

УДК 524.337.7-17:520.84-14

ОПТИЧЕСКИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ FL Psc ДО И ПОСЛЕ СВЕРХВСПЫШКИ 2023 ГОДА

© 2025 В. В. Шиманский^{1*}, Н. В. Борисов¹, А. А. Дудник^{1,2},
А. И. Колбин¹, Е. Д. Моторина³, Н. Н. Шиманская³, А. С. Винокуров¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

²Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева,
Казань, 420111 Россия

³Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008 Россия

Поступила в редакцию 31 марта 2025 года; после доработки 22 апреля 2025 года; принята к публикации 30 апреля 2025 года

В работе исследованы особенности формирования оптического излучения и определены фундаментальные параметры карликовой новой FL Psc на эпохи до и после ее сверхвспышки 2023 года. Наборы спектров умеренного разрешения получены в 2021, 2023 и 2024 годах на 6-м телескопе БТА САО РАН. В наблюдениях всех эпох доминирует непрерывный спектр белого карлика (БК) с эмиссиями H I, He I, He II, C II, Mg I, Ca I, Ca II, Fe I и Fe II, излучаемыми аккреционным диском и ярким пятном на его внешнем радиусе. Изменение интенсивностей эмиссий и их доплеровских полуширин показало, что при переходе от стадии релаксации к спокойному состоянию зона максимального излучения сместилась к периферии диска, а температура в ней понизилась до $T_e < 8000$ К. Выполнен анализ наблюдаемых спектров для трех эпох с применением модельных потоковых (т. е. в единицах потока) и нормированных спектров БК и модифицированной методики определения параметров их атмосфер. В результате для единого значения силы тяжести на поверхности аккректора $\lg g = 8.26 \pm 0.13$ получены оценки его температуры: $T_{\text{eff}} = 17\,700 \pm 1400$ К, $26\,700 \pm 1900$ К и $19\,600 \pm 1300$ К в 2021, 2023 и 2024 годах соответственно. Показано, что наблюдаемые систематические вариации блеска FL Psc после окончания вспышки корректно объясняются изменениями температуры БК с учетом дополнительного вклада эмиссионных линий. На основе найденных параметров атмосферы аккректора уточнен полный набор фундаментальных параметров системы. Ее доплеровская томография показала, что через 1.3 года после вспышки аккреционный диск оставался оптически толстым в линиях H I, но стал оптически тонким в линиях других элементов. Анализ карт FL Psc позволяет предположить, что эмиссии H I, He I и He II формируются преимущественно в условиях термализации, а эмиссии Ca II и Fe II — под действием эффектов флуоресценции мягкого ультрафиолетового излучения БК в аккреционном диске и окружающей газовой оболочке.

Ключевые слова: механизмы излучения: общие — методы: анализ данных — звезды: карликовые новые — звезды: фундаментальные параметры — звезды: отдельные: FL Psc

1. ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные (КП) с дисковым типом аккреции и вспышечной активностью, обусловленной изменением температурного состояния аккреционного диска (АД), относят к классу карликовых новых (КН) звезд. В рамках внутренней классификации КН выделяются системы типа WZ Sge с наиболее короткими орбитальными периодами ($P_{\text{orb}} < 0^{\text{d}}07$) и низкими темпами переноса масс (не более $10^{-11} M_{\odot}$ в год, Chen et al., 2019). Их главные компоненты являются белыми карликами умеренных масс ($M_1 = 0.76 \pm 0.19 M_{\odot}$,

Ritter and Kolb, 2015), а вторичные компоненты принадлежат к красным и коричневым карликам главной последовательности (ГП) (Kato, 2015). От двух–трех до десятков лет АД системы типа WZ Sge остается в холодном ($T_e < 8000$ К) и оптически тонком состоянии с накоплением вещества, перетекающего с поверхности холодной звезды. Фаза накопления завершается сверхвспышкой КН с повышением ее блеска на $\Delta m_V = 6^{\text{m}} - 9^{\text{m}}$ (O'Donoghue et al., 1991). Считается, что причиной сверхвспышек является развитие прецессионной неустойчивости АД, деформированного притяжением холодной звезды (Osaki et al., 2001; Matthews et al., 2005). В результате рост вязкости его плазмы ведет к потере ей углового момента, лавинообраз-

*E-mail: otstoiy@yandex.ru

ному переходу в высокотемпературное, оптически толстое состояние и формированию очень горячего ($T_e > 25\,000\text{ K}$) пограничного слоя вблизи поверхности аккректора. За время сверхвспышки длительностью от 20 до 70 дней (Kato, 2015) большая часть вещества аккрецирует на поверхность БК, приводя к медленному уменьшению вязкости и температуры диска. При достижении зоны тепловой неустойчивости ($8000\text{ K} < T_e < 15\,000\text{ K}$) он за 1–2 дня переходит в низкотемпературное состояние и далее продолжает свое медленное охлаждение.

Малая оптическая толщина и светимость АД после окончания сверхвспышки создают благоприятные условия для прямых наблюдений БК в системах типа WZ Sge. Исследования оптических и ультрафиолетовых (УФ) спектров ряда КН (Godon et al., 2006a; Urban and Sion, 2006; Szkody et al., 2013) показали возможность их количественного описания звездными модельными спектрами с определением параметров атмосфер главных компонентов. В УФ-области излучение БК начинает доминировать сразу после перехода АД в низкотемпературное состояние, что позволяет выполнить совместный анализ его спектров для длинного ряда эпох. Подобное исследование проведено для КН WZ Sge по наблюдениям на телескопе им. Хаббла после сверхвспышки 2001 года (Long et al., 2004; Godon et al., 2006 b). Оно позволило найти фундаментальные параметры БК и детально описать его охлаждение с $T_{\text{eff}} = 32\,400$ до $19\,900\text{ K}$ за три года. Однако получение и анализ УФ-спектров сопряжены с рядом значительных трудностей: меньшая наблюдательная база, короткий спектральный диапазон и наличие в спектре только абсорбции $\text{Ly}\alpha$. Поэтому для большинства КН проведен анализ УФ-наблюдений на одну эпоху с определением текущей температуры их БК (Pala et al., 2022).

Использование оптических спектров позволяет одновременно изучать профили нескольких балмеровских линий, что для КН типа WZ Sge с умеренно холодными БК ($12\,000\text{ K} < T_{\text{eff}} < 16\,000\text{ K}$) гарантирует определение параметров атмосфер: эффективной температуры T_{eff} и поверхностной силы тяжести $\lg g$ (Schwarz et al., 2004; Gänsicke et al., 2006; Shimansky et al., 2024). При более низкой температуре главных компонентов их оптический спектр малочувствителен к значению $\lg g$, что препятствует его определению из анализа наблюдений (Dudnik et al., 2022). При температурах БК $T_{\text{eff}} > 17\,000\text{ K}$ влияние T_{eff} и $\lg g$ различается в ядрах и крыльях балмеровских линий (Dudnik et al., 2021), но в наблюдаемых спектрах ядра, как правило, сильно искажены эмиссиями и не могут использоваться для анализа. Поэтому у КН с горячими БК погрешности получаемых параметров

атмосфер возрастают в два и более раза, а при широких эмиссиях АД их корректное определение почти невозможно (Dudnik et al., 2023).

Перечисленные исследования оптических спектров КН проведены на основе их однократных наблюдений. В работе Mitrofanova et al. (2014) выполнена доплеровская томография КН V 627 Peg для разных этапов сверхвспышки 2010 года. Показано, что в фазе поздней релаксации (88 дней после сверхвспышки) АД имел большую оптическую толщину в интенсивных и широких эмиссиях H I, но в спокойном состоянии (805 дней после сверхвспышки) он стал оптически тонким в линиях H γ и H δ , заметно уменьшивших свою интенсивность и ширину. Mitrofanova et al. (2014) провели совместный анализ спектров двух эпох с учетом постоянства значения $\lg g$, определив для них параметры атмосферы БК и оценив скорость его охлаждения в $\Delta T_{\text{eff}} = 6000\text{ K}$ за два года. Таким образом, предложенный подход обеспечил гораздо большую точность получаемых параметров КН и позволил проследить ее эволюционные изменения в процессе сверхвспышек и после них. В настоящей работе мы модифицировали и применили данный подход при анализе оптических спектров КН FL Psc до и после сверхвспышки 2023 года.

