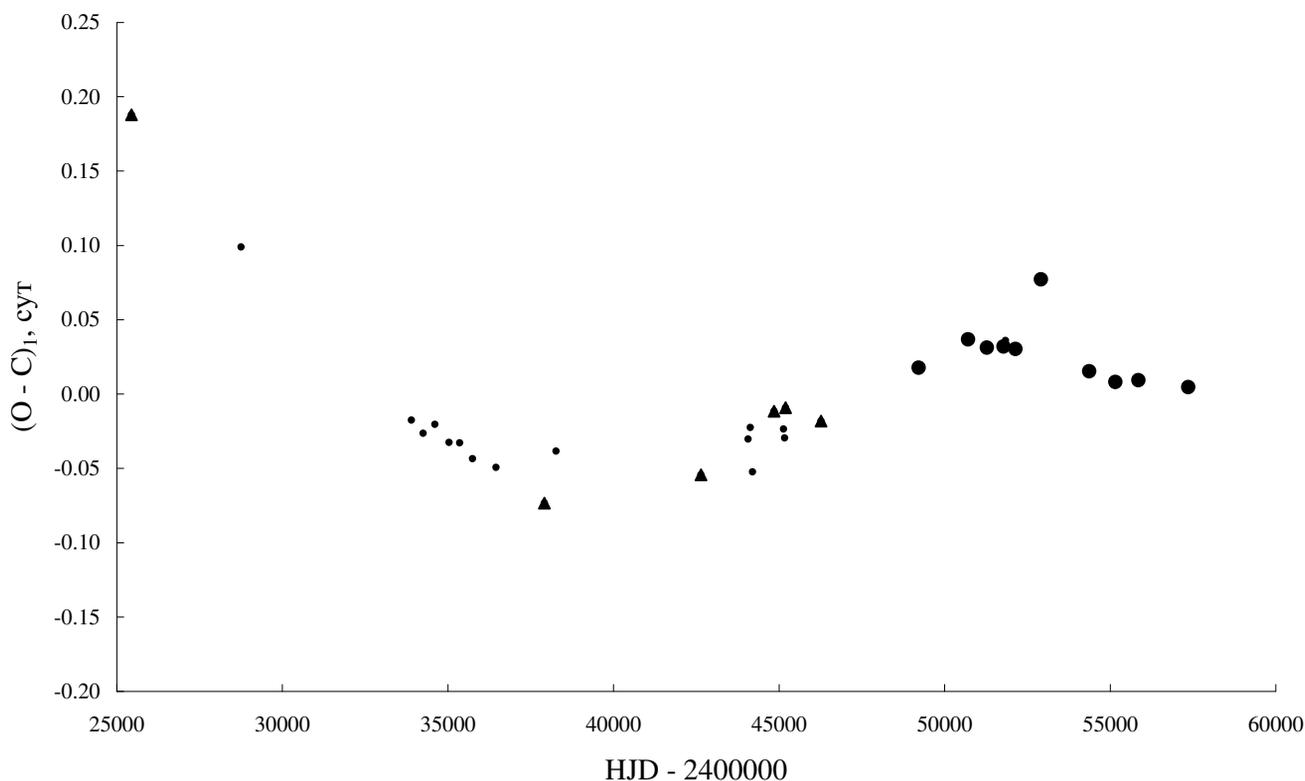


Рис. 5. Отклонения $(O - C)_1$ наблюдаемых моментов минимумов CU Peg от вычисленных с линейными элементами (8). График построен с использованием всех моментов минимумов из табл. 5. Обозначения те же, что на рис. 1.

Таблица 5. Моменты главного минимума CU Peg

Окончание табл. 5

| № | HJD 2400 000 + | Метод | Литература |
|----|----------------|-------|------------|
| 1 | 25444.53 | pg | [27] |
| 2 | 28750.396 | vis | [31] |
| 3 | 33895.463 | vis | [32] |
| 4 | 34248.555 | vis | [33] |
| 5 | 34605.542 | vis | [34] |
| 6 | 35032.355 | vis | [35] |
| 7 | 35358.294 | vis | [36] |
| 8 | 35742.426 | vis | [37] |
| 9 | 36452.502 | vis | [38] |
| 10 | 37911.444 | pg | [30] |
| 11 | 38268.46 | vis | [39] |
| 12 | 42641.462 | pg | [30] |
| 13 | 44065.530 | vis | [40] |
| 14 | 44135.382 | vis | [41] |
| 15 | 44201.316 | vis | [41] |
| 16 | 44849.355 | pg | [30] |

