АСТРОФИЗИКА

ТОМ 50 ФЕВРАЛЬ, 2007 ВЫПУСК 1

РАДИУС ЗАХВАТА И СИНХРОНИЗАЦИЯ БЕЛОГО КАРЛИКА В УНИКАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ V1432 ОРЛА

И.Л.АНДРОНОВ[1,2], А.В.БАКЛАНОВ[3]

Поступила 28 августа 2006
Принята к печати 22 ноября 2006

Представлены результаты двухцветного *VR* фотометрического исследования уникальной катаклизмической магнитной переменной V1432 Орла и их теоретического моделирования. Для улучшения точности, использовался метод "средневзвешенной звезды сравнения". Производная периода вращения $dP/dt = -1.11(\pm 0.016)\cdot 10^{-8}$. Определено характерное время синхронизации вращательного и орбитального движения белого карлика, равное 96.7 ± 1.5 лет, что хорошо согласуется с теорией ускорения асинхронного пропеллера за счет момента импульса аккрецирующего вещества. Обнаруженный третий тип минимума на кривой блеска интерпретирован наличием арки (дуги), либо кольца вместо аккреционнаго диска. Разработана теоретическая модель, позволяющая определять радиус захвата аккрецирующего вещества магнитным полем белого карлика с использованием разности фаз между двумя типами минимумов, связанных с осевым вращением. Получена оценка этого параметра, равная 16-28 радиусов белого карлика, для модели наклонной колонны. Получена зависимость основных характеристик системы в зависимости от массы белого карлика, что позволило уточнить границы интервала значений этой величины, определяемой косвенными методами. Для принятых значений масс ($M_1 = 0.9\,M_\odot$ и $M_2 = 0.3\,M_\odot$) оценена скорость аккреции $\sim 7\times 10^{-10}\,M_\odot$/год. Показано, что в синхронизирующемся поляре вклад в изменение периода изменения момента инерции белого карлика пренебрежимо мал по сравнению с аккреционным моментом сил. В дальнейшем необходим многоцветный мониторинг для исследования спин-орбитальной синхронизации и периодических изменений аккреционной структуры, вызванной "прокручиванием" белого карлика.

Ключевые слова: *звезды: белые карлики - объект: V1432Aql*

1. *Введение*. V1432 Орла относится к уникальному подклассу катаклизмических переменных звезд, так называемым "асинхронным полярам". Это тесные двойные системы, у которых период вращения белого карлика отличается от орбитального периода на величину порядка процента [1,2]. Переменность звезды впервые была обнаружена в рентгеновском диапазоне по наблюдениям со спутника ROSAT. Росен и др. [3] идентифицировали рентгеновский источник RX J1940.1-1025 с оптическим объектом, получившим впоследствии название V1432 Орла. Мощные эмиссионные линии в оптическом диапазоне в сочетании с рентгеновским излучением позволили классифицировать объект как магнитную катаклизмическую переменную [4]. Ими же были обнаружены периодические изменения блеска в оптическом диапазоне с периодом

в 12150 с. Спектроскопические исследования показали периодические изменения лучевой скорости, определенной по эмиссионным линиям [5] с периодом в 12120.3 с. Это позволило отнести объект к асинхронным полярам. Стауберт и др. [5] оценили скорость изменения периода вращения белого карлика $\dot{P}_{spin} \approx -(0.5 \div 1.0) \cdot 10^{-8}$ с/с. Они также предположили, что $\dot{P}_{spin}$ со временем изменяется.

V1432 Орла (RX J1940.1-1025) относится к уникальному подклассу переменных звезд - асинхронным полярам. На сегодняшний день известно всего 4 таких объекта. Прототипы этого типа - V1500 Лебедя (Новая Лебедя 1975г.), BY Жирафа и CD Индейца [6].

Эти звезды привлекают к себе постоянное внимание, так как они являются превосходными лабораториями, позволяющими изучать многокомпонентные процессы аккреции в сильном магнитном поле, а также структуру и эволюцию грави-магнитного ротатора. Вследствие асинхронности осевого и орбитального вращения белого карлика, в таких системах может происходить переключение аккреции с одного полюса на другой [7,8]. В асинхронных полярах обычно наблюдаются периоды биения между основными периодами P_{orb} и P_{spin} и их гармоники. Это частично вызвано, переключением преимущественной аккреции от окрестностей одного магнитного полюса белого карлика к другому и, наоборот. В таких объектах происходит синхронизация орбитального и вращательного движения белого карлика с характерным временем в сотни лет [9,7], что находится в превосходном согласии с теоретическими моделями [10-14,1,15]. Такая синхронизация является переменной, это видно на примере хорошо исследованной V1500 Лебедя, изучение которой происходит с момента ее вспышки как Новой звезды в 1975г. Поскольку время синхронизации таких объектов намного меньше, чем интервал между вспышками Новых звезд, то они эволюционируют к классическим полярам, синхронизм которых нарушается вспышкой Новой.

Данная звезда является уникальной в данном подтипе. Во-первых, V1432 Орла - единственный из четырех объектов, для которой, благодаря удачной ориентации орбиты системы, можно наблюдать затмения и самозатмение аккреционной колонны. А во-вторых, это единственная асинхронная система, у которой период вращения белого карлика превышает орбитальный период.

Присутствие затмений позволяет с большой точностью фотометрически определить значение орбитального периода, который составляет 3.365 ч. Помимо обычных затмений у V1432 Орла, которые обычно обозначались как "дипы" (глубокие узкие "провалы" на кривой блеска), у звезды наблюдаются самозатмения аккреционной колонны с меньшей глубиной и большей шириной. Первоначально происхождение этих минимумов было неясно. Для выяснения природы этих минимумов, Уотсон и др. [16] провели исследования в оптическом и рентгеновском диапазоне, а также спектральные наблюдения эмиссионных линий, что позволило определить эти минимумы как самозатмения аккреционной колонны.

Альтернативная модель системы, как промежуточного поляра с P_{spin}/P_{orb} = 1/3, была предложена Мукай [17] и обсуждена в работе Синха и Рана [18].

Большая фотометрическая кампания Паттерсона и др. [4] позволила определить период биения между P_{spin} и P_{orb}, равный 50 дням. Мукай и др. [19] изучали переменность как функцию фазы этого периода биения.

В данной работе мы продолжаем анализ наблюдений, краткие результаты которых были опубликованы отдельно в [24], а именно, были исправлены эфемериды для орбитальных и вращательных минимумов, обнаружен третий тип минимумов, интерпретируемый наличием второй затмевающейся аккреционной колонны.

2. *Наблюдения*.

2.1. *Журнал наблюдений*. Наблюдения проводились в астрономической обсерватории острова Майорка (ОАМ). Всего было получено 4024 ПЗС наблюдения в течение 16 ночей на телескопе Meade 14" при помощи ПЗС-камеры SBIG ST-1001E. В процессе наблюдений происходило автоматическое переключение фильтров V и R между

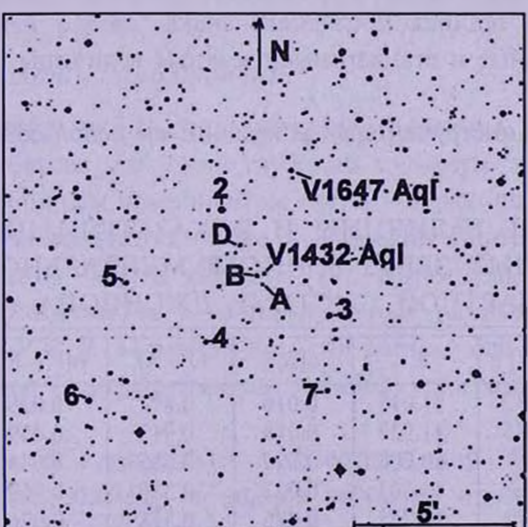

Рис.1. Карта окрестности V1432 Aql. Цифрами отмечены звезды сравнения, используемые в данной работе, буквами - в работе [4]. Также показана затменная переменная V1647 Aql = GSC 728 92 [23].

экспозициями. Обработка фотометрии была проведена с использованием программы WinFITS (В.П.Горанский, частное сообщение). Для увеличения точности мы использовали метод средневзвешенной звезды сравнения [20,21]. Карта окрестности и звезды сравнения представлены на рис.1. Таблицы индивидуальных оценок блеска в инструментальных системах *V*, *R* опубликованы отдельно в [24].

2.2. ***Инструментальная система и звезды сравнения.*** Звездные величины звезд сравнения были привязаны к стандартным звездам сравнения в окрестностях WZ Стрелы [22]. Шестьдесят три стандартных звезды были измерены на десяти парах изображений в *V* и *R* фильтрах для того, чтобы определить соотношение между стандартной и инструментальной *V* и *R* фотометрическими системами. Коэффициенты экстинкции для обоих фильтров были определены совместно для звезд в поле WZ Стрелы и V1432 Орла. Это позволило увеличить интервал изменения воздушной массы и таким образом более точно определить коэффициент экстинкции.