Сверхвспышка FL Psc с повышением блеска до $m_V \approx 10^{\text{m}5}$ обнаружена 11 сентября 2003 года при анализе обзора ASAS (Price et al., 2004) и отождествлена с голубым точечным объектом 2MASS J00251111+1217121 ($m_V \approx 17^{\text{m}5}$) (Zickgraf et al., 2003) в наблюдениях HQS, а также с источником 1RXS J002510.8+121725, ранее зарегистрированным рентгеновской обсерваторией ROSAT (Voges et al., 1999). В последующие 19 лет объект не проявлял признаков вспышечной активности (Thorstensen, 2020), а предшествующая подтвержденная вспышка произошла в 1937 году (Bedient, 2006). Фотометрические наблюдения FL Psc показали длительность сверхвспышки около 20 дней с единственным повторным появлением через 25 дней на $\Delta m_V = 3^{\text{m}5}$ (Templeton et al., 2006). Спектры звезды, полученные после ее возвращения в низкое состояние, содержали двухпиковые эмиссии H I и He I на фоне абсорбционных балмеровских линий, формируемых в излучении БК. Исходя из наблюдаемых характеристик, она была классифицирована как КН типа WZ Sge (Golovin et al., 2005) с орбитальным периодом $P_{\text{orb}} = 0^{\text{d}}05604 \pm 0^{\text{d}}00009$ и амплитудой лучевых скоростей аккректора $K_1 = 36 \pm 4\text{ km s}^{-1}$ (Thorstensen, 2020).

Первоначальные исследования фотометрических периодов и кривых блеска системы не позволили получить однозначные оценки ее параметров.

Patterson et al. (2005), задав массу аккректора близкой к средней массе БК в КН $M_1 = 0.75 \pm 0.16 M_\odot$ (Knigge, 2006), нашли отношение масс компонентов ($q = 0.096 \pm 0.009$), радиус и массу донора ($R_2 = 0.119 \pm 0.004 R_\odot$ и $M_2 = 0.072 \pm 0.007 M_\odot$). Эти результаты частично согласуются с альтернативными значениями из работы Pearson (2006): $q = 0.097 \pm 0.008$, $M_1 = 0.624 \pm 0.049 M_\odot$ и $M_2 = 0.061 M_\odot$. На основе модельного исследования УФ-спектра FL Psc получены оценки температуры БК: $T_{\text{eff}} = 12\,830 \pm 416$ К при фиксированном значении $\lg g = 8.35$ (Pala et al., 2017) или $T_{\text{eff}} = 13\,200 \pm 150$ К при $\lg g = 8.35 \pm 0.07$ (Pala et al., 2022). Однако анализ оптических спектров привел к существенно иным значениям параметров атмосферы аккректора: $T_{\text{eff}} = 22\,380 \pm 1800$ К, $\lg g = 8.14 \pm 0.14$ (Dudnik et al., 2023). На основе этих оценок и современных теорий строения БК были получены значения фундаментальных параметров главного ($M_1 = 1.02 \pm 0.04 M_\odot$, $R_1 = 0.0078 \pm 0.0004 R_\odot$ (Pala et al., 2022), $M_1 = 0.70 \pm 0.07 M_\odot$, $R_1 = 0.0118 \pm 0.0010 R_\odot$ (Dudnik et al., 2023)) и вторичного ($M_2 = 0.114 \pm 0.005 M_\odot$, $R_2 = 0.132 \pm 0.005 R_\odot$ (Dudnik et al., 2023)) компонентов. Расстояние до объекта $d = 158$ пк определено по данным наблюдений Gaia (Vallenari et al., 2022), хотя в исследованиях Ishioka et al. (2007) и Reis et al. (2013) приводится величина $d = 125$ пк.

В этой статье мы представляем результаты доплеровской томографии и исследования спектров FL Psc в 2021–2024 годах, то есть до и после новой сверхвспышки 2023 года. Нами выполнен совместный анализ спектров для трех эпох и уточнены параметры системы, рассмотрено влияние характеристик БК на изменение яркости КН после вспышки, проведено картирование структуры аккреционного диска в линиях разных ионов с обсуждением вопроса о его оптической толщине после возвращения в спокойное состояние.

Раздел 2 описывает спектральные наблюдения, их первичную обработку и качественный анализ. В разделе 3 реализован метод модельного исследования спектров нескольких эпох и уточнен набор параметров FL Psc. Раздел 4 содержит результаты доплеровского картирования и измерения лучевых скоростей системы в спокойном состоянии.

2. НАБЛЮДЕНИЯ, ИХ ОБРАБОТКА И КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ

Спектроскопические наблюдения FL Psc выполнены в ночи 16/17.08.2021, 21/22.10.2023, 07/08.09.2024 г. на 6-м Большом телескопе альтиазимутальном CAO РАН с помощью редутора светосилы первичного фокуса SCORPIO

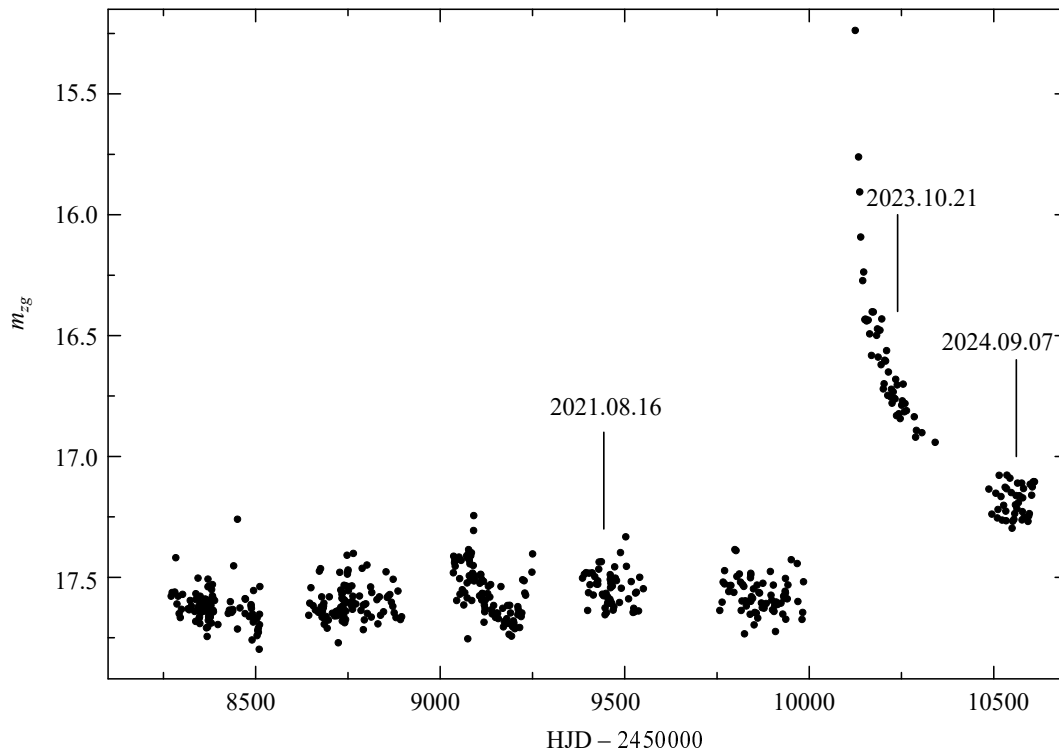
(Afanasyev and Moiseev, 2005) и ПЗС-приемника EEV 42-40 CCD (2048 × 2048 пикселя размером 13.5 × 13.5 мкм). В ночи 16/17.08.2021, 21/22.10.2023 г. была использована гризма VPHG 1200 G с рабочим диапазоном длин волн 3950–5750 Å и разрешением $\Delta\lambda = 5.0$ Å, замененная 07/08.09.2024 г. на гризму VPHG 1200 B, имеющую более информативный спектральный диапазон $\lambda = 3600$ –5400 Å при аналогичном разрешении и квантовой эффективности. Во всех случаях длительность экспозиций составляла 300 с при непрерывном внеосевом гидировании по звездам поля. При удовлетворительных астроклиматических условиях с размером звездных изображений $d = 2''.5$ в ночь 16/17.08.2021 г. и $d = 1''.8$ в ночь 21/22.10.2023 г. получено по пять последовательных спектров, а в ночь 07/08.09.2024 г. при хороших условиях с $d = 1''.3$ — 16 спектров с полным покрытием орбитального периода. Среднее значение S/N в единичной спектрограмме для трех ночей составило соответственно 18, 24 и 33. С целью последующей калибровки длин волн и потоков излучения одновременно с объектом накоплены спектры лампы Ar-Ne-He и спектрофотометрических стандартов G191B2B и AGK+81266 из каталогов Bohlman (1995; 1996). Журнал спектроскопических наблюдений 2024 года представлен в таблице 1.