| № | HJD 2400 000 + | Метод | Литература |
|----|----------------|-------|------------|
| 17 | 45136.480 | vis | [42] |
| 18 | 45171.396 | vis | [42] |
| 19 | 45198.578 | pg | [33] |
| 20 | 46265.632 | pg | [33] |
| 21 | 49218.522 | ccd | [43] |
| 22 | 50708.5489 | ccd | [44] |
| 23 | 51278.9370 | ccd | Rotse data |
| 24 | 51779.4873 | ccd | [45] |
| 25 | 51841.575 | vis | [46] |
| 26 | 52136.4667 | ccd | [45] |
| 27 | 52908.679 | ccd | [30] |
| 28 | 54367.5832 | -Ir | [47] |
| 29 | 55155.2625 | ccd | [48] |
| 30 | 55853.7049 | ccd | [49] |
| 31 | 57355.3488 | -U-I | [50] |

квадратичной зависимостью, параметры которой были определены также методом наименьших квадратов:

$$C_2 \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2445171.388(8) + 3.880238(3)^d \times T + (8 \pm 1)^d \times 10^{-9} \times T^2. \quad (9)$$

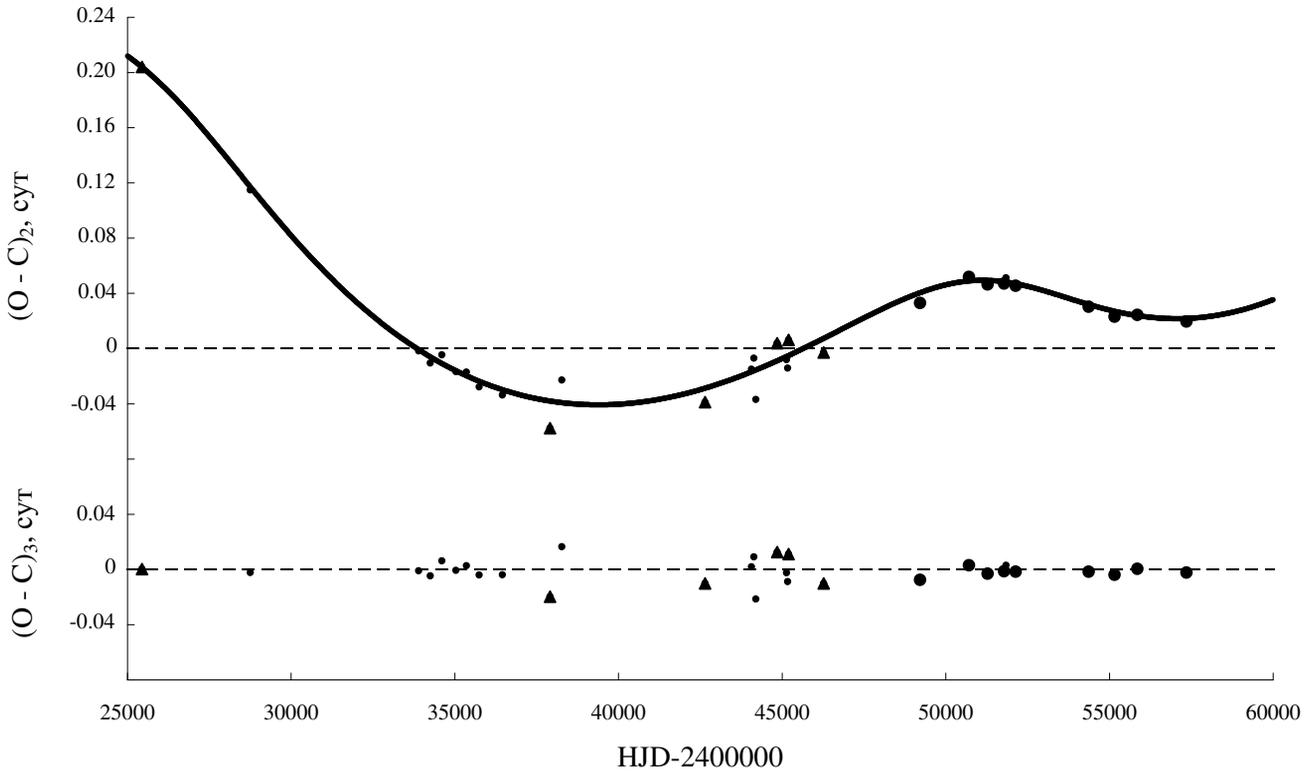


Рис. 6. Отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов CU Peg от вычисленных с линейными элементами из представления (10). Сплошная кривая — сумма теоретических кривых для параболы и светового уравнения с параметрами из табл. 6. В нижней части рисунка приведены значения $(O - C)_3$, полученные вычитанием из $(O - C)_2$ параболы и светового уравнения. Обозначения те же, что на рис. 1.

Таблица 6. Параметры гипотетической долгопериодической орбиты CU Peg

| Параметр | Значение |
|----------------|--|
| P_3 | (25260 ± 130) сут = (69.2 ± 0.4) лет |
| A_3 | (0.050 ± 0.003) сут |
| e_3 | 0.30 ± 0.11 |
| ω_3 | $119^\circ \pm 10^\circ$ |
| JD_3 | 2426400 ± 560 |
| $a_3 \sin i_3$ | $(1.30 \pm 0.08) \times 10^9$ км = (8.7 ± 0.5) а. е. |