Разность между стандартной (*J*) (определенной Хенденом [22]) и инструментальной (*i*) системами *R* не превышает статистические ошибки. В то же время инструментальная система *V* смещена от стандартной в длинноволновую область. Используя метод наименьших квадратов, была получена линейная зависимость $y(x)=\bar{y}+(x-\bar{x})$, связывающая показатели цвета двух фотометрических систем:

$$(V-R)_J = 0.550(5)+1.149(35)((V-R)_i - 0.575),$$

в скобках указана ошибка последнего знака.

Инструментальные и стандартные звездные величины представлены в табл.1.

Для калибровки инструментальных величин мы использовали основную

Таблица 1

ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА СТАНДАРТНЫХ ЗВЕЗД В ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ *i* И СТАНДАРТНОЙ СИСТЕМЕ ДЖОНСОНА (*J*)

	V_i	$\sigma[V_i]$	R_i	$\sigma[R_i]$	$(V-R)_i$	$\sigma[V-R]_i$	V_J
2	11.886	0.032	11.015	0.016	0.871	0.036	11.945
3	12.850	0.035	11.938	0.018	0.912	0.039	12.915
4	13.884	0.041	13.200	0.025	0.685	0.048	13.919
5	14.187	0.066	13.603	0.022	0.585	0.069	14.209
6	13.276	0.072	12.758	0.026	0.518	0.076	13.290
7	14.239	0.044	13.692	0.031	0.547	0.054	14.257
A	15.54	0.04	14.94	0.04	0.60	0.04	15.52
B	15.02	0.06	14.34	0.02	0.68	0.04	15.01
D	14.88	0.04	14.12	0.01	0.76	0.04	14.88

звезду сравнения "2". Инструментальная звездная величина других звезд определялась как звездная величина основной стандартной звезды с добавлением инструментальной разности. Наша звезда "2" совпадает со звездой "С" в работе Паттерсона и др. [4]. Однако в их работе не приведена калибровка к стандартной системе. Дополнительно мы определили яркость звезд "А", "В" и "D" Паттерсона и др. [4], но в нашей работе они не использовались для определения средневзвешенной стандартной звезды. Неожиданно наши измерения показали, что звезда "А" более слабая, чем звезда "В", а их показатели цвета близки. Предположив, что в данной статье звезды "А" и "В" перепутаны, мы проверили разности звездных величин. Относительные яркости находятся в хорошем согласии с ПЗС системой без фильтра $(V+R)/2$ (Паттерсон и др. [4]). Звездная величина "С" (нуль-пункт в их работе был определен $11^m.20 \pm 0.01$). Это значение меньше нашего $11^m.48$, возможно это связано с тем, что звезда "С" является более красной, чем остальные используемые ими звезды, а их система более чувствительна к более длинноволновому излучению, чем регистрируемое в системе R. Коэффициент b в линейной зависимости $m_C - V_J = a + b(V-R)_J$ равен $b = -1.32 \pm 0.33$, что не отрицает, но и не подтверждает это предположение. Ожидаемое значение $b = 0.5$ было определено с вдвое большей точностью (± 0.16), если использовать только звезды "А", "В" и "D".

Ри и Уолкер [23] сообщили об открытии новой переменной звезды GSC 72892 (получившей название V1647 Орла), расположенной в поле V1432 Орла. Эту звезду мы не использовали в качестве стандартной звезды в нашей работе.

3. *Результаты наблюдений.*

3.1. ***Орбитальный и вращательный периоды.*** Наиболее заметная часть кривой блеска это узкий глубокий минимум "дип", объясняемый затмением вторичным компонентом системы в районе нуля орбитальной фазы. Также наблюдаются узкие и широкие минимумы с периодом осевого вращения белого карлика [24]. Минимумы всех трех типов были идентифицированы в индивидуальных кривых блеска отдельно для фильтров V и R. Моменты времени минимумов были определены, используя метод "асимптотических парабол" программами "Asymp" [25] и "OL" [26].

Из оптических кривых блеска известно (напр., Ватсон и др. [16]), что "дип" длится $0.07P_{orb}$, а полное затмение продолжается $0.037P_{orb}$. Фридрич и др. [27] упомянули, что моменты входа и выхода затмений в рентгене и оптике отличаются на ~200 с, а полная продолжительность затмения 450 с. Их теоретические оценки входа/выхода в затмение слишком коротки по сравнению с наблюдениями. Можно добиться лучшего согласия, если предположить большую область излучения (белый карлик и аккреционная колонна), либо существенное отклонение наклонения орбиты i от 90°. Для принятого отношения масс $q = 1/3$ (см. ниже), $i_{min} = 74°$ [28].

Для ПЗС наблюдений с 1-минутным временным разрешением, кривая блеска становится более гладкой, и можно определить момент минимума, а не ее точную форму.

Для интервала времени наших наблюдений нами [24] была получена линейная эфемерида для моментов минимумов орбитальных "дипов":

$$\mathrm{HJD}_{min} = 2453223.87095(28) + 0^d.1402374(62) \times E .$$

Для более точного определения орбитального периода нами были использованы 45 моментов, опубликованных в [4,24,29]). *O-C* диаграмма приведена на рис.2. В качестве начального периода использовалась эфемерида Стауберта и др. [29].

$$\mathrm{HJD}_{min} = 2449199.6922 + 0^d.1402352 \times E . \qquad (1)$$

Мукай и др. [19], определили фотометрические элементы более точно:

$$\mathrm{HJD}_{min} = 2449199.693(1) + 0^d.14023475(5) \times E .$$

На рис.2 присутствует линейный тренд, линейный коэффициент в 31 раз превосходит точность своего определения. Это значит, что существует необходимость в исправлении орбитальной эфемериды. Была получена эфемерида, в которой учитывались все 76 моментов времени:

$$\mathrm{HJD}_{min} = 2451492.11112(14) + 0^d.140234812(12) \times E_0 \qquad (2)$$

Отметим опечатку в статье [24], в которой было опубликовано значение $0^d.140235812$.

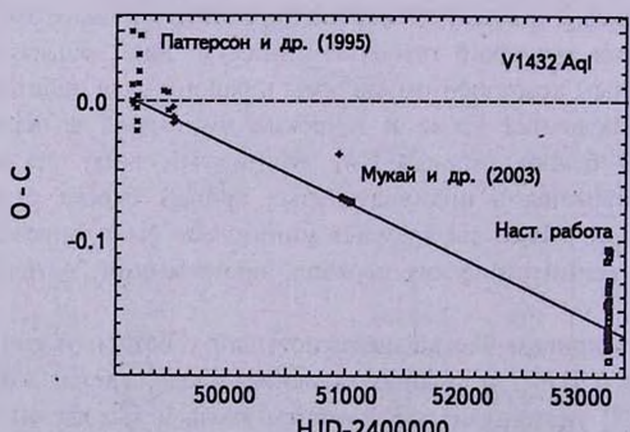

Рис.2. O-C диаграмма для всех опубликованных моментов орбитальных минимумов относительно элементов [29].

Начальная эпоха была выбрана максимально близкой к среднему моменту времени минимумов, что обеспечивает минимальную статистическую ошибку. Полученная статистическая ошибка в четыре раза лучше, чем в более ранних публикациях. Таким образом, $E_0 = E - 16347$, где E - номер цикла согласно эфемериде (1) Стауберта и др. [29].

Средние орбитальные фазовые кривые в фильтрах V и R приведены на рис.3. Наиболее заметная деталь, это "дип", который происходит вблизи нулевой орбитальной фазы (по нашей исправленной эфемериде (2)). Величины выражены в инструментальной разности переменной звезды и звезды сравнения "2". Данные мы сглаживали константой, либо наклонной линией в фазовых подинтервалах. Сглаживающая функция определялась по минимуму ошибки сглаженного значения в середине интервала (программа MCV [20], см. пример другой затменной катаклизмической переменной V1315 Орла [30]).