При первичной обработке наблюдений использовался комплекс стандартных процедур, подробно изложенных Dudnik et al. (2023). Полученные спектры сглажены методом Фурье-преобразования по пяти точкам, что обеспечило удаление однопиксельных шумов при двукратном росте S/N без потери разрешения. Для последующего модельного анализа они усреднены внутри каждой ночи с учетом их индивидуальных смещений за лучевую скорость и отбраковкой наиболее зашумленных данных. Для проведения доплеровской томографии и измерения лучевых скоростей FL Psc в ночь 07/08.09.2024 каждая спектрограмма отдельно нормирована путем сравнения с модельным спектром БК с параметрами атмосферы $T_{\text{eff}} = 19\,600$ К, $\lg g = 8.26$, найденными из модельного анализа (см. ниже). Для этого внутри маски, задающей участки свободного от эмиссий континуума, вычислялось отношение потоков в наблюдаемом и модельном спектрах. Его зависимость от длины волны в диапазоне $\lambda = 3800$ –5400 Å аппроксимировалась полиномом третьего или пятого порядка, на который в заключение делился наблюдаемый спектр.

На рис. 1 представлена многолетняя кривая блеска FL Psc по результатам наблюдений ZTF в полосе z_g (Masci et al., 2019). Избыток ее

Таблица 1. Журнал спектроскопических наблюдений FL Psc в 2024 году

HJD–2460000	φ	V_r , км с ^{–1}	HJD–2460000	φ	V_r , км с ^{–1}
561.34506	0.064	–37.7	561.37442	0.583	2.9
561.34873	0.129	–55.8	561.37809	0.647	21.7
561.35238	0.193	–43.8	561.38175	0.712	39.9
561.35604	0.258	–55.6	561.38541	0.777	36.1
561.35970	0.323	–46.8	561.38907	0.841	42.2
561.36337	0.388	–17.3	561.39273	0.906	30.7
561.36708	0.453	–5.8	561.39640	0.971	7.6
561.37075	0.518	0.2	561.40006	0.035	–1.3

Рис. 1. Кривая блеска FL Psc в полосе zg в 2018–2024 годах по данным ZTF с отмеченными моментами спектроскопических наблюдений на БТА.

блеска ($\Delta m_{zg} \approx 2^m4$) в начале июля 2023 года и характерная для спокойного состояния оценка $m_{zr} = 17^m01$ в ночь 30/31.05.2023 позволяют сделать вывод, что сверхвспышка произошла в начале или середине июня. В предшествующие пять лет система находилась в спокойном состоянии и наблюдаемые вариации ее блеска с амплитудами $\delta m_{zg} = 0^m087$ и $\delta m_{zr} = 0^m100$ относительно средних значений $m_{zg} = 17^m57$ и $m_{zr} = 17^m53$ имели в основном случайный характер. Исключение составляет заметный тренд понижения яркости на $\Delta m_{zg} \approx 0^m21$ в 2020 году. В наблюдаемых данных после сверхвспышки просле-

живается систематическое, но медленное уменьшение блеска на $\Delta m_{zg} = 1^m95$ и $\Delta m_{zr} = 2^m07$ за 485 суток. Заметные флуктуации яркости в этот период, скорее всего, не связаны с повторными поярчаниями, так как их амплитуда и случайный характер полностью соответствуют флуктуациям в спокойном состоянии. Заметим, что в конце наблюдений 2024 года КН все еще имела значимый избыток блеска, $\Delta m_{zg} = 0^m36$ и $\Delta m_{zr} = 0^m34$, также доказывающий медленный темп снижения ее яркости. Цвет FL Psc практически не изменился при вспышке ($zg - zr = 0^m055 \pm 0^m091$ в 2018–2022 годах и $zg - zr = 0^m059 \pm 0^m112$ в

2023 году), однако в 2024 году стал более голубым: $zg - zr = 0.^m009 \pm 0.^m079$. В заключение можно констатировать: интервал между последовательными сверхвспышками составил 20 лет, что в три раза меньше оценки, ранее предложенной Bedient (2006).

Наши спектроскопические наблюдения 2021 года приходится на полностью спокойное состояние с временем эволюции после сверхвспышки около 18 лет. В момент наблюдений 2023 года избыток блеска КН составлял $\Delta m_{zg} \approx 0.^m85$, то есть она находилась в фазе релаксации. При наблюдениях 2024 года избыток снизился до $\Delta m_{zg} \approx 0.^m37$, что мы считаем возвращением системы в спокойное состояние. На рис. 2а представлен усредненный спектр FL Psc с отождествлением эмиссионных линий, полученный в ночь 07/08.09.2024 г., а на рис. 2б дано сравнение средних спектров за три ночи. Во всех наблюдениях присутствует континуум БК с широкими бальмеровскими линиями в поглощении. Его наклон почти совпадает в 2021 и 2024 годах при значительно большей величине в 2023 году, что согласуется с гипотезой о нагреве поверхности аккректора в процессе сверхвспышки и ее медленном остывании до начальной температуры в последующие годы. Эмиссионный спектр представлен линиями шести химических элементов в двух первых стадиях ионизации: H I, He I, He II, C II, Mg I, Ca I, Ca II, Fe I и Fe II. Подобное разноеобразие линий не свойственно для спокойного состояния КН типа WZ Sge, в оптическом излучении которых наблюдаются эмиссии водорода, гелия и железа. Одним из возможных объяснений этой аномалии является избыточное содержание тяжелых элементов в атмосфере холодной звезды.

Выраженную двухпиковую структуру, характерную для излучения АД, показывают все линии в наблюдениях 2023 года, а также линии H I и часть линий He I, Fe II в наблюдениях других эпох. Наименьшая интенсивность всех линий при наиболее слабом бальмеровском декременте обнаружена в спектре 2021 года. В фазе релаксации 2023 года все эмиссии H I показали почти одинаковый избыток интенсивности в 1.37–1.41 раза, линии He I — в 1.08–1.11 раза, линия Fe II $\lambda 5169$ — в 1.13 раза. В 2024 году наблюдался наибольший бальмеровский декремент с избытком интенсивности 31% для H β и H γ , 24% для H δ , 6% для He I $\lambda 4471$ и около 3% для других линий He I и Fe II $\lambda 5169$. Измеренные полуширины линий H I соответствовали дисперсии скоростей излучающей плазмы: $\delta V_r = 1630\text{--}1690$ км с^{−1} в 2021 году, $\delta V_r = 2010\text{--}2080$ км с^{−1} в 2023 году и $\delta V_r = 1890\text{--}1910$ км с^{−1} в 2024 году. Аналогичные измерения по линиям He I $\lambda 4471$ и Fe II $\lambda 5169$ дали значения $\delta V_r = 2250$ км с^{−1} и $\delta V_r = 1580$ км с^{−1} в

2023 году и $\delta V_r = 1960$ км с^{−1} и $\delta V_r = 1400$ км с^{−1} в 2024 году соответственно. Таким образом, можно сделать вывод, что в фазе релаксации АД ожидаемо имел максимальную яркость и температуру плазмы с большей ее концентрацией вблизи поверхности БК. В дальнейшем происходило быстрое охлаждение диска, на что указывает опережающее ослабление линий гелия, а стабильная двухпиковая форма линий H I говорит о сохранении в них оптически толстого АД все время после сверхвспышки 2023 года.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

Модельный анализ спектров FL Psc базировался на методике, предложенной Mitrofanova et al. (2014) и подробно разработанной Dudnik et al. (2023). Она использует сетку нормированных модельных спектров, рассчитанных программным комплексом STAR (Menzhevitski et al., 2014) для плоскопараллельных водородных моделей атмосфер БК в диапазоне параметров $T_{\text{eff}} = 10\,000\text{--}90\,000$ К, $\lg g = 6.75\text{--}9.25$, $[M/H] = -5.0$. При анализе наблюдений формируется локальная сетка параметров с более мелким шагом, а спектры для нее получаются линейной интерполяцией исходных данных по T_{eff} и $\lg g$ с максимальной ошибкой потока не более 0.5% (Dudnik et al., 2021). Каждый модельный спектр сравнивается с наблюдаемым путем вычисления их среднеквадратичного отклонения σ_{sp} в границах заданной маски, исключающей эмиссионные линии излучения АД. В построенном двумерном распределении σ_{sp} по T_{eff} и $\lg g$ находится положение глобального минимума, который определяет искомые параметры атмосферы БК.

При исследовании спектров КН с умеренно горячими главными компонентами ($T_{\text{eff}} > 16\,000$ К) было показано (Dudnik et al., 2023), что блендирование эмиссиями ядер линий H I при почти равном влиянии параметров атмосферы БК на их крылья приводит к вытягиванию области минимумов σ_{sp} вдоль некоторой зависимости « $T_{\text{eff}} - \lg g$ ». В результате анализа наблюдений значения этих параметров определяются с большими ошибками, которые в дальнейшем приводят к росту погрешностей фундаментальных параметров компонентов. В спектрах систем с умеренно холодными БК их широкие и глубокие бальмеровские линии слабее блендированы эмиссиями АД и точность определения параметров возрастает в два раза и более (Shimansky et al., 2024). Предварительный анализ спектров FL Psc показал, что даже при наблюдениях 2021 года главный компонент имел эффективную температуру $T_{\text{eff}} > 17\,000$ К и испытал значительный ее рост в процессе сверхвспышки.