Остаточные разности, полученные после исключения параболы, имеют циклический характер, поэтому моменты минимумов CU Peg были представлены выражением:

$$\begin{aligned}
 \text{HJD}(\text{Min } 1) = & 2445171.409(6) + \\
 & + 3.880229(2)^d \times T + (6.5 \pm 0.6)^d \times 10^{-9} \times T^2 + \\
 & + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(v + \omega_3). \quad (10)
 \end{aligned}$$

Параметры орбиты третьего тела в CU Peg были определены таким же способом, как и в предыдущих разделах. Они приведены в табл. 6, где использованы те же обозначения, что в табл. 1. На рис. 6 приведены

отклонения $(O - C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов CU Peg от вычисленных с линейными элементами из представления (10). Сплошная кривая — сумма теоретических кривых для параболы и светового уравнения с параметрами из табл. 6. В нижней части рис. 6 приведены значения $(O - C)_3$, полученные вычитанием из $(O - C)_2$ параболы и светового уравнения. Из этого рисунка видно, что полученное представление неплохо удовлетворяет наблюдениям, причем остаточные разности не показывают никаких систематических изменений. На рис. 7 приведены отклонения $(O - C)_4$ наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с квадратичными элементами (10). Сплошная линия на рис. 7 — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 6. Отметим, что полученные параметры светового уравнения следует считать предварительными, для их уточнения нужны новые высокоточные наблюдения.

Вековое увеличение периода в затменно-двойной системе CU Peg можно объяснить равномерным перетеканием вещества от менее массивного компонента к более массивному без изменения общего углового момента. В этом случае [51]:

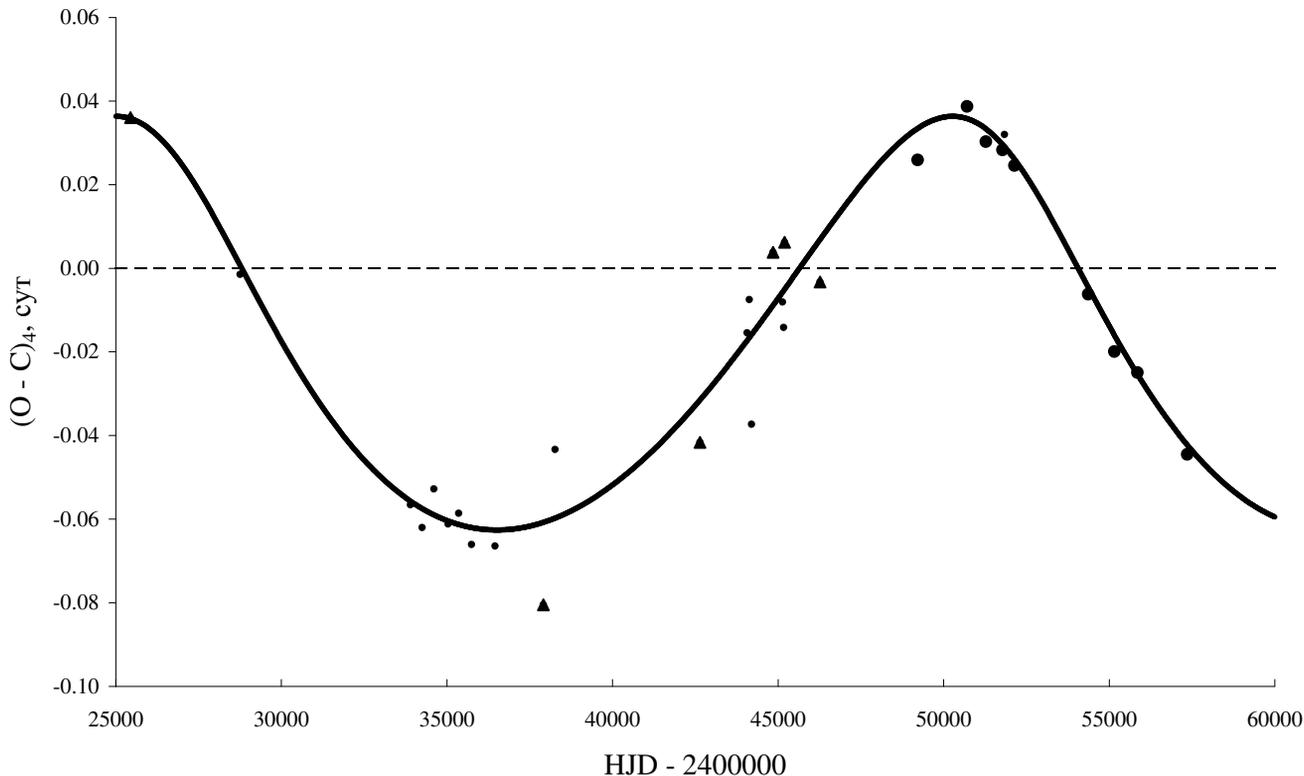


Рис. 7. Отклонения $(O - C)_4$ наблюдаемых моментов минимумов CU Peg от вычисленных с квадратичными элементами (10). Сплошная линия — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 6. Обозначения те же, что на рис. 1.

$$\dot{M}_2 = -M_2 \dot{P} P^{-1} \frac{1}{3(1-q)}, \quad (11)$$

где $q = M_2/M_1$.

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} = \frac{dP}{dE} \frac{dE}{dt} = \frac{2Q}{P_0},$$

где Q — коэффициент при квадратичном члене в представлении моментов минимумов. Подставляя выражение для \dot{P} в уравнение (11), получим (в приближении $P \approx P_0$):

$$\dot{M}_2 = -M_2 \frac{2Q}{P^2} \frac{1}{3(1-q)}. \quad (12)$$

В нашем случае $Q = 6.5^d \times 10^{-9}$, $P_0 = 3.880229^d$, откуда $\dot{P} = 1.22 \times 10^{-6}$ дней в год. Используя приближенные оценки масс компонентов из [9], находим $\dot{M}_2 = 5.5 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$.

Циклические изменения орбитального периода, прежде всего, можно интерпретировать как движение в долгопериодической орбите с параметрами, приведенными в табл. 6. Массу третьего тела можно оценить, вычислив функцию масс: $f(M_3) = 0.135 M_\odot$. Используя приведенные выше оценки масс компонентов затменно-двойной системы, находим мини-

мальное значение массы третьего тела $M_3 = 1.33 M_\odot$. Из оценок относительных светимостей и масс компонентов из [9] и соотношения масса-светимость в соответствующем диапазоне масс [21] можно оценить светимости компонентов двойной и третьего тела (при условии, что третье тело — звезда Главной последовательности): $L_1 \approx 44 L_\odot$, $L_2 \approx 6.6 L_\odot$, $L_3 \approx 3.4 L_\odot$ и вклад третьего тела в общую светимость системы $L_3/(L_1 + L_2 + L_3) \approx 0.07$. Таким образом, вклад третьего тела в светимость системы должен составлять не менее 7% и его можно было бы обнаружить из наблюдений кривой блеска.

