

УДК 524.338:520.84/85

АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОГО ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРА CRTS CSS081231 J071126+440405

© 2019 А. И. Колбин^{1*}, Н. А. Серебрякова¹, М. М. Габдеев², Н. В. Борисов²¹Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008 Россия²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 22 сентября 2017 года; после доработки 9 октября 2018 года; принята к публикации 9 октября 2018 года

В настоящей работе выполнено моделирование циклотронных спектров и данных фотополариметрии поляра CRTS CSS081231 J071126+440405. Набор спектров поляра получен в промежуточном состоянии блеска в течение орбитального периода. Их моделирование позволило определить напряженность магнитного поля вблизи обоих магнитных полюсов белого карлика: $B_1 = 38$ МГс и $B_2 = 51$ МГс. Сделана оценка температуры аккреционных пятен вблизи обоих магнитных полюсов белого карлика. Для первого пятна она составляет $kT \sim 20\text{--}30$ кэВ, а второе пятно оказалось холоднее примерно на 10 кэВ. Анализ кривых блеска и поляризации поляра, полученных в низком состоянии, показывает, что взаимодействие аккреционной струи с атмосферой звезды происходит близко (в пределах $\Delta\theta = 10^\circ$) к магнитному полюсу.

Ключевые слова: *новые, катаклизмические переменные — звезды: индивидуальные: CRTS CSS081231 J071126+440405 — методы: поляризация*

1. ВВЕДЕНИЕ

Поляры (звезды типа AM Her) представляют собой тесные двойные системы, первичный компонент которых является сильно намагниченным ($B \sim 10\text{--}100$ МГс) белым карликом, а вторичный — холодная звезда главной последовательности спектрального класса K–M. Холодный компонент заполняет свою полость Роша и теряет вещество через точку Лагранжа L_1 . Движение аккрецирующего вещества сначала происходит по баллистической траектории, а при достижении альвеновской поверхности белого карлика течет вдоль силовых линий на магнитные полюса. Падающее со сверхзвуковой скоростью вещество вторичного компонента взаимодействует с поверхностью белого карлика, образуя ударный фронт с температурой $kT = 10\text{--}50$ кэВ. Высота ударного фронта определяется эффективностью охлаждения нагретого газа и обычно составляет 0.01–0.1 радиуса белого карлика. Существует два основных механизма охлаждения среды: тормозное рентгеновское излучение, для которого излучающая среда является оптически тонкой, а также циклотронное излучение в оптическом диапазоне, распространяющееся через оптически толстую для него среду. В дальнейшем нагретую у поверхности звезды область мы будем называть аккреционным пятном.

Циклотронное излучение возникает при движении электронов вокруг силовых линий магнитного поля. Частота излучаемых квантов кратна $\nu_0 = \omega_c/2\pi\gamma$ ($\omega_c = eB/m_e c$ — циклотронная частота; γ — фактор Лоренца), а интенсивность излучения падает с возрастанием номера гармоники. Ввиду высокой напряженности магнитного поля во многих полярах циклотронное излучение является доминирующим в оптическом и ИК-диапазонах. Дисперсия скоростей излучающих электронов приводит к значительному уширению циклотронных линий. Анализ положения и ширины циклотронных линий позволяет определить напряженность магнитного поля и температуру аккреционных пятен. Благодаря зависимости положения циклотронных линий от направления силовых линий магнитного поля также можно делать выводы об ориентации магнитного диполя белого карлика.

Исследуемый в настоящей работе поляр был обнаружен во время его вспышки на 3^м5 в декабре 2008 г. [1]. В каталоге обзора неба Catalina Sky Survey ему было присвоено имя CRTS CSS081231 J071126+440405 [2] (далее J071126). В последующих наблюдениях была обнаружена быстрая фотометрическая переменность с периодом 117 минут [3], вызванная орбитальным движением компонентов. На кривых блеска J071126 выделяются два максимума: яркий, около

*E-mail: kolbinaalexander@mail.ru

$\varphi \simeq 0$, шириной $\Delta\varphi \simeq 0.5$, а также слабый максимум вблизи $\varphi \simeq 0.5$. Вероятно, такая форма кривой блеска обусловлена наличием на поверхности белого карлика двух аккреционных пятен, расположенных около разных магнитных полюсов [3]. Долговременные наблюдения J071126 выявили переменность на длинных временных шкалах, в которой выделяют низкое, промежуточное и высокое состояния со средним блеском $R_c \sim 17^m$, $R_c \sim 16^m$ и $R_c \sim 15^m$ соответственно. Эти изменения яркости звезды отражают переменность темпа аккреции. В системе наблюдается глубокое затмение с минимумом асимметричной формы и глубиной $\Delta V \approx 5^m$. В высоких состояниях затмению предшествует «дип», обусловленный затмением горячих пятен аккреционной струей [3, 4].

Фотополариметрические наблюдения J071126 выявили высокую степень круговой поляризации его оптического излучения, достигающую -14% в полосе V во время фазы затмения [5]. Спектральные исследования [4] позволили построить кривую лучевых скоростей вторичного компонента по эффектам отражения в линии $\text{H}\alpha$. Вместе с предположением о принадлежности красного карлика главной последовательности это дало возможность сделать оценки масс компонентов и определить параметры системы: $M_1 = 0.86 \pm 0.08 M_\odot$, $M_2 = 0.18 \pm 0.02 M_\odot$, эффективный радиус полости Роша вторичного компонента $R_{L2} = 0.20 \pm 0.03 R_\odot$, $A = 0.8 \pm 0.03 R_\odot$, $i = 79^\circ \pm 3^\circ$. Анализ профилей эмиссионных линий выявляет значительные изменения характера аккреции на короткой временной шкале (порядка суток). Результаты доплеровского картирования указывают на перемещение области формирования линий с поверхности вторичного компонента в область с более высокой проекцией скорости на линию «красный карлик–белый карлик» $V_X = 500 \text{ км с}^{-1}$. Отмечается, что вместе с изменением структуры профилей линий наклон континуума изменился на противоположный — с «красного» на «синий».

По положениям циклотронных линий оценена напряженность магнитного поля яркого пятна $B = 31\text{--}34 \text{ МГс}$.

Рентгеновские наблюдения J071126 в высоком и низком состояниях проводились на телескопе ХММ-Newton [6]. Также были получены фотометрические и спектральные данные в оптическом диапазоне. Как и рентгеновские кривые блеска, в высоком состоянии оптические имеют два максимума, соответствующие двум аккреционным пятнам на поверхности белого карлика. Сделаны оценки напряженности магнитного поля в ярком и менее ярком пятнах — 36 и 69 МГс соответственно. Анализ рентгеновского спектра наиболее яркого пятна показал, что он формируется в горячей плазме

с температурой десятки кэВ. Присутствует также слабая чернотельная компонента с температурой $kT = 50\text{--}100 \text{ эВ}$. Температура менее яркого пятна значительно ниже — $kT \approx 4 \text{ кэВ}$.

Мы провели анализ оптических циклотронных спектров J071126 в промежуточном состоянии, полученных в течение двух циклов орбитального периода [4]. Также мы проанализировали кривые блеска и круговой поляризации поляра в низком состоянии [5]. В следующем разделе мы даем краткое описание спектральных и фотополариметрических наблюдений, результаты которых использовались в данной работе. В разделе 3 мы проводим анализ морфологии и переменности циклотронных спектров. В следующем разделе описывается метод расчета циклотронных спектров и приводятся результаты его применения к моделированию спектров J071126. В разделе 5 изложена реализованная нами методика моделирования кривых блеска и поляризации поляров, а результаты ее применения к фотополариметрическим наблюдениям J071126 изложены в разделе 6. В заключении резюмируются результаты выполненной работы.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

2.1. Спектроскопия

Спектральные наблюдения J071126 проводились на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук в ночи 20/21 и 21/22 сентября 2011 г. Регистрация спектров выполнялась при помощи спектрографа SCORPIO-2 [7] в диапазоне $\lambda\lambda = 3650\text{--}7250 \text{ \AA}$ со средним разрешением $\Delta\lambda = 5.2 \text{ \AA}$. Была получена серия спектров J071126, покрывающая фазы орбитального периода $\varphi = 0.13\text{--}0.81$ в первую ночь и фазы $\varphi = 0.58\text{--}1.26$ во вторую. Все спектры получались с экспозицией 300 с (примерно 4% орбитального периода), наблюдения проводились в хороших астроклиматических условиях с размером звездного изображения около $1''$. Журнал наблюдений представлен в таблице 1. Подробное описание наблюдений и обработки данных можно найти в работе [4]. Измеренный во время наблюдений средний блеск поляра $V \approx 16^m.5$ указывает на его промежуточное состояние.