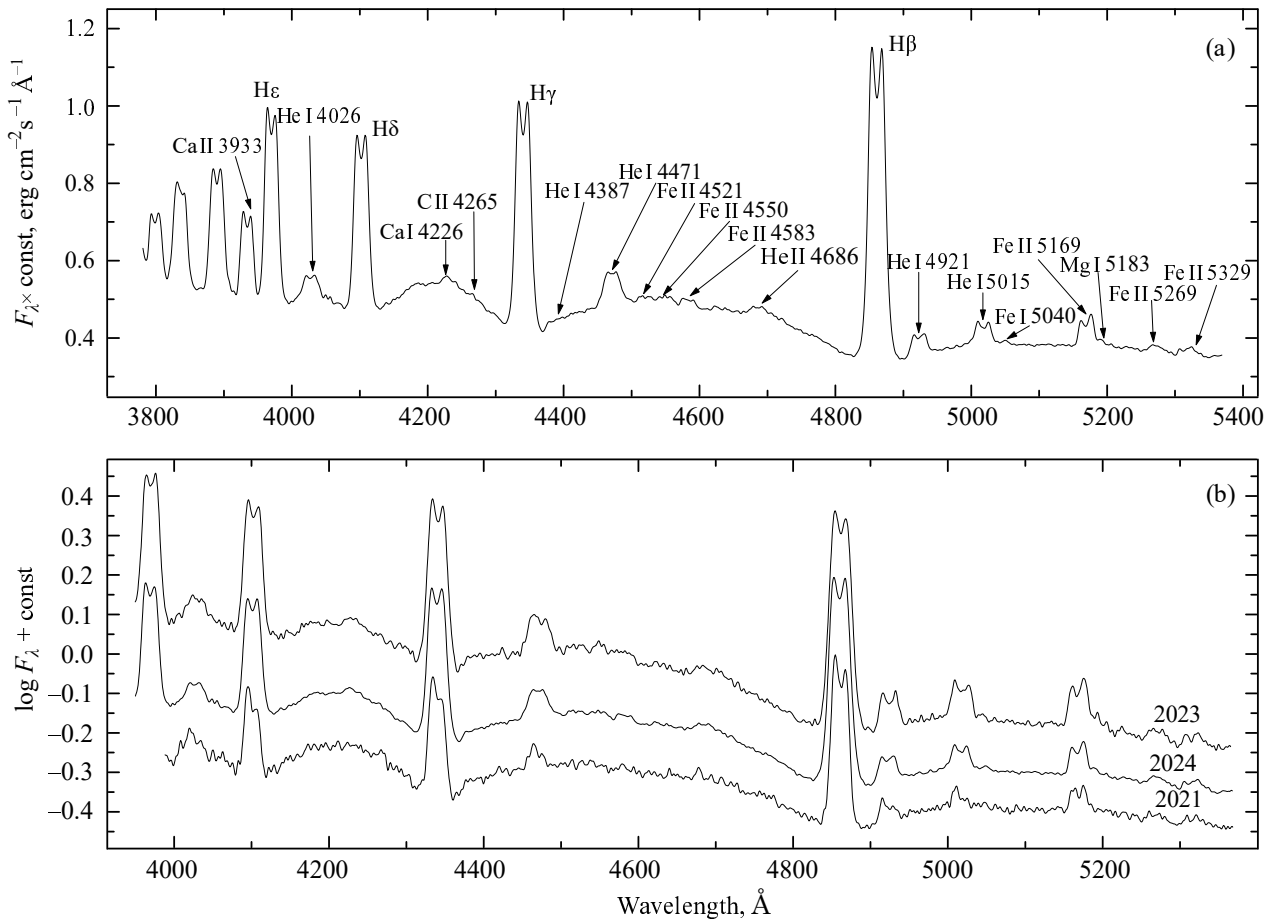


Рис. 2. Наблюдаемый потоковый спектр FL Psc в 2024 году с отождествленными эмиссионными линиями (a); сравнение спектральных распределений FL Psc в 2021, 2023 и 2024 годах (b). Распределения сдвинуты с произвольным шагом вдоль вертикальной оси.

Таким образом, применение оригинальной методики модельного анализа спектров (Dudnik et al., 2023) не гарантировало корректного определения его параметров на все эпохи наблюдений. Поэтому мы модифицировали методику Dudnik et al. (2023) для итерационного уточнения оценок T_{eff} и $\lg g$ на основе моделирования наблюдаемых потоковых и нормированных спектров. Итерации уточнения параметров включали два шага, на первом из которых при фиксированном значении $\lg g$ рассчитывались потоковые спектры БК с мелким шагом по T_{eff} . Для каждого из них в границах маски вычислялся параметр уклонения от наблюдаемого спектра:

$$\sigma_{\text{sp}} = \sqrt{\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (\lg(F_{\lambda}^{\text{obs}}/F_{\lambda}^{\text{mod}}) - \lg(F_{\lambda}^{\text{obs}}/F_{\lambda}^{\text{mod}})_{\text{mid}})^2 d\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}}.$$

Здесь

$$\lg(F_{\lambda}^{\text{obs}}/F_{\lambda}^{\text{mod}})_{\text{mid}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lg(F_{\lambda}^{\text{obs}}/F_{\lambda}^{\text{mod}}) d\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

есть среднее по маске смещение потоков в наблюдаемом спектре относительно модельного. Смещение потоков обусловлено удаленностью и размерами объекта, особенностями обработки наблюдений и иными факторами, которые мы считали постоянными в используемом диапазоне длин волн. Для учета влияния межзвездного поглощения мы скорректировали распределения потоков в наблюдаемых спектрах за $E(B - V) = 0.025$ согласно данным Green et al. (2015). В построенных одномерных зависимостях σ_{sp} от T_{eff} определялось положение минимума, задающее текущую оценку эффективной температуры.

На втором шаге с найденным значением T_{eff} моделировался набор нормированных спектров с мелким шагом по $\lg g$. Для каждого из них вычислялось среднеквадратичное уклонение от наблюдаемого спектра:

$$\sigma_{\text{sp}} = \sqrt{\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (F_{\lambda}^{\text{obs}} - F_{\lambda}^{\text{mod}})^2 d\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}}.$$

В полученной зависимости σ_{sp} от $\lg g$ положение минимума задавало исправленную оценку $\lg g$, которая использовалась на первом шаге следующей итерации. Процесс уточнения продолжался до сходимости по обоим искомым параметрам на уровне 0.5%.

Для реализации описанной методики в дополнение к модельным нормированным спектрам мы рассчитали с применением программного комплекса STAR (Menzhevitski et al., 2014) сетки потоковых спектров для аналогичных значений T_{eff} и $\lg g$. На рис. 3a, 3b, и 3c представлены зависимости « $T_{\text{eff}} - \sigma_{\text{sp}}$ » при ряде значений $\lg g$ для наблюдений трех эпох, а на рис. 3d — зависимость « $\lg g - \sigma_{\text{sp}}$ » при ряде значений T_{eff} для наблюдений 2024 года, имеющих максимальное значение S/N . Доминирующее влияние T_{eff} на наклоны потоковых спектров обеспечивает ее уверенное определение в минимумах распределений « $T_{\text{eff}} - \sigma_{\text{sp}}$ » и слабую зависимость ($\delta T_{\text{eff}} < \pm 700$ K) от принятого значения $\lg g$. Нормированные спектры почти в равной степени чувствительны к обоим параметрам атмосфер, что обуславливает меньшую точность найденных оценок поверхностной силы тяжести и их существенную зависимость от T_{eff} . Для оценки погрешностей полученных параметров мы вычисляли модельные ошибки описания наблюдаемых спектров:

$$\sigma_{\text{mod}} = \sqrt{(\sigma_{\text{sp}})^2 - (\sigma_{\text{noi}})^2},$$

где σ_{noi} — компонента σ_{sp} , обусловленная вкладом наблюдательных шумов и принимаемая равной $\sigma_{\text{noi}} = N/S$. Величина погрешностей обоих параметров находилась в точках распределений σ_{mod} по T_{eff} и $\lg g$, где она удваивалась в сравнении со своим значением в минимуме.