Вторичный компонент в затменно-двойной системе CU Peg имеет спектральный класс $\sim K4$ и попадает в число звезд, имеющих конвективную оболочку. Используя те же соотношения, что и в предыдущих разделах, находим оценки величин, характеризующих циклы магнитной активности. Эти величины приведены в табл. 7. Полученные оценки магнитных и энергетических величин вполне укладываются в допустимые рамки. Возможные изменения светимости системы также невелики. Следовательно, магнитные колебания также могут быть причиной циклических изменений периода CU Peg.

Таблица 7. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента CU Peg

| Величина | Значение |
|------------------|---|
| P_{mod} | 25 260 сут |
| $\Delta(O - C)$ | 0.050 сут |
| ΔP | 4.17 с |
| ΔJ | 8.15×10^{47} г см ² /с |
| ΔE | 4.04×10^{41} эрг |
| B | 2.25×10^3 Гаусс |
| ΔL | 5.82×10^{32} эрг/с = $0.15 L_{\odot} = 0.02 L_2$ |

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог, можно сказать следующее. Диаграммы O – C для RW Car и BG Peg хорошо представляются синусоидальными кривыми. Хотя световое уравнение очень хорошо подходит для представления обеих диаграмм O – C, масса третьего тела в обоих случаях получается слишком большой. Альтернативным объяснением циклических изменений орбитального периода в затменно-двойной системе может быть периодическая магнитная активность вторичного компонента. Для RW Car и BG Peg это объяснение подходит. В затменно-двойной системе CU Peg изменения периода представляются суммой параболы и синусоиды. Параболическую составляющую можно объяснить перетеканием вещества от вторичного компонента к главному. Синусоидальная составляющая может быть следствием присутствия дополнительного тела в системе, причем в отличие от двух других рассмотренных систем его масса не столь велика. Синусоидальные изменения периода в CU Peg могут быть также следствием магнитной активности вторичного компонента.