2.2. Фотополариметрия

Фотополариметрические данные J071126 были получены на телескопе БТА с использованием прибора SCORPIO-2 в режиме фотометра-полариметра. Наблюдения проводились в ночь с 23 на 24 апреля 2012 г. с измерениями относительного потока и круговой поляризации в фотометрической полосе V . Средний блеск звезды

Таблица 1. Журнал спектральных наблюдений. Указаны ID спектров (календарное число наблюдательной ночи и номер спектра за ночь), фазы орбитального периода на середину экспозиции, отношение S/N вблизи 5500 \AA

ID спектра	Фаза	S/N	Комментарий
20/01	0.13014	37	p
20/02	0.18667	39	p
20/03	0.23852	32	p
20/04	0.29043	17	pc
20/05	0.34232	15	b
20/06	0.39417	15	s
20/07	0.44605	16	s
20/08	0.49789	19	s
20/09	0.54972	20	s
20/10	0.60157	17	s
20/11	0.65346	15	s
20/12	0.70697	15	pc
20/13	0.75881	26	pc
20/14	0.81131	29	pc
21/01	0.58008	16	s
21/02	0.63685	13	b
21/03	0.68872	15	pc
21/04	0.74061	27	p
21/05	0.79251	40	p
21/06	0.84433	47	p
21/07	0.89619	49	p
21/08	0.94809	50	p
21/09	0.99995	2	e
21/10	0.05186	57	p
21/11	0.10371	46	p
21/12	0.15890	40	p
21/13	0.21086	36	p
21/14	0.26274	28	pc

Обозначения в колонке «Комментарий»:

- p — спектр главного пятна;
- s — спектр вторичного пятна;
- c — сложная структура циклотронных линий;
- b — спектры, по которым определялась нециклотронная составляющая;
- e — спектр в фазе затмения.

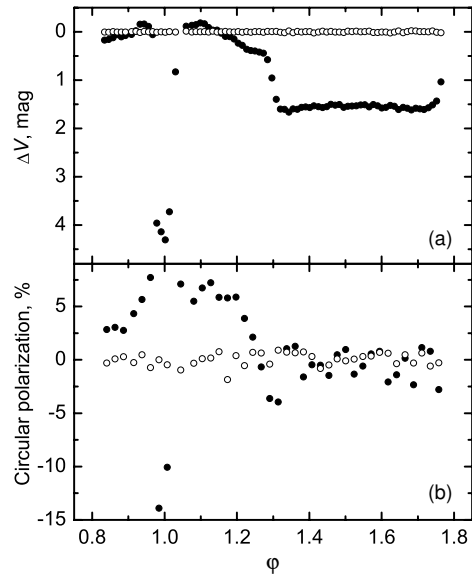


Рис. 1. Орбитальная кривая блеска (a) и кривая круговой поляризации (b) J071126 в полосе V (заполненные кружки). Незаполненные кружки — звезда сравнения.

$V \approx 17^m3$ говорит о низком состоянии поляр. Полученные кривые блеска и круговой поляризации представлены на рис. 1. В диапазоне орбитальных фаз $\varphi = 0.74-1.32$ наблюдается яркий максимум ($\Delta V \approx 1^m85$), соответствующий прохождению аккреционного пятна по диску белого карлика, в течение которого держится повышенный уровень поляризации 3–7%. Согласно [3], положение главного максимума варьируется от 1.03 в низком состоянии до 0.95 в высоком. В наших наблюдениях фаза центра главного максимума $\varphi = 0.027 \pm 0.006$, что прекрасно согласуется с данными [3] и фактом нахождения поляр в низком состоянии.

Как показано в работах [3, 4], в высоких состояниях у поляр наблюдается выраженный максимум вблизи $\varphi \approx 0.5$, однако на представленной кривой блеска увеличение яркости довольно мало ($\Delta V \approx 0^m07$), что указывает на низкий темп аккреции на второй полюс. Заметим также, что наиболее высокий уровень поляризации (–14%) наблюдается во время затмения первичного компонента. За более подробной информацией о выполненных наблюдениях и методике обработки данных мы отсылаем читателя к работе [5].

3. АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ ЦИКЛОТРОННЫХ СПЕКТРОВ

Для анализа циклотронных линий из всех спектров были удалены области с эмиссионными линиями водорода и гелия, а также теллурическими

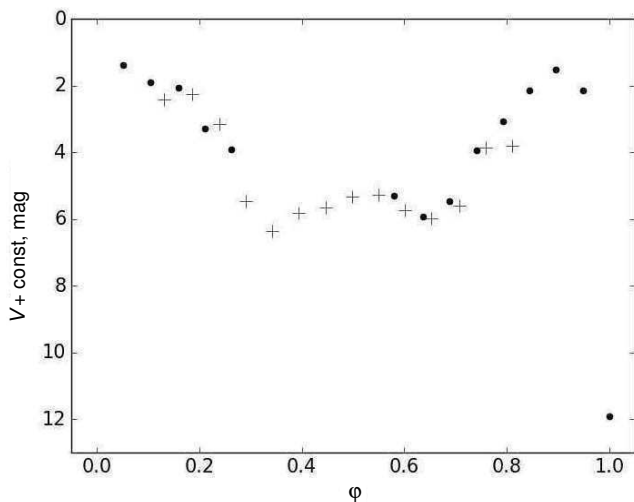


Рис. 2. Кривые блеска J071126, полученные путем свертки его спектров с функцией пропускания фильтра V . Крестиками показаны наблюдения 20 сентября, а точками 21 сентября 2011 г.

линиями. Удаление эмиссионных линий проводилось автоматически, путем их аппроксимации гауссианами и удалением областей, лежащих в пределах 5σ от центра. Также были удалены области $\lambda < 4000 \text{ \AA}$ и $\lambda > 7000 \text{ \AA}$ с низким отношением S/N и большими систематическими ошибками оценки распределения энергии в спектре звезды.

Для анализа поведения яркости поляр в течение спектральных наблюдений мы выполнили свертку спектров с функцией пропускания фильтра V . Получившиеся кривые блеска для двух наблюдательных ночей представлены на рис. 2. Видно, что значительного изменения кривой блеска между двумя ночами не происходит. Такой же вывод сделан в работе [4] на основе анализа изображений, полученных во время спектральных наблюдений на БТА, а также фотометрических наблюдений на телескопе Цейсс-1000 САО РАН. Кривая блеска поляр имеет два максимума: наиболее яркий (главный) максимум, высотой $\Delta V \approx 3^m$, расположенный в диапазоне фаз $\varphi = 0.68-1.32$ и соответствующий более яркому аккреционному пятну, а также менее яркий (вторичный) максимум около $\varphi = 0.5$ ($\Delta V \approx 1^m$), вероятно, соответствующий второму аккреционному пятну, расположенному вблизи второго магнитного полюса белого карлика. Минимум вблизи фазы $\varphi = 1$ обусловлен затмением белого карлика вторичным компонентом.