Полученные параметры атмосферы БК для трех эпох обобщены в таблице 2, а сравнение модельных и наблюдаемых спектров за 2023 и 2024 годы представлено на рис. 4. Для этих эпох наш анализ наблюдений привел к почти совпадающим оценкам поверхностной силы тяжести: $\lg g = 8.23$ и 8.29 . Полагая, что этот параметр не может значимо изменяться в процессе вспышки, мы зафиксировали его величину как $\lg g = 8.26 \pm 0.13$. В пределах ошибок определения она совпадает со значениями $\lg g = 8.14 \pm 0.14$ и 8.35 ± 0.07 , найденными при изучении оптических (Dudnik et al., 2023) и ультрафиолетовых (Pala et al., 2022) спектров FL Psc за 2012–2013 годы. Наши оценки температуры главного компонента в спокойном состоянии 2021 года ($T_{\text{eff}} = 17\,700 \pm 1400$ K) сильно отличаются от результатов для 2013 и 2012 годов: $T_{\text{eff}} = 22\,300 \pm 1800$ K (Dudnik et al., 2023) и $T_{\text{eff}} = 13\,200 \pm 150$ K (Pala et al., 2022) соответственно. Указанные различия могут объясняться необнаруженной свехвспышкой FL Psc весной

Таблица 2. Параметры карликовой новой FL Psc

Параметр	Значение
P_{orb} , min	$80.70 \pm 0.13^a)$
$A/R_{\odot}$	0.589 ± 0.018
K_1 , km s $^{-1}$	46.6 ± 3.9
γ , km s $^{-1}$	-4.3 ± 2.7
i , deg	42 ± 4
q	6.70 ± 0.69
$M_1/M_{\odot}$	0.75 ± 0.08
$M_2/M_{\odot}$	0.112 ± 0.003
$R_1/R_{\odot}$	0.0106 ± 0.0010
$R_2/R_{\odot}$	0.130 ± 0.003
$\lg g$	8.26 ± 0.13
$T_{\text{eff}}(2021)$, K	$17\,700 \pm 1400$
$T_{\text{eff}}(2023)$, K	$26\,700 \pm 1900$
$T_{\text{eff}}(2024)$, K	$19\,600 \pm 1300$

^{a)}Из работы Thorstensen (2020).

2013 года, но это событие мы полагаем маловероятным. Отметим, что наблюдаемые оптические спектры КН в 2013, 2021 и 2024 годах содержат относительно слабые абсорбционные линии H I, абсолютно не соответствующие излучению БК с температурами $T_{\text{eff}} \leq 16\,000$ K. Поэтому мы считаем, что главный компонент FL Psc в спокойном состоянии имеет температуру не ниже $T_{\text{eff}} \approx 17\,000$ K, которая является вековой у данного БК.

Оценки массы и радиуса главного компонента определены с применением параметров его атмосферы в 2021 и 2024 годах и зависимостей «масса — радиус — температура» для моделей одиночных БК с кислородным ядром (Panei et al., 2000), которые хорошо согласуются с данными новых расчетов (Tremblay et al., 2017). Для обеих эпох мы получили почти одинаковые значения параметров $M_1 = 0.75 \pm 0.08 M_{\odot}$ и $R_1 = 0.0106 \pm 0.0010 R_{\odot}$, возможные погрешности которых обусловлены неточностью оценки $\lg g$. Представленные величины в пределах ошибок совпадают с результатами Dudnik et al. (2023) $M_1 = 0.70 \pm 0.07 M_{\odot}$ и $R_1 = 0.0118 \pm 0.0010 R_{\odot}$, но существенно отличаются от данных Pala et al. (2022) $M_1 = 1.02 \pm 0.04 M_{\odot}$ и $R_1 = 0.0078 \pm 0.0004 R_{\odot}$, где главный компонент имеет аномально большую массу. Параметры холодного компонента, найденные согласно методике Dudnik et al. (2023) с применением модельных зависимостей «масса — радиус» для коричневых (Baraffe et al., 2003) и красных (Girardi et al., 2000)

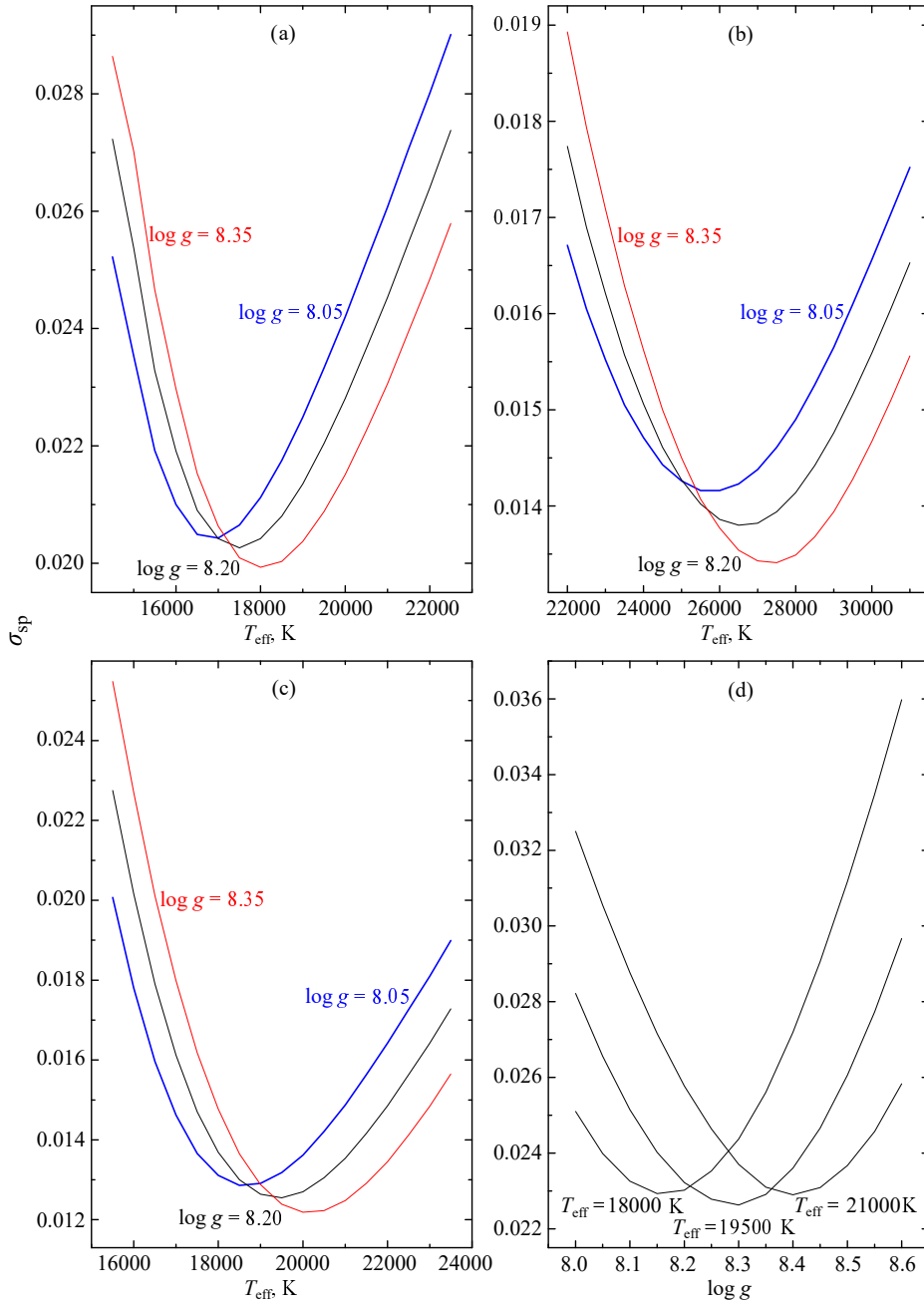


Рис. 3. Зависимости среднеквадратичных уклонений модельных и наблюдаемых потоковых спектров σ_{sp} от эффективной температуры БК при разных значениях $\lg g$ для эпох 2021 (а), 2023 (б) и 2024 (с) годов. Зависимость среднеквадратичного уклонения модельных и наблюдаемого нормированных спектров от $\lg g$ при разных T_{eff} для наблюдений 2024 года (д).

карликов, составили $M_2 = 0.112 \pm 0.003 M_\odot$ и $R_2 = 0.130 \pm 0.003 R_\odot$ и практически не изменились относительно оценок Dudnik et al. (2023).

4. АНАЛИЗ ДОПЛЕРОВСКОГО КАРТИРОВАНИЯ И ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Доплеровские карты FL Psc построены по наблюдениям 2024 года, имеющим наибольшее значение S/N и охватывающим полный орбитальный

период. Для фазовой привязки спектров использована оценка периода $P_{orb} = 0^d.05604 \pm 0^d.00009$ (Thorstensen, 2020), а момент прохождения фазы $\varphi = 0.0$ определен нами из аппроксимации кривой лучевых скоростей эмиссий H I (см. ниже).