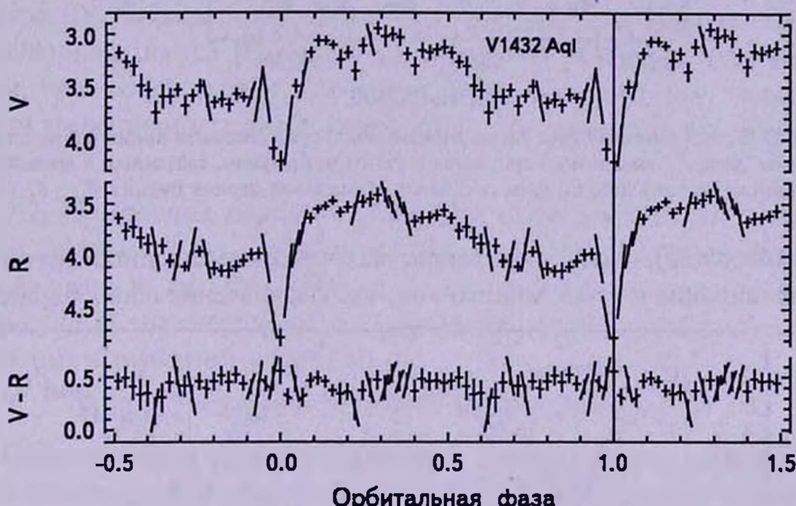

Рис.3. Орбитальная фазовая кривая блеска в фильтрах V и R и показатель цвета относительно звезды сравнения "2" ($V = 11^m.015$, $R = 11^m.945$). Вертикальная линия соответствует фазе вращения 1.0.

Зависимость орбитальной фазы от времени для всех трех типов минимумов приведена на рис.4. Минимумы связанные с затмением белого карлика красным, как и должны, показывают горизонтальную зависимость. Два других типа минимумов показывают линейный тренд в пределах своих групп. Их наклоны совпадают в пределах ошибок. Это означает, что оба события происходят с одним периодом. Мы считаем, что это период осевого вращения белого карлика. Моменты индивидуальных минимумов опубликованы в табл.4 в [24].

Фазовые кривые блеска в фильтрах V и R и показателя цвета $V - R$ относительно "основной" звезды сравнения показаны на рис.5.

Эфемериды для обоих типов минимумов были получены методом наименьших квадратов при помощи программы "OL" [26]. Значение

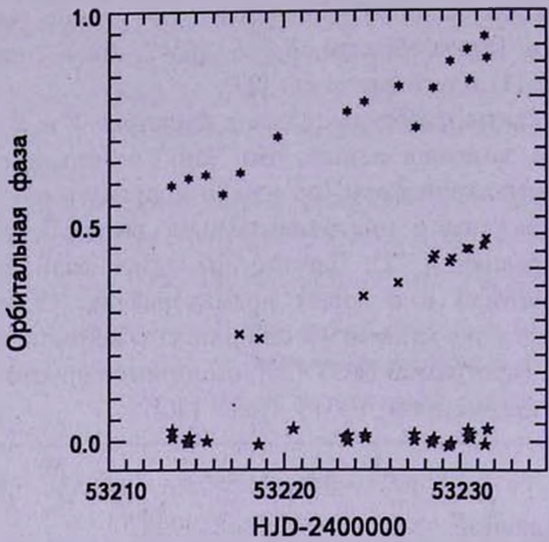

Рис.4. O-C диаграмма для трех типов минимумов. Горизонтальная линия соответствует орбитальным "дипам", наклонные - широким и узким минимумам, связанным с вращением белого карлика. Расхождение по фазе достигает единицы за период биения $P_{orb} \sim 57.1$ сут.

$P_{spin} = 0^d.140585(30)$, было определено как средневзвешенное значение периодов широких и узких минимумов, так как значение обоих периодов

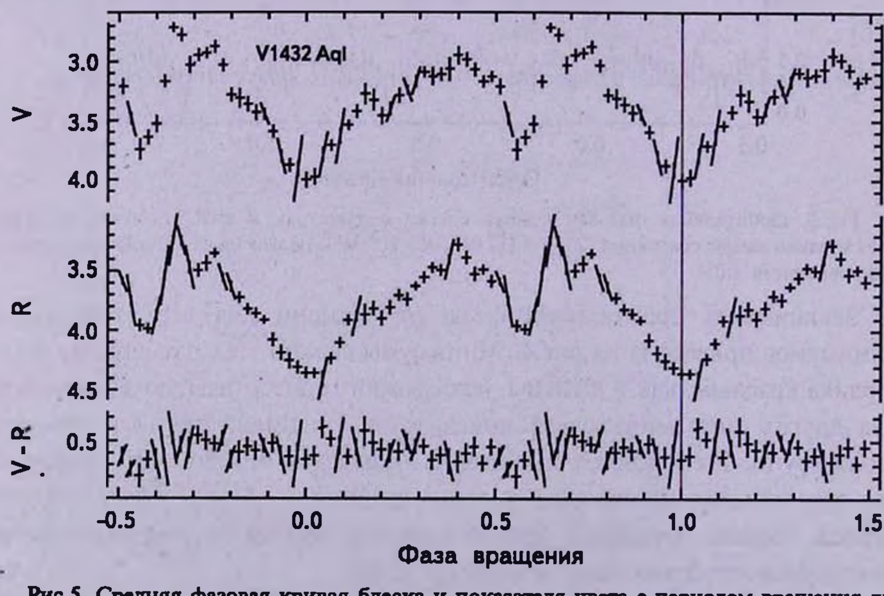

Рис.5. Средняя фазовая кривая блеска и показателя цвета с периодом вращения для точек вне орбитальных "дипов" относительно звезды сравнения "2" с $V = 11^m.015$, $R = 11^m.945$. Вертикальная линия соответствует фазе вращения 1.0.

совпадает в пределах погрешности. Начальные эпохи соответственно равны $T_{spin1} = 2453223.8359(13)$ и $T_{spin2} = 2453227.1501(50)$. Вторичный, "узкий" минимум предшествует широкому минимуму не на половину орбитального периода P_{spin}, а на $(0.43 \pm 0.01)P_{spin}$, что свидетельствует об асимметрии областей аккреции. Детальное обсуждение и физическая модель представлены ниже.

Аккреция на белый карлик происходит через две колонны, соединенные аккреционной аркой. При изменении ориентации магнитной оси, меняется конфигурация поля и может смещаться точка захвата, в которой аккреционный поток сталкивается с магнитосферой, и разбивается на две струи. Это приводит к смещению фаз затмений с фазой биения. Для случая двухколонной аккреции в промежуточном поляре RXS J062518+733433 обнаружена переменность фазы вращения с орбитальной фазой [31].

Переключения аккреции с одного полюса на другой в асинхронном поляре BY Жирафа проявляется как "зубоподобная" кривая с резкими изменениями на 0.5 [7]. Наши наблюдения V1432 Орла охватывают 18 дней, что соответствует 0.3 периода биения. Так что нельзя быть точно уверенным в периодичности фазы, но возможно она наблюдается на рис.4.

3.2. ***Изменение периода вращения белого карлика***. Полученное нами значение P_{spin} отличается от значений, полученных ранее Стаубертом и др. [29], Мукай и др. [19]. В качестве начальной эфемериды, мы использовали линейную часть элементов, опубликованных Стаубертом и др. [29]:

$$\mathrm{BJD}_{spim1} = 2449638.32497(93) + 0^{d}.14062845(26) \times E .$$

Существующую разность в значении периода можно объяснить, если предположить, что период уменьшался в течение десятилетия исследования звезды. Экстраполируя квадратичную эфемериду Стауберта и др. [29] на момент наших наблюдений, мы получим $P_{spin} = 0^{d}.140582(50)$, который находится в полном согласии с нашим значением. Однако оценка погрешности велика, и, для улучшения точности, был использован анализ O-C [32,33].

В анализе мы использовали опубликованный минимум Стауберта и др. [29], 26 минимумов Мукай и др. [19] и 26 значений Паттерсона и др. [4]. Из наших наблюдений мы использовали среднесезонное значение 16 значений "широких" минимумов с учетом их весов. Лучшая квадратичная эфемерида [24]:

$$\mathrm{HJD}_{spin} = 2449638.327427(74) + 0.14062831(23) \times E - 7.81(11) \times 10^{-10} \times E^{2} .$$

Полученный нами квадратичный коэффициент находится между коэффициентами -9.14×10^{-10} [29] и -6.5×10^{-10} [19]. Относительная статистическая ошибка для наших наблюдений (1.5%) существенно меньше, чем 65% [29], у Мукаи - 12% [19].

Экстраполяция изменений периода вращения на середину 2006г. позволяет оценить период биений $P_{beat}=57.146\pm0.005$ суток, что важно для дальнейших программ мониторинга.

3.3. *Показатель цвета и цветовая температура.* Для определения цветовой температуры T, инструментальные показатели цвета $(V-R)_I$ были преобразованы в стандартные показатели цвета $(V-R)_J$. Температурная калибровка была сделана с использованием статистической зависимости температуры T от спектрального класса [38] и показателя цвета $(V-R)_J$ от спектрального класса [39]. Используя 8 точек в интервале $0^m.02 < V-R < 1^m.6$, методом наименьших квадратов была получена аппроксимирующая формула:

$$\frac{10000}{T}=1.948(\pm0.011)+\frac{1.474(\pm0.019)}{(V-R-0.681)},$$

которая впоследствии применялась для перевода показателя цвета в цветовую температуру.