Наиболее примечательным различием между спектрами, полученными в соседние ночи, является их наклон [4]. Ночью 20 сентября в континууме преобладает красная составляющая, а в последующую ночь превалирует синяя часть. Такое поведение спектров может отражать измене-

ния в структуре аккреции, наблюдаемые в линиях водорода и гелия [4]. Однако к этому предположению следует относиться с осторожностью, так как имеются основания полагать, что спектрофотометрия в первую ночь была проведена с ошибками. Во-первых, маловероятно, что значительные изменения наклона континуума сопровождаются незаметными изменениями потока именно в центральной части наблюдаемого спектра. Во-вторых, как будет показано далее, предположение правильно восстановленного спектрального распределения энергии приводит к противоречивому результату: количество частиц вдоль луча зрения в излучающей среде в промежуточном состоянии примерно в 100 раз меньше, чем в низком состоянии, когда выполнялась фотополариметрия. Мы предполагаем, что ошибки в восстановлении потока обусловлены неполным захватом односекундной щелью SCORPIO-2 диспергированного земной атмосферой изображения звезды. В то же время мы считаем, что спектрофотометрия во вторую ночь была выполнена аккуратно. Так, полученные распределения энергии прекрасно согласуются со спектральными наблюдениями, опубликованными в работе [6], для соседних фаз. Кроме того, данные фотометрических каталогов также указывают на преобладание потока излучения в синей части спектра.

В полученных спектрах обнаруживаются широкие особенности, интерпретируемые нами как циклотронные линии (циклотронные гармоники). Наиболее выражены гармоники около фаз главного максимума в моменты увеличения блеска ($\varphi = 0.75-0.85$) и его падения ($\varphi = 0.10-0.30$). В эти моменты можно выделить три пика, центры которых находятся вблизи 4700 , 5400 и 6500 \AA . Во время вторичного максимума отчетливо выделяется гармоника около 4900 \AA , а также заметна гармоника около 6500 \AA . Для лучшего понимания эволюции циклотронных линий в течение наблюдательного периода мы поделили спектры на аппроксимирующий полином низкой степени. Полученные таким образом нормированные спектры для обеих ночей представлены на рис. 3. Заметна переменность положения циклотронных линий и их относительной интенсивности. Рассматривая поведение спектров 21/10, 21/11, 21/12, 21/13, можно заметить, что гармоники сначала перемещаются в красную область, а затем происходит резкий поворот в синюю. Этот же эффект заметен в спектрах первой наблюдательной ночи. Циклотронные линии вторичного пятна, наблюдаемые в спектрах 20/05–20/11, смещаются в синюю область. Переменность положения гармоник может быть связана с изменением угла θ между линиями магнитного поля и лучом зрения в аккреционных пятнах [8, 9].

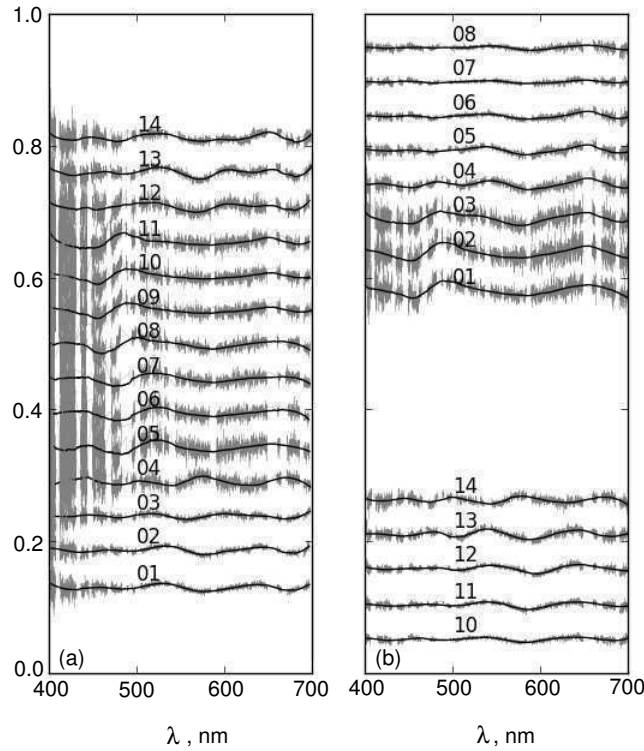


Рис. 3. Спектры J071126, нормированные на аппроксимирующий полиномом. Слева показаны спектры, полученные в ночь 20 сентября, а справа — 21 сентября. Для наглядности спектры сглажены фильтром Савицкого–Голея. Смещение спектров по оси ординат пропорционально фазе орбитального периода, в которой они были получены. Спектр затмения на данном рисунке не представлен.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦИКЛОТРОННЫХ СПЕКТРОВ

Описание циклотронных спектров проводилось в рамках простой модели области циклотронных эмиссий, предложенной в работе [10]. Модель предполагает, что излучение формируется в температурно однородной среде с электронной температурой T_e . В пределах области сохраняются постоянная напряженность магнитного поля B и его направление. Ввиду анизотропности свойств намагниченной плазмы уравнение переноса следует решать отдельно для обыкновенных и необыкновенных волн, интенсивностью I_+ и I_- («+» соответствует обыкновенной волне, а «-» необыкновенной). Коэффициенты циклотронного излучения j_{\pm} и поглощения κ_{\pm} существенно зависят от угла θ между направлением распространения излучения и линиями магнитного поля. Считая, что излучение является тепловым и выполняется правило Кирхгофа $j_{\pm}(\omega, \theta)/\kappa_{\pm}(\omega, \theta) = I_{RJ}$, где $I_{RJ} = kT\omega^2/8\pi^3c^2$ — интенсивность Рэлея–Джинса, получаем решение уравнения переноса для обеих мод поляризации в виде

$$I_{\pm} = I_{RJ}(1 - \exp(-\alpha_{\pm}\Lambda)), \quad (1)$$

где α_{\pm} — коэффициенты поглощения обыкновенных и необыкновенных волн, выраженные в единицах $\omega_p^2/c\omega_c$ (ω_p — плазменная частота). Параметр Λ характеризует размеры излучающей среды и определяется как $\Lambda = \omega_p^2 l/\omega_c c = 4\pi e N l/B$, где N — концентрация электронов, а l — геометрический размер излучающей области вдоль луча зрения. Полная интенсивность излучения может быть определена как сумма интенсивностей обеих поляризацй:

$$I = I_+ + I_-. \quad (2)$$

Для решения уравнения переноса нами была рассчитана сетка коэффициентов циклотронной непрозрачности α_{\pm} для широкого набора температур T_e , направлений θ и частот ω/ω_c . Расчет сетки выполнялся с помощью программного кода HARMONY [11], который вычисляет коэффициенты циклотронного поглощения в предположении релятивистского распределения электронов по скоростям. Для расчета интенсивностей I_{\pm} выполнялась многомерная сплайн-интерполяция сетки.

Поиск параметров аккреционного пятна проводился путем минимизации взвешенной суммы квадратов невязок между теоретическими и наблю-