Доплеровская томография выполнена с применением метода Marsh and Horne (1988), реализованного в программе DOPMAP, который позволяет строить в пространстве скоростей карты объектов с областями, излучающими в выбранной эмиссион-

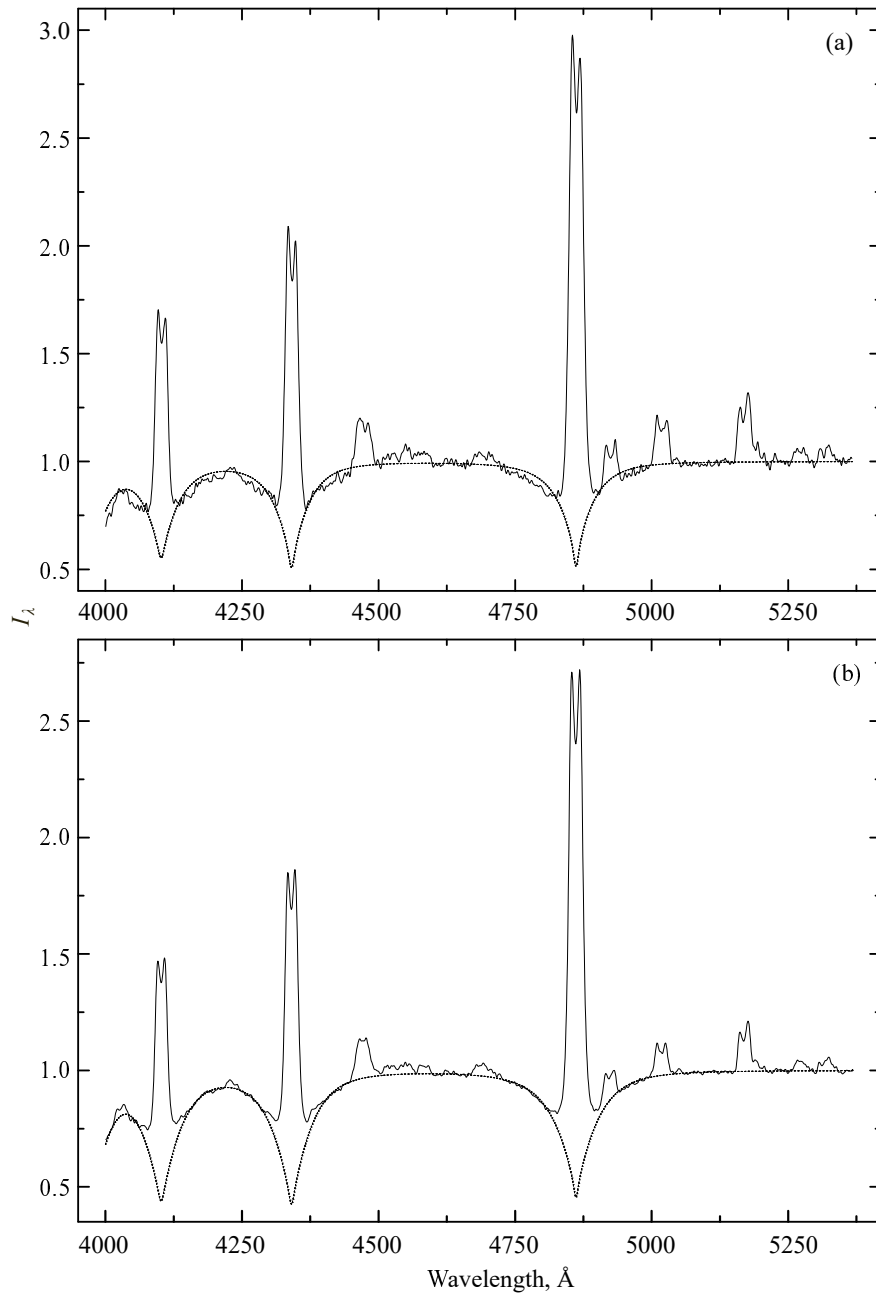


Рис. 4. Сравнение наблюдаемых спектров FL Psc (сплошные линии) и модельных спектров БК (штриховые линии) в 2023 (a) и 2024 (b) годах.

ной линии. У систем с оптически тонким АД карты полностью отражают его внутреннюю структуру, а у оптически толстых АД — только распределение яркости по поверхности. Для картирования мы выбрали линии водорода $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, нейтрального He I $\lambda 4471$, $\lambda 5015$ и ионизованного He II $\lambda 4686$ гелия, ионизованных кальция Ca II $\lambda 3933$ и железа Fe II $\lambda 4583$, $\lambda 5169$. Полученные по ним карты FL Psc показаны на рис. 5 и 6.

Во всех эмиссиях H I наблюдается замкнутая кольцеобразная структура АД с примерно одина-

ковой зависимостью яркости от величины круговой скорости V_c для всех направлений. Максимальная интенсивность излучения достигается в диапазоне скоростей $V_c = 550\text{--}750 \text{ км с}^{-1}$, что при найденных угле наклона $i = 42^\circ \pm 4^\circ$ (см. ниже) и массе БК $M_1 = 0.75 \pm 0.08 M_\odot$ соответствует внутреннему и внешнему радиусам светящейся части диска: $R_{\text{in}} = 0.13 \pm 0.02 R_\odot$ и $R_{\text{out}} = 0.24 \pm 0.03 R_\odot$. Наблюдаемая яркость АД последовательно снижается с уменьшением его оптической толщины от $H\beta$ до $H\delta$. Поскольку все линии H I формируются

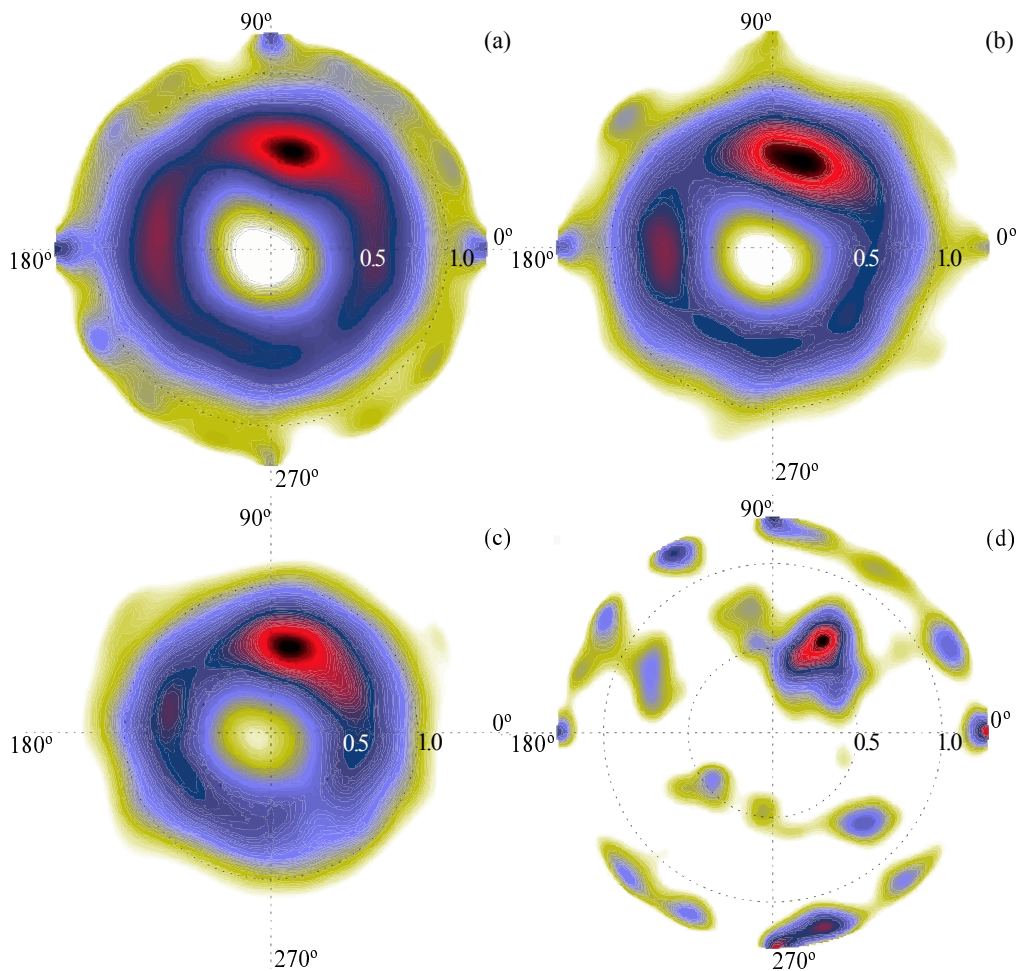


Рис. 5. Доплеровские карты FL Psc для 2024 года в линиях $H\beta$ (a), $H\gamma$ (b) и $H\delta$ (c) и $He II \lambda 4686$ (d). Центр изображения соответствует центру масс системы, ось с $\vartheta = 90^\circ$ задает приблизительное направление на вторичный компонент, значения по окружностям 0.5 и 1.0 обозначают лучевую скорость вещества в 10^3 км с^{-1} , а цвет отражает яркость излучения в выбранной линии.