Для уточнения характера изменений орбитального периода в рассмотренных затменно-двойных системах нужны дальнейшие наблюдения моментов минимумов, а также высокоточные кривые блеска для уточнения орбитальных параметров. Желательно также получение кривых лучевых скоростей для надежного определения масс компонентов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. S. Hall*, Space Sci. Rev. 50, 219 (1989).
2. *J. J. Matese and D. P. Whitmire*, Astron. Aph. 117, L7–L9 (1983).
3. *J. H. Applegate*, Astrophys. J. 385, 621 (1992).
4. *A. F. Lanza, M. Rodono, and R. Rosner*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 296, 893 (1998).
5. *A. F. Lanza and M. Rodono*, Astron. and Astrophys. 349, 887 (1999).
6. *E. C. Pickering*, Astron. Nachr. 184, 5 (1910).
7. *A. B. Wyse*, Lick Bull. № 464 (1934).
8. *A. B. Соловьев*, Переменные звезды 10, 410 (1956).
9. *M. A. Svechnikov and Eh. F. Kuznetsova*, VizieR On-line Data Catalog: Approximate elements of eclipsing binaries (1990).
10. *В. П. Цесевич*, Астрон. цирк. № 15, 6 (1943).
11. *В. П. Цесевич*, Переменные звезды 11, 403 (1957).
12. *J. M. Kreiner*, Acta Astron. 21, 365 (1971).
13. *A. Erdem, F. Soydugan, S. S. Doğru, B. Özkardeş, D. Doğru, M. Tüysüz, O. Demircan*, New Astron. 12, 613 (2007).
14. *P. Zashe*, Multiple stellar systems under photometric and astrometric analysis, Doctoral Thesis, p. 23–24 (2008).
15. *B. R. N. O. Project — Eclipsing Binaries database*, <http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php>.
16. *S. Qian*, Astrophys. J. 119, 3064 (2000).
17. *S. Qian*, Astrophys. J. 122, 2686 (2001).
18. *S. Qian*, Publs Astron. Soc. Pacif. 114, 650 (2002).
19. *Д. Я. Мартынов*, в кн. *М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренаго, Н. Ф. Флоря, В. П. Цесевич*. Переменные звезды (Гостехиздат, т. 3, стр. 464–490, 1947).
20. *А. И. Халиуллина и Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. 61, 393 (1984).
21. *Z. Eker, F. Soudugan, E. Soydugan, S. Bilir, E. Yaz Gökçe, I. Steer, M. Tüysüz, T. Şenyüz, and O. Demircan*, Astron. J. 149, 131 (2015).
22. *S. Blazko*, Переменные звезды 3, 96 (1931).
23. *W. Götz and W. Wenzel*, Mitt. Veränder. Sterne 1, №505 (1960).
24. *E. Soydugan, F. Soydugan, T. Şenyüz, Ç. Püsküllü, O. Demircan*, New Astron. 16, 72 (2011).
25. *T. Senyüz and E. Soydugan*, Proceeding IAU Symp. №301, 483 (2013).
26. *A. N. Cox, ed.*, Allen’s Astrophysical Quantities, fourth edition (New York, Berlin, Heideberg: Springer, 2000).
27. *N. Shapley, and E. M. Hughes*, Annals of Harvard College Obs. 90, 163 (1940).
28. *R. Szafraniec*, Acta Astron. 26, 25 (1976).
29. *S. Qian*, Astrophys. Space Sci. 282, 399 (2002).
30. *E. Panko, P. Flin, and A. Pikhun*, Astrophys. Space Sci. 305, 385 (2006).
31. *Б. В. Кукаркин*, Переменные звезды 5, 193 (1938).
32. *R. Szafraniec*, Acta Astron. ser. c 5, 10 (1952).
33. *R. Szafraniec*, Acta Astron. ser. c 5, 51 (1953).
34. *R. Szafraniec*, Acta Astron. ser. c 5, 189 (1955a).
35. *R. Szafraniec*, Acta Astron. ser. c 5, 193 (1955b).
36. *R. Szafraniec*, Acta Astron. 6, 141 (1956).
37. *R. Szafraniec*, Acta Astron. 7, 188 (1957).
38. *R. Szafraniec*, Acta Astron. 9, 48 (1959).
39. *K. Kordylewski*, Inform. Bull. Var. Stars, №35 (1963).
40. *K. Locher*, BBSAG Bull. 44 (1979a).
41. *K. Locher*, BBSAG Bull. 45 (1979b).

42. *K. Locher*, BBSAG Bull. 61 (1982).
43. *A. Paschke*, BBSAG Bull. 105 (1994).
44. *J. Safar and M. Zejda*, Inform. Bull. Var. Stars, №4887 (2000).
45. *L. Brat, M. Zejda and P. Svoboda*, Open Europ. J. on Var. Stars 74, 1 (2007).
46. *P. Guilbaut*, BBSAG Bull. 124 (2001).
47. *J. Hubscher, H.-M. Steinbach, and F. Walter*, Inform. Bull. Var. Stars, №5830 (2008).
48. *J. Hubscher, P. B. Lehmann, G. Monninger, H.-M. Steinbach, and F. Walter*, Inform. Bull. Var. Stars, № 5941 (2010).
49. *R. Diethelm*, Inform. Bull. Var. Stars, №6011 (2012).
50. *J. Hubscher*, Inform. Bull. Var. Stars, №6196 (2017).
51. *Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. 51, 395 (1974).

ORBITAL PERIOD VARIATIONS OF THE ECLIPSING BINARIES RW CAP, BG PEG, AND CU PEG

A. I. Khaliullina^a

^a*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia*

The variations in the orbital period of the eclipsing binaries RW Cap, BG Peg, and CU Peg have been analyzed. The variations in the period of RW Cap and BG Peg can be well represented by cyclic variations with large amplitude. It has been shown, that these variations cannot be explained by the presence of a third body. They can be a consequence of the magnetic activity of the secondary components having a convective zone. The variations in the period of CU Peg can be represented by a superposition of a secular period increase due to exchange of matter between the components and cyclic variations. These cyclic variations can occur due to the presence of a third body in the system or they can be a consequence of the magnetic activity of the secondary component.

Keywords: binary stars, eclipsing stars, individual — RW Cap, BG Peg, CU Peg