

ТРЕТИЙ СВЕТ В СИСТЕМЕ SS 433 ПО ДАННЫМ $UBVR_cI_c$ ФОТОМЕТРИИ

© 2025 г. А. В. Додин¹, А. М. Черепашчук^{1,*}, К. А. Постнов^{1,2}, М. А. Бурлак¹,
Н. П. Иконникова¹

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия

²Казанский федеральный университет, Казань, Россия

*e-mail: cherepashchuk@gmail.com

Поступила в редакцию 16.09.2024 г.

После доработки 25.10.2024 г.

Принята к публикации 11.11.2024 г.

$UBVR_cI_c$ наблюдения микроквара SS 433 с 1980 по 2023 г. выявили устойчивый эффект, необычный для классических затменных двойных систем. В фазах максимального раскрытия аккреционного диска глубины главного и вторичного затменных минимумов орбитальной кривой блеска синхронно убывают с увеличением длины волны. Для объяснения этого эффекта мы привлекли модель затменной двойной системы, в которой присутствует третий незатменный свет. Показано, что главным источником третьего света при темпе потери массы из системы $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ являются периферийные полупрозрачные области сверхкритического аккреционного диска, а также протяженная часть дискового ветра. Вклад незатменного третьего света возрастает от 15% в фильтре B до 40% в фильтре I_c . Исправленный за межзвездное поглощение спектр излучения третьего незатменного света в диапазоне 4000–8000 Å может быть описан степенным законом с показателем в шкале длин волн близким к -1 . Значительные изменения блеска системы вне затмений связаны главным образом не с классическим эффектом эллипсоидальности компонентов, а с переменным поглощением света компонентов в общей оболочке системы, сформированной мощными ветрами сверхкритического аккреционного диска и звезды — донора вещества.

Ключевые слова: индивидуальные звезды, SS 433, тесные двойные затменные звезды, аккреционные диски

DOI: 10.31857/S0004629925020015, EDN: GHWHHW

1. ВВЕДЕНИЕ

Микроквар SS 433 представляет собой массивную рентгеновскую двойную систему на продвинутой стадии эволюции с прецессирующим сверхкритическим аккреционным диском вокруг черной дыры и релятивистскими джетами [1–4]. В системе SS 433 наблюдаются три периодичности: прецессионная ($P_{\text{prec}} = 162.3^d$), орбитальная ($P_{\text{orb}} \approx 13.08^d$) и нутационная ($P_{\text{nut}} \approx 6.29^d$). Прецессионный и нутационный периоды в среднем постоянны на протяжении свыше 40 лет [5], что свидетельствует в пользу модели “плавающего” аккреционного диска, отслеживающего прецессию вращения оптической звезды. Орбитальный период показывает эволюционное возрастание с темпом $(1.14 \pm 0.25) \times 10^{-7} \text{ с/с}$ [6, 7]. Это позволяет заключить, что отношение масс компонентов в системе SS 433 близко к единице и что релятивистский объект здесь является черной дырой [6]. Наблюдаемое вековое возрастание орбитального периода SS 433 также свидетельствует о том, что в процессе эволюции системы расстояние между компонентами

возрастает со временем, что препятствует образованию общей оболочки [7].

Наши многолетние спектральные и фотометрические наблюдения SS 433 на Крымской станции ГАИШ и в Кавказской горной обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ позволили проследить эволюционные эффекты в этой системе, а также выявить ее спектральные и фотометрические peculiarности.

В нашей работе [5] представлены многоцветные кривые орбитальной фотометрической переменности на прецессионной фазе максимального раскрытия диска. Для классических затменных двойных звезд изменение глубин главного и вторичного затмений происходят в противоположные стороны: если с увеличением длины волны глубина главного затмения уменьшается, то вторичного — увеличивается. Однако в случае SS 433 глубины обоих минимумов синхронно уменьшаются с увеличением длины волны. Такое поведение может быть объяснено наличием излучения, которое не испытывает затмений и вклад которого в общий спектр растет с длиной волны. Настоящая работа посвящена

оценке вклада третьего света в общий поток от системы и выявлению природы его происхождения.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

В этой статье мы используем те же фотометрические данные, что и в работах [5–7], но дополненные новыми наблюдениями на телескопе RC600. Таким образом, данные состоят из компиляции данных В. П. Горанского [8], наблюдений на 2.5-м телескопе КГО в 2017–2018 гг. и результатов фотометрического мониторинга на RC600 с 2019 по 2023 г. Описание наблюдений на RC600 и их обработки дано в работе [5]. Для учета вклада спектральных линий в фотометрические полосы мы также привлекли результаты нашего спектрального мониторинга на штатном спектрографе КГО TDS [9] с 2021 по 2023 г. [5] и архивные спектры, полученные со спектрографом X-shooter¹.

3. ПРЕЦЕССИОННО-ОРБИТАЛЬНАЯ КРИВАЯ БЛЕСКА

Блеск SS 433 испытывает две сравнимые по величине регулярные переменности: прецессионную и орбитальную. Таким образом, для каждой фазы прецессионной переменности существует своя, отличная от других, орбитальная фазовая кривая. На практике такие кривые могут быть построены для каждого небольшого интервала прецессионной фазы, внутри которого прецессионной переменностью можно пренебречь. Поскольку период прецессии много больше, чем орбитальный период, то в качестве длины такого интервала удобно выбрать разность прецессионных фаз, соответствующую полному орбитальному циклу $\Delta\varphi_{\text{прец}} = P_{\text{orb}}/P_{\text{прец}}$. Если отобразить такие орбитальные кривые друг за другом, мы получим наглядное представление о прецессионно-орбитальной переменности.

3.1. Приведение фотометрических данных к одному уровню

Данные В. П. Горанского [8] собраны из ~40 различных источников, которые могут отличаться фотометрическими системами, звездами сравнения и т. д. Это приводит к систематическим отличиям между разными источниками и данными, полученными нами на RC600. Поскольку все эти данные не пересекаются во времени, то для вычисления коррекции мы для каждого источника данных из работы [8] в фильтрах BVR_cI_c добивались совпадения прецессионно-орбитальной кривой с опорной кривой, построенной по нашим данным RC600. Наибольшие поправки (до $\sim 0.5^m$) получаются для фильтров R и I , что связано с отличиями систем Джонсона и Казинса. Величины B и V согласуются хорошо, за редкими ис-

ключениями, где вводились поправки до 0.1^m . Отсутствие продолжительного однородного мониторинга в фильтре U не позволяет построить опорную прецессионно-орбитальную кривую, поэтому коррекция для фильтра U не выполнялась. На рис. 1 показаны итоговые прецессионно-орбитальные кривые по всем данным.

3.2. Прецессионная переменность главного минимума

Наклонение орбиты системы SS 433 $i = 79^\circ$ известно из анализа перемещений подвижных эмиссий в его спектре, и при малом отношении масс компонентов $q = M_x/M_y$ (например, при $q \simeq 0.15$, найденном из анализа рентгеновских затмений, см. [10]), должны наблюдаться полные затмения аккреционного диска оптической звездой. В таком случае минимальный затменный блеск системы должен быть постоянным, независимо от фазы прецессионного периода. Из рис. 1 видно, что это не так: наблюдается четкая зависимость минимального затменного блеска SS 433 от фазы прецессионного периода с амплитудой $\sim 0.3^m$ в каждом из фильтров $UBVR_cI_c$. Это означает, что в системе SS 433 наблюдаются частные затмения диска звездой, что возможно лишь в случае, когда отношение масс q близко к единице, и что соответствует наличию в системе SS 433 черной дыры. Чтобы обеспечить наблюдаемый уровень прецессионной переменности главного минимума, не менее 30% потока от диска (при его максимальном раскрытии) должно не испытывать затмений.