под действием единого механизма, то можно утверждать, что оптическая толщина АД в $H\beta$ заметно превышает единицу, но приближается к ней в $H\delta$, в которой с уменьшением интенсивности излучения диска начинают проявляться заметные флуктуации его яркости. Наиболее яркой деталью карт является пятно на $V_c \approx 550 \text{ км с}^{-1}$, $\vartheta \approx 70^\circ$, которое, очевидно, соответствует месту столкновения струи вещества, текущего со вторичного компонента, с поверхностью АД на его внешнем радиусе. Как видно на рис. 5d, данная деталь излучает даже в горячей линии $He II \lambda 4686$. С учетом ударной природы ее формирования и термализованного характера излучения можно ограничить температуру плазмы в месте соударения на уровне $T_e > 27\,000 \text{ К}$.

В линиях нейтрального гелия в АД наблюдаются фрагментарные облачные образования неправильной формы, интенсивность излучения которых убывает от $He I \lambda 4471$ к $He I \lambda 5015$, что говорит о тепловом характере их формирования, так как под

влиянием эффектов флуоресценции отношение интенсивностей было бы обратным. Отсутствие четкой кольцеобразной формы АД и большие флуктуации его пространственной яркости свидетельствуют об оптической толщине плазмы в линиях $He I$ менее единицы и температуре $T_e < 8000 \text{ К}$.

Особый интерес представляют доплеровские карты, построенные по линиям ионизованных кальция и железа. В более слабой линии $Fe II \lambda 4583$ вместе с основным пятном яркости наблюдается второе на $V_c \approx 700 \text{ км с}^{-1}$, $\vartheta \approx 105^\circ$, примерно соответствующее направлению на холодный компонент FL Psc. Однако наблюдаемая скорость пятна на 30–35% превышает ожидаемую орбитальную скорость этого компонента. Кроме того, в этой линии проявляется ряд излучающих областей, возможно связанных с АД. В более сильной линии $Fe II \lambda 5169$ эти области сливаются в однородный диск высокой яркости, динамические характеристики которого согласуются с АД в эмиссиях

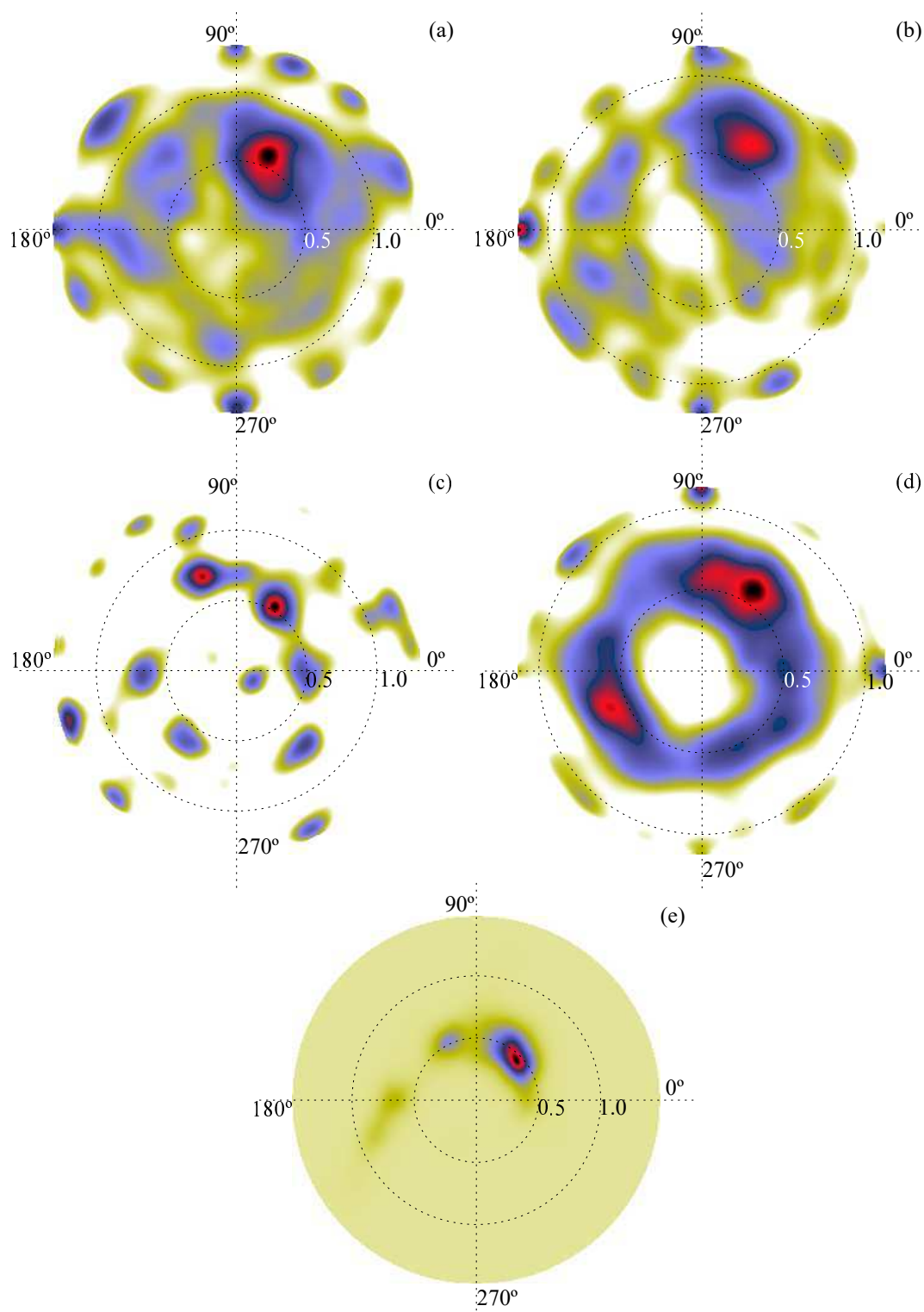


Рис. 6. Доплеровские карты FLPsc для эпохи 2024 года в линиях He I λ 4471 (a), He I λ 5015 (b), Fe II λ 4583 (c), Fe II λ 5169 (d), Ca II λ 3933 (e). Обозначения те же, что на рис. 5.

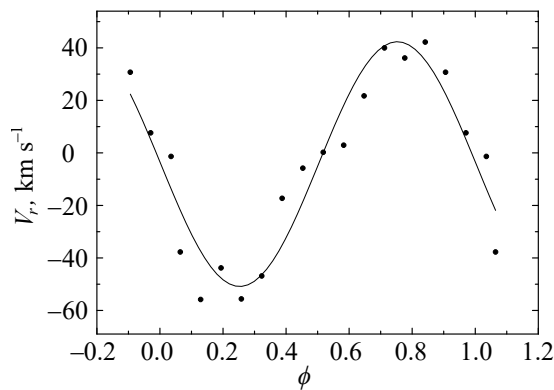


Рис. 7. Лучевые скорости FL Psc по линиям H β и H γ в 2024 году (точки) и их аппроксимация для круговой орбиты. Средняя ошибка измерений составляет $\delta V_r \approx 16\text{--}17 \text{ км с}^{-1}$.

Н I. Атомные параметры линий Fe II исключают возможность существования в них оптически толстой плазмы при солнечном химическом составе и оптически тонких линиях He I. Поэтому мы предполагаем, что эти эмиссии формируются в оптически тонком диске под действием эффектов флуоресценции УФ-излучения умеренно горячего БК. Их дополнительным проявлением может быть пятно яркости на $V_c \approx 450 \text{ км с}^{-1}$, $\vartheta \approx 105^\circ$ в линии Ca II $\lambda 3933$, обусловленное переработкой УФ-излучения на поверхности М-карлика. Следует отметить высокую наблюдаемую интенсивность этой линии, близкую к интенсивности соседних бальмеровских линий и характерную для спектров КН в высоком состоянии. В построенных по ней доплеровских картах обнаруживается однородное свечение внутреннего пространства FL Psc, что, на наш взгляд, также обусловлено флуоресценцией УФ-излучения в плазме с большой оптической толщиной в резонансной линии Ca II $\lambda 3933$. Для достаточной интенсивности такого излучения необходима температура БК не менее $T_{\text{eff}} \approx 20\,000 \text{ К}$, найденная нами у FL Psc, но не характерная для спокойного состояния большинства КН типа WZ Sge. Поэтому при изучении возможных эффектов флуоресценции в этих системах представляет интерес доплеровская томография в линиях Fe II и Ca II других КН с умеренно горячими БК: V 455 And, V 406 Vir, GW Lib, EK TrA, V 627 Peg.