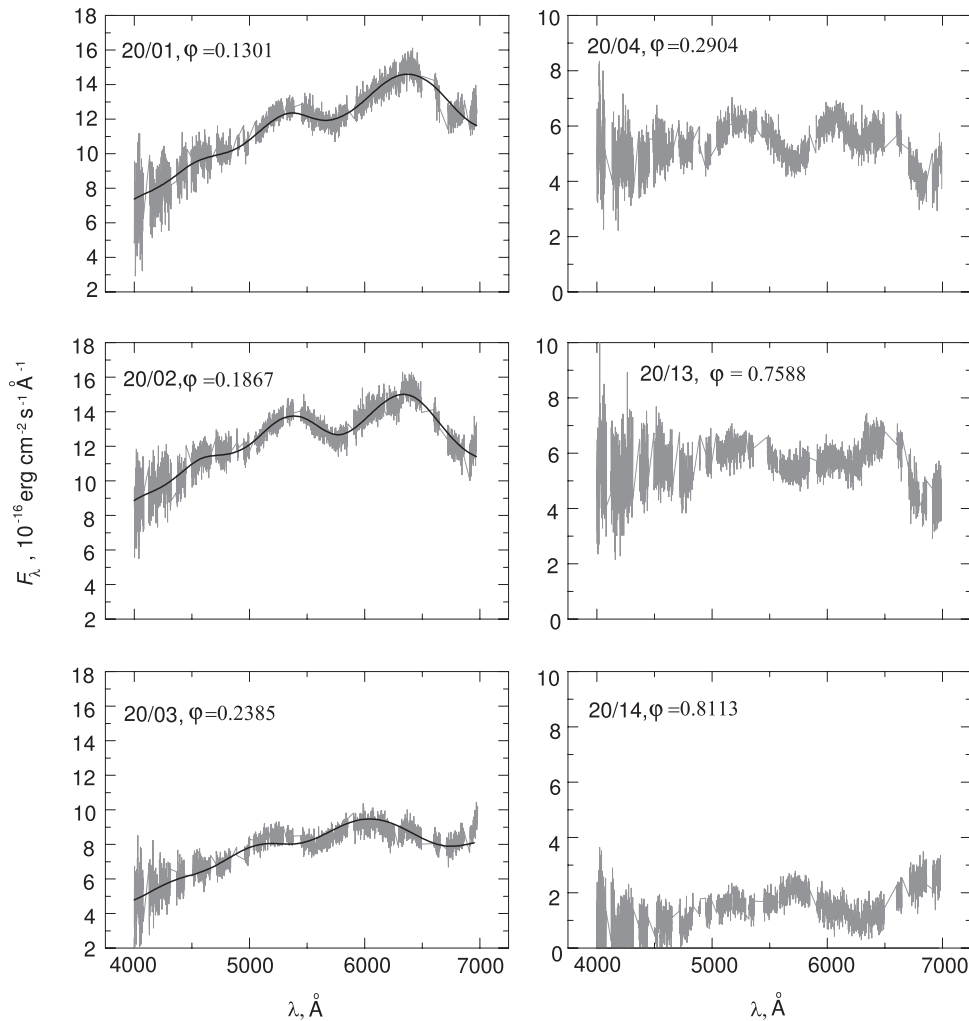


Рис. 4. Спектры J071126 в главном максимуме по наблюдениям 20 сентября 2011 г. Черной линией показаны теоретические спектры, параметры которых перечислены в таблице 2.

даемыми потоками

$$\chi^2(B, \theta, T_e, \Lambda) = \sum_{\lambda} \frac{1}{\sigma_{\lambda}^2} (cI_{\lambda} - F_{\lambda})^2, \quad (3)$$

где F_{λ} — наблюдаемые потоки; c — масштабирующий коэффициент, необходимый для перевода интенсивности в наблюдаемые потоки с учетом телесного угла излучающей области, а также поглощения излучения при его распространении от звезды к наблюдателю. Коэффициент c неизвестен и определялся вместе с параметрами излучающей среды путем минимизации (3). В выражение (3) также входят ошибки определения потоков σ_{λ} . Для их оценки вычислялась дисперсия потоков в окнах шириной 30 \AA , лежащих вне эмиссионных линий. При определении σ_{λ} для каждой наблюдаемой длины волны полученное распределение дисперсии аппроксимировалось полиномом низкой степени.

Минимизация функции (3) выполнялась методом Гаусса—Ньютона. Из-за наличия локальных

минимумов минимизируемой функции поиск решения проводился для множества начальных приближений, после чего находились координаты глобального минимума.

Помимо аккреционных пятен в суммарный блеск поляра вносит вклад излучение белого карлика, вторичного компонента и аккреционной струи. Выделение циклотронной составляющей, излучаемой пятнами, было основано на предположении, что в минимуме блеска (за исключением затмения) ее вклад незначителен. Спектры минимума, за вычетом слабых циклотронных линий, были аппроксимированы полиномом низкой степени и вычтены из всех наблюдаемых спектров.

Параметры аккреционных пятен искали в диапазонах $B = 10\text{--}100 \text{ МГц}$, $\theta = 30^{\circ}\text{--}90^{\circ}$, $\lg \Lambda = 0\text{--}7$, $kT = 10\text{--}50 \text{ кэВ}$. Выбор диапазона поиска угла θ объясняется тем, что при $\theta < 30^{\circ}$ гармоника в спектре не видны. Найденные параметры циклотронных моделей перечислены в таб-

Таблица 2. Найденные параметры аккреционных пятен. Указаны наблюдаемые полюса: P — главный полюс с ярким пятном; S — второй полюс с менее ярким пятном

ID спектра	Фаза	Полюс	B , МГц	kT_e , кэВ	θ , deg	$\lg \Lambda$
20/01	0.13014	P	39.1	32	77.5	1.75
20/02	0.18667	P	39.1	33	79.6	2.16
20/03	0.23852	P	37.5	31	61.8	2.46
20/06	0.39417	S	50.7	13	54.7	2.77
20/07	0.44605	S	49.3	11	47.4	2.88
20/08	0.49789	S	51.0	17	53.3	2.57
20/09	0.54972	S	52.3	16	55.7	2.36
20/10	0.60157	S	52.3	16	55.6	2.50
21/01	0.58008	S	51.8	7	51.6	3.84
21/04	0.74061	P	31.0	10	89.5	5.25
21/05	0.79251	P	38.0	18	82.5	3.60
21/06	0.84433	P	38.5	18	88.0	3.50
21/10	0.05186	P	39.1	27	86.5	2.60
21/11	0.10371	P	38.2	21	87.3	2.80
21/12	0.15890	P	37.7	21	85.0	2.70
21/13	0.21086	P	36.7	16	78.7	3.50

лице 2, а сравнение наблюдаемых и теоретических спектров представлено на рис. 4. Моделирование спектров яркой фазы по данным 20 сентября (спектры 20/01, 20/02, 20/03) дало напряженность поля $B = 39$ МГц и среднюю температуру пятна $kT = 34$ кэВ. Номера наблюдаемых гармоник, соответствующие найденному решению, равны 5, 6 и 7. Гармоники, наблюдаемые на границах главного максимума, имеют сложную структуру и не могут быть описаны в рамках используемого приближения.

Существуют сложности в моделировании спектров второй ночи. В рамках описанной модели не удается найти решение, согласующееся с наклоном спектра и интенсивностью гармоник. Эксперименты с расчетом теоретических спектров показывают, что наблюдаемый наклон спектра может быть объяснен высоким значением параметра Λ , либо высокой температурой T_e . Однако в обоих случаях спектр вырождается в спектр Рэлея–Джинса без проявлений циклотронных линий. Мы предположили, что в системе существуют две области, одна из которых дает спектр Рэлея–Джинса в наблюдаемом диапазоне, а спектр второй области I_λ

содержит выраженные циклотронные линии. Таким образом, суммарный поток излучения F_Σ может быть представлен как

$$F_\Sigma = c_1 \frac{1}{\lambda^4} + c_2 I_\lambda, \quad (4)$$

где коэффициенты c_1 и c_2 определяются путем согласования теоретических потоков с наблюдаемыми.

Найденные параметры второй области (с циклотронными линиями) перечислены в таблице 2. Сравнение наблюдаемых и теоретических спектров дано на рис. 5. Полученная величина напряженности магнитного поля второй области близка к оценке этого же параметра по наблюдениям первой ночи. Имеется существенное расхождение в температуре: для наблюдений в близких фазах эта разница составляет $kT \sim 10$ кэВ. Найденные углы θ между направлениями линий магнитного поля не показывают очевидной зависимости от фазы вращения и варьируются в диапазоне 78° – 90° . Размерный параметр Λ имеет наибольшие значения в максимуме блеска и уменьшается по мере его ослабления.

Моделирование спектров вторичного максимума проводилось с использованием однокомпонентной модели. Полученные параметры вторичного пятна перечислены в таблице 2, а сравнение его наблюдаемых и теоретических спектров показано на рис. 6. Средняя напряженность магнитного поля оказалась равной $B = 51.2 \pm 1.1$ МГц. Оптимальное описание спектров первой наблюдательной ночи достигается при температурах $kT = 13$ – 17 кэВ, что заметно ниже температуры первичного пятна. Единственный спектр второй ночи, принадлежащий вторичному пятну, моделируется достаточно грубо, что, возможно, связано с большей ошибкой в определении спектра нециклотронной подложки (подложка первой ночи определялась по более глубокому минимуму кривой блеска, показанной на рис. 2). Так же, как и в случае с первичным пятном, найденные углы θ не показывают зависимости от фазы вращения, а их средняя величина равна $\theta = 53.0^\circ \pm 2.9^\circ$.

5. МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ

Моделирование кривых блеска и круговой поляризации проводилось при помощи методики, аналогичной предложенной в работе [12]. В ней задается модель вращающегося белого карлика с дипольной структурой магнитного поля. Ось вращения белого карлика наклонена к лучу зрения на угол i , а направление оси диполя характеризуется ее наклоном к оси вращения на угол β и азимутальным углом ψ , который отсчитывается от

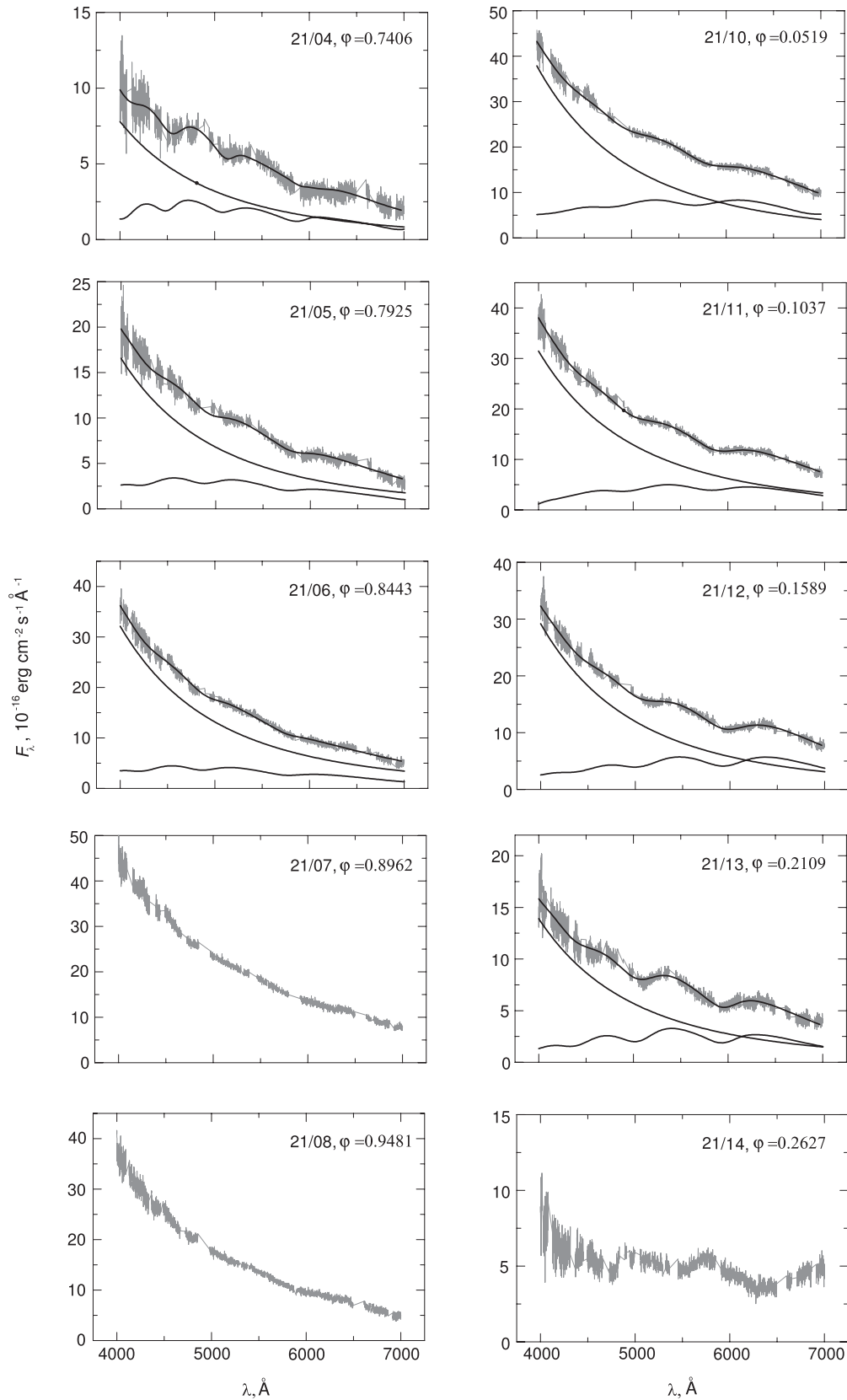


Рис. 5. Спектры J071126 в главном максимуме по наблюдениям 21 сентября 2011 г. (серые линии). Черной линией, аппроксимирующей наблюдаемые данные, показаны спектры композиционной модели, составленной из компонент, излучающих спектр Рэлея–Джинса и спектр с выраженными циклотронными линиями. Спектры компонент также представлены на графиках черной линией. Параметры второй области перечислены в таблице 2.

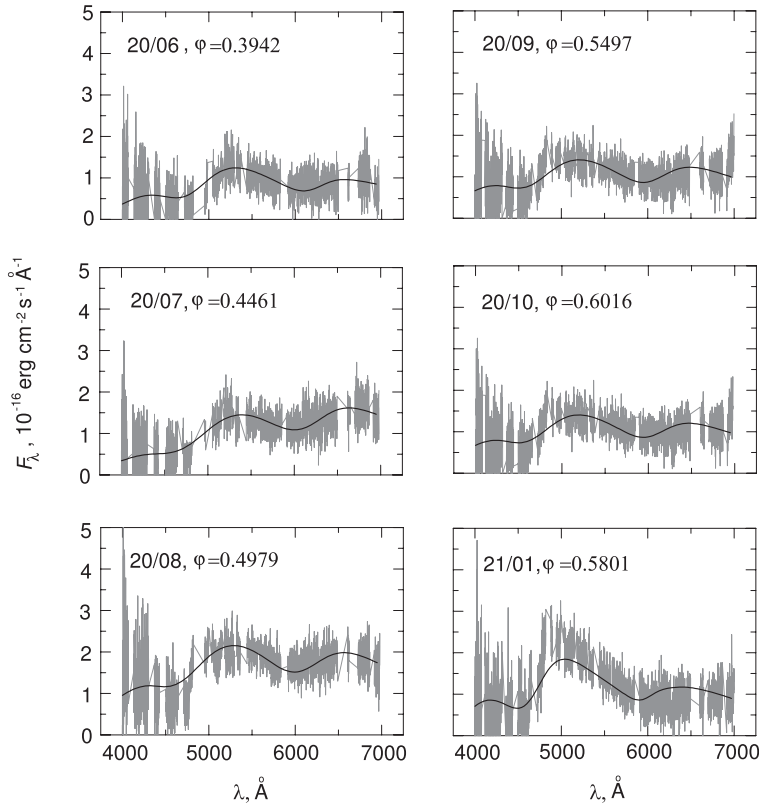


Рис. 6. Спектры J071126 во вторичном максимуме. Черной линией показаны модельные спектры, рассчитанные для параметров, представленных в таблице 2.

направления на центр масс вторичного компонента по направлению вращения звезды (см. рис. 7). Поскольку полученные нами оценки магнитного поля аккреционных пятен J071126 сильно разнятся, наша модель предполагает смещение центра диполя вдоль магнитной оси, а величина этого смещения определяется напряженностью магнитного поля B_N и B_S на северном и южном магнитных полюсах соответственно. Поверхность звезды разбивается на большое количество элементарных площадок, в каждой из которых задается напряженность магнитного поля, его направление, а также яркость J . Координаты площадок определяются в «магнитной» системе координат полярным углом γ и азимутом ζ , который отсчитывается от линии «полюс вращения—магнитный полюс». Предполагается, что излучение звезды имеет только циклотронную природу, поэтому области с $J > 0$ принадлежат аккреционным пятнам.

Необходимость разбиения поверхности звезды обусловлена тем, что аккреционные пятна могут находиться на значительном удалении от магнитных полюсов, быть существенно растянутыми и иметь сложную геометрию. Данное явление становится очевидным, если принять во внимание то, что форма пятен определяется геометрией области, где динамическое давление струи сравнивается с

магнитным ($\rho v^2 \sim B^2/8\pi$). Если магнитный диполь не направлен в сторону вторичного компонента, то аккрецирующее вещество будет взаимодействовать с поверхностью звезды на удалении от магнитного полюса. Поскольку выходящая из окрестности точки L_1 струя не является идеально тонкой и неоднородна по плотности, аккреционные пятна представляют собой довольно вытянутые образования [13].