Наблюдаемое излучение соответствует сумме излучения нескольких источников с различной температурой: белого и красного карликов, аккреционного потока и колонны. Например, оценка температуры источника жесткого излучения $(20-30)\times10^3$ K [29]. Так что цветовая температура соответствует интегральной сумме всех источников, а не температуре какого-либо отдельного источника излучения.

Показатель цвета изменяется с фазой вращения белого карлика от $V-R=0^m.37$ в максимуме на фазе 0.66 до $0^m.56$ на фазе 0.57, соответствующей вторичному минимуму. Значения показателя цвета в инструментальной и стандартной системах представлены в табл.2.

Таблица 2

ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ, ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА В ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ И СТАНДАРТНОЙ СИСТЕМАХ, И ЦВЕТОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА В ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ТОЧКАХ ФАЗОВОЙ КРИВОЙ, СВЕРНУТОЙ С ПЕРИОДОМ ВРАЩЕНИЯ БЕЛОГО КАРЛИКА

φ_{spin}	$\sigma[\varphi_{spin}]$	ΔV_I	$\sigma[\Delta V_I]$	ΔR_I	$\sigma[\Delta R_I]$	$(V-R)_J$	T	$\sigma[T]$	Тип
0.424	0.002	14.90	0.03	14.38	0.02	0.49	6010	180	Max
0.566	0.005	15.58	0.12	14.99	0.07	0.56	5647	638	Min
0.657	0.007	14.61	0.03	14.20	0.03	0.37	6728	268	Max
0.998	0.007	15.84	0.04	15.37	0.04	0.43	6312	320	Min

Показатель цвета в орбитальном минимуме ("дип") составляет $0^m.35 \pm 0^m.17$, что соответствует цветовой температуре 6845 ± 1218 K. Это значение обладает большой погрешностью, так как соответствует слабому, быстро меняющемуся состоянию. Для увеличения точности необходимы одновременные многоцветные наблюдения всего затмения.

4. *Обсуждение модели*.

4.1. *Масса и спектральный класс вторичного компонента*. В этом разделе мы оценим физические параметры V1432 Орла различными методами.

Согласно Эчеваррия [40], масса и радиус вторичной звезды, заполняющей полость Роша в катаклизмических переменных звездах, статистически связаны с орбитальным периодом зависимостями:

$$\frac{R_2}{R_\odot} = 0.101\left(\frac{P_{orb}}{1^h}\right)^{1.05}, \quad \frac{M_2}{M_\odot} = 0.0751\left(\frac{P_{orb}}{1^h}\right)^{1.16}$$

Отклонение отдельных значений для различных звезд может достигать десятки процентов. Для значения орбитального периода V1432 Орла, по данным зависимостям получим: $M_2 = 0.307\,M_\odot$ и $R_2 = 0.340\,R_\odot$. Для данного соотношения "масса-радиус", искажения, вносимые гравитацией белого карлика, слабо зависят от массы белого карлика M_1 [41]. Надо учитывать, что излишек радиуса - важная особенность у катаклизмических переменных [42].

Используя статистическую зависимость спектрального класса вторичного компонента от орбитального периода, можно оценить спектральный класс красного карлика M4.5V, и абсолютную звездную величину $M_V = 10^m.40$. Беря оценку расстояния, полученную Шмидтом и Стокманом [43] в 200-230 пк, можно оценить видимую звездную величину $V_2 = 16^m.9 - 17^m.2$. На рис.3 минимум на фазе 0 соответствует "дипу" и составляет $V = 15^m.4$, что намного ярче, чем можно было бы ожидать от красного карлика, который можно наблюдать во время полного затмения. Если предположить, что затмение полное, и не учитывая звездное поглощение, можно оценить расстояние в ~100 пк. С учетом межзвездного поглощения $A_V = 0^m.1 - 0^m.7$ [43], оценка расстояния составляет 105-135 пк. Уотсон и др. [16] определили спектральный класс вторичного компонента как M4V, что находится в хорошем согласии со статистической оценкой. Для дальнейшего анализа, мы приняли значение $M_2 = 0.3\,M_\odot$.

4.2. *Аккреционная структура*. Плотность магнитной энергии при приближении к белому карлику растет гораздо быстрее плотности кинетической энергии. Таким образом, на больших расстояниях, влияние магнитного поля незначительно, но при малых расстояниях оно становится доминирующим. На некотором расстоянии, называемым радиусом магнитосферы или альвеновским радиусом, плотность магнитной энергии сравнивается с кинетической, и магнитное поле останавливает свободное падение плазмы. После этого вещество стекает вдоль магнитных силовых линий к окрестностям магнитных полюсов. Основная компактная звезда вращается, так что действует как дополнительная центробежная сила на движущую плазму. Классификация гравимагнитных ротаторов в зависимости от степени влияния магнитного поля на аккрецию рассмотрена Липуновым [44].

Основным источником потери момента импульса в такой системе может быть механизм гравимагнитного пропеллера. Этот механизм может быть реализован как в одиночных, так и двойных системах. Он может быть выражен формулой [45]:

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{5\Delta M}{3M_{wd}}\left(\frac{r_A}{R_{wd}}\right)^n_{radial}$$

Здесь, ΔM - полная потеря массы, r_A - альвеновский радиус, n - индекс, который характеризует отличие конфигурации поля от радиального. Момент инерции белого карлика в этой формуле соответствует аппроксимации шаром с однородной плотностью. Так, $n=2$ соответствует радиальным полевым линиям, а $n=3/7$ соответствует диполю. В этой формуле момент инерции белого карлика $I=\alpha M_{WD}R_{WD}^2$ был принят за грубое приближение распределения плотности однородным шаром, для которого $\alpha=2/5$. Для неоднородного шара это выражение должно быть умножено на коэффициент $0.4/\alpha$. Согласно Андронову и Яворскому [46], параметр α уменьшается с увеличением массы от 0.22 для $M_2=0.2M_\odot$ до 0.15 для $M_2=1.2M_\odot$, что почти вдвое меньше, чем значение 0.4 для однородного шара. Модель аккреции вещества одновременно на два полюса подтверждается Доплер-томограммой V1432 Aql [47], где можно видеть два потока не в противоположных направлениях, а под некоторым углом, который согласуется со значением φ, полученным по нашим фотометрическим наблюдениям.

Для типичного значения массы БК, равной $0.6\,M_\odot$, формулу Кавалера [45] можно переписать в виде [43]: $(r_A/R_{WD})_{radial} \approx 1.2\times10^6\,B_0^{4/3}\dot{M}^{-2/3}$. Здесь B_0 - поверхностное магнитное поле в Гауссах, а скорость потери массы $\dot{M}$ выражена в г/с. Принимая B_0 равным 3×10^7 Гс, а $\dot{M}$ - равным $10^{-4}\,M_\odot$/год, получим время синхронизации ~10^7 с. А область на расстоянии от центра белого карлика, равном $r_A=15R_{wd}$, находится внутри орбиты вторичного компонента. Тогда потеря момента импульса $\Delta J/J = 0.001 \div 0.06$ для дипольного и монопольного приближения. В настоящее время различие в периодах у V1432 Орла составляет 0.2%.

Синхронизацию гравимагнитных ротаторов в асимметричных гравитационных полях, характерных для синхронизирующихся поляров, рассмотрел Андронов [10-12]. Для системы AM Her с похожими параметрами им было оценено время синхронизации на стадии "пропеллера" от 6 до 260 лет. В настоящее время эта величина наблюдается у BY Жирафа [7,8] и V1500 Лебедя [48].

4.3. ***Радиус захвата вещества магнитным полем.*** В отличие от BY Жирафа, у которой наблюдается эффект скачка фазы на половине периода, объясняемый переключением полюса аккреции вследствие "прокручивания" белого карлика относительно красного спутника [7], в системе V1432 Орла такие переключения не были обнаружены ни нами, ни другими авторами. Это может свидетельствовать о том, что аккреция идет одновременно на два полюса. Такая схема соответствует меньшему радиусу захвата истекающей плазмы магнитным полем, т.е. должен наблюдаться участок "баллистической" траектории, на котором магнитное поле не оказывает существенного влияния на движение плазмы. От точки захвата вещество "растекается" на два полюса. В этом случае должно было бы наблюдаться два минимума, связанных с самозатмением, которые разделены неравными интервалами фаз. Это является следствием того, что аккреция идет не на сами магнитные полюса, а на более низкие магнитные широты.

Это хорошо согласуется с нашими наблюдениями, показывающими у системы наличие двух минимумов (рис.5), связанных с вращательным движением белого карлика: широкого, ранее известного, и узкого. Среднее значение разности фаз между ними $\Delta\varphi = 0.43 \pm 0.01$.