При анализе доплеровской томографии FL Psc мы пришли к выводу, что после возвращения в спокойное состояние 2024 года АД оставался оптически толстым в линиях Н I и оптически тонким в линиях гелия и железа, а также в оптическом континууме. В этом случае доплеровские смещения бальмеровских линий отражают орбитальные движения диска и связанного с ним главного компонента. Поэтому мы измерили его лучевые скорости с применением метода мультиполосной кросс-

корреляции спектров и линий H β , H γ . При измерениях одновременно учитывались спектральные диапазоны шириной $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$ с центрами на лабораторных длинах волн линий. Средняя точность измерений составила $\delta V_r \approx 16\text{--}17 \text{ км с}^{-1}$, а их результаты представлены в таблице 1 и на рис. 7 вместе с аппроксимацией в рамках модели кругового движения. При расчете фаз момент HJD нулевой фазы задавался из условия прохождения аппроксимирующей кривой через значение γ -скорости, и его ошибка может достигать 0.04 орбитального периода. Найденная амплитуда орбитального движения $K_1 = 46.6 \pm 3.9 \text{ км с}^{-1}$ заметно превышает значение $K_1 = 36 \pm 4 \text{ км с}^{-1}$ (Thorstensen, 2020), но допустима в комбинации с представленными в таблице 2 фундаментальными параметрами FL Psc при угле наклона орбиты $i = 42^\circ \pm 4^\circ$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следует рассмотреть вопрос о связи оптического блеска FL Psc до и после сверхвспышки 2023 года с изменениями температуры главного компонента. Для этого модельные спектры БК с $T_{\text{eff}} = 17\,700, 19\,600, 26\,700 \text{ К}$ при $\lg g = 8.26$ мы скорректировали за межзвездное покраснение и свернули с кривой пропускания в фильтре g . В итоге было найдено, что усиление излучения БК, обусловленное ростом его температуры, повысило светимость КН на $\Delta m_{zg} = 0^{\text{m}}79 \pm 0^{\text{m}}12$ в 2023 году и на $\Delta m_{zg} = 0^{\text{m}}23 \pm 0^{\text{m}}08$ в 2024 году относительно спокойного состояния 2021 года. К этим изменениям необходимо добавить вклад от повышения интенсивности эмиссионных линий, оцененный нами из наблюдений: $\Delta m_{zg} = 0^{\text{m}}11 \pm 0^{\text{m}}03$ и $\Delta m_{zg} = 0^{\text{m}}08 \pm 0^{\text{m}}02$ в 2023 и 2024 годах соответственно. Суммарное теоретическое усиление яркости FL Psc составило в 2023 году $\Delta m_{zg} = 0^{\text{m}}90 \pm 0^{\text{m}}12$ при наблюдаемом $\Delta m_{zg} \approx 0^{\text{m}}85$ и в 2024 году — $\Delta m_{zg} = 0^{\text{m}}31 \pm 0^{\text{m}}08$ при наблюдаемом $\Delta m_{zg} \approx 0^{\text{m}}37$ (Masci et al., 2019). С учетом вклада квазипериодических быстрых флуктуаций блеска FL Psc с амплитудой $\delta m_{zg} \geq 0^{\text{m}}07$ мы считаем, что наблюдаемое систематическое понижение яркости с осени 2023 года в основном обусловлено охлаждением БК. Нельзя утверждать, что радиус звезды не испытал изменений, синхронных с изменениями T_{eff} . Однако влияние радиуса на интегральный блеск системы не превысило нескольких сотых звездной величины. Таким образом, модельный анализ долговременных изменений яркости КН типа WZ Sge при их возвращении после сверхвспышки в спокойное состояние может предоставить ценную информацию о темпах и физике охлаждения их главных компонентов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Используемые наблюдательные данные получены на уникальной научной установке Большой телескоп альт-азимутальный САО РАН. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты». Авторы выражают свою признательность С. С. Котову и А. Н. Буренкову за помощь в проведении наблюдений 2021 и 2023 годов, а также М. М. Габдееву за полезные консультации при обработке наблюдательных данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена за счет гранта № 22-72-10064 (<https://rscf.ru/project/22-72-10064/>) Российского научного фонда.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. L. Afanasiev and A. V. Moiseev, *Astronomy Letters* **31**, 194 (2005). DOI:10.1134/1.1883351
2. I. Baraffe, G. Chabrier, T. S. Barman, et al., *Astron. and Astrophys.* **402**, 701 (2003). DOI:10.1051/0004-6361:20030252
3. J. Bedient, *Information Bulletin on Variable Stars* **5699**, 1 (2006).
4. R. C. Bohlin, in *Proc. Workshop on Calibrating Hubble Space Telescope. Post Servicing Mission, Space Telescope Science Institute, Baltimore, Maryland*, Ed. by A. P. Koratkar and C. Leitherer (Space Telescope Science Institute, Baltimore, 1995), p. 49.
5. R. C. Bohlin, *Astron. J.* **111**, 1743 (1996). DOI:10.1086/117914
6. H.-L. Chen, T. E. Woods, L. Yungelson, et al., *Proc. IAU Symp.*, No. 343, Ed. by F. Kerschbaum, M. Groenewegen, and H. Olofsson (Cambridge University Press, Cambridge, 2019), p. 371. DOI:10.1017/S1743921318005070
7. A. Dudnik, V. Shimansky, N. Borisov, et al., *Acta Astrophysica Taurica* **3** (1), 12 (2022). DOI:10.31059/aat.vol3.iss1.pp12-16
8. A. A. Dudnik, A. A. Mitrofanova, V. V. Shimansky, et al., *Research in Astronomy and Astrophysics* **21** (7), id. 158 (2021). DOI:10.1088/1674-4527/21/7/158
9. A. A. Dudnik, V. V. Shimansky, N. V. Borisov, et al., *Astrophysical Bulletin* **78** (1), 25 (2023). DOI:10.1134/S1990341323010054
10. B. T. Gänsicke, P. Rodríguez-Gil, T. R. Marsh, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **365** (3), 969 (2006). DOI:10.1111/j.1365-2966.2005.09781.x
11. L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **141**, 371 (2000). DOI:10.1051/aas:2000126
12. P. Godon, L. Seward, E. M. Sion, and P. Szkody, *Astron. J.* **131** (5), 2634 (2006a). DOI:10.1086/501523
13. P. Godon, E. M. Sion, F. Cheng, et al., *Astrophys. J.* **642** (2), 1018 (2006b). DOI:10.1086/501039
14. A. Golovin, A. Price, M. Templeton, et al., *Information Bulletin on Variable Stars* **5611**, 1 (2005). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/0504528
15. G. M. Green, E. F. Schlafly, D. P. Finkbeiner, et al., *Astrophys. J.* **810** (1), article id. 25 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/810/1/25
16. R. Ishioka, K. Sekiguchi, and H. Maehara, *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, 929 (2007). DOI:10.1093/pasj/59.5.929
17. T. Kato, *Publ. Astron. Soc. Japan* **67** (6), id. 108 (2015). DOI:10.1093/pasj/psv077
18. C. Knigge, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **373**, 484 (2006). DOI:10.1111/j.1365-2966.2006.11096.x
19. K. S. Long, E. M. Sion, B. T. Gänsicke, and P. Szkody, *Astrophys. J.* **602** (2), 948 (2004). DOI:10.1086/381121
20. T. R. Marsh and K. Horne, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **235**, 269 (1988). DOI:10.1093/mnras/235.1.269
21. F. J. Masci, R. R. Laher, B. Rusholme, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131** (995), 018003 (2019). DOI:10.1088/1538-3873/aae8ac
22. O. M. Matthews, M. R. Truss, G. A. Wynn, and R. Speith, *ASP Conf Ser.* **330**, 171 (2005). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/0410143
23. V. S. Menzhevitski, N. N. Shimanskaya, V. V. Shimansky, and D. O. Kudryavtsev, *Astrophysical Bulletin* **69** (2), 169 (2014). DOI:10.1134/S1990341314020047
24. A. A. Mitrofanova, N. V. Borisov, and V. V. Shimansky, *Astrophysical Bulletin* **69** (1), 82 (2014). DOI:10.1134/S1990341314010088
25. D. O'Donoghue, A. Chen, F. Marang, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **250**, 363 (1991). DOI:10.1093/mnras/250.2.363
26. Y. Osaki, F. Meyer, and E. Meyer-Hofmeister, *Astron. and Astrophys.* **370**, 488 (2001). DOI:10.1051/0004-6361:20010234
27. A. F. Pala, B. T. Gänsicke, D. Belloni, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **510** (4), 6110 (2022). DOI:10.1093/mnras/stab3449
28. A. F. Pala, B. T. Gänsicke, D. Townsley, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **466** (3), 2855 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw3293
29. J. A. Panei, L. G. Althaus, and O. G. Benvenuto, *Astron. and Astrophys.* **353**, 970 (2000). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/9909499

30. J. Patterson, J. R. Thorstensen, E. Armstrong, et al., Publ. Astron. Soc. Pacific **117** (835), 922 (2005). DOI:10.1086/432492
31. K. J. Pearson, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **371**, 235 (2006). DOI:10.1111/j.1365-2966.2006.10631.x
32. A. Price, G. Pojmanski