

УДК 524.387-17

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА ЗАПЯТНЁННЫХ ЗВЕЗД И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ К КАРТИРОВАНИЮ ПОВЕРХНОСТИ ЗВЕЗДЫ ИИ 1883

© 2014 А. И. Колбин*, В. В. Шиманский**

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008 Россия

Поступила в редакцию 13 сентября 2013 года; принята в печать 18 декабря 2013 года

Разработан программный код картирования поверхности запятненных звезд набором круглых температурно-однородных пятен. Расчет потоков излучения от запятненной поверхности проводится путем разбиения пятен на элементарные площадки. Учитываются заход пятен за видимый лимб звезды, эффекты потемнения диска к краю и перекрытия пятен. В процессе моделирования кривых блеска используются современные результаты теории звездных атмосфер, необходимые для учета температурной зависимости интенсивности излучения и коэффициентов потемнения диска к краю. Поиск параметров пятен проводится на основе анализа нескольких кривых блеска, полученных в разных фотометрических полосах. Методика была апробирована на звезде ИИ 1883.

Ключевые слова: *звёзды: картирование—звёздные пятна—методика: фотометрия—звёзды: индивидуальные: ИИ 1883*

1. ВВЕДЕНИЕ

По-видимому, все звезды, обладающие внешней конвективной оболочкой, имеют холодные пятна на своей поверхности, аналогичные солнечным. Считается, что уменьшение температуры в области пятен вызывается локальным усилением магнитного поля, которое приводит к уменьшению эффективности конвективного теплопереноса. Локальное усиление магнитного поля связывают с всплыванием из недр звезд магнитных трубок — образований с повышенной напряженностью магнитного поля. Таким образом, изучение распределения и эволюции звездных и солнечных пятен дает возможность построения моделей эволюции и генерации магнитных полей в звездных и солнечных недрах. Солнечные наблюдения дают наиболее точный материал об эволюции магнитных полей. Однако тестирование теорий генерации магнитных полей желательно провести с использованием наблюдений звездных пятен, образующихся на поверхности объектов, фундаментальные параметры которых отличны от солнечных.

Все звезды позднее спектрального класса F должны иметь внешнюю конвективную зону, необходимую для образования пятен. Однако у большинства таких звезд запятненность слабо проявляется в интегральном излучении звезды. Тем

не менее, имеется несколько классов объектов, запятненность которых вполне доступна для современной наблюдательной аппаратуры. Это компоненты тесных двойных систем типа RS CVn, W UMa и BY Dra, молодые звезды типа T Tau, быстро вращающиеся гиганты типа FK Com, холодные компоненты систем типа Алголя, а также многие красные карлики. Запятненность поверхности этих объектов проявляется во вращательной модуляции их блеска, а также в профилях спектральных линий.

Наиболее прогрессивным методом картирования поверхности запятненных звезд считается доплеровское картирование [1]. Методика предполагает анализ вариаций профилей спектральных линий, возникающих при прохождении пятен по видимому диску звезды. В профиле спектральной линии возникает особенность, положение которой соответствует лучевой скорости пятна. Это дает возможность судить об одномерном распределении пятен вдоль направления, перпендикулярного к оси вращения звезды. Добавление второго профиля, полученного в близкий момент времени, дает информацию об изменении лучевой скорости пятен, которая может быть использована для построения двумерной картины распределения пятен на поверхности звезды. К сожалению, метод доплеровского картирования предъявляет жесткие требования к наблюдательной аппаратуре. Кроме того, методика имеет ограничения в применимости по

*E-mail: kolbinalexander@mail.ru

**E-mail: Slava.Shimansky@kpfu.ru

скорости вращения звезды. При $v \sin i < 20 \text{ км с}^{-1}$ влияние вращения на уширение спектральной линии пренебрежимо. В случае высоких скоростей вращения глубины линий становятся очень малыми, сравнимыми с шумами наблюдательной аппаратуры. Уменьшение шума за счет увеличения времени экспозиции не всегда возможно.

Информация о распределении пятен по поверхности звезды также может быть получена из анализа кривых блеска. К настоящему времени сформировалось два подхода к фотометрическому картированию звезд. Первый предполагает моделирование запятненной поверхности звезды пятнами фиксированной формы (обычно круглой или прямоугольной). Параметры пятен (широта, долгота, размер, температура) определяются путем согласования модельной кривой блеска с наблюдаемой. При моделировании запятненности круглыми пятнами часто используются аналитические выражения из [2–4] для вычисления интегрального потока излучения видимой поверхности пятен, в то время как численное интегрирование интенсивности используется в случае прямоугольных пятен [5]. Идея второго подхода состоит в разбиении модели звездной поверхности на элементарные площадки, по которым проводится поиск распределения интенсивности, согласующийся с наблюдаемой кривой блеска звезды [6, 7]. Преимуществом такого подхода является отсутствие каких-либо начальных предположений о количестве и форме пятен. Однако современные наземные наблюдения вполне могут быть описаны в рамках предположения определенной формы пятен, а полученные на основе этого метода карты легче поддаются анализу. В отличие от второго подхода, легко определяются площадь пятен и их температура. Вариация параметров пятен дает возможность оценки точности определения этих параметров. Кроме того, задача поиска распределения интенсивности по элементам разбиения поверхности имеет трудности с определением так называемого параметра регуляризации.

В данной работе предлагается новый подход к картированию поверхности запятненных звезд с круглыми пятнами. Основным отличием нашего подхода от существующих аналогов является разбиение поверхности пятен на элементарные площадки, по которым проводится интегрирование интенсивности для определения потоков излучения от пятен. В отличие от существующих методик такой подход позволяет легко учесть возможные перекрытия пятен, сделать программный код гибким для различных модификаций (например, смена вида функции потемнения диска к краю, моделирование спектров). Расчет потоков излучения поверхности проводится с использованием современных зависимостей интенсивности излучения и

коэффициентов потемнения диска к краю в рамках теории звездных атмосфер. Картирование поверхности звезды может быть проведено с использованием нескольких кривых блеска в разных фотометрических полосах. Это дает возможность получить более надежные широты пятен ввиду зависимости коэффициентов потемнения от длины волны наблюдаемого излучения.

В разделе 2 описана методика моделирования кривых блеска запятненных звезд. Сначала дается описание метода моделирования кривой блеска с одним пятном на поверхности, далее излагается расширение метода для моделирования кривых блеска с несколькими пятнами на поверхности. В конце описывается способ решения задачи поиска параметров пятен на основе анализа кривых блеска запятненной звезды.

Раздел 3 посвящен исследованию поверхности звезды HD 1883 с использованием разработанной методики. Даны полученные оценки параметров звезды, необходимых для картирования ее поверхности. Приводятся результаты картирования поверхности звезды на основе анализа нескольких кривых ее блеска в разных фотометрических полосах.

2. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА ЗАПЯТНЕННЫХ ЗВЕЗД

2.1. Моделирование кривой блеска звезды с одним пятном на поверхности

В данной работе мы проводим моделирование запятненности звезды круглыми пятнами. Выбор круглых пятен обусловлен их формой, упрощающей математические выкладки, необходимые для моделирования кривой блеска, а также тем, что размер круглых пятен (в отличие, например, от прямоугольных) определяется только одним параметром — их радиусом. В случае необходимости более сложная форма пятен всегда может быть аппроксимирована набором круглых пятен.

Рассмотрим модель запятненной звезды, представляющую собой сферу единичного радиуса с температурой T_{ph} , имеющую на своей поверхности круглое температурно-однородное пятно. Предполагается, что модель вращается твердотельно, и ось вращения наклонена к лучу зрения на угол i . Вращение модели происходит против часовой стрелки, если смотреть со стороны полюса, обращенного к наблюдателю.

Введем следующий набор обозначений:

- θ_c — полярный угол центра пятна, отсчитывается от видимого полюса звезды;
- ϕ_c — долгота центра пятна, отсчитываемая вдоль экватора от картинной плоскости по направлению вращения звезды;

- R — угловой радиус пятна, измеряемый из центра звезды;
- T_{sp} — эффективная температура пятна.

Обозначим через $F^{(u)}$ поток излучения от модели в случае отсутствия пятен на ее видимой поверхности, а через $F^{(\text{sp})}(T)$ — поток излучения, испускаемый круглым пятном с температурой T . Тогда поток излучения от модели запятненной звезды на некоторой фазе ее вращения p можно определить по формуле

$$F_p = F^{(u)} - (F_p^{(\text{sp})}(T_{\text{ph}}) + F_p^{(\text{sp})}(T_{\text{sp}})). \quad (1)$$

Поток излучения от незапятненной модели звезды $F^{(u)}$ можно найти используя различные аппроксимации зависимости коэффициента потемнения звездного диска к краю от направления испускания излучения. В данной работе мы применили линейную модель, определяющую коэффициент потемнения диска к краю как

$$L(\gamma) = 1 - x(1 - \cos \gamma). \quad (2)$$

Здесь γ — угол между внешней нормалью к поверхности в излучающей точке и направлением на наблюдателя, x — параметр потемнения, который является функцией эффективной температуры атмосферы. Для нахождения параметров потемнения x мы проводим интерполяцию таблиц [8]. В этих таблицах даны параметры потемнения x , табулированные для моделей атмосфер Куруца [9]. Таблицы охватывают диапазон эффективных температур $T_{\text{eff}} = 3500\text{--}50\,000$ К и диапазон ускорений силы тяжести $\log g = 0\text{--}5$ (g измерено в единицах CGS).

В случае использования линейного закона потемнения диска к краю (2) интегрирование интенсивности по видимой температурно-однородной поверхности дает следующее выражение для определения потока $F^{(u)}$:

$$F^{(u)} = \pi I(T_{\text{ph}}) \left(1 - \frac{1}{3} x(T_{\text{ph}}) \right), \quad (3)$$

где $I(T_{\text{ph}})$ — удельная интенсивность излучения, испускаемая поверхностью с температурой T_{ph} в направлении внешней нормали (далее нормальная удельная интенсивность излучения). Поток излучения от поверхности пятна можно определить путем его разбиения на n -ое количество малых площадок и суммирования потоков от каждой из них, т.е.

$$F_p^{(\text{sp})}(T) = \sum_{i=1}^n V_{pi} \Omega_{pi} L_{pi}(T) I(T), \quad (4)$$

где Ω_{pi} — телесный угол под которым виден i -й элемент пятна на фазе вращения p ; L_{pi} — коэффициент потемнения центра i -го элемента пятна на фазе вращения p ; $I(T)$ — нормальная удельная интенсивность излучения атмосферы с эффективной температурой T ; V_{pi} — коэффициенты, учитывающие заход элементов пятна за видимый лимб звезды. Коэффициент V_{pi} равен единице, если центр i -го элемента виден со стороны наблюдателя в фазе вращения p , и нулю в противном случае.

Для поиска нормальных удельных интенсивностей мы рассчитали прямоугольную сетку их значений для эффективной температуры атмосферы T_{eff} и логарифма ускорений силы тяжести $\log g$. С этой целью мы использовали таблицы распределения нормальной удельной интенсивности по частотам [9], рассчитанные для набора значений T_{eff} и $\log g$. Используя эти таблицы, мы получили сетку нормальных удельных интенсивностей в фотометрических полосах U, B, V, R, I системы Джонсона и R_C, I_C системы Коузинса по формуле

$$I^b = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T(\lambda) I(\lambda) d\lambda, \quad (5)$$

где I^b — нормальная удельная интенсивность в фотометрической полосе, $I(\lambda)$ — нормальная удельная интенсивность излучения на длине волны λ , $T(\lambda)$ — функция пропускания соответствующего фильтра, а λ_1 и λ_2 — нижняя и верхняя границы полосы пропускания фильтра. Расчет функции пропускания $T(\lambda)$ проводился путем сплайн-интерполяции таблиц коэффициентов пропускания соответствующих фильтров. Мы использовали коэффициенты пропускания [10] для фотометрических полос U, B, V . Данные о пропускании инфракрасных фильтров R, I были заимствованы из [11], а для фильтров R_C и I_C системы Коузинса были использованы таблицы [12].

С целью экономии вычислительного времени мы проводим разбиение пятен на участки примерно одинаковой площади. Для этого поверхность пятна разбивается на N малых концентрических колец одинаковой угловой ширины $\Delta\theta = R/N$, центр которых совпадает с центром пятна. Далее каждое кольцо делится на сферические прямоугольники примерно одинаковой площади. Если площадь i -го кольца равна S_i , то количество сферических прямоугольников, на которое делится рассматриваемое кольцо, будет равно наименьшему целому от величины $w = S_i/(S_0/M)$, где S_0 — площадь крайнего кольца разбиения пятна, а M — количество элементов разбиения крайнего кольца. Если наименьшее целое от w равно нулю, соответствующее кольцо не разбивается на части (количество

элементов разбиения кольца принимается равным единице). Из сказанного следует, что любой вариант разбиения, построенный по вышеописанной методике, можно однозначно определить двумя параметрами: N и M . Пример разбиения пятна с параметрами $N = 4$ и $M = 32$ представлен на рис. 1.

Введем новую систему координат для определения положения произвольных точек пятна, η и ζ . Под координатой ζ будем понимать угловое расстояние точки от центра пятна, а под координатой η — угол, отсчитываемый против часовой стрелки между направлениями из центра пятна на видимый полюс и на рассматриваемую точку. Пример определения углов η и ζ показан на рис. 2.

Угловое расстояние между центром пятна и ближайшей к наблюдателю точкой поверхности звезды можно определить по формуле

$$\cos \gamma_c = \cos i \cos \theta_c + \sin i \sin \theta_c \sin \phi_c. \quad (6)$$

Зная это расстояние, нетрудно найти значение угла γ между нормалью к произвольной точке поверхности, координаты которой заданы в системе координат, связанной с центром пятна, и направлением на наблюдателя. Очевидно, что данный угол будет равен угловому расстоянию между рассматриваемой точкой и ближайшей к наблюдателю точкой поверхности. Из рис. 2 видно, что угол γ можно определить при помощи следующего набора формул:

$$X = \cos \chi = \frac{\cos i - \cos \gamma_c \cos \theta_c}{\sin \gamma_c \sin \theta_c}; \quad (7)$$

$$\chi = \begin{cases} \arccos X, & \text{при } \phi_c \in \left[\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \right], \\ \pi - \arccos X, & \text{при } \phi_c \notin \left[\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \right]; \end{cases} \quad (8)$$

$$\beta = \eta - \chi; \quad (9)$$

$$\cos \gamma = \cos \gamma_c \cos \zeta + \sin \gamma_c \sin \zeta \cos \beta. \quad (10)$$

Найдя данный угол, мы можем воспользоваться формулой (2) для нахождения коэффициента потемнения в рассматриваемом элементе разбиения пятна, а также определить, является ли рассматриваемый элемент видимым для наблюдателя в данной фазе вращения звезды. Очевидно, что элемент является видимым, если $\cos \gamma > 0$, и невидимым в противном случае.

В выражение (4) входят телесные углы элементов разбиения пятна Ω_{pi} , которые с точностью до постоянного множителя связаны с площадями проекции элементов разбиения на картинную плоскость. Поскольку наши задачи не требуют

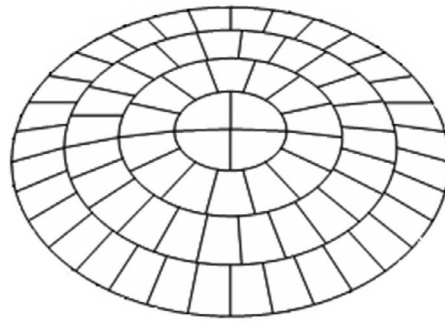


Рис. 1. Пример разбиения пятна с $N = 4$, $M = 32$.

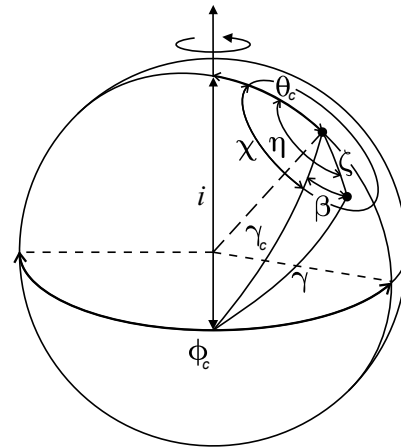


Рис. 2. Модель однопятенной звезды.

вычислений абсолютных потоков от звезды, мы в качестве значений телесных углов Ω_{pi} можем использовать соответствующие площади проекции элементов разбиения на картинную плоскость.

Принимая радиус модельной поверхности за единицу, площадь проекции dA_{pr} бесконечно малого элемента поверхности с координатами (ζ, η) определяется как

$$dA_{pr} = \cos \gamma (\sin \zeta d\zeta d\eta), \quad (11)$$

где $d\zeta$ — угловая протяженность элемента по координате ζ , $d\eta$ — угловая протяженность элемента по координате η , γ — угол между направлением внешней нормали к поверхности элемента и лучом зрения, который может быть выражен через положение центра пятна и локальные координаты точки посредством формул (7)–(10).

Вывод формулы, определяющей площадь проекции протяженного сферического прямоугольника на картинную плоскость, проводился путем интегрирования выражения (11) с учетом соотношения (10) по области $(\zeta_1 \leq \zeta \leq \zeta_2, \eta_1 \leq \eta \leq \eta_2)$.

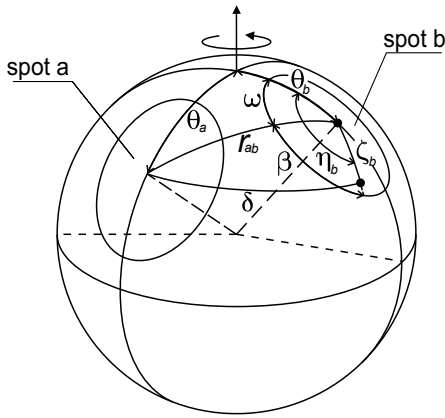


Рис. 3. Модель звезды с двумя пятнами.

Полученная формула имеет вид

$$A = \frac{1}{2} \cos \gamma_c \Delta \eta (\sin^2 \zeta_2 - \sin^2 \zeta_1) + \sin \gamma_c (\sin(\eta_2 - \chi) - \sin(\eta_1 - \chi)) \times \left(\frac{1}{2} \Delta \zeta - \frac{1}{4} (\sin 2\zeta_2 - \sin 2\zeta_1) \right), \quad (12)$$

где $\Delta \eta = \eta_2 - \eta_1$ и $\Delta \zeta = \zeta_2 - \zeta_1$. Данное выражение может быть использовано для вычисления площади проекции элементов разбиения пятна на картинную плоскость с заранее вычисленными значениями χ и γ_c .

Подстановка выражения (4) в (1) дает следующую рабочую формулу для вычисления потока от запятненной звезды:

$$F_p = F^{(u)} - \sum_{i=1}^n V_{pi} \Omega_{pi} (L_{pi}(T_{ph}) I(T_{ph}) - L_{pi}(T_{sp}) I(T_{sp})). \quad (13)$$

Введем фиктивное пятно, идентичное модельному, но имеющее температуру T_{ph} . Тогда сумма в последнем выражении будет представлять собой разность потоков между фиктивным пятном и пятном модели, а скобка в той же формуле имеет значение разности интенсивности, излучаемой точками фиктивного пятна, и соответствующими точками модельного пятна.

2.2. Моделирование кривой блеска многопятенной поверхности

Кривые блеска запятненных звезд часто имеют асимметричную форму. В таких случаях использование модели с одним пятном недостаточно для

описания кривых блеска звезды, и ситуация требует введения более сложной модели с несколькими пятнами на поверхности. В случае отсутствия перекрытий между пятнами нетрудно модифицировать формулу (13) для расчета потока от многопятенной модели

$$F_p = F^{(u)} - \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{n_k} V_{kpi} \Omega_{kpi} (L_{kpi}(T_{ph}) I(T_{ph}) - L_{kpi}(T_{sp}^{(k)}) I(T_{sp}^{(k)})), \quad (14)$$

где K — количество пятен модели на звездной поверхности, n_k — количество элементов разбиения k -го пятна, $T_{sp}^{(k)}$ — температура k -го пятна, коэффициенты V_{kpi} , Ω_{kpi} , L_{kpi} имеют тот же смысл, что и коэффициенты V_{pi} , Ω_{pi} , L_{pi} в формуле (4), но рассчитаны для k -го пятна.

Теперь учтем возможность переналожения пятен. Введем правило, согласно которому пятно может быть покрыто только пятном меньшего номера. Это означает, что в случае перекрытия i -го и $i+j$ -го пятен ($j > 0$), область их пересечения будет иметь температуру i -го пятна. Принимая во внимание все вышесказанное, нетрудно преобразовать выражение (14) в формулу для вычисления потока от модели, разрешающей переналожение пятен. Эта формула будет иметь вид

$$F_p = F^{(u)} - \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{n_k} \Delta_{ki} V_{kpi} \Omega_{kpi} \times (L_{kpi}(T_{ph}) I(T_{ph}) - L_{kpi}(T_{sp}^{(k)}) I(T_{sp}^{(k)})), \quad (15)$$

где Δ_{ki} — параметр, равный единице в случае, если i -й элемент k -го пятна не покрывается другим пятном, и принимающий нулевое значение в противном случае.

Для разъяснения методики учета перекрытий пятен рассмотрим рис. 3, на котором представлена поверхность с двумя пятнами. Обозначим первое пятно индексом a , а второе — индексом b ($b > a$). Так как $b > a$, то в случае перекрытия этих двух пятен покрывающим будет пятно a , а покрытым — пятно b .

Нетрудно видеть, что условием переналожения этих двух пятен является выполнение неравенства $r_{ab} < R_a + R_b$, где r_{ab} — расстояние между центрами пятен, а R_a и R_b — радиусы пятен a и b . Если данное условие выполняется, то необходимо провести тестирование всех элементов разбиения пятна b на предмет их покрытия областью пятна a . Для поиска расстояния r_{ab} можно воспользоваться следующей формулой:

$$\cos r_{ab} = \cos \theta_a \cos \theta_b + \sin \theta_a \sin \theta_b \cos \Delta \phi_c, \quad (16)$$

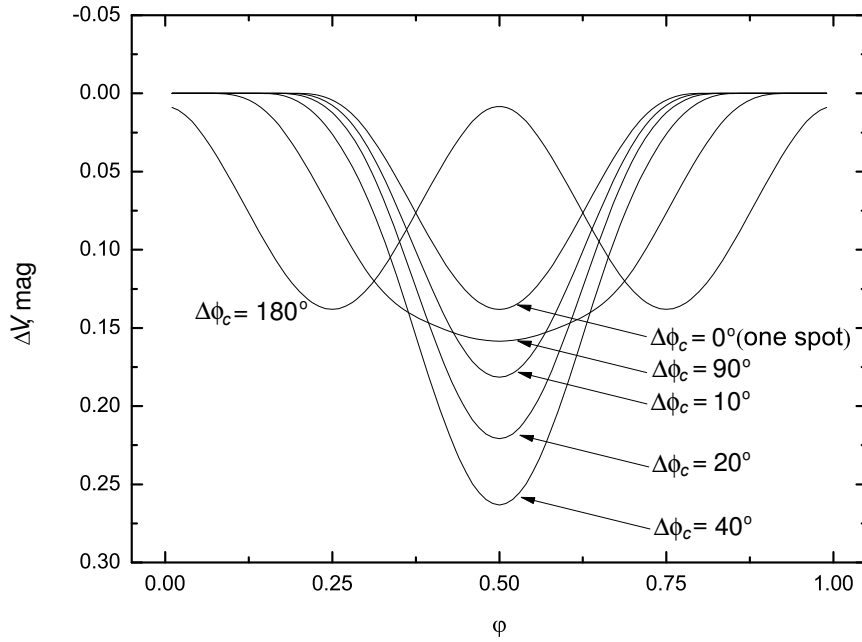


Рис. 4. Модельные кривые блеска звезды с двумя экваториальными пятнами.

где $\Delta\phi_c$ — разность долгот центров пятен. Углы r_{ab} , θ_a и θ_b указаны на рис. 3. Обозначим через δ расстояние от центра произвольного элемента разбиения пятна b до центра пятна a . Тогда условием покрытия рассматриваемым элементом разбиения пятна b будет выполнение неравенства $\delta < R_a$. Для поиска расстояния δ можно воспользоваться следующим набором формул:

$$\Omega = \frac{\cos \theta_a - \cos r_{ab} \cos \theta_b}{\sin r_{ab} \sin \theta_b}; \quad (17)$$

$$\omega = \begin{cases} \arccos \Omega, & \text{при } \phi_b \geq \phi_c, \\ 2\pi - \arccos \Omega, & \text{при } \phi_b < \phi_c; \end{cases} \quad (18)$$

$$\beta = \eta_b - \omega; \quad (19)$$

$$\cos \delta = \cos r_{ab} \cos \zeta_b + \sin r_{ab} \sin \zeta_b \cos \beta. \quad (20)$$

На рис. 4 представлены некоторые примеры расчетных кривых блеска моделей звезд с двумя экваториальными пятнами. Моделирование проводилось для температуры незапятненной фотосферы $T_{ph} = 5000 \text{ K}$ и ускорения силы тяжести $\log g = 4.5$ при угле наклона оси вращения звезды к лучу зрения $i = 90^\circ$. Температура пятен была принята равной $T_{sp}^{(1)} = T_{sp}^{(2)} = 4000 \text{ K}$, а их радиусы равны $R_1 = R_2 = 20^\circ$. Моделирование проводилось для нескольких значений разности долгот между центрами пятен: $180^\circ, 90^\circ, 40^\circ, 20^\circ, 10^\circ, 0^\circ$. Вычисленные потоки были нормированы на поток от

незапятненной модели. Видно, что при уменьшении расстояния между пятнами от 180° до 40° происходит увеличение амплитуды кривой блеска, связанное с ростом запятненности видимого диска звезды на определенной фазе вращения. При дальнейшем уменьшении разности долгот пятен происходит падение амплитуды блеска, вызванное сокращением общей площади пятен ввиду их переналожения.

Аналогичные тесты были проведены для разделенных по широте пятен. На рис. 5 представлены кривые блеска, полученные для той же модели звезды, что и на рис. 4, но для иных координат пятен. Пятна были расположены в северном и южном полушариях на одном меридиане и на одинаковом расстоянии от экватора. Разность широт пятен принимала значения: $180^\circ, 90^\circ, 40^\circ, 20^\circ, 10^\circ, 0^\circ$. Как и в предыдущем тесте, заметно увеличение амплитуд кривых блеска с уменьшением расстояния между пятнами, вызванное увеличением запятненности видимого диска. Также видно дальнейшее уменьшение амплитуды блеска, связанное со слиянием пятен.

2.3. Решение обратной задачи

Для решения обратной задачи, представляющей собой поиск параметров пятен по виду наблюдаемой кривой блеска, мы используем стандартный подход, заключающийся в минимизации суммы квадратов невязок между модельными и наблюдаемыми потоками. Минимизируемая функция имеет

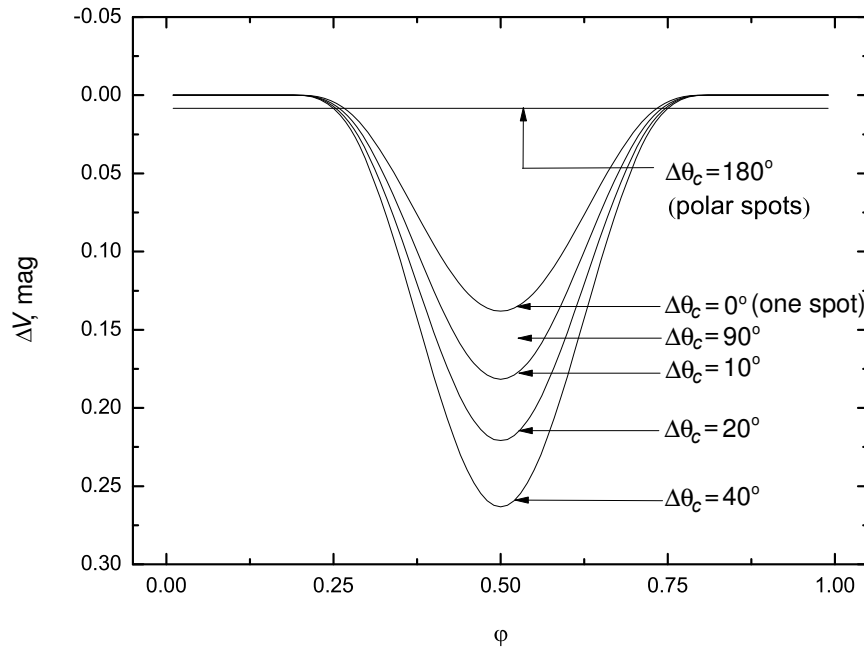


Рис. 5. Модельные кривые блеска звезды с двумя пятнами, расположенными на одном меридиане.

следующий вид:

$$\chi^2 = \sum_{q=1}^Q \frac{1}{\sigma_q^2} \sum_{p=1}^{P_q} (c_q F_{qp}(h_1, h_2, \dots, h_n) - F_{qp}^o)^2 \quad (21)$$

где c_q — масштабные коэффициенты, необходимые для перевода модельных потоков F_{qp} в наблюдаемые F_{qp}^o ; индекс q обозначает полосу, в которой проводилось фотометрирование звезды ($q = 1 \dots Q$), а индекс p соответствует наблюдаемой фазе вращения звезды ($p = 1 \dots P_q$). Параметрами h_1, h_2, \dots, h_n могут быть геометрические параметры модели (долготы, широты и радиусы пятен) и температуры пятен. Ошибки регистрации потоков σ_q в фильтре q ($q = 1 \dots Q$) считаются одинаковыми в пределах всего наблюдательного периода. Коэффициенты c_q могут быть найдены из предположения отсутствия пятен на видимой поверхности звезды в момент максимума ее блеска. Обозначив через F_q^{\max} максимальный наблюдаемый поток излучения от звезды (может быть относительным) в полосе q и учитывая формулу определения потока незапятнанной модели (3), предложим следующую формулу для определения коэффициентов c_q :

$$c_q = \frac{F_q^{\max}}{\pi I(T_{\text{ph}}) \left(1 - \frac{1}{3} x(T_{\text{ph}})\right)}. \quad (22)$$

Созданный нами программный код позволяет проводить поиск параметров (широт, долгот, радиусов, температур) для произвольного количества пятен. Также имеется возможность фиксации значения любого параметра, входящего в список варьируемых. Фиксация параметров является очень важным преимуществом нашего программного кода, поскольку область допустимых решений задачи, согласующихся с данными наблюдений в рамках естественных флуктуаций шума, может быть очень широкой. Например, исходя из одной кривой блеска нельзя однозначно определить размеры и температуры пятен, поэтому один из этих параметров должен быть зафиксирован [13].

Первоначально минимизацию функции (21) мы проводили с помощью алгоритма Нелдера—Мида. Код алгоритма был заимствован из математической библиотеки DotNumerics 1.1, доступной по адресу www.dotnumerics.com. Алгоритм продемонстрировал хорошие результаты в поиске решения, но оказался довольно медленным. Для более быстрого поиска минимума функции (21) мы реализовали метод Левенберга—Маквардта [14]. Расчеты модельных кривых блеска проводились параллельно для разных фаз вращения звезды, что дало выигрыш в скорости при вычислении на многопроцессорных компьютерах.

3. АНАЛИЗ ЗАПЯТНЕННОСТИ ЗВЕЗДЫ HIP 1883

3.1. HIP 1883

Звезда HIP 1883 является представителем класса сверхбыстрых ротаторов скопления Плеяды. Объектами этого типа являются звезды спектральных классов K и M, имеющие аномально высокие значения скорости вращения ($v \sin i > 100 \text{ км с}^{-1}$).

Первые свидетельства быстрого вращения некоторых объектов в Плеядах были найдены Альфенаром и Ван Лиувеном [15], а также Мейсом и др. [16]. Ими были обнаружены быстрые ($P_{\text{ph}} \sim 1^{\text{д}}$) периодические изменения блеска этих объектов, по-видимому, обусловленные сильной запятнённостью их поверхности.

Первые фотометрические наблюдения звезды HIP 1883, проведенные Ван Лиувеном и Альфенаром [17], выявили ее аномально короткий период изменения блеска $P_{\text{ph}} \sim 0^{\text{д}}.2354$, свидетельствующий о быстрой скорости вращения звезды. На быстрое вращение звезды также указывают спектроскопические измерения в [18], где получено $v \sin i \sim 140 \text{ км с}^{-1}$.

Присутствие на поверхности звезды холодных пятен подтверждается многополосной фотометрией звезды. Амплитуда блеска звезды растет с увеличением эффективной длины волны фотометрической полосы [19]. Анализ кривых блеска, проведенный в [19], выявил наличие зон запятнённости с температурой на 900 K ниже температуры незапятнанной фотосферы и покрывающих около 8% видимой поверхности звезды.

Спектральные наблюдения звезды [20] выявили синхронные изменения положения и ширины эмиссионной линии H α , период которых равен фотометрическому периоду звезды. Анализ эквивалентных ширин H α и H β показал, что область эмиссии должна занимать очень большой объем, сравнимый с радиусом звезды.

Вероятно, сильная запятнённость звезды связана с высоким темпом генерации магнитных полей, обусловленным быстрой скоростью вращения звезды. Предполагается, что при подходе к главной последовательности звезда сжимается, увеличивая свою скорость вращения до очень больших значений $v \sin i > 100 \text{ км с}^{-1}$ [21].

3.2. Наблюдения и обработка данных

UBV(RI) $_C$ -фотометрия звезды HIP 1883 была проведена в ночь 25/26 сентября 2012 г. на 1-м телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории РАН. Телескоп оснащен одноканальным ПЗС-фотометром с набором фильтров

системы Джонсона-Коузинса. ПЗС-матрица размером 2048 \times 2048 пикселей охлаждалась жидким азотом.

Наблюдения проводились при хороших астроклиматических условиях с качеством изображения 1''9 и покрыли полный период вращения звезды ($P_{\text{ph}} \sim 5^{\text{h}}65$).

Первичная обработка изображений, включающая в себя вычитание кадра нулевой экспозиции (bias) и деление на плоское поле, была выполнена при помощи средств пакета IRAF/CCDRED. Апертурная фотометрия звезд проводилась с использованием программ пакета IRAF/APPHOT. В процессе дифференциальной фотометрии HIP 1883 использовалась звезда 2MASS J03483818+2319087 (HIP 1954) в качестве звезды сравнения. Сравнение блеска этой звезды с блеском контрольной звезды 2MASS J03483977+2317580 (HIP 1967) не показало переменности первой в течение наблюдательного периода во всех фотометрических полосах. Вычисление среднеквадратичного отклонения блеска звезды HIP 1967 относительно HIP 1954 выявило точность фотометрии $\sigma_U^m = 0^{\text{m}}009$, $\sigma_B^m = 0^{\text{m}}009$, $\sigma_V^m = 0^{\text{m}}005$, $\sigma_{R_C}^m = 0^{\text{m}}006$, $\sigma_{I_C}^m = 0^{\text{m}}008$ в фильтрах U, B, V, R $_C$ и I $_C$. Кривые блеска HIP 1883 представлены на рис. 6. Видно, что они имеют асимметричную форму, и их амплитуда уменьшается с увеличением эффективной длины волны фотометрической полосы. Описание наблюдаемых кривых блеска первыми двумя Фурье-гармониками (члены $\cos \theta$ и $\cos 2\theta$) показало следующие значения амплитуд переменности: $\Delta U = 0^{\text{m}}220$, $\Delta B = 0^{\text{m}}187$, $\Delta V = 0^{\text{m}}167$, $\Delta R_C = 0^{\text{m}}140$ и $\Delta I_C = 0^{\text{m}}100$. Перевод кривых блеска из шкалы юлианских дат в шкалу фаз вращательного периода проводился согласно эфемериде

$$\text{HJD} = 2444500.0 + 0.23529 \text{ E}. \quad (23)$$

Для этого использовалось среднее значение периода звезды, полученное на основе данных двадцатилетних наблюдений HIP 1883 [22]. Начальная эпоха в формуле (23) была выбрана произвольно.

3.3. Определение параметров звезды

Фотоэлектрические наблюдения звезды HIP 1883 ранее проведены Штауффером и др. [19]. В [19] приведены кривые блеска звезды в полосе V (в абсолютных значениях), а также кривые показателей цвета звезды $B - V$, $(V - R)_K$ и $(R - I)_K$ для января и декабря 1983 г. и ноября 1985 г. Наибольшую яркость (т.е. наименее запятнённую видимую поверхность) из трех эпох наблюдений звезда имела в декабре 1983 г. Анализ цветовых кривых показал, что цвета $(V - R)_K$ и $(V - I)_K$

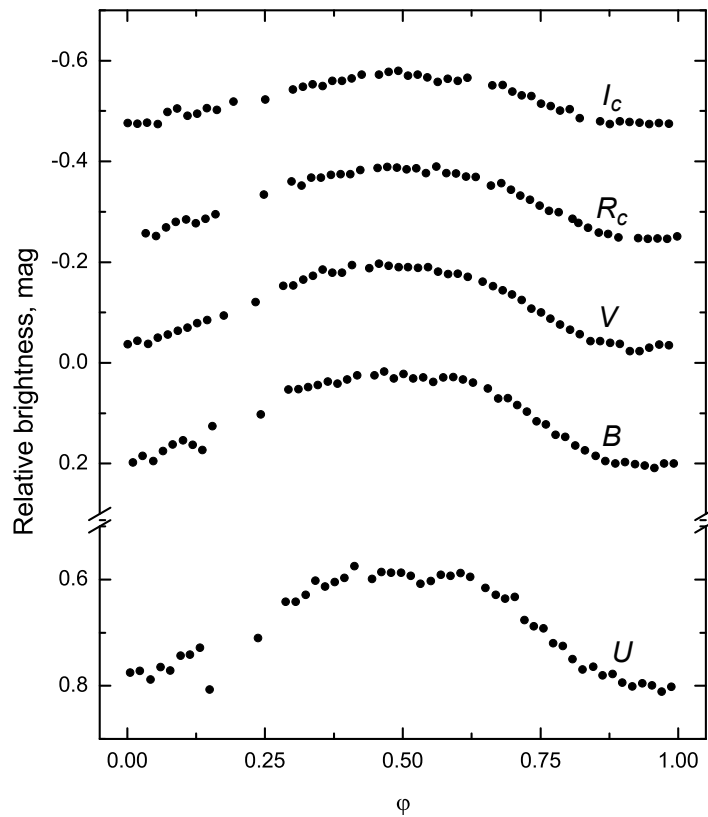


Рис. 6. Кривые блеска звезды HIP 1883.

изменяются синхронно с изменением блеска звезды, в то время как изменения показателя цвета $B - V$ не проявляются при существующих ошибках наблюдений. Среднее значение показателя цвета $B - V$ с учетом межзвездного поглощения $E(B - V) = 0^{\text{m}}03$ равно $B - V = 1^{\text{m}}002$. Минимальные значения показателей цвета $(V - R)_K$ и $(V - I)_K$, соответствующие наименее запятненной видимой поверхности звезды, были получены путем описания цветовых кривых двумя Фурье-гармониками (члены $\cos \theta$ и $\cos 2\theta$) и оказались равными $(V - R)_K = 0^{\text{m}}559$ и $(V - I)_K = 0^{\text{m}}992$. После перевода цветов из системы Крона в систему Джонсона с использованием калибровок [23, 24] и учета межзвездного поглощения мы получили следующие оценки минимальных показателей цвета звезды: $V - R = 0^{\text{m}}885$ и $V - I = 1^{\text{m}}516$. Поправка за межзвездное поглощение проводилась с использованием отношений избытков цвета $E(V - R)/E(B - V) = 0.78$ и $E(V - I)/E(B - V) = 1.60$ [25]. Для нахождения температуры незапятненной фотосферы звезды были использованы таблицы Куруца [9], в которых затабулирована теоретическая зависимость показателя цвета звезды от ее эффективной температуры. Определение температуры проводилось в предположении солнечной металличности

звезды $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$, которая соответствует средней металличности звезд скопления Плеяды [26], а ускорение силы тяжести было принято равным $\log g = 4.5$. Найденные по каждому показателю цвета температуры равны: $T_{B-V} = 4669$ К, $T_{V-R} = 4270$ К и $T_{V-I} = 4271$ К. Использование эмпирических калибровок показателей цвета по эффективной температуре звезд главной последовательности [27] дает следующие оценки температур: $T_{B-V} = 4658$ К, $T_{V-R} = 4580$ К и $T_{V-I} = 4468$ К. По-видимому, оценки температуры, полученные по индексу $B - V$, являются наиболее надежными, так как видимая поверхность звезды может содержать пятна, вклад которых в длинноволновой области более значителен. Мы приняли значение $T = 4660$ К в качестве оценки температуры незапятненной фотосферы звезды.

Оценка максимального видимого блеска звезды V_{max} была проведена путем описания кривой блеска Фурье-гармониками ($\cos \theta$ и $\cos 2\theta$) с использованием поправки за межзвездное поглощение $A_V = 3.0 E(B - V) = 0^{\text{m}}09$. Найденный таким образом блеск равен $V_{\text{max}} = 12^{\text{m}}49$.

Для картирования поверхности звезды необходимо знать угол наклона ее оси вращения к лучу зрения i . Единственной возможностью оценки уг-

ла i для исследуемой звезды является использование соотношения

$$\sin i = \frac{P_{\text{ph}} \times v \sin i}{2\pi R}, \quad (24)$$

где $v \sin i$ — проекция экваториальной скорости, которая может быть определена по уширению профилей спектральных линий звезды, R — радиус звезды. Радиус R может быть определен с использованием следующей формулы:

$$\log \frac{R}{R_{\odot}} = 0.4 \left((m^0 - m_{\odot}^0) - (M - M_{\odot}) \right), \quad (25)$$

где $M - M_{\odot}$ — разность абсолютных звездных величин исследуемой звезды и Солнца, а разность видимых величин $m^0 - m_{\odot}^0 = -2.5 \log(F^0/F_{\odot}^0)$, где под логарифмом стоит отношение потоков излучения, проходящих через единичные площадки на поверхности звезды и Солнца. Абсолютная звездная величина звезды в полосе V была определена с использованием расстояния до Плеяд 135 пк [28] и найденной выше оценки минимальной видимой звездной величины НП 1883. Абсолютная величина Солнца была принята равной $M_{V\odot} = 4^{\text{m}}83$. Величина $m^0 - m_{\odot}^0$ определена при помощи таблиц [9] для полученной выше оценки температуры незапятненной фотосферы звезды и ускорения силы тяжести $\log g = 4.5$. Параметры атмосферы Солнца приняты равными $T_{\text{eff}}^{\odot} = 5777$ К и $\log g_{\odot} = 4.44$. Найденное при данных параметрах значение радиуса звезды равно $R = 0.725 R_{\odot}$.

Определение радиуса звезды можно также провести по теоретическим изохронам. Использование теоретической изохроны [29] для содержания тяжелых элементов $Z = 0.019$ и возраста 112 Муг дает значение радиуса $R = 0.67 R_{\odot}$.

Еще одну оценку радиуса звезды НП 1883 можно получить с использованием ее углового диаметра, определенного в [30]. Авторы этой работы получили оценки угловых диаметров ряда звезд скопления Плеяды и α Пер на основе уточненного соотношения Барнеса—Иванса для цвета $B - V$. Соотношения Барнеса—Иванса [31] определяют эмпирическую связь между показателем цвета звезды и ее поверхностной яркостью в фильтре V . Это позволяет по измерениям цвета звезды и ее видимой звездной величине найти ее угловой диаметр. Найденный таким путем угловой диаметр нашей звезды равен 4.936×10^{-5} арсек, что при расстоянии до Плеяд 135 пк дает радиус $0.714 R_{\odot}$. Данное значение радиуса хорошо согласуется с оценкой, найденной нами при помощи таблиц [9].

Мы приняли значение радиуса $R = 0.72 R_{\odot}$, равное среднему между значениями, определенным по температуре (по калибровкам Куруца) и по

соотношению Барнеса—Иванса. Мы не учитывали оценку радиуса по теоретическим изохронам, поскольку радиусы запятанных звезд могут быть завышенными по сравнению с радиусами нормальных звезд, для которых рассчитывались изохроны. Данный эффект связан с тем, что обширное покрытие звездной поверхности пятнами вынуждает звезду раздуться для излучения энергии, генерируемой в ядре [32].

Измерения скорости $v \sin i$ были проведены в [18]. Найденное значение проекции скорости вращения НП 1883 равно $v \sin i = 140 \pm 15$ км с⁻¹. Подставив эту величину $v \sin i$ в формулу (24), мы получили оценку угла наклона оси вращения звезды к лучу зрения $i = 65^{\circ}$ для принятого значения радиуса.

Важным параметром при фотометрическом картировании звезды является ее блеск при отсутствии пятен на видимой поверхности ΔV_{max} , в нашем случае определенный относительно звезды сравнения. Его величина влияет на площадь восстановленных пятен и на их широту. Наиболее очевидный путь в оценке ΔV_{max} состоит в проведении долговременной фотометрии звезды, исходя из которой можно выделить момент ее максимального блеска, предполагая, что в это время видимая поверхность была свободна от пятен. В литературе имеется несколько работ по анализу фотометрии НП 1883 [15, 16, 19, 22, 33]. К сожалению, в [15, 16] были использованы звезды сравнения, которые не попали в поле зрения нашей матрицы. В [19] приведены данные абсолютной фотометрии, однако мы не получили снимки стандартных звезд. Кривые блеска [22] имеют неизвестный нуль-пункт измеряемых звездных величин.

В [33] представлены данные дифференциальной фотометрии относительно звезды НП 1967, попадающей в поле зрения нашей матрицы. Сравнив блеск используемой нами звезды сравнения с НП 1967, мы пришли к выводу, что блеск исследуемой звезды был больше во время наших наблюдений. Максимальные значения блеска звезды во время наших наблюдений были определены путем Фурье-аппроксимации кривых блеска. Найденные значения относительных звездных величин максимума блеска звезды равны:

$$\begin{aligned} \Delta U_{\text{max}} &= 0^{\text{m}}580, & \Delta B_{\text{max}} &= 0^{\text{m}}020, \\ \Delta V_{\text{max}} &= -0^{\text{m}}195, & \Delta R_{C\text{max}} &= -0^{\text{m}}388, \\ \Delta I_{C\text{max}} &= -0^{\text{m}}574. \end{aligned}$$

3.4. Картирование поверхности НП 1883

На основе разработанного кода картирования поверхности звезд был проведен анализ запятанности звезды НП 1883. Для картирования поверхности НП 1883 использовались кривые блеска в

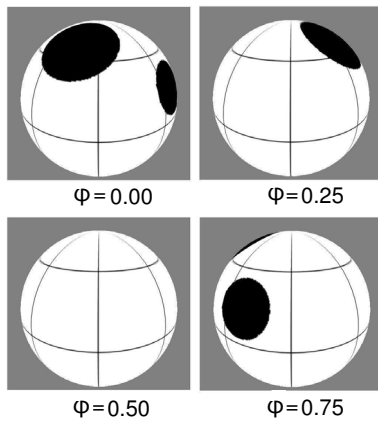


Рис. 7. Восстановленная на основе BVR_C -картирования поверхность НП 1883, наблюдаемая в разных фазах периода вращения.

полосах B , V , R_C . В качестве ошибок определения потоков в каждой из используемых полос мы использовали величины $0.4 \ln(10) 10^{-0.4 \Delta m_i} \sigma_i^m$, где σ_i^m — среднеквадратичное отклонение звездной величины контрольной звезды от звезды сравнения для i -й полосы, значения которых были перечислены в разделе 3.2, а Δm_i — средняя разница блеска между контрольной звездой и звездой сравнения в i -й полосе. Масштабирующие коэффициенты (22) были вычислены, исходя из предположения об отсутствии пятен на видимом диске звезды во время ее максимума блеска. Значения масштабирующих коэффициентов были найдены с использованием значений максимального блеска звезды, данных в предыдущем разделе. Асимметричный вид кривых блеска потребовал моделирования звездной поверхности с двумя пятнами. В качестве первого приближения были использованы следующие параметры пятен: $\theta_c = 45^\circ$, $\phi_c = 45^\circ$, $R = 20^\circ$ для первого пятна, и $\theta_c = 45^\circ$, $\phi_c = 140^\circ$, $R = 20^\circ$ — для второго пятна. Картирование звезды также проводилось с использованием других начальных значений параметров пятен, в ходе которого выяснилось, что при данных первых приближениях достигается глобальный минимум функции (21). Для ограничения числа варьируемых параметров было принято, что пятна имеют одинаковую температуру. Процедура картирования по-

верхности звезды проводилась несколько раз для различных температур пятен. Наименьшего значения функции (21) удалось достичь при разнице между температурами незапятнанной фотосферы и пятен $\Delta T = 650$ К. Суммарная доля площади пятен от доступной наблюдениям площади поверхности звезды ($\theta < 90 + i$) оказалась равной 7%. Это значение близко к оценке доли площади пятен, найденной в [19] (7.5%). Полученные параметры пятен даны в таблице. Построенная на основе определенных параметров пятен модель поверхности звезды представлена на рис. 7 для четырех фаз ее вращения. Сравнение наблюдаемых и модельных кривых блеска звезды дано на рис. 8.

Использование кривых блеска в полосах B , V , R_C , I_C в процедуре картирования звезды показало, что двухпятенная модель поверхности не в состоянии объяснить изменения блеска звезды в четырех полосах одновременно.

Амплитуда теоретической кривой блеска оказалась больше наблюдаемой в полосе I_C . Понижение амплитуды блеска звезды в полосе I_C можно было бы объяснить избытком инфракрасного излучения, обусловленного наличием полярного пятна или иной запятненности поверхности, не вызывающей изменения блеска звезды. Мы провели серию картирований звезды с включением третьего, полярного, пятна. Температура этого пятна принималась равной температуре остальных двух пятен, а радиус варьировался от 10° до 45° . Несмотря на некоторые улучшения в воспроизведении амплитуды блеска в полосе I_C , нам не удалось достичь описания кривой блеска в рамках точности наблюдений. Возможно, что звезда имеет некий источник дополнительного инфракрасного излучения, не имеющий отношения к запятненности звездной фотосферы.

Отметим также, что в процессе картирования мы не учитывали кривую блеска звезды в фильтре U ввиду возможного вклада хромосферных эмиссионных линий и бальмеровского континуума в полный поток излучения в этой полосе.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена новая методика моделирования кривых блеска запятненных звезд с круглыми пятнами. Расчет потоков излучения от пятен сводится к разбиению пятен на элементарные площадки и численному интегрированию интенсивности по ним. Это дает возможность простого учета возможных переналожений пятен, не реализованного в более ранних работах подобного типа.

Найденные параметры пятен

Номер пятна	Долгота, град.	Широта, град.	Радиус, град.	ΔT , К
1	66.7	57.1	24.2	650
2	148.5	21.5	17.4	650

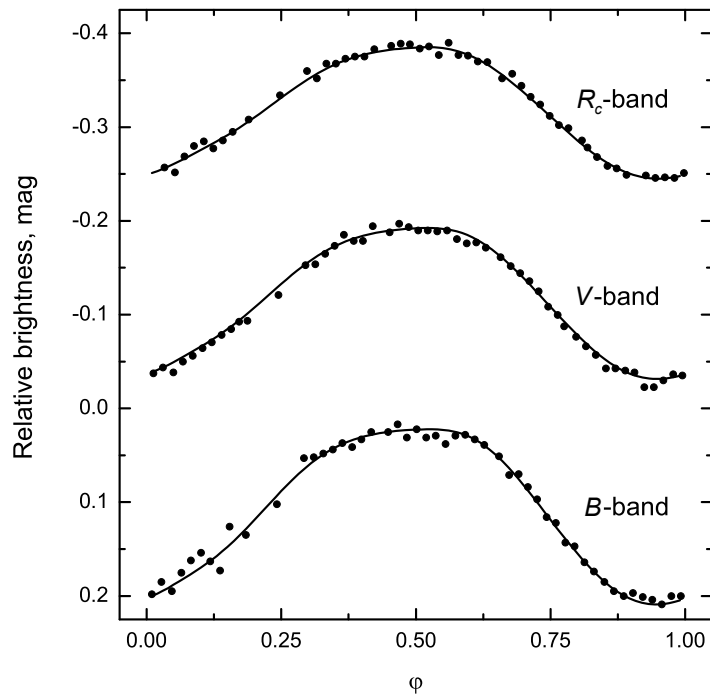


Рис. 8. Сравнение теоретических (линии) и наблюдаемых (точки) кривых блеска III 1883.

Невзирая на большую трудоемкость вычислений по сравнению с аналитическими подходами [2, 4], предложенная методика не вызывает затруднений при работе на современных компьютерах. В расчете потоков для модели запятанной звезды используются современные теоретические зависимости интенсивности излучения от эффективной температуры атмосферы и направления испускания излучения. Картирование поверхности звезды осуществляется на основе анализа нескольких кривых блеска, полученных в разных фотометрических полосах. Это дает возможность получить более корректные карты поверхности звезды.

Несмотря на появление более совершенных методик инверсии кривых блеска [6, 7], основанных на разбиении модели поверхности звезды на элементарные площадки, картирование звезд с круглыми пятнами не теряет своей актуальности при анализе наземных наблюдений. Современные наземные наблюдения с хорошей точностью могут быть описаны двумя или тремя пятнами. Полученные данным методом карты поверхности звезды легче поддаются анализу, по сравнению с картами непрерывного распределения интенсивности. Простой анализ результатов инверсии кривой блеска может быть проведен при помощи подхода, описанного в [34]. Однако нужно иметь в виду, что эта методика работает в рамках двухтемпературного приближения.

При увеличении точности наблюдений описание

наблюдательных данных будет требовать большего количества пятен, что может привести к неоднозначности решения и усложнению поиска глобального минимума. По-видимому, в таких случаях лучше воспользоваться методами инверсии кривой блеска, дающими единственное решение.

Предложенная методика картирования была апробирована на звезде III 1883 с использованием кривых блеска в полосах B , V , R_C . В результате выявлена группа пятен, занимающая 7% видимой поверхности звезды. Наилучшее описание наблюдений было получено при температуре пятен на 650 К ниже незапятнанной фотосферы. Выявлены трудности с одновременным описанием четырех кривых блеска в полосах B , V , R_C , I_C . Наблюдаемая амплитуда блеска в полосе I_C оказывается меньше теоретической для модели поверхности, удовлетворительно описывающей кривые блеска в остальных трех полосах.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Специальной астрофизической обсерватории РАН Н. В. Борисову и М. М. Габдееву за помощь в организации и проведении наблюдений III 1883. Работа выполнена при финансовой поддержке Академии наук Республики Татарстан (проект 02-38/2013) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект

13-02-90717 мол_рф_нр). Наблюдения на телескопах САО РАН проводятся при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (госконтракты 14.518.11.7070, 16.518.11.7073).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Vogt and G. D. Penrod, Publ. Astronom. Soc. Pacific **95**, 565 (1983).
2. E. Budding, Astrophys. and Space Sci. **48**, 207 (1977).
3. J. D. Dorren, Astrophys. J. **320**, 756, (1987).
4. Z. Eker, Astrophys. J. **420** 373, (1994).
5. K. G. Strassmeier, Astrophys. and Space Sci. **140**, 223 (1988).
6. R. Harmon and L. Crews, Astronom. J. **120**, 3274 (2000).
7. A. I. Kolbin, V. V. Shimansky, and N. A. Sakhibullin, Astronomy Reports **57**, 548 (2013).
8. W. Van Hamme, Astronom. J. **5**, 2096 (1993).
9. R. Kurucz, SAO CD-ROMs (1994).
10. A. Azusienis and V. Straizys, Sov. Astron. **13** 316 (1969).
11. H. L. Johnson, Astrophys. J. **141**, 923 (1965).
12. M. S. Bessell, Publ. Astronom. Soc. Pacific **95**, 480 (1983).
13. S. S. Vogt, Astrophys. J. **250**, 327 (1981).
14. Ф. Гилл, У. Мюррей, М. Райт, *Практическая оптимизация* (Мир, Москва, 1985).
15. P. Alphenaar and F. van Leeuwen, Inform. Bull. Var. Stars 1957 (1981).
16. J. J. Meys, P. Alphenaar, and F. van Leeuwen, Inform. Bull. Var. Stars 2115 (1982).
17. F. van Leeuwen and P. Alphenaar, ESO Messenger **28**, 15 (1982).
18. J. R. Stauffer, L. Hartmann, D. R. Soderblom, and N. Burnham, Astrophys. J. **280**, 202 (1984).
19. J. R. Stauffer, J. D. Dorren, and J. L. Africano, Astronom. J. **91**, 1443 (1986).
20. G. W. Marcy, D. K. Duncan, and B. D. Cohen, Astrophys. J. **288**, 259 (1985).
21. L. W. Hartmann and R. W. Noyes, Annual Rev. Astronom. Astrophys. **25**, 271 (1987).
22. D. Clarke, Astronom. and Astrophys. **421**, 273 (2004).
23. M. S. Bessell and E. W. Weis, Publ. Astronom. Soc. Pacific **99**, 642 (1987).
24. M. S. Bessell, Publ. Astronom. Soc. Pacific **91**, 589 (1979).
25. G. V. Schultz and W. Wiemer, Astronom. and Astrophys. **43**, 133 (1975).
26. A. M. Boesgaard and E. D. Friel, Astrophys. J. **351**, 467 (1990).
27. A. Alonso, S. Arribas, and C. Martinez-Roger, Astronom. and Astrophys. **313**, 873 (1996).
28. D. An, D. M. Terndrup, M. H. Pinsonneault, et al., Astronom. J. **655**, 233 (2007).
29. L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi, Astronom. and Astrophys. Suppl. **141**, 371 (2000).
30. M. A. O'Dell, M. A. Hendry, and A. Collier Cameron, Monthly Notices Royal Astronom. Soc. **268**, 181 (1994).
31. T.G. Barnes, D.S. Evans, T.J. Moffet, Monthly Notices Royal Astronom. Soc. **183**, 285 (1978).
32. M. S. O'Brien and H. E. Bond, Astrophys. J. **563**, 971 (2001).
33. J. R. Stauffer and L. W. Hartmann, Astrophys. J. **318**, 337 (1987).
34. I. S. Savanov and K. G. Strassmeier, Astronomische Nachrichten **329**, 364 (2008).

Spotted Star Light Curve Numerical Modeling Technique and Its Application to HII 1883 Surface Imaging

A. I. Kolbin and V. V. Shimansky

We developed a code for imaging the surfaces of spotted stars by a set of circular spots with a uniform temperature distribution. The flux from the spotted surface is computed by partitioning the spots into elementary areas. The code takes into account the passing of spots behind the visible stellar limb, limb darkening, and overlapping of spots. Modeling of light curves includes the use of recent results of the theory of stellar atmospheres needed to take into account the temperature dependence of flux intensity and limb darkening coefficients. The search for spot parameters is based on the analysis of several light curves obtained in different photometric bands. We test our technique by applying it to HII 1883.

Keywords: *stars: imaging—starspots—techniques: photometric—stars: individual: HII 1883*