Считая, что магнитное поле имеет дипольную структуру, а магнитная ось вращается в орбитальной плоскости, можно аналитически оценить радиус захвата вещества.

Уравнение магнитной силовой линии в полярных координатах в дипольном приближении $r(\varphi) = r_0 \sin^2\varphi$ [10,11], где r - расстояние от центра, φ - угол между магнитной осью и радиусом-вектором текущей точки, r_0 - максимальное удаление силовой линии от центра, наблюдаемое в плоскости магнитного экватора $(\phi = \pi/2)$. Угол между радиальным направлением и магнитной силовой линией определяется из соотношения $\mathrm{tg}\psi = (1/2)\mathrm{tg}\varphi$. Схематическая модель изображена на рис.6.

Рассмотрим две граничные модели. В первой определим угол между основаниями аккреционных колонн, который равен $\pi - 2\varphi$. Его же можно определить, как $2\pi\Delta\varphi$, где $\Delta\varphi$ разность фаз между минимумами, в предположении, что аккреционная колонна либо радиальна, либо имеет пренебрежимо малую высоту по сравнению с размером белого карлика. Тогда $\varphi = \pi(1 - 2\Delta\varphi)/2$. Считая, что r_0 соответствует радиусу захвата аккреционного потока, и является аналогом альвеновского радиуса, в нашей задаче его можно оценить по формуле $r_0 = r_{WD}/\sin^2\varphi$.

Согласно второй модели, аккреционная колонна наклонена к

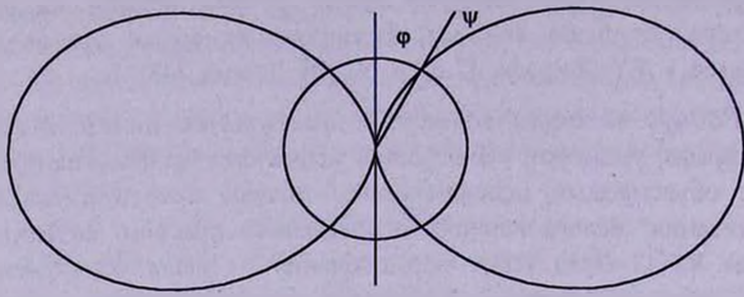

Рис.6. Схематическая модель белого карлика (окружность) и магнитных силовых линий в дипольном приближении. ϕ - угол между магнитной осью и радиусом-вектором основания колонны, ψ - угол между локальной вертикалью и магнитной силовой линией.

поверхности белого карлика, и расположена вдоль магнитных силовых линий. Это соответствует случаю "высокой" колонны, в которой ее высота намного превосходит ширину. В этом случае $\varphi + \psi(\varphi) = \pi(1 - 2\Delta\varphi)/2$. Данное уравнение аналитически не решается, а может быть решено только численно для определения значения φ и

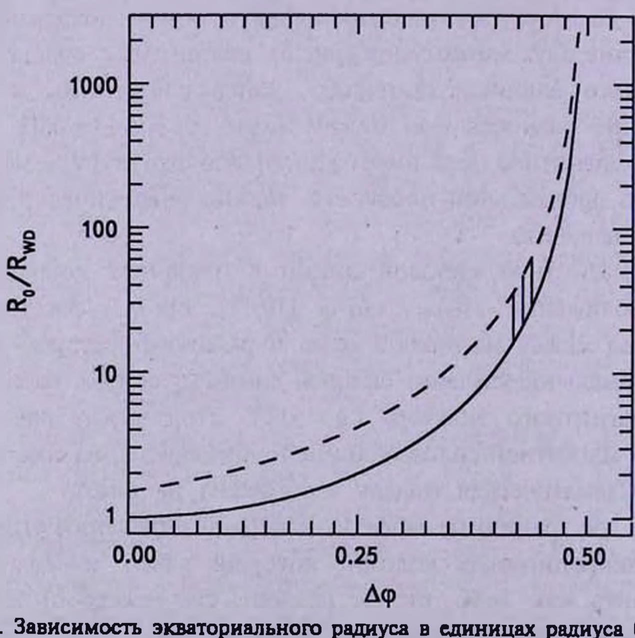

Рис.7. Зависимость экваториального радиуса в единицах радиуса белого карлика от разности фаз между двумя минимумами $\Delta\varphi$ для модели "вертикальной" (штриховая линия) и "наклонной" (сплошная линия) аккреционными колоннами. Вертикальные линии показывают наблюдаемое значение разности фаз $\Delta\varphi$ и "коридор ошибок".

соответствующего радиуса захвата r_0. Зависимость величины r_0 от разности фаз $\Delta\varphi$ показана на рис.7.

Данные две модели являются асимптотическими для случаев, когда высота и толщина колонны существенно отличаются друг от друга. Для промежуточных случаев можно ожидать, что решение также будет промежуточным. Наши модели определяют граничные условия для области допустимых значений радиуса захвата.

Из наблюдений нами получено значение разности фаз $\Delta\varphi = 0.43 \pm 0.01$ и определены значения r_0 для данного диапазона фаз каждой из моделей. Возможные значения радиусов захвата приведены в табл.3 и составили для обеих моделей от 16 до 64 радиусов белого карлика.

Таблица 3

ЗАВИСИМОСТЬ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО РАДИУСА В РАДИУСАХ БЕЛОГО КАРЛИКА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАЗНОСТИ ФАЗ $\Delta\varphi$, ДЛЯ МОДЕЛИ "1" (ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОЛОННЫ) И "2" (НАКЛОННОЙ КОЛОННЫ)

$\Delta\varphi$	R_0/R_{WD} (Модель "1")	R_0/R_{WD} (Модель "2")
0.42	36	16
0.43	47	21
0.44	64	28

Стауберт и др. [29], исследуя геометрию аккреции, предполагали наличие в системе только одной аккреционной колонны. Их оценка радиуса захвата $R_0/R_{wd} = 11.2 \pm 5$.

В работе Шмидта и Стокмена [43] оценена напряженность магнитного поля 3×10^7 Гс, и радиус захвата, равный 15 радиусам белого карлика. Эта оценка, полученная другим методом, отлично согласуется с нашей оценкой для модели "2" для наблюдаемой разности фаз с коридором ошибок.

4.4. *Характерное время синхронизации и скорость аккреции.* Характерное время синхронизации орбитального и вращательного движений белого карлика, соответствующее полученной нами в подразделе 3.2 квадратичной эфемериде, составляет

$$\tau = \frac{\left(P_{spin} - P_{orb}\right)}{\dfrac{dP_{spin}}{dt}} = 96.7 \pm 1.5 \text{ года}$$

и попадает в пределы теоретически ожидаемого диапазона, для прототипа поляров AM Геркулеса [9,11,12].

Кац [34] предложил уменьшение dP_{spin}/dt у другого синхронизирующегося поляра V1500 Лебедя. Такое уменьшение было обнаружено Павленко и Шугаровым [35] на основании 30-летнего мониторинга этого объекта. Переменность dP_{spin}/dt обнаружена также и у промежуточных поляров FO Aqr [36] и BG CMi [37]. Однако, по имеющимся на данный момент данным, такие изменения у V1432 Aql пока не являются статистически значимыми, а их поиск требует продолжения мониторинга.

Используя закон сохранения момента импульса, мы можем оценить скорость аккреции. Радиус магнитосферы белого карлика соответствует внутреннему радиусу аккреционного диска, вращающегося с кеплеровой скоростью [49]. В этом случае, белый карлик будет получать момент импульса в единицу времени, равный $dJ/dt = \left(R^2\,\omega\right)\cdot\left(dM/dt\right)$, где, согласно третьему закону Кеплера $\omega_A = \sqrt{GM_1/R_A^3}$.

Угловой момент белого карлика: $J = I\,\omega$, а изменение углового момента $\dot{J} = I\,\dot{\omega} + \dot{I}\,\omega$. Второе слагаемое обычно пренебрежимо мало по сравнению с первым.