Для моделирования кривой блеска поляра нами были рассчитаны сетки интенсивности излучения в фотометрической полосе V для широкого набора значений напряженности магнитного поля B , углов θ и размерных параметров Λ . Для этого мы проводили моделирование циклотронных спектров на основе коэффициентов непрозрачности, возвращаемых программой HARMONY [11], после чего выполняли их свертку с функцией пропускания фотометрического фильтра [14]. Помимо полной интенсивности излучения I мы также рассчитывали значения параметров Стокса V для моделирования кривой круговой поляризации. Спектры параметра Стокса V вычислялись при помощи формулы [15]:

$$V = 2 \left(\frac{I_+ a_+}{1 + a_+^2} + \frac{I_- a_-}{1 + a_-^2} \right), \quad (5)$$

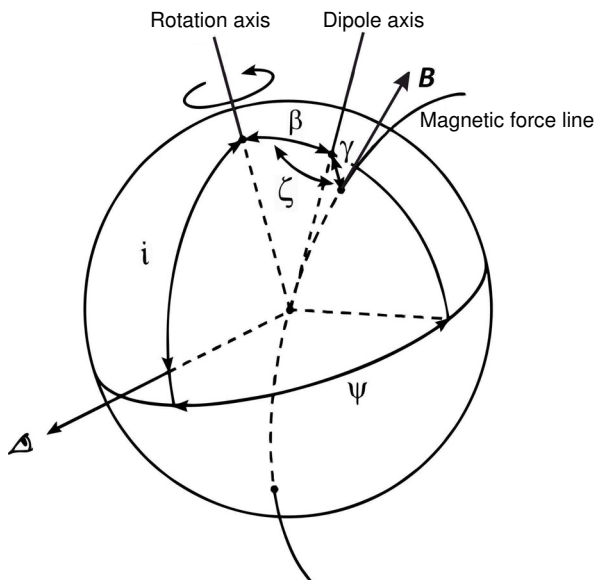


Рис. 7. Модель намагниченного белого карлика в фазе вращения $\varphi = 0$.

где a_{\pm} — коэффициенты поляризации, которые определялись в приближении холодной плазмы (газовое давление не превышает $B^2/8\pi$) при $\omega_p^2/\omega^2 \ll 1$, что выполняется для аккреционных пятен полярных [16]:

$$a_{\pm} = \frac{2(\omega/\omega_c) \cos \theta}{-\sin^2 \theta \pm [\sin^4 \theta + 4(\omega/\omega_c)^2 \cos^2 \theta]^{\frac{1}{2}}}. \quad (6)$$

Для определения интенсивности излучения площадки в направлении наблюдателя определяются координаты ее вектора магнитного поля в системе координат, одна из осей которой совпадает с осью диполя, а оставшиеся две перпендикулярны ей. Затем, посредством умножения вектора на матрицы поворота, определяются его координаты в неподвижной системе координат (две ее оси лежат в картинной плоскости, одна направлена в сторону наблюдателя) и находится угол между силовой линией и лучом зрения θ . Интегральные параметры Стокса звезды I_p и V_p , наблюдаемые в p -ю фазу вращения, определялись путем суммирования параметров Стокса площадок:

$$I_p = \sum_i z_{pi} A_{pi} I_{ip} J_i, \quad (7)$$

$$V_p = \sum_i z_{pi} A_{pi} V_{ip} J_i. \quad (8)$$

В последних выражениях суммирование проводится по всем площадкам поверхности звезды. A_{pi} — площадь i -й площадки в проекции на картинную

плоскость в фазе вращения p , параметры z_{pi} учитывают заход площадок за лимб звезды ($z_{pi} = 1$ в случае, если i -я площадка видна в фазе вращения p , и $z_{pi} = 0$ в противном случае). Так же, как и в работе [12], полагалось, что размерный параметр Λ не зависит от угла θ .

Примеры моделирования кривых блеска и поляризации аккреционного пятна показаны на рис. 8. Параметры модели звезды приближены к найденным параметрам J071126: $B_1 = 40$ МГц, $B_2 = 50$ МГц, $kT = 30$ кэВ, $i = 79^\circ$. Ось диполя была наклонена на угол $\beta = 30^\circ$ (относительно оси вращения), а на магнитный полюс было наложено яркое пятно пренебрежимо малого размера. Рисунки 8а и 8с демонстрируют чувствительность блеска и поляризации к размерному параметру Λ . Излучающая область наиболее близка к наблюдателю в фазе $\varphi = 0.5$. Видно, что при увеличении размеров излучающей области увеличивается интенсивность излучения. Около фазы $\varphi = 0.5$ формируется «дип», вызванный циклотронным самопоглощением. Относительная глубина дипа уменьшается при увеличении параметра Λ . Дип заметен также на кривых круговой поляризации для $\Lambda = 10^2 - 10^3$ и обусловлен эффектом деполяризации излучения. На рис. 8b и рис. 8d показана зависимость излучения от наклона диполя β . Наблюдаемые изменения интенсивности излучения и его поляризации обусловлены разными условиями видимости магнитной линии $\theta(\varphi)$.

6. АНАЛИЗ КРИВОЙ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ J071126

Кривые блеска J071126 в высоком и низком состояниях очень похожи, однако последние не имеют интенсивного вторичного максимума [6], что говорит о слабой аккреции на второй полюс. В период главного максимума излучение становится поляризованным (примерно до 7.5%), что указывает на его циклотронную природу. Вне максимума степень поляризации падает до нуля. Этот факт и отсутствие рентгеновского излучения вне максимумов [6] позволяют использовать минимальное значение потока (исключая затмение) как подложку, включающую излучение белого карлика, вторичного компонента и аккреционной струи.

Описание кривых блеска и поляризации было ограничено фазовым интервалом $\varphi = 0.70 - 1.35$, в котором наблюдается наиболее яркое пятно. Моделирование второго пятна не проводилось ввиду слабости соответствующего ему максимума на кривой блеска и неизвестном вкладе эффектов отражения. Для уменьшения количества искомых параметров мы предположили, что размеры аккреционного пятна малы. Кроме того, проведенные нами