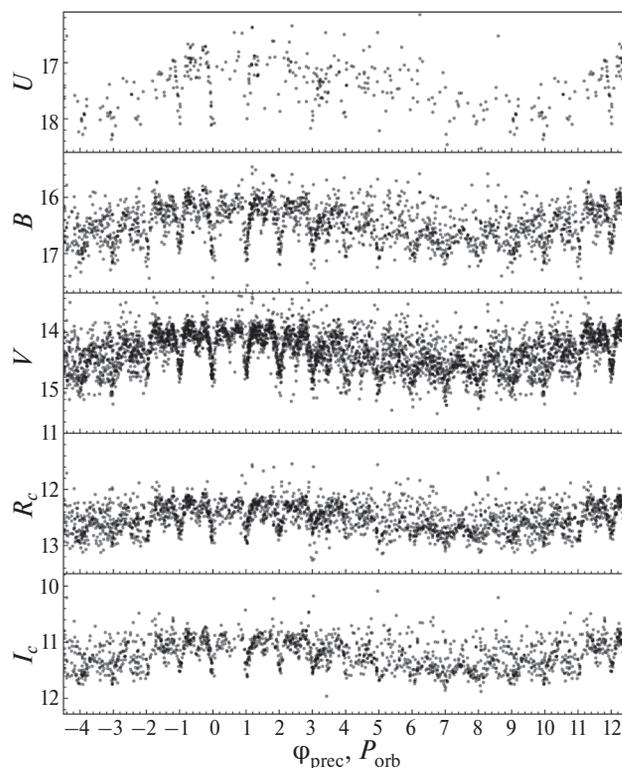


Рис. 1. Сводная прецессионно-орбитальная кривая блеска показана полупрозрачными серыми точками

¹ <http://archive.eso.org>

Однако остается возможность того, что понижение минимального затменного блеска SS 433 в фазах прецессии, когда диск виден “с ребра” или с “тыльной” стороны, связано с усиленным поглощением блеска системы веществом неоднородной околозвездной оболочки. В этом случае малое отношение масс $q \approx 0.15$ вполне допустимо. Такое поглощение должно было бы отражаться в изменении цвета минимумов с прецессионной фазой: например, в случае увеличения свободно-связанного ($f - b$) поглощения должно наблюдаться поглубеение света в минимуме прецессионной кривой, поскольку сечение ($f - b$) поглощения растет как куб длины волны.

Цветовая прецессионная переменность главных минимумов сильно зашумлена, вероятно, переменным вкладом эмиссионных линий, который, как будет показано в следующем разделе, минимален в полосах V и I_c . На рис. 2 показано изменение с фазой прецессионного периода показателя цвета $V_{\min} - I_{\min}$, соответствующего главному затменному минимуму блеска. Изменения $V_{\min} - I_{\min}$ с фазой прецессионного периода порядка 0.1^m и носят нерегулярный характер. Это дает основания предполагать, что эффекты поглощения света системы SS 433 в околозвездной оболочке с переменной плотностью не существенны. Можно заподозрить небольшое ~ 0.1 покраснение на фазах, когда диск наблюдается с ребра, что естественным образом объясняется тем, что диск, наблюдаемый с ребра, имеет меньшую цветовую температуру, чем в случае, когда он максимально раскрыт наблюдателю. Рисунок 2 может служить аргументом в пользу того, что изменения минимального затменного блеска с фазой прецессионного периода связаны с наличием частных затмений диска звездой, что возможно лишь в случае q близкого к единице.

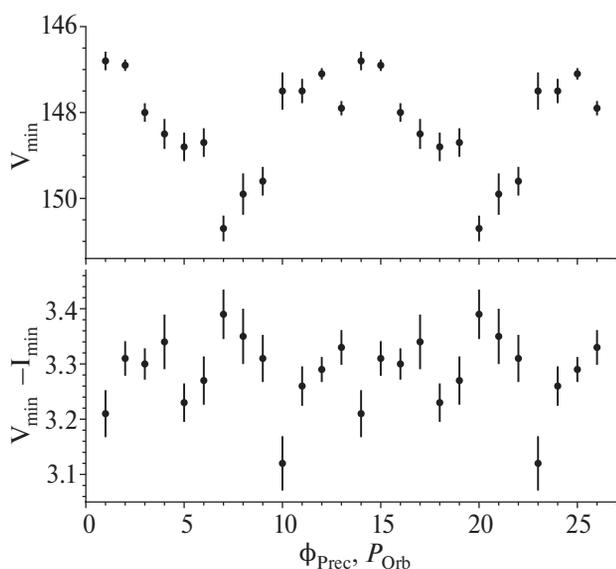


Рис. 2. Прецессионная переменность главного минимума. По оси абсцисс отложена прецессионная фаза в долях орбитального периода

4. ГЛУБИНЫ МИНИМУМОВ И ВЛИЯНИЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ НА ФОТОМЕТРИЮ

Для определения наблюдаемых глубин минимумов и уровня блеска, мы, как и прежде [5], выбрали прецессионные фазы от -0.2 до 0.2 , на которых орбитальная переменность менее всего искажена. Фазовые орбитальные кривые построены по последним эфемеридам [7], которые учитывают увеличение орбитального периода и очищены от случайных выбросов, которые могут быть связаны со вспышками в системе или грубыми ошибками в наблюдениях. Для количественного определения среднего уровня внезатменного блеска и глубин минимумов мы фитировали орбитальные кривые блеска с помощью суммы двух гауссиан (минимумы) и константы (вне затмений). Глубины минимумов и их неопределенности представлены в таблице. Отметим, что найденное нами ранее [6] смещение положения вторичного минимума относительно фазы 0.5 , свидетельствующее об эксцентриситете орбиты, подтверждается во всех фильтрах.

В спектре SS 433 присутствуют сильные эмиссионные линии, например, эквивалентная ширина линии $H\alpha$ вне затмений $\sim 200 \text{ \AA}$, а во время затмений, на фоне ослабевшего континуума, возрастает до 500 \AA [5]. Поток в такой мощной линии, а также совокупный поток от других линий, как стационарных так и подвижных, может давать заметный вклад в потоки в фотометрических полосах. Для оценки вклада эмиссионных линий в фотометрические полосы мы провели для каждого спектра TDS уровень континуума $F_c(\lambda)$, а затем проинтегрировали наблюдаемый спектр $F(\lambda)$ и $F_c(\lambda)$ с кривыми пропускания фильтров RC600². При интегрировании наблюдаемого спектра $F(\lambda)$ участки, испорченные сильными полосами поглощения земной атмосферы, заменялись на соответствующий континуум, то есть вклад линий на этих участках не учитывался. Полученные потоки переведены в звездные величины, разность которых определяет искомую поправку за вклад линий (рис. 3). Спектры TDS не покрывают полностью полосы U и I_c . Для оценки вклада линий в этих полосах мы использовали менее многочисленные спектры X-shooter. Для целей дальнейшего теоретического анализа мы включили поправку за эмиссионные линии и часть бальмеровского континуума, который попадает в фильтр U . Слабость спектра в фильтре U и наложение многочисленных линий увеличивают неопределенность проведения континуума. Этот фактор, а также немногочисленность спектров X-shooter, не позволяют дать надежную оценку вклада линий. Принятые нами значения фо-