Оценим поправочный коэффициент для этого явления:

$$\frac{dJ}{dt} = \left(R_A^2\,\omega_A - \omega\frac{dI}{dM}\right)\frac{dM}{dt} = R_A^2\,\omega_A(1-\eta)\frac{dM}{dt}, \quad \text{где} \quad \eta = R_A^{-2}\,\omega_A^{-1}\omega\frac{dI}{dM}\ .$$

Предполагая, что радиус магнитосферы R_A равен расстоянию, на котором в катаклизмических переменных образуется горячее пятно, R_{HS} [50], нами была получена зависимость R_A от массы белого карлика. Значение безразмерного коэффициента $\eta < 4.3\times10^{-5}$ для всех значений масс белых карликов $M_{WD} < 1.38\,M_\odot$. Так что в нашем случае вторым слагаемым для V1432 Орла можно пренебречь, однако оно может быть существенным для систем, у которых радиус магнитосферы сопоставим с радиусом белого карлика. Пренебрегая малым значением η (то есть, считая, что момент инерции белого карлика не меняется), можно записать: $dJ/dt = I(d\,\omega/dt)$ [51]. Тогда, используя квадратичную эфемериду для минимумов, связанных с вращением белого карлика, получим: $\dot{\omega} = -2\pi P^{-2}\dot{P} = -4\pi Q/P^3 = 4.7\cdot10^{-17}\,s^{-2}$, с относительной ошибкой в 1.4%. Момент инерции для $M_1 = 0.9\,M_\odot$ равен $I = 1.23\cdot10^{50}$ г см^2, а $J = I\,\omega = 5.8\cdot10^{34}$ г см^2 с$^{-1}$. Полученное из наблюдений значение $\dot{\omega}$ соответствует скорости аккреции $\dot{M} = 6.6\cdot10^{-10}\,M_\odot/\text{год}$. Используя коридор значений массы белого карлика $\pm0.08\,M_\odot$, получим относительную погрешность оценки скорости аккреции $\dot{M}$ в 20%. Для самой максимальной оценки [52] $M = 1.2\,M_\odot$ получаем скорость аккреции $\dot{M} = 2.5\cdot10^{-10}\,M_\odot/\text{год}$. Уравнение (2) из статьи Стауберта и др. [29], связывающее время синхронизации со скоростью аккреции, можно записать в виде:

$$\dot{M} = \left(\frac{P_{beat}}{1^d}\right)^{-1} \left(\frac{P_{orb}}{4^h}\right)^{1/3} \left(\frac{\tau_{synch}}{1.1 \cdot 10^4 \text{ год}}\right) \cdot 10^{17} \text{ г/с}.$$

Используя определенные значения характерного времени синхронизации, орбитального периода и периода синхронизации, получим: $\dot{M} = 3.8 \cdot 10^{-9}\, M_\odot/\text{год}$. Это значение больше, чем полученное с использованием расстояния до горячего пятна для той же самой массы $M_1 = 0.6\, M_\odot$.

Используя статистическую зависимость $\dot{M} = 10^{-10.4}\left(P/1^h\right)^4$ [53], получим скорость аккреции $\dot{M} = 5.1 \cdot 10^{-9}\, M_\odot/\text{год}$.

Стауберт и другие [29] использовали другую статистическую зависимость $\dot{M} = 6 \cdot 10^{-12}\left(P/1^h\right)^{3.2} M_\odot/\text{год}$ [54] и получили намного меньшее значение $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-10}\, M_\odot/\text{год}$. По нашей модели это значение скорости аккреции соответствует массе $M_1 = 1.16\, M_\odot$, близкой к значению, полученному Рана и др. [52].

Считая существенным вклад в синхронизацию, вносимый диполь-дипольным взаимодействием [55,29], можно получить меньшую оценку скорости аккреции $\dot{M}$, для меньших значений масс $0.9\, M_\odot < M_1 < 1.2\, M_\odot$.

В случае если предположить, что аккреционный диск существует, т.е. $R_{HS} > R_A$, часть углового момента теряется на вязкие взаимодействия в аккреционном диске. Тогда оценка $\dot{M}$ должна быть помножена на коэффициент $(R_{HS}/R_A)^{1/2}$ [49].

Для масс белого карлика $0.6 < M_1/M_\odot < 1.2$ скорость вращения $V_A = R_A \omega_A$, будет составлять от 830 до 980 км/с. На Доплер-томограмме это должно проявляться в виде кольца с таким радиусом. В наблюдаемой томограмме угадываются кольца, но со значительно меньшими скоростями и значительной асимметрией. Это похоже на то, что получили в своих теоретических вычислениях Нортон и др. [56] для промежуточных поляров, у которых диск находится вблизи полости Роша. Однако полная интерпретация Доплер-томограммы будет возможна только после исследования динамики изменения во время всего периода биения. Сейчас на томограмме можно наблюдать два независимых высокоскоростных потока, которые подтверждают наличие одновременно двух аккреционных колонн.

4.5. *Масса белого карлика*. Поскольку спектральные линии белого карлика замаскированы излучением намного более яркой аккреционной структурой, то мы не можем получить кривую лучевых скоростей, и необходимо использовать другие методы для получения оценок массы первичного компонента. Стауберт и др. [29] использовали значение $M_1 = 0.6\, M_\odot$, соответствующее максимуму распределения белых карликов по массам. Однако у поляров массы белых карликов могут быть существенно больше [6].

Другие методы часто основаны на соотношении масса-радиус, полученной Науэнбергом [57]. Вместо интерполяции таблицы, мы использовали аппроксимацию:

$$R = R_{*}\left(\left[\frac{M}{M_{*}}\right]^{-p} - \left[\frac{M}{M_{*}}\right]^{p}\right)^{q} .$$

где: $M_{*} = 1.44\,M_{\odot}$, $p = 2/3$, $q = 0.465$, $R_{*} = 0.011153\,R_{\odot}$. Это приближение дает абсолютную ошибку радиуса менее $7\times10^{-6}\,R_{\odot}$, в интервале масс от $0.1\,M_{\odot}$ до $1.38\,M_{\odot}$ [46]. Ошибка меньше, чем для фиксированного значения $q = 0.5$, первоначально предложенного Науэнбергом [57]. А $R_{\odot}$ и $M_{\odot}$ - радиус и масса Солнца, соответственно.

Шмидт и Стокман [43] оценили размер излучающей области в UV диапазоне, и предположили, что он соответствует размеру белого карлика. Принимая, что система удалена от нас на ~200 пк, они получили необычно маленькую оценку массы $M_1 = (0.15 - 0.25)\,M_{\odot}$. Однако если использовать в два раза меньшее значение расстояния до системы, то оценка массы увеличится до $M_1 = (0.72 - 0.89)\,M_{\odot}$.

Синх и др. [18] использовали подобный подход для рентгеновского излучения. Их оценка массы белого карлика $M_1 = (0.9 \pm 0.08)\,M_{\odot}$, более правдоподобна, несмотря на используемое ими расстояние в 230 пк.

Чтобы получить самосогласованную модель системы, мы вычислили зависимость различных параметров системы в зависимости от массы белого карлика в диапазоне от $0.1\,M_{\odot}$ до $1.38\,M_{\odot}$. Массу вторичного компонента мы приняли: $M_2 = 0.3\,M_{\odot}$. Нами были вычислены такие параметры системы как: расстояние между центрами белого и красного карликов, расстояние до внутренней точки Лагранжа R_L, расстояние между компонентами a, минимальное расстояние до полости Роша в орбитальной плоскости R_y, радиус белого карлика R_{WD}, и радиус захвата $R_A = \alpha\,R_{WD}$ (минимальное значение $\alpha = 16$).

Для определения момента инерции белого карлика использовалось соотношение

$$I = 10^{50}\,I_{50}\ \text{г см}^2$$

где

$$I_{50} = 4.095 - 2.795\frac{M}{M_{\odot}} - 3.207\exp\left(-2455\frac{M}{M_{\odot}}\right),$$

Уравнение имеет погрешность менее 1% на широком интервале масс от $0.15\,M_{\odot}$ до $1.38\,M_{\odot}$ [46].

Вычисленные зависимости представлены на рис.8. С увеличением массы белого карлика M_1, увеличивается расстояние между компонентами a, и расстояния до характеристических точек полости Роша R_L, R_Y, а радиус белого карлика R_{WD} и радиус захвата R_A пропорционально уменьшаются.

Другим характерным расстоянием в системе является расстояние до горячего пятна, места, где аккреционный поток, движущийся по баллистической траектории, сталкивается с аккреционным диском.

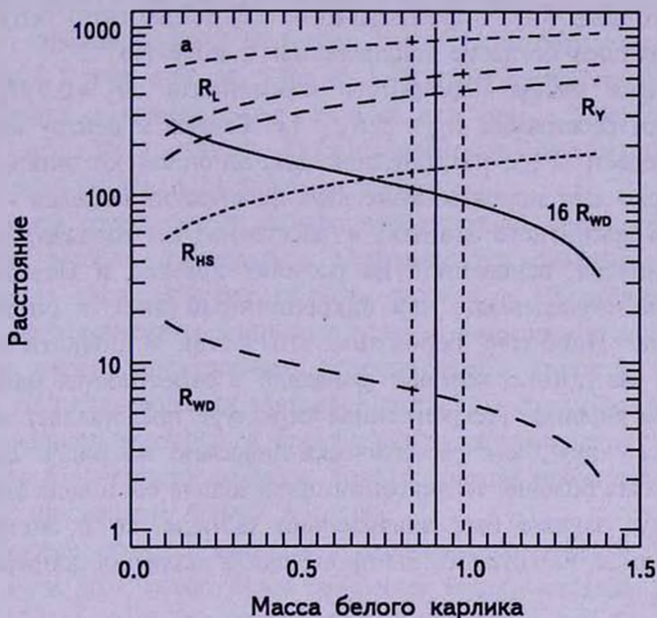

Рис.8. Зависимость радиуса белого карлика R_{WD}, радиуса захвата (принятого равным $16R_{WD}$), расстояния до внутренней точки Лагранжа R_L, расстояния до ближайшей точки полости Роша в орбитальной плоскости R_Y, расстояния до "горячего пятна" (R_{HS}) и расстояния между компонентами (а) от массы белого карлика. Вертикальные линии показывают оценку массы Сингха и др. [18] и коридор ошибок. Расстояния приведены в тысячах километров, массы - в солнечных массах.