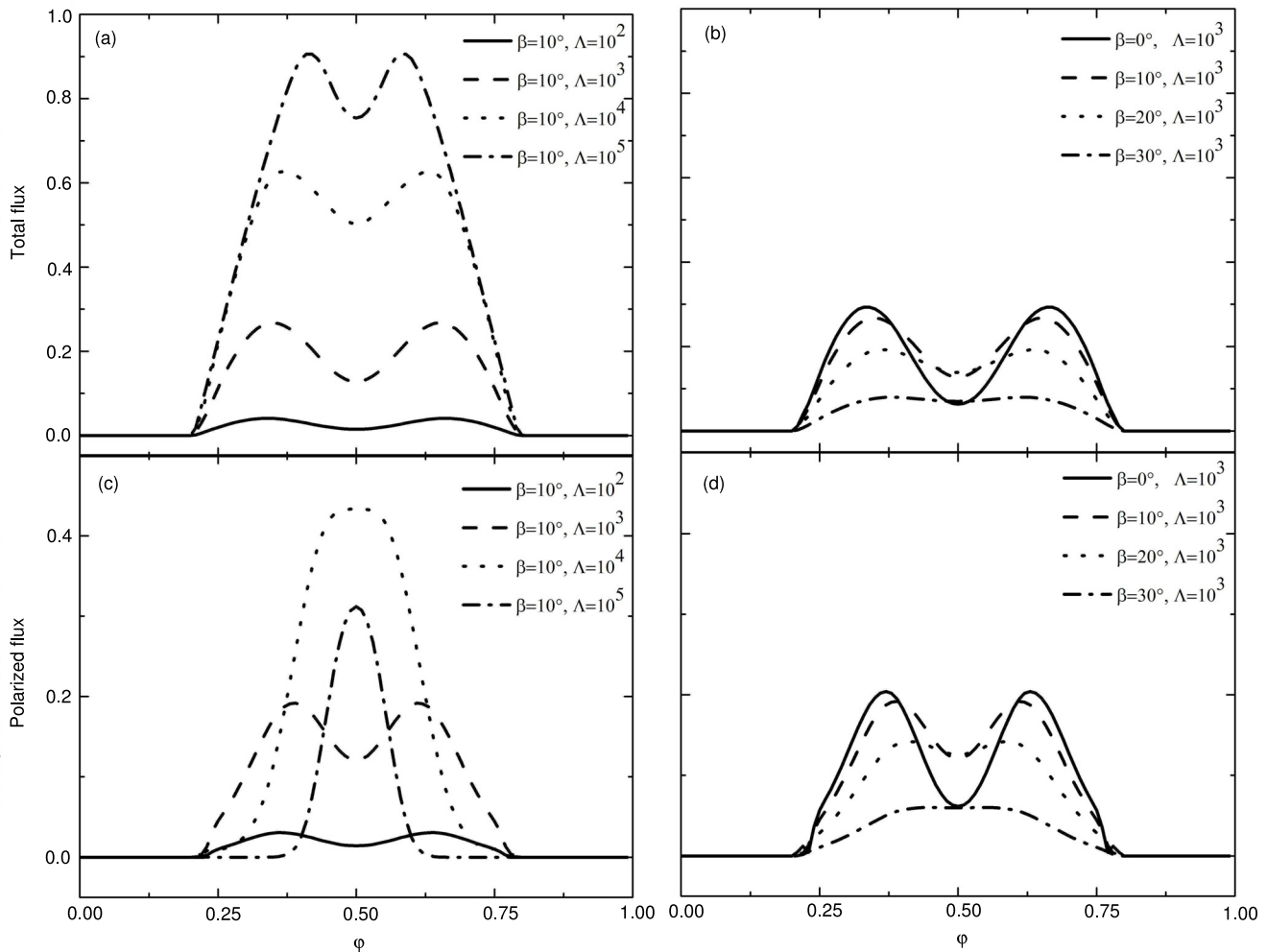


Рис. 8. Кривые относительной яркости и кривые поляризованного по кругу потока для различных значений наклона оси диполя β и размерного параметра Λ .

эксперименты по моделированию кривых блеска протяженным пятном не выявили существенных улучшений в описании наблюдений. Также мы зафиксировали ряд параметров модели звезды, которые перечислены ниже.

- 1) Угол наклона оси вращения к лучу зрения i . По оценкам наклона орбитальной плоскости на основе фотометрических наблюдений $i = 79^{\circ}3 - 83^{\circ}7$ [3]. Борисов и др. [4] получили кривые лучевых скоростей первичного компонента, что в комбинации с кривой блеска затмения позволило нам уточнить угол $i = 78^{\circ}7 - 79^{\circ}3$. Мы зафиксировали наклон оси вращения белого карлика равным $i = 79^{\circ}$.
- 2) Долгота пятна ψ_s . В период наблюдений центр главного максимума приходился на фазу $\varphi = 0.027 \pm 0.006$, что соответствует долготе пятна $\psi_s = -9^{\circ}7 \pm 2^{\circ}$.
- 3) Полярный угол пятна β_s . Ширина главного максимума равна $\Delta\varphi = 0.578 \pm 0.006$, что в пред-

положении точечного источника дает его полярный угол

$$\beta_s = -\arctg(1/\cos(\pi\Delta\varphi) \operatorname{tg} i) = 38^{\circ}7 \pm 0^{\circ}7.$$

Это же значение может быть использовано как оценка нижней границы β_s .

- 4) Долгота магнитного полюса ψ . В работе сделано предположение, что долгота магнитного полюса ψ равна долготе пятна ψ_s . Это предположение подкрепляется рядом наблюдательных фактов. Во-первых, построенные в работе [4] кривые лучевых скоростей по линиям водорода и гелия имеют максимум в фазе орбитального периода $\varphi = 0.0 \pm 0.05$, примерно равной фазе центра главного максимума. Максимум лучевой скорости должен достигаться при наименьшем угле между линиями магнитного поля с лучом зрения θ . Если бы имела место сильная разница в долготах пятна и полюса, то магнитное поле пятна имело бы значительную азимутальную составляющую, приводящую к различию фаз максимумов

блеска и лучевых скоростей. Во-вторых, главный максимум блеска в период наблюдений имеет довольно симметричную форму. Ввиду зависимости интенсивности излучения от направления силовых линий θ симметричность кривых блеска достигается в случае отсутствия азимутальной составляющей поля в пятне. В-третьих, модельные эксперименты показывают, что при уменьшении угла θ уменьшается проявление циклотронных гармоник в спектре. Если предположить, что изменение видности гармоник, представленное на рис. 3, вызвано только переменностью угла θ , то фаза минимума видности циклотронных линий почти совпадает с фазой центра максимума блеска, что также указывает на незначительную азимутальную составляющую вектора магнитного поля в пятне.

5) Напряженность магнитного поля на полюсах B_N и B_S . Поскольку поляризация излучения первичного максимума положительна, наиболее яркое пятно находится вблизи северного магнитного полюса (линии магнитного поля направлены к поверхности звезды). Напряженность магнитного поля на полюсах определялась исходя из известных значений магнитного поля в пятнах и расстояния главного пятна до северного полюса γ_1 , которое варьировалось для наилучшего описания фотополариметрических данных. Предполагалось, что оба пятна связывает силовая линия смещенного на расстояние s от центра звезды диполя, определяемая в полярных координатах как $r = r_0 \sin^2 \alpha$ (r — расстояние до некоторой точки силовой линии, смещенной на угол α от оси диполя). Предполагая известным расстояние s , можно найти полярный угол второго пятна γ_2 , решив уравнение

$$(4s^2 + r_0^2) \cos^2 \gamma_{1,2} - 4s(1 + s^2) \times \cos \gamma_{1,2} + ((1 + s)^2 - r_0^2) = 0, \quad (9)$$

где

$$r_0 = r_1 / \sin \alpha_1, \quad (10)$$

$$r_1^2 = 1 + s^2 - 2s \cos \gamma_1, \sin^2 \alpha_1 = \sin^2 \gamma_1 / r_1^2. \quad (11)$$

Затем можно проверить, согласуется ли выбранное смещение s с напряженностью поля в пятнах, которое, в соответствии с дипольной моделью, будет определяться как

$$B_{1,2} = \frac{B_0}{2} \left(\frac{1}{r_{1,2}} \right)^3 (3 \cos \alpha_{1,2} + 1)^{1/2}. \quad (12)$$

Решая систему уравнений (12) относительно параметров s и B_0 , можно найти напряженность поля на магнитных полюсах $B_{N,S} = B_0 / (1 \pm s)^3$.

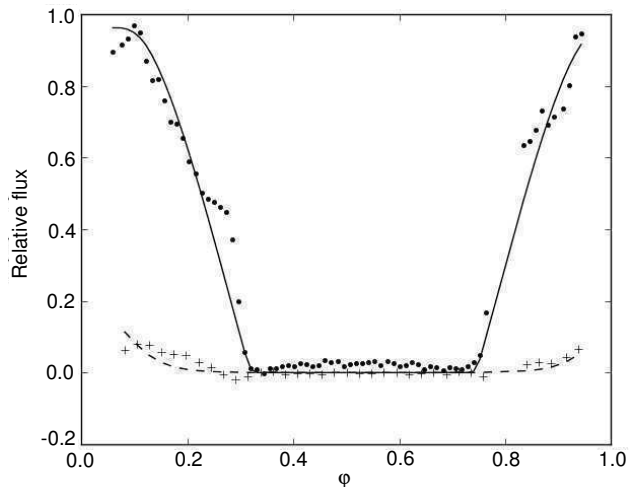


Рис. 9. Наблюдаемая кривая блеска J071126 с вычитенной нециклотронной подложкой (точки) в сравнении с теоретической кривой блеска (непрерывная линия). Также показаны наблюдаемая (крестики) и модельная (штриховая линия) кривые параметра Стокса V .

6) Температура зоны циклотронной эмиссии, полученная по спектрам первой ночи, равна $kT = 31\text{--}33$ кэВ, в то время как моделирование спектров второй ночи дало более низкую оценку $kT \sim 20$ кэВ. При моделировании фотополариметрических данных мы варьировали температуру области в диапазоне $kT = 18\text{--}35$ кэВ.