² http://lnfm1.sai.msu.ru/kg0/instruments/filters/KGO_FILTER_DATA.html

Таблица. Наблюдаемый уровень блеска вне затмений (m_0), в главном и вторичном затмении (m_p и m_s), и соответствующие вклады эмиссионных линий

Полоса	m_0	m_p	m_s	$\Delta_L m_0$	$\Delta_L m_p$	$\Delta_L m_s$
U	16.989 ± 0.018	17.955 ± 0.063	17.628 ± 0.081	0.25 ± 0.20	0.35 ± 0.20	0.30 ± 0.20
B	16.106 ± 0.009	16.887 ± 0.020	16.400 ± 0.024	0.075 ± 0.005	0.18 ± 0.01	0.14 ± 0.01
V	13.973 ± 0.006	14.664 ± 0.013	14.247 ± 0.014	0.078 ± 0.005	0.165 ± 0.015	0.13 ± 0.015
R_c	12.270 ± 0.007	12.733 ± 0.016	12.493 ± 0.020	0.16 ± 0.01	0.41 ± 0.03	0.27 ± 0.01
I_c	10.926 ± 0.010	11.421 ± 0.019	11.156 ± 0.022	0.05 ± 0.05	0.10 ± 0.05	0.07 ± 0.05

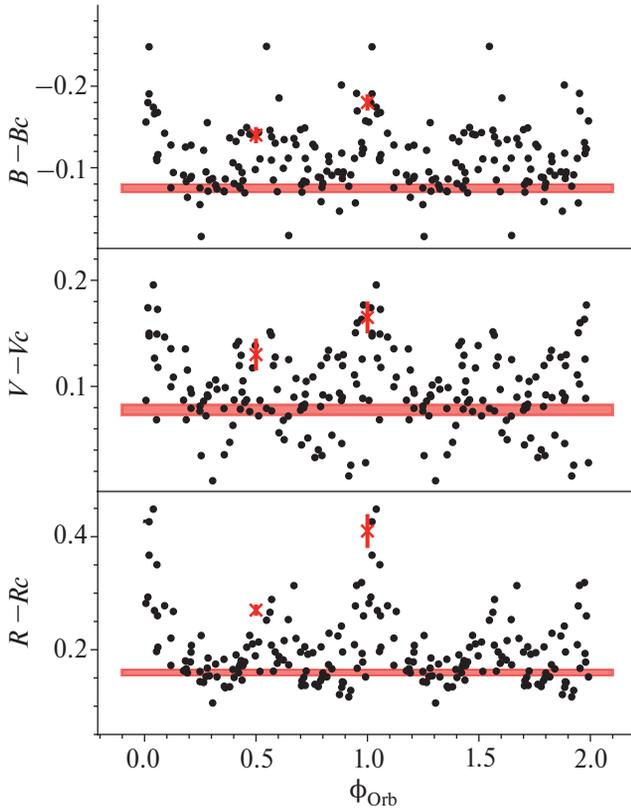


Рис. 3. Вклад эмиссионных линий в фотометрические величины в интервале прецессионной фазы $-0.2 \leq \phi_{\text{prec}} \leq 0.2$. Красная полоса и маркеры отмечают значения поправок и их неопределенности для внезатменного состояния, главного и вторичного минимумов

фометрических поправок за вклад линий собраны в таблице.

5. НАБЛЮДАЕМАЯ ФОРМА НЕЗАТМЕННОГО КОНТИНУУМА

Скорректируем средние наблюдаемые звездные величины в разных фильтрах за средний вклад эмиссионных линий в этих фильтрах (см. таблицу) и переведем в потоки. Внезатменный поток и потоки в главном и вторичном минимумах могут быть представлены в виде суммы:

$$\begin{cases} F_{\lambda}^0 = F_{\lambda}^d + F_{\lambda}^* + F_{\lambda}^3, \\ F_{\lambda}^p = F_{\lambda}^* + F_{\lambda}^3, \\ F_{\lambda}^s = F_{\lambda}^d + F_{\lambda}^3. \end{cases} \quad (1)$$

Откуда следует, что незатмеваемая часть равна

$$F_{\lambda}^3 = F_{\lambda}^p + F_{\lambda}^s - F_{\lambda}^0,$$

здесь индекс λ может означать как произвольную длину волны, так и обозначение фильтра; в дальнейшем, чтобы отличать одно от другого, мы будем обозначать величины, относящиеся к фильтрам, индексом i . Полученные потоки в фильтрах $UBVR_cI_c$ представлены на рис. 4 в абсолютных и относительных единицах. Наблюдаемый относительный вклад третьего света в фильтрах $q_i = F_i^3/F_i^0$, вообще говоря, может немного отличаться от истинного вклада из-за искажения спектров межзвездным поглощением и большой ширины кривой пропускания фильтров.

Величина межзвездного поглощения точно неизвестна; в ожидаемом диапазоне $A_V = 5 - 9$ незатменный поток в пределах ошибок может быть описан степенным законом $F_{\lambda}^3 \propto \lambda^{\alpha}$. Для строгого

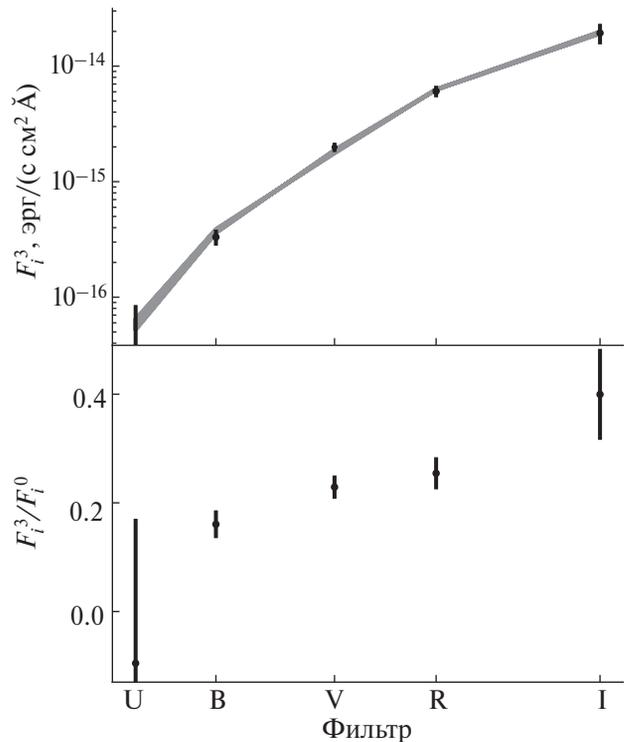


Рис. 4. Наблюдаемая величина незатменного света в системе SS 433 в абсолютных (верхняя панель) и относительных (нижняя панель) единицах. Сплошные серые линии — фитирование наблюдаемых точек степенным законом с различной величиной межзвездного поглощения

учета влияния межзвездного поглощения при вычисления показателя степени мы будем сравнивать потоки в фильтрах с интегралом от степенной модели спектра $F_\lambda^3 = C\lambda^\alpha$ по кривым пропускания фильтров:

$$F_i^3 = C \frac{\int \lambda^\alpha 10^{-0.4A_V E_\lambda} f_i(\lambda) \lambda d\lambda}{\int f_i(\lambda) \lambda d\lambda}. \quad (2)$$

Здесь $f_i(\lambda)$ — кривая пропускания фильтра, E_λ — закон поглощения из работы [11] при $R_V = 3.1$. Неизвестными величинами является нормировочная константа C , которая определяет поток незатменного света F_λ^3 , и показатель степени α , который определяет форму F_λ^3 . Сравнение синтетических потоков в фильтрах с наблюдаемыми производится методом наименьших квадратов для набора A_V в диапазоне от 5 до 9, результат аппроксимации показан на рис. 4. Зависимость показателя α от поглощения оказалась с высокой точностью линейной $\alpha = -1.067 \times (A_V - 7) - 0.524$.