Безразмерное отношение R_{HS}/a в зависимости от массы белого карлика опубликовано в табл.1 работы Уорнера и Петерса [50]. По их расчетам, на данном расстоянии значения углового момента на единицу массы для диска и потока равны. Используя третий закон Кеплера и, принимая значение массы вторичного компонента $M_2 = 0.3M_{\odot}$, для всех значений M_1 был сопоставлен безразмерный коэффициент $q = M_2/M_1$ и определены кубической интерполяцией по параметру $\log q$ зависящие от него R_{HS}/a и R_{HS}. Зависимость R_{HS} от M_1 также приведена на рис.8.

Для реалистичности физическая модель должна удовлетворять некоторым условиям, например, точка захвата не должна выходить за пределы полости Роша, т.е. $R_A < R_Y$. Оценка массы $M_1 = (0.15-0.25)M_{\odot}$

[43] не реалистична, поскольку противоречит данному критерию. Оценка Синха и др. [18] достаточно хорошо согласуется с моделью синхронизирующегося поляра. Для массы $0.90\,M_{\odot}$ минимальное расстояние до полости Роша в орбитальной плоскости $R_Y = 4\times10^{10}$ см в 64 раза превосходит радиус белого карлика $R_{WD} = 6.3\times10^{8}$ см, так что радиус захвата лежит в пределах полости Роша даже для менее вероятной модели "1" вертикальной аккреционной колонны. Значительно лучшее согласие наблюдается с моделью "2".

Для значения массы первичного компонента $M_1 = 0.9\,M_{\odot}$ [18], соответствующее расстояние $R_{HS} = 22R_{WD}$, т.е. близко к центру коридора ошибок для модели "2", с наклоненной аккреционной колонной. Такое хорошее согласие дает использование двух физических моделей - радиус захвата в поле магнитного диполя, и расстояние до горячего пятна в немагнитной модели, основанной на расчетах Уорнера и Петерса [50].

Наблюдения показывают, что аккреционный диск в системе не образовывается. Наиболее вероятно, что поток в области захвата разделяется на два потока, которые выпадают в окрестностях магнитных полюсов белого карлика. Аккреционная структура представляет не диск или колонну, а "арку", как схематически показано на рис.9. Если бы радиус захвата был больше, то аккреция происходила бы в виде колонны. Если бы радиус захвата был значительно меньше, то в системе бы образовывался диск, из которого бы происходила аккреция одновременно на два полюса.

Для $R_A \approx R_{HS}$ в V1432 Орла, диск не существует. Однако возможность наличия разряженного аккреционного кольца отрицать нельзя, так как обе аккреционных колонны наблюдаются в различных фазах периода биения, т.е., для различных ориентаций магнитной оси белого

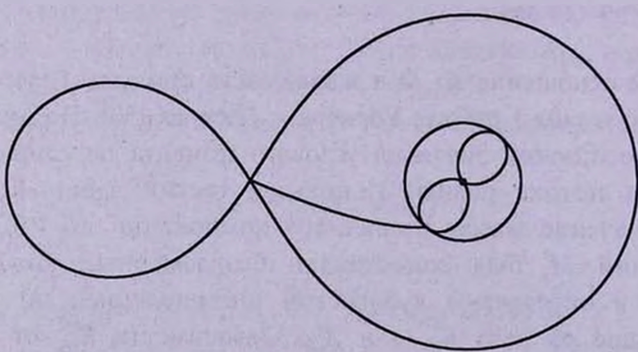

Рис.9. Схематическая модель синхронизирующегося поляра с двумя активными аккреционными колоннами вблизи магнитных полюсов. Слева - красный карлик, заполняющий полость Роша, от точки Лагранжа идет поток до аккреционного кольца, после которого аккреция идет примерно вдоль магнитных силовых линий к белому карлику в направлении вращения.

карлика относительно вторичного компонента.

Другие оценки массы первичного компонента, полученные моделированием рентгеновского излучения, Мукая и др. [19] $M_1 = 0.98 M_\odot$ и Рана и др. [52] $M_1 = (1.2 \pm 0.1) M_\odot$. Несмотря на то, что оценки массы незначительно отличаются от значения $M_1 = (0.9 \pm 0.08) M_\odot$ [18], картина аккреции подвергается существенным изменениям. Для этих значений массы первичного компонента M_1 радиус захвата существенно меньше, чем расстояние до места, где должно образовываться горячее пятно (в 2.5 раза для $M_1 = 0.6 M_\odot$). В этом случае у системы должен наблюдаться аккреционный диск, а не "арка". Так что в пределах нашей модели с двумя аккреционными колоннами значение $M_1 = (0.9 \pm 0.08) M_\odot$ [18] предпочтительнее.

Из-за прокрутки белого карлика относительно вторичного компаньона, в системе должны наблюдаться периодические изменения положения и физических характеристик области захвата и аккреционных колонн, вызванные изменением напряженности и направления магнитного поля, а также перераспределением относительной яркости аккреционных колонн. Для исследования данного процесса необходимы фазовые кривые блеска, поляризационных и спектральных характеристик, охватывающие все фазы 57-дневного периода биения между орбитальным и вращательным движением белого карлика.

В системе может происходить переменность кривой блеска также в случае, если угол между осью вращения белого карлика и орбитальной плоскостью подвергается медленным прецессионно подобным изменениям (с характерным временем в десятилетия), вследствие влияния аккреционного углового момента. Поэтому необходимо продолжать наблюдения данного уникального объекта.

5. *Заключение*.

- Используя разность фаз между минимумами, связанными с вращательным движением белого карлика, были построены две граничные модели, позволившие оценить радиус захвата вещества магнитным полем, в случае, если аккреционные колонны лежат в орбитальной плоскости. Для модели "2" наклоненных аккреционных колонн, радиус захвата составил $R_0 = (16 - 28) R_{WD}$, а для модели "1" вертикальных аккреционных колонн, составил $R_0 = (36 - 64) R_{WD}$. В случае, если угол между аккреционными колоннами и плоскостью орбиты мал, то это значение близко к радиусу захвата R_A вещества магнитным полем. Определение характеристик данной модели возможно только для систем с затмениями обеих аккреционных колонн.

- Было определено характерное время синхронизации вращательного и орбитального движения белого карлика $\tau = 96.7 \pm 1.5$ года, совпадающее с оценками в теоретических моделях. Это наиболее точное определение времени синхронизации, полученное когда-либо для всех четырех асинхронных поляров.

- Две аккреционные колонны в системе свидетельствует о том, что в системе образуется аккреционная арка, либо аккреционное кольцо, а не аккреционный диск.

- Условие $R_A \leq R_{HS}$ приводит к ограничению оценки массы белого карлика $M_{WD} \geq 0.7\,M_{\odot}$. Наиболее вероятным значением массы белого карлика $M_{WD} \approx 0.9\,M_{\odot}$.

- В системе наблюдается переменность показателя цвета. Однако для разделения вращательной и орбитальной переменности необходимо наблюдениями охватить весь орбитально-вращательный период биения.

Работа основана на наблюдениях, полученных в Астрономической обсерватории о-ва Майорка (ОАМ), предварительные результаты и исходные таблицы наблюдений опубликованы отдельно [24]. Авторы благодарны Вадиму Бурвицу (МРЕ, Германия), директору ОАМ Сальвадору Санчесу Мартинец за предоставленное наблюдательное время и частичную поддержку этой работы, Антонио Гарсиа (ОАМ), Хуан Радригез (ОАМ) и Франциско Кико Сера (ОАМ) за подготовку и техническое оснащение телескопов, В.П.Горанскому за предоставленную программу для обработки ПЗС наблюдений и В.П.Гринину, С.В.Колесникову, Е.П.Павленко, Л.Л.Чинаровой и анонимному рецензенту за полезные замечания. Работа была частично профинансирована министерством Образования и Науки Украины.