Оптимальное описание наблюдаемых данных достигается при значении наклона оси диполя к оси вращения $\beta = 37^\circ \pm 8^\circ$ и размерном параметре $\lg \Lambda = 4.7 \pm 0.1$. Сравнение наблюдаемых и модельных кривых блеска и поляризации показано на рис. 9. Нужно заметить, что наша модель не может описать некоторые особенности полученных кривых. Так, кривая блеска содержит «выступ» в левой части максимума, который не может быть описан в рамках модели точечного источника с отсутствием азимутальной составляющей магнитного поля. Имеются трудности и в описании кривой поляризации: если область увеличения блеска моделируется достаточно хорошо, то на участке спада блеска степень поляризации гораздо выше теоретической.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнен анализ спектров поляра J071126 в промежуточном состоянии блеска, а также анализ кривых блеска и круговой поляризации в низком состоянии. Спектральные наблюдения поляра проводились в две соседние ночи и в обоих случаях покрывали большую часть орбитального периода. В спектрах обнаруживаются циклотронные линии с переменным положением и

видностью. В течение орбитального периода можно наблюдать две различающихся группы циклотронных линий. Первая наблюдается в течение главного максимума и соответствует наиболее яркому аккреционному пятну. Вторая группа принадлежит вторичному максимуму и, вероятно, соответствует второму, менее яркому пятну.

Моделирование циклотронных спектров выполнялось с использованием простой модели зоны циклотронной эмиссии, предполагающей ее температурную и магнитную однородность, а также термодинамическое равновесие излучающей среды. Полученное значение магнитного поля первого пятна равно $B = 38.2 \pm 0.8$ МГс, а наилучшее описание спектров второй группы выполняется для напряженности $B = 51$ МГс. Значение напряженности магнитного поля пятен остается постоянным в течение наблюдений. Полученная нами напряженность магнитного поля главного пятна очень близка к оценке $B = 36$ МГс Ворпела и Швопе [6]. Однако наша оценка напряженности магнитного поля второго пятна сильно отличается с результатами упомянутых авторов ($B = 69$ МГс). Разница обусловлена тем, что Ворпел и Швопе использовали более широкий спектральный диапазон 3800–9000 Å, их модель хорошо описывает положение циклотронных линий около 3800 и 4900 Å, но не может описать положение более слабой гармоники около 6500 Å. Ввиду большей ограниченности нашего диапазона мы ставили задачу по моделированию гармоник около 4900 и 6500 Å, с которой успешно справились. Таким образом, вопрос о напряженности магнитного поля второго пятна пока остается открытым и требует дополнительных исследований.

Оценка температуры первого пятна по данным первой ночи составила $kT = 33$ кэВ. Это значение хорошо согласуется с верхним пределом температуры $kT = 34 \pm 7$ кэВ, определенным по выражению

$$T = \frac{3GM\mu m_H}{8kR}, \quad (13)$$

где $\mu = 0.5$ — молярная масса водородной плазмы, оценка массы белого карлика $M = 0.86 \pm 0.08 M_\odot$ взята из работы [4], а его радиус R найден по зависимости масса–радиус для белых карликов [17].

Спектры главного пятна, полученные во вторую наблюдательную ночь, моделировались в предположении, что, помимо области, излучающей циклотронные линии, имеется источник с Рэлей–Джинсовским спектром. Температуру последнего определить не удастся, а для области, излучающей выраженные циклотронные линии, получена оценка температуры $kT = 18–27$ кэВ. Найденная температура второго пятна лежит в диапазоне $kT \sim 11–17$ кэВ.

Отметим также, что вблизи границ главного максимума гармоника имеют сложную структуру, которая не может быть описана в рамках простой модели зоны циклотронных эмиссий.

Для анализа кривых блеска и поляризации была использована модель вращающегося замагниченного белого карлика с дипольной структурой магнитного поля, позволяющая определять условия видимости различных точек его поверхности и ориентацию линий магнитного поля в них по отношению к лучу зрения в произвольные фазы вращения звезды. Для моделирования блеска решалось уравнение переноса в рамках простой модели зоны циклотронной эмиссии, а для расчета поляризации излучения использовалось приближение холодной плазмы. Реализованный нами метод моделирования кривых блеска и поляризации позволяет проводить моделирование протяженных пятен, однако для описания фотополариметрических данных J071126 мы использовали более простую модель точечного источника. Подгонка теоретических кривых блеска под наблюдаемые проводилась путем варьирования полярного угла магнитного полюса β и размерного параметра излучающей области Λ . Наилучшее описание кривых блеска и поляризации было достигнуто для расстояния главного пятна до магнитного полюса $\gamma_1 = 2^\circ \pm 8^\circ$ и при размерном параметре $\lg \Lambda = 4.7 \pm 0.1$. Найденное значение размерного параметра хорошо согласуется с результатом спектрального исследования поляра UZ For ($\lg \Lambda = 4.0–4.8$), который также наблюдался в низком состоянии аккреции [9].

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 16-32-60039 и 16-32-00212), а также гранта Российского научного фонда (проект 14-50-00043 направление «Магнитометрия звезд»). Серебрякова Н. А. благодарит за финансовую поддержку РФФИ и правительство РТ в рамках проекта 18-42-160003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Maehara, vsnet-alert 10867 (2009).
2. A. J. Drake, S. G. Djorgovski, A. Mahabal, et al., *Astrophys. J.* **696**, 870 (2009).
3. A. D. Schwope, F. Mackebrandt, B. D. Thinius, et al., *Astronomische Nachrichten* **336**, 115 (2015).
4. N. V. Borisov, M. M. Gabdeev, V. V. Shimansky, et al., *Astrophysical Bulletin* **71**, 101 (2016).
5. N. V. Borisov, M. M. Gabdeev, and V. L. Afanasiev, *Astrophysical Bulletin* **71**, 95 (2016).
6. H. Worpel and A. D. Schwope, *Astron. and Astrophys.* **583**, A130 (2015).

7. V. L. Afanasiev and A. V. Moiseev, *Baltic Astronomy* **20**, 363 (2011).
8. P. E. Barrett and G. Chanmugam, *Astrophys. J.* **298**, 743 (1985).
9. A. D. Schwobe, K. Beuermann, and H.-C. Thomas, *Astron. and Astrophys.* **230**, 120 (1990).
10. G. Chanmugam and G. A. Dulk, *Astrophys. J.* **244**, 569 (1981).
11. R. Mahadevan, R. Narayan, and I. Yi, *Astrophys. J.* **465**, 327 (1996).
12. S. B. Potter, M. Cropper, K. O. Mason, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **285**, 82 (1997).
13. K. Mukai, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **232**, 175 (1988).
14. A. Ažusienis and V. Straižys, *Sov. Astron.* **13**, 316 (1969).
15. R. Ramaty, *Astrophys. J.* **158**, 753 (1969).
16. G. Chanmugam, P. E. Barrett, K. Wu, and M. W. Courtney, *Astrophys. J. Suppl.* **71**, 323 (1989).
17. P. P. Eggleton, *Astrophys. J.* **268**, 368 (1983).

Analysis of the Optical Cyclotron Emission of Polar CRTS CSS081231 J071126+440405

A. I. Kolbin, N. A. Serebriakova, M. M. Gabdeev, and N. V. Borisov

We have modeled the cyclotron spectra and photopolarimetric data of polar CRTS CSS081231 J071126+440405. A series of spectra of the polar were obtained in the intermediate brightness state spanning an orbital period. Modeling spectra allowed us to determine the magnetic field strength in the vicinity of both magnetic poles of the white dwarf: $B_1 = 38$ MG and $B_2 = 51$ MG. We obtained a temperature estimate for the accretion spots near both magnetic poles of the white dwarf. The estimate for the first spot is $kT \sim 20\text{--}30$ keV, whereas the second spot turned out to be cooler by about 10 keV. An analysis of the light curves and polarization of the polar obtained in the low state shows that the interaction of the accretion stream with the star's atmosphere occurs close (within $\Delta\theta = 10^\circ$) to the magnetic pole.

Keywords: *novae, cataclysmic variables—stars: individual: CRTS CSS081231 J071126+440405—methods: polarization*