Полученный степенной спектр третьего света с $\alpha \approx -1$ представляет собой сумму спектров от незатмеваемой оптически толстой периферии диска (затмение диска не является полным, см. раздел 3.2) и излучения околозвездного газа, который прозрачен в континууме и в котором формируются эмиссионные линии.

6. МОДЕЛЬ ЧАСТНОГО ЗАТМЕНИЯ ДИСКА

Будем предполагать, что аккреционный диск является однородным, то есть имеет одинаковую яркость по всей поверхности и затмение диска частное. Поскольку в этом случае диск должен быть больше чем звезда, то естественно ожидать, что затмение звезды будет полное. Тогда потоки от системы вне затмений, в главном и вторичном затмении:

$$\begin{cases} F_\lambda^0 = \frac{R_0^2}{d^2} S_* [s_d I_\lambda^d + I_\lambda^* + s_3 I_\lambda^3] a_\lambda(A_V), \\ F_\lambda^p = \frac{R_0^2}{d^2} S_* [(s_d - 1) I_\lambda^d + I_\lambda^* + s_3 I_\lambda^3] a_\lambda(A_V), \\ F_\lambda^s = \frac{R_0^2}{d^2} S_* [s_d I_\lambda^d + s_3 I_\lambda^3] a_\lambda(A_V), \end{cases} \quad (3)$$

где S_* — площадь проекции звезды, $s_d > 1$ — площадь диска в долях S_* , s_3 — эффективная площадь для третьего света в долях S_* . S_* измеряется в единицах R_0^2 , где $R_0 = 10^{12}$ см — характерный масштаб в системе. Расстояние $d = 5.5$ кпк. Поглощение

$$a_\lambda(A_V) = 2.512^{-A_V E(\lambda)} \quad (4)$$

определяется величиной A_V и законом поглощения $E(\lambda, R_V)$ из работы [11] при $R_V = 3.1$. Поскольку наблюдаемыми величинами являются звездные величины в фильтрах, мы интегрируем потоки $F_\lambda^{0,p,s}$ с кривыми пропускания фильтров.

В качестве интенсивности излучения от диска мы берем излучение черного тела $I_\lambda^d = B_\lambda(T_d)$. Аналогично для звезды: $I_\lambda^* = B_\lambda(T_*)$. Здесь T_d и T_* — *цветовые* температуры диска и звезды, которые характеризуют наклон спектра в видимой его части и могут заметно отличаться от эффективных температур. В случае звезды мы также можем рассмотреть модельные спектры F_i для звезд с температурами от 7 до 15 тысяч К и $\lg g$ от 0 до 2, рассчитанные по программе PNOENIX [12]: $I_\lambda^* = F_i(\lambda)/\pi$, где теоретический спектр нормирован как $\int F_i(\lambda) d\lambda = \sigma T_{\text{eff}}^4$.

Спектры звезд с различными $\lg g$ отличаются наклоном пашеновского континуума и величиной бальмеровского скачка, величина которого растет с увеличением $\lg g$. Атмосфера звезды в системе SS 433 должна быть сильно возмущена вследствие ее прогрева излучением диска и ее взаимодействия с дисковыми истечениями. Эти эффекты могут привести к нагреву верхних слоев атмосферы звезды, в результате чего величина бальмеровского скачка будет меньше, чем в случае обычной звезды; более того, скачок может превратиться из абсорбционного в эмиссионный. Заметим в этой связи, что эффект прогрева излучением диска в системе не может быть сильным, поскольку не проявляется в фотометрических данных в виде увеличения блеска вблизи вторичного затмения, когда звезда еще не затмевается, но развернута к наблюдателю наиболее прогретой частью. Картина взаимодействия с истечением из диска может быть менее предсказуемой, что не позволяет рассматривать теоретические спектры одиночных звезд как более реалистичные приближения спектра оптического компонента системы SS 433 в сравнении с чернотельным спектром.

Подгонка модели к наблюдениям выполняется методом наименьших квадратов с весами. При этом наблюдается неоднозначность определения T_d и T_* : наблюдательные данные фитируются одинаково хорошо для любой пары T_d и T_* , которые связаны определенным соотношением. Поэтому мы будем рассматривать T_* как независимую переменную.

6.1. Степенной спектр третьего света

Система уравнений (3) решается при $I_\lambda^3 \propto \lambda^\alpha$. Оптимальные параметры как функция температуры звезды представлены на рис. 5. Оптимальное значение относительной площади диска s_d для всех моделей равно 1, то есть своему нижнему пределу, и соответствует предположениям, сделанным в разделе 5. На рис. 6 показано характерное отклонение наблюдаемых звездных величин от модельных ($O - C$). Характер этих отклонений слабо зависит от T_* и показан только для случая $I_\lambda^* = B_\lambda(T_*)$. Видно, что хуже всего описывается уровень блеска в полосе I_c , тогда как глуби-

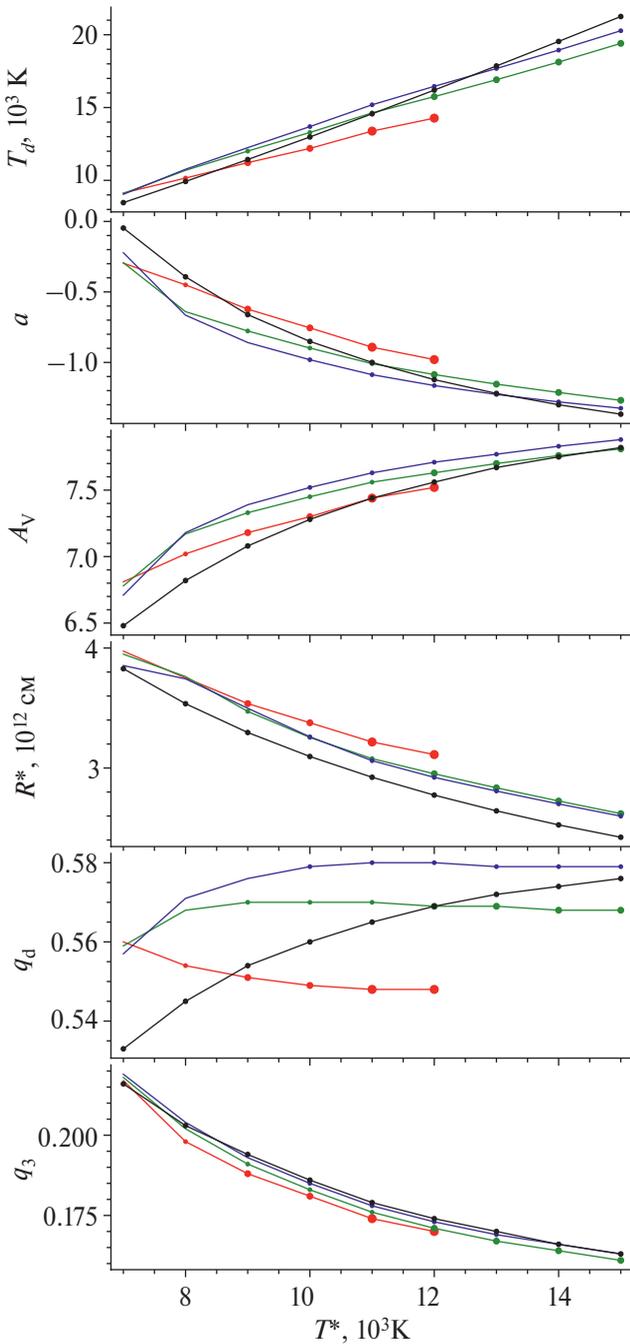


Рис. 5. Оптимальные параметры модели для степенного закона незатмеваемого излучения. Площадь звезды пересчитана в радиус звезды, а эффективная площадь третьего света пересчитана в относительный вклад третьего света q_3 в диапазоне 3000–9000 Å. Также для справки приведен относительный вклад излучения диска в том же диапазоне. Черные линии — для чернотельного спектра звезды, цветные линии — для синтетического спектра при $\lg g = 0, 1, 2$ (красный, зеленый и синий цвет соответственно)

ны минимумов в этом фильтре описываются хорошо: $(O - C)$ в затмениях равны $(O - C)$ вне затмений. Для наглядности мы нанесли вычисленные уровни блеска непосредственно на кривые блеска (рис. 7).

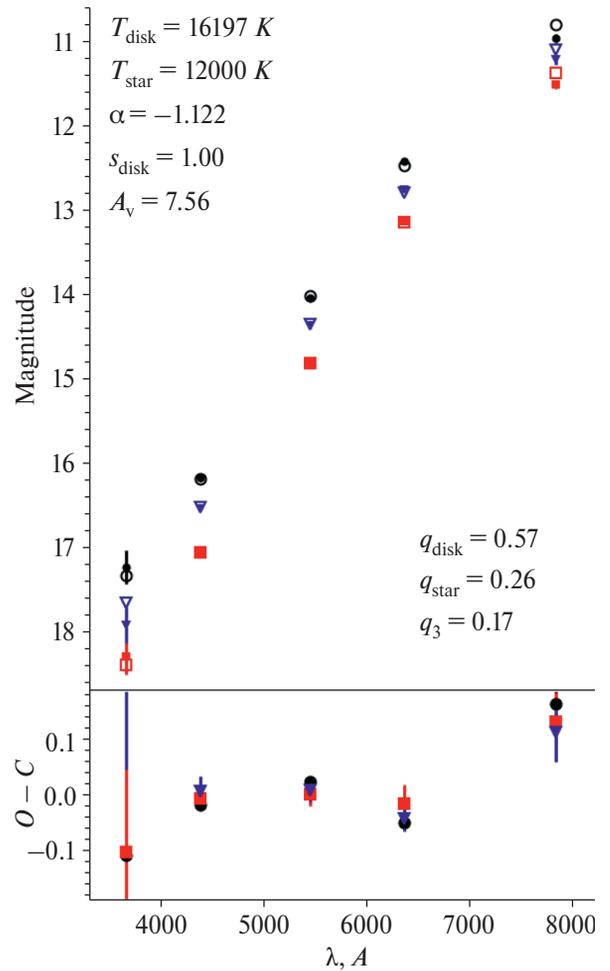


Рис. 6. Сравнение наблюдаемых (заполненные маркеры) и модельных (пустые маркеры) звездных величин в фильтрах $UBVR_cI_c$ при температуре звезды $T_* = 12000$ К. Кружки — величины вне затмений, квадраты — главное затмение, треугольники — вторичное затмение. Наблюдаемые величины исправлены за вклад линий. Показанные ошибки включают в себя ошибку вклада линий и ошибку определения глубины минимума из орбитальной кривой

6.2. $(f - b)$ спектр третьего света

В разделе 4 мы установили, что эмиссионные линии не испытывают затмений. Но вместе с эмиссионными линиями должен формироваться континуум, который также не будет испытывать затмений. Для того, чтобы иметь представление сколько континуума и с каким спектром может дать область формирования незатменных стационарных линий, прежде всего линия $H\alpha$, мы провели расчеты с программой Cloudy [13] для параметров $T = 10\text{--}30$ тыс. К, $\lg n = 9\text{--}12$ $[\text{cm}^{-3}]$. Ожидаемая колонковая плотность N_H для сферического ветра $N_0 R_0 = 10^{11-12} \text{ cm}^{-3} \times 10^{12} \text{ c} = 10^{23-24} \text{ cm}^{-2}$, однако в этом слое должны быть большие градиенты скоростей, что позволяет разбить всю оболочку на радиационно-несвязанные в линиях области: наблюдаемая ширина линии $H\alpha \sim 1000$ км/с, тепловая ширина линии при расчетах

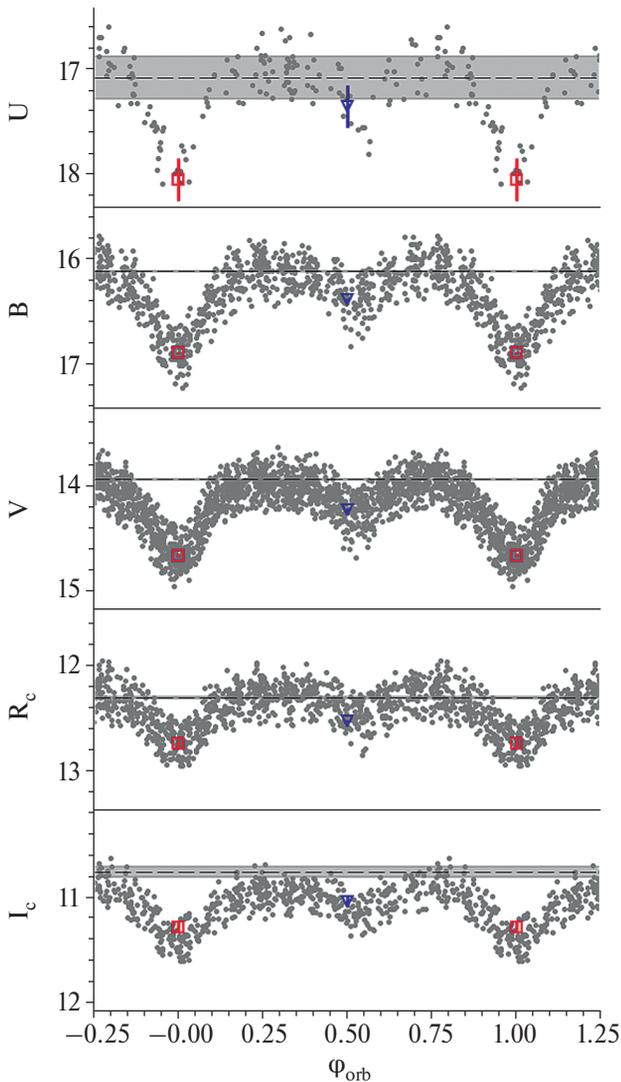


Рис. 7. Орбитальная фазовая кривая блеска в различных фильтрах по наблюдениям вблизи момента максимального раскрытия диска $T_3 \pm 0.2P_{\text{прес}}$. Штриховая линия обозначает модельный уровень внезатменного блеска, серая область вокруг показывает уровень неопределенности, связанный с вкладом эмиссионных линий. Пустые маркеры показывают модельный уровень главного и вторичного минимума и их неопределенность, связанную с неопределенностью вклада эмиссионных линий

~ 10 км/с, таким образом, колонковая плотность радиационно-связанного слоя в $\text{H}\alpha$ примерно в 100 раз меньше, то есть эффективная оптическая толщина линии будет определяться выражением $N_{\text{H}} \sim 10^{21-22} \text{ см}^{-2}$. На рис. 8 приведены результаты расчетов как отношение полного потока в пашеновском континууме к потоку в $\text{H}\alpha$. Как видно из рисунка, это отношение всегда больше 1, а при ожидаемых параметрах слоя оно может быть ~ 3 и выше. Спектр рассмотренных моделей представляет собой спектр свободно-связанного ($f-b$) излучения.

Такая величина континуума, который не испытывает затмений, может оказаться достаточной для

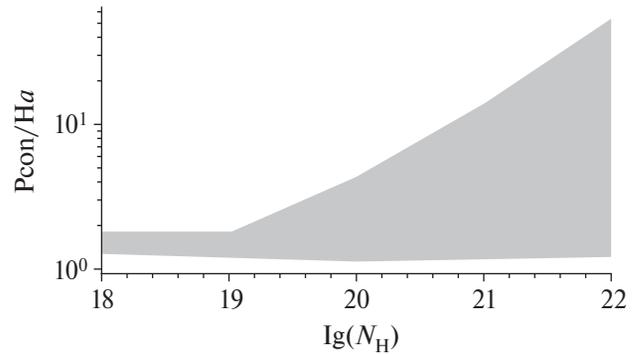


Рис. 8. Возможные значения отношения потока в пашеновском континууме к потоку в $\text{H}\alpha$ от колонковой плотности N_{H} в области температур от 10 до 30 тысяч К и плотностей $10^9-10^{12} \text{ см}^{-3}$

объяснения поведения глубин затмений в системе SS 433. Например, в фильтр R_c попадает около 1/3 от всего пашеновского континуума, следовательно вклад в фильтр R_c пашеновского континуума будет равен или даже больше, чем вклад линии $\text{H}\alpha$. Вклад континуума в фильтр I_c будет еще выше, поскольку спектр ($f-b$) почти плоский, а спектры горячих аккреционного диска и звезды падают с длиной волны. Наоборот, в синем конце видимого спектра роль третьего света будет мала. Поэтому рассмотрим, какие результаты получаются для случая оптически тонкого ($f-b$) излучения. Спектр ($f-b$) слабо зависит от температуры в рассматриваемом нами диапазоне, поэтому для уменьшения количества неизвестных мы можем фиксировать $T_{fb} = 10\,000$ К.

Полученные параметры моделей показаны на рис. 9. В этом случае удается добиться лучшего согласия общего уровня, не сильно ухудшив согласие в глубинах затмений. Модельные значения фотометрических величин нанесены на рис. 10, 11. Недостатком этой модели является то, что незатменная доля диска составляет около 10% от его площади, что не способно обеспечить наблюдаемую прецессионную переменность в 30% (см. раздел 3.2). По-видимому, часть незатменного излучения со спектром, близким к ($f-b$), также испытывает прецессионную переменность, то есть является периферийными частями диска (точнее, дискавого ветра).

Получающееся значение q_3 оказывается меньше, чем в предыдущей модели. Это не удивительно, поскольку оно не учитывает вклад незатменной части излучения диска; с его учетом полная доля незатмеваемого излучения будет $q_3 + q_d(s_d - 1)/s_d$.

6.3. Вклад излучения от околозвездной оболочки и фотосферы диска в ИК-континуум

Вклад в ИК-континуум может также давать томсоновская фотосфера ветра от сверхкритического аккреционного диска [14]. При характерной температуре фотосферы диска $T_{ph} = 30\,000$ К,

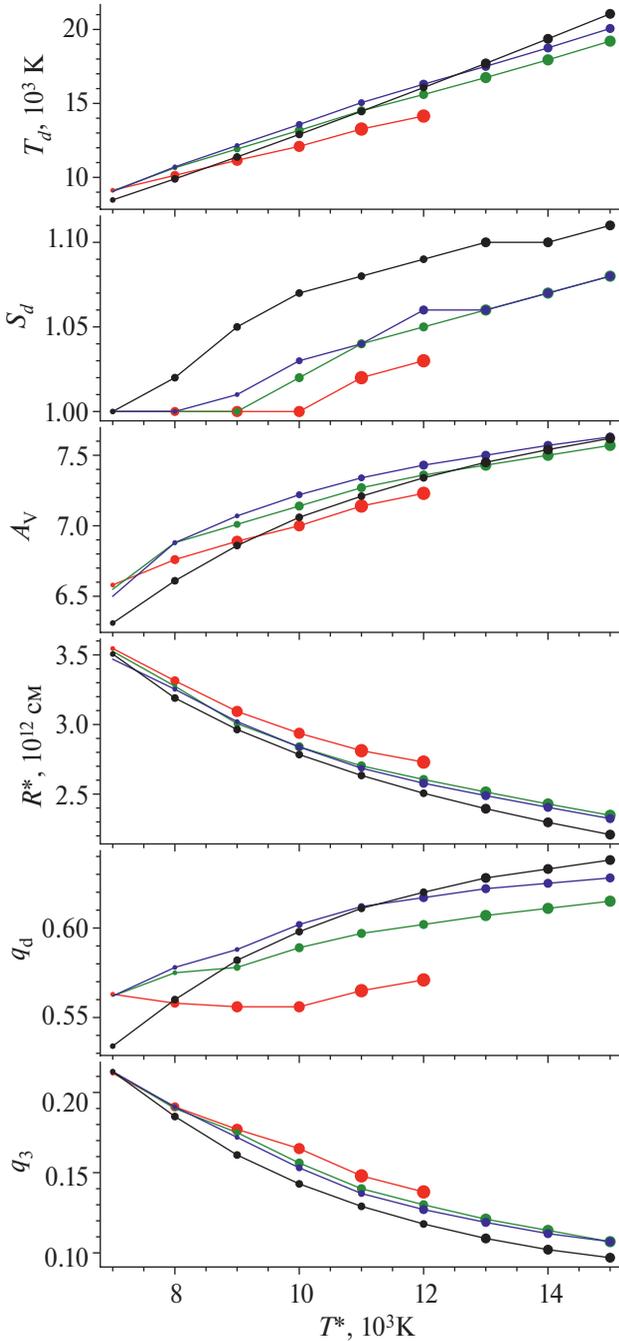


Рис. 9. То же, что на рис. 5, но для $(f - b)$ спектра незатмеваемого излучения. Размер маркеров характеризует качество аппроксимации моделью наблюдений. Крупные маркеры соответствуют среднему отклонению $\leq 0.04^m$, далее в порядке уменьшения размера: $\leq 0.05, 0.06, 0.07, 0.1^m$

интегральный поток в полосе $\Delta\lambda = 1000 \text{ \AA}$ составит долю $f_{IR} = \frac{2c k_B \Delta\lambda}{\lambda^4 \sigma_B T^3} \approx 5 \times 10^{-4} f_{bol}$, соответствующая ИК-светимости в континууме $L_{IR} \approx 5 \times 10^{35} \text{ [эрг/с]}$ ($L_{bol}/10^{39} \text{ [эрг/с]}$).

Наблюдения SS 433 в радиодиапазоне [15] свидетельствуют о наличии дискообразной оболочки в орбитальной плоскости вокруг двойной системы. Полный удельный радиопоток

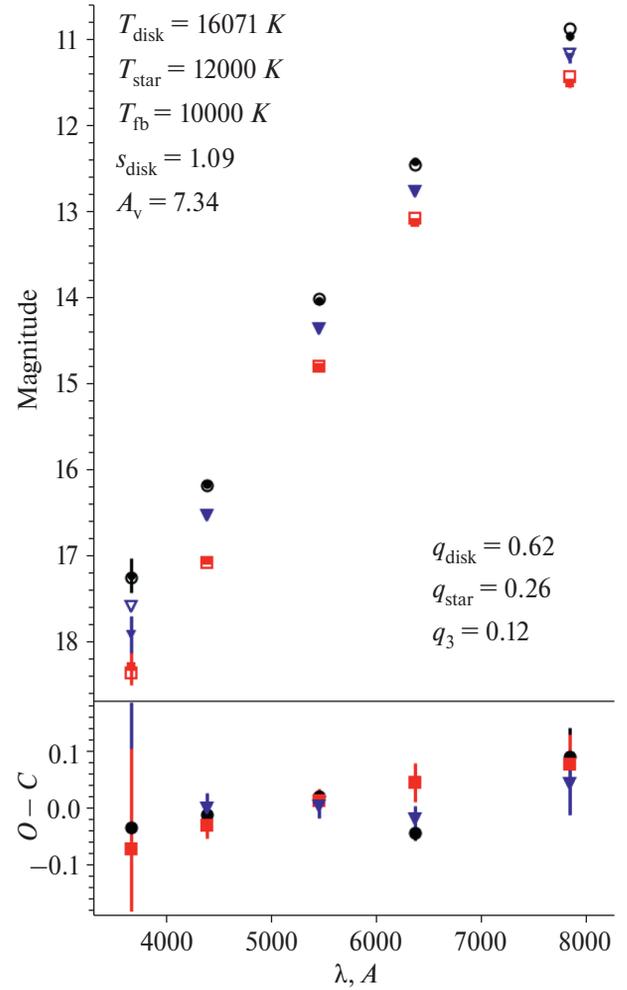


Рис. 10. То же, что на рис. 6, но для $(f - b)$ спектра незатмеваемого излучения

от оболочки на частоте $\nu_R = 5 \text{ ГГц}$ $F_R \approx 50 \text{ мЯн}$. Считая радиоизлучение тепловым (наблюдаемый спектральный индекс близок к нулю), вклад от этой оболочки в ИК-континуум на длине волны 10000 \AA ($\nu_R = 3 \times 10^5 \text{ ГГц}$) будет $F_{IR} = F_R (\nu_R/\nu_{IR})^{-0.1} \approx 16.6 \text{ мЯн}$. Для ширины фильтра $\Delta\lambda = 1000 \text{ \AA}$ полный ИК-поток от оболочки $F_{\lambda} \Delta\lambda \approx 5 \times 10^{-12} \text{ эрг/см}^2/\text{с}$. При расстоянии до источника в 5.5 кпк полная ИК-светимость этой оболочки будет $L_{IR} \approx 2 \times 10^{34} \text{ эрг/с}$, давая $\sim 5\%$ вклад в континуум от фотосферы ветра сверхкритического диска.

Эти оценки показывают субдоминантный характер вклада этих компонентов по сравнению с предлагаемой моделью третьего света в системе SS 433.

6.4. Причина изменений внезатменного блеска системы SS 433 в фазах максимального раскрытия аккреционного диска

Затменная кривая блеска SS 433 имеет наиболее регулярную и стабильную форму в фазах прецессионного периода, соответствующих максимально-

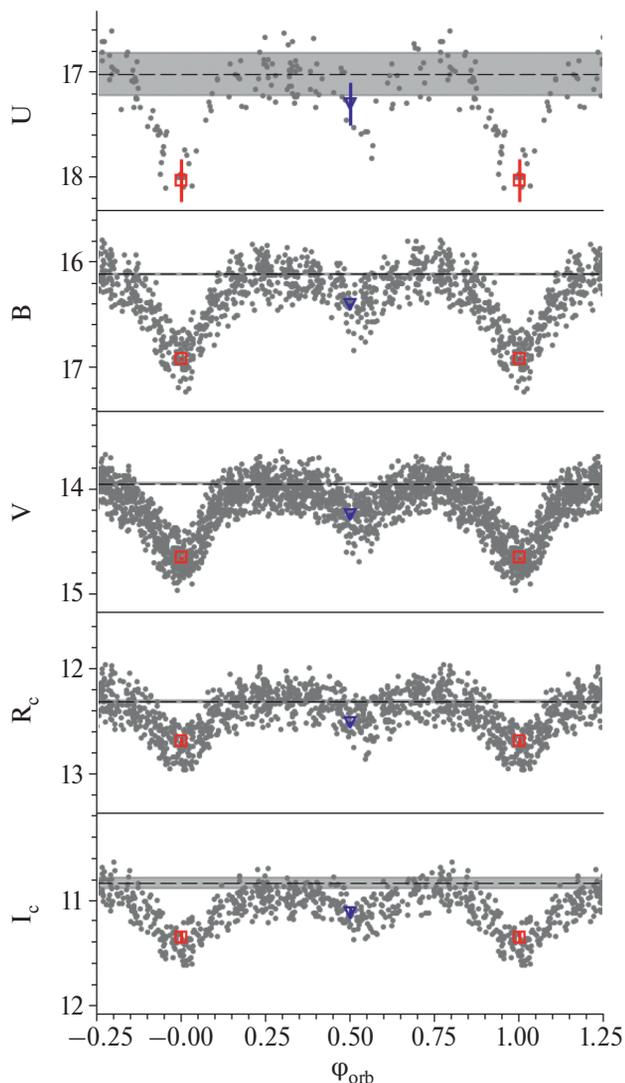


Рис. 11. То же, что на рис. 7, но для $(f - b)$ спектра незатмеваемого излучения

му раскрытию аккреционного диска по отношению к наблюдателю (см. рис. 1). Однако средняя затменная кривая блеска в данном случае показывает значительные изменения незатменного блеска, которые, на первый взгляд, можно рассматривать как проявление эффекта эллипсоидальности. Это трудно понять ввиду того, что оптическая светимость аксиально симметричного сверхкритического аккреционного диска в системе SS 433 преобладает, а вклад светимости приливно деформированной оптической звезды в полную светимость системы не превышает $\sim 26\%$.

Недавно в работе И. И. Антохина и Э. А. Антохиной [16] была развита теория затмений в двойной системе, у которой каждая из звезд обладает радиальным звездным ветром и протяженной атмосферой. Учет атмосферных затмений и затмений областью взаимодействия звездных ветров компонентов с темпом потери массы $\sim (10^{-6} - 10^{-5}) M_{\odot}/\text{год}$ показал наличие значительных внезатменных изменений блеска системы, характерных для эффек-

та эллипсоидальности, даже в том случае, когда оба компонента системы имеют сферическую форму. В данном случае изменения внезатменного блеска системы не связаны с приливной деформацией звезд и обусловлены орбитальным движением компонентов и переменным поглощением света звезд в общей полупрозрачной оболочке, сформированной ветрами обеих звезд.

Такая модель вполне применима к интерпретации затмений в SS 433. При темпе потери массы $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ переменное поглощение в оболочке, образованной ветрами компонентов вполне может имитировать наблюдательный “эффект эллипсоидальности”, который не связан с приливной деформацией оптической звезды.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы исследовали необычную фотометрическую особенность микроквара SS 433: синхронное уменьшение глубин главного и вторичного затменных минимумов с увеличением длины волны в фазах прецессии, соответствующих максимальному раскрытию диска. Этот факт не согласуется с классической моделью затменной системы, состоящей из звезд с разными температурами, но может быть объяснен наличием незатмеваемого излучения, вклад которого растет с увеличением длины волны. В системе SS 433 наблюдается мощное истечение вещества в виде ветра от сверхкритического диска с темпом $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$. Показано, что одним из источников третьего незатменного света в системе SS 433 является излучение плазмы, формирующей незатменные эмиссионные спектральные линии и связанный с ними континуум. Спектр третьего света, искаженный межзвездным покраснением, может быть вычислен из соотношения наблюдаемых потоков в моменты затмения и во внезатменном состоянии. При среднем вкладе третьего света в оптический диапазон $\sim 20\%$ его вклад растет от 15% в B до 40% в I_c .

Была рассмотрена простая модель, в которой оптический спектр сверхкритического аккреционного диска приближается спектром черного тела. В реальности диск имеет некоторое распределение температуры по поверхности, и спектры его внутренних и внешних частей различаются. Поскольку оптическое излучение диска высокотемпературное, различие спектров его центральных и периферийных частей будет невелико (почти Рэлей–Джинсовская область). Поэтому аппроксимация оптического спектра диска функцией Планка с некоторой средней температурой является разумной. Использование в качестве третьего света источника со степенным спектром хорошо описывает глубины минимумов, но не описывает незатменный уровень блеска в полосе I_c . Использование модели, в которой источником третьего света является комбинация незатмеваемого чернотель-

ного излучения диска и оптически тонкого ($f - b$) излучения описывает наблюдаемые потоки лучше, однако требует, чтобы источник ($f - b$) излучения испытывал прецессионные изменения потока вместе с диском.

Наблюдаемое прецессионное изменение глубины главного минимума связано с наличием частных затмений в системе, что свидетельствует о большом отношении масс компонентов, близком к единице. Это, в свою очередь, может служить дополнительным аргументом в пользу наличия черной дыры в системе SS 433, как было независимо показано из измерения наблюдаемого векового увеличения орбитального периода системе в работе [7].

Таким образом, необычное поведение соотношения глубин главного и вторичного затмений SS 433 с длиной волны находит естественное объяснение, если принять модель третьего света для этой системы. Модель двойной системы с третьим незатменным светом для SS 433 представляется разумной ввиду того, что радиальная потеря массы из сверхкритического аккреционного диска в данном случае очень велика, $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа АМЧ, АД и НПИ поддержана грантом РФФИ 23-12-00092 (постановка задачи, обработка наблюдений и участие в их интерпретации). Исследования на инструментах и телескопах КГО поддерживаются Программой развития МГУ имени М. В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. Margon, H.C. Ford, J.I. Katz, K.B. Kwitter, R.K. Ulrich, R.P.S. Stone, and A. Klemola*, *Astrophys. J.* 230, L41 (1979).
2. *D. Crampton, A.P. Cowley, and J.B. Hutchings*, *Astrophys. J.* 235, L131 (1980).
3. *A.M. Cherepashchuk*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 194, 761 (1981).
4. *A. Cherepashchuk, K. Postnov, S. Molkov, E. Antokhina, and A. Belinski*, *New Astron. Rev.* 89, id.101542 (2020), arXiv:1905.02938 [astro-ph.HE].
5. *A.M. Cherepashchuk, A.V. Dodin, K.A. Postnov, A.A. Belinski, M.A. Burlak, N.P. Ikonnikova, T.R. Irmambetova, and S.A. Trushkin*, *Astron. Rep.* 66(6), 451 (2022).
6. *A.M. Cherepashchuk, A.A. Belinski, A.V. Dodin, and K.A. Postnov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Letters* 507(1), L19 (2021), arXiv:2107.09005 [astro-ph.SR].
7. *A. Cherepashchuk, A. Belinski, A. Dodin, and K. Postnov*, *New Astronomy* 103, id. 102060 (2023), arXiv:2305.07093 [astro-ph.HE].
8. *V. Goranskij*, *Peremennye Zvezdy* 31(5), 1 (2011), arXiv:1110.5304 [astro-ph.HE].
9. *S.A. Potanin, A.A. Belinski, A.V. Dodin, S.G. Zheltoukhov, et al.*, *Astron. Letters* 46(12), 836 (2020), arXiv:2011.03061 [astro-ph.IM].
10. *T. Kotani, N. Kawai, M. Matsuoka, and W. Brinkmann*, *Publ. Astron. Soc. Japan* 48, 619 (1996).
11. *J.A. Cardelli, G.C. Clayton, and J.S. Mathis*, *Astrophys. J.* 345, 245 (1989).
12. *T.-O. Husser, S. Wende-von Berg, S. Dreizler, D. Homeier, A. Reiners, T. Barman, and P.H. Hauschildt*, *Astron. and Astrophys.* 553, id. A6 (2013), arXiv:1303.5632 [astro-ph.SR].
13. *M. Chatzikos, S. Bianchi, F. Camilloni, P. Chakraborty, et al.*, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* 59, 327 (2023), arXiv:2308.06396 [astro-ph.GA].
14. *J. Poutanen, G. Lipunova, S. Fabrika, A.G. Butkevich, and P. Abolmasov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 377(3), 1187 (2007), arXiv:astro-ph/0609274.
15. *K.M. Blundell, A.J. Mioduszewski, T.W.B. Muxlow, P. Podsiadlowski, and M.P. Rupen*, *Astrophys. J.* 562(1), L79 (2001), arXiv:astro-ph/0109504.
16. *И.И. Антохин, Э.А. Антохина*, *Астрон. журн.* **102**, 3 (2025).

THIRD LIGHT IN SS 433 ACCORDING TO $UBVR_cI_c$ PHOTOMETRY© 2025 A. V. Dodin^a, A. M. Cherepashchuk^{a,*}, K. A. Postnov^{a,b}, M. A. Burlak^a, N. P. Ikonnikova^a^a*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*^b*Kazan Federal University, Kazan, 420008 Russia***e-mail: cherepashchuk@gmail.com*

$UBVR_cI_c$ observations of microquasar SS 433 from 1980 to 2023 revealed a stable effect unusual for classical eclipsing binary systems. In the phases of maximum accretion disk opening, the depths of the primary and secondary eclipsing minima of the orbital light curve decrease synchronously with increasing wavelength. To explain this effect, we have used the model of an eclipsing binary system in which there is a third non-eclipsing light. We show that the main source of the third light at a mass-loss rate of $10^{-4} M_{\odot}$ /year from the system is the outer semitransparent regions of the supercritical accretion disk, as well as the extended part of the disk wind. The contribution of the non-eclipsed third light increases from 15% in the B filter to 40% in the I_c filter. The interstellar absorption-corrected emission spectrum of the third non-eclipsed light in the range 4000–8000 Å can be described by a power law with an exponent on the wavelength close to -1 . Significant changes in system's light out of eclipses are mainly due not to the classical effect of the ellipticity of the components, but to the variable absorption of light from the components in the common shell around the system formed by powerful winds from the supercritical accretion disk and the donor star.

Keywords: individual stars: SS 433, close binary eclipsing stars, accretion disks