[1] Кафедра астрономии Одесского национального университета им. И.И.Мечникова, e-mail: il-a@mail.ru

[2] Факультет довузовской подготовки молодежи, Одесский национальный морской университет

[3] Крымская Астрофизическая обсерватория, Россия, e-mail: baklanov@crao.crimea.ua

THREAD RADIUS AND SYNCHRONIZATION OF THE WHITE DWARF IN THE UNIQUE MAGNETIC CATACLYSMIC VARIABLE V1432 Aql

I.L.ANDRONOV[1,2], A.V.BAKLANOV[3]

Results of two-color *VR* photometric study of the unique magnetic cataclysmic variable V1432 Aql and their theoretical modelling are presented. For improvement of accuracy, the method of "mean-weighted comparison star" was applied. The derivative of the spin period of the white dwarf is $dP/dt = -1.11(\pm 0.016)\cdot 10^{-8}$. Characteristic time of the spin-orbital synchronization of the white dwarf is determined to be 96.7±1.5 years, in a good agreement with the theory of acceleration of asynchronous rotator due to the accretion torque. The detected third type of minima at the light curve is interpreted by a presence of arc or ring instead of the accretion disk. The theoretical model was elaborated, which allows to determine the thread radius of the accretion matter by the magnetic field of the white dwarf using the phase difference between minima of two types, which are due to the rotation. The estimate of this parameter is 16-28 times the radius of the white dwarf for the model of "inclined columns". The dependence of main characteristics of the system on the trial mass of the white dwarf was derived, what allowed to fix the range of this quantity, which may be determined by indirect methods. For adopted values of masses $M_1 = 0.9\,M_\odot$ and $M_2 = 0.3\,M_\odot$, the estimated accretion rate is $\sim 7\times 10^{-10}\,M_\odot$/yr. It is shown, that in the synchronizing polar, the contribution to the period variation of the variablitity of the moment of inertia of the white dwarf is negligible as compared with the accretion torque. In future, a multi-colour monitoring is needed for studies of the "spin-orbital" synchronization and periodic changes of the accretion geometry caused by "idling" of the white dwarf.

Key words: *stars: white dwarfs - individual: V1432 Aql*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.Warner*, Cataclysmic Variable Stars, Cambridge Univ. Press, 1995.
2. *C.Hellier*, Cataclysmic Variable Stars. How and why they vary, Springer Berlin, 2001.
3. *S.Rosen*, *C.Done*, *M.Watson*, *M.G.Madejski*, IAU Circ., 5850, 1993.
4. *J.Patterson*, *D.R.Skillman*, *J.Thorstensen*, C.Hellier, Publ. Astron. Soc. Pacif.,

107, 307, 1995.
5. *R.Staubert*, *S.Friedrich*, *M.Bassgen*, IAU Circ., 5901, 1993.
6. *H.Ritter*, *U.Kolb*, http://physics.open.ac.uk/RKcat, 2006.
7. *A.D.Silber*, *P.Szkody*, *D.W.Hoard et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **290**, 25, 1997.
8. *P.A.Mason*, *G.Ramsay*, *I.Andronov*, *S.Kolesnikov*, *N.Shakhovskoy*, *E.Pavlenko*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **295**, 511, 1998.
9. *G.P.Schmidt*, *H.S.Stockman*, Astrophys. J., **371**, 749, 1991.
10. *И.Л.Андронов*, Препринт УкрНИИНТИ, 5901, 1982.
11. *И.Л.Андронов*, Астрон. ж., **64**, 97, 1987.
12. *I.L.Andronov*, Astrophys. Space Science, **131**, 557, 1987.
13. *F.K.Lamb*, *J.J.Aly*, *M.C.Cook*, *D.Q.Lamb*, Astrophys. J., **274**, L71, 1983.
14. *J.M.Hameury*, *A.R.King*, *J.P.Lasota*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **218**, 695, 1986.
15. *C.G.Campbell*, Magnetohydrodynamics in Binary Stars, Kluwer, 1997.
16. *M.G.Watson*, *S.R.Rosen*, *D.O'Donoghue et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **273**, 681, 1995.
17. *K.Mukai*, Astrophys. J., **498**, 394, 1998.
18. *K.P.Singh*, *V.R.Rana*, Astron. Astrophys., **410**, 231, 2003.
19. *K.Mukai*, *C.Hellier*, *G.Madejski et al.*, Astrophys. J., **597**, 479, 2003.
20. *И.Л.Андронов*, *А.В.Бакланов*, Вестник астрономической школы, **5**, 264, 2004.
21. *Y.G.Kim*, *I.L.Andronov*, *Y.B.Jeon*, J. Astron. Space Sci., **21**, 3, 191, 2004.
22. *A.Henden*, ftp://ftp.nofs.navy.mil/pub/outgoing/aah/sequence/wzsge.dat, ftp://ftp.aavso.org/public/calib/, 2001.
23. *R.D.Rea*, *W.S.G.Walker*, IBVS, 5001, 2000.
24. *I.L.Andronov*, *A.V.Baklanov*, *V.Burwitz*, Astron. Astrophys., **452**, 941, 2006.
25. *V.I.Marsakova*, *I.L.Andronov*, Odessa Astron. Publ., **9**, 127, 1996.
26. *I.L.Andronov*, Odessa Astron. Publ., **16**, 255, 2003.
27. *S.Friedrich*, *R.Staubert*, *G.Lamer et al.*, Astron. Astrophys., **306**, 860, 1996.
28. *I.L.Andronov*, As. Ap. Transact., **2**, 341, 1992.
29. *R.Staubert*, *S.Friedrich*, *K.Pottschmidt et al.*, Astron. Astrophys., **407**, 987, 2003.
30. *I.L.Andronov*, *A.V.Baklanov*, *V.Burwitz*, ASP Conf. Ser., **330**, 499, 2005.
31. *Y.G.Kim*, *I.L.Andronov*, *S.S.Park et al.*, J. Astron. Space Sci, **22**, 197, 2005.
32. *Z.Kopal*, *R.Kurth*, Zeitschrift f. Astrophys., **42**, 90, 1957.
33. *A.Kalimeris*, *H.Rovithis-Livaniou*, *P.Rovithis*, Astron. Astrophys., **282**, 775, 1994.
34. *J.Katz*, Astrophys. J., **374**, L59, 1991.
35. *E.P.Pavlenko*, *S.Yu.Shugarov*, ASPC, **330**, 421, 2005.
36. *I.L.Andronov*, *N.I.Ostrova*, *V.Burwitz*, ASP Conf. Ser., **335**, 229, 2005.
37. *Y.G.Kim*, *I.L.Andronov*, *S.S.Park*, *Y.B.Jeon*, Astron. Astrophys., **441**, 663, 2005.
38. *К.У.Аллен*, Астрофизические величины, М., Мир, 1977.
39. *V.Straizhys*, Multicolor stellar photometry. Photometric systems and methods, Vilnius: Mokslas Publishers, 1977.
40. *J.Echevarria*, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **8**, 109, 1983.
41. *И.Л.Андронов*, Проблемы космической физики, **17**, 106, 1982.
42. *K.Beuermann*, *I.Baraffe*, *U.Kolb*, *M.Weichhold*, Astron. Astrophys., **339**, 518,

1998.
43. *G.Schmidt*, *H.Stockman*, Astrophys. J., **548**, 410, 2001.
44. *В.М.Липунов*, Астрофизика нейтронных звезд, М., 1985.
45. *S.D.Kawaler*, Astrophys. J., 333, 326, 1988.
46. *I.L.Andronov*, *Yu.B.Yavorskij*, Contr. A.O. Skalnate Pleso, **20**, 155, 1990.
47. *A.Schwope*, Lecture Notes in Physics, **573**, 127, 2001.
48. *Е.П.Павленко*, *Я.Пельт*, Астрофизика, **34**, 169, 1991.
49. *N.I.Shakura*, *R.A.Sunyaev*, Astron. Astrophys., **24**, 337, 1973.
50. *B.Warner*, *W.L.Peters*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **160**, 15, 1972.
51. *F.K.Lamb*, *C.J.Pethick*, *D.Pines*, Astrophys. J., **184**, 271, 1973.
52. *V.R.Rana*, *K.P.Singh*, *P.E.Barrett*, *D.A.H.Buckley*, Astrophys. J., **625**, 351, 2005.
53. *A.V.Tutukov*, *L.B.Yungelson*, Acta Astr., **24**, 665, 1979.
54. *J.Patterson*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **54**, 443, 1984.
55. *B.Warner*, *D.T.Wickramasinghe*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **248**, 370, 1991.
56. *A.J.Norton*, *R.V.Somerscales*, *T.L.Parkers*, *G.A.Wynn*, *R.G.Wests*, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **20**, 138, 2004.
57. *M.Nauenberg*, Astrophys. J., **175**, 417, 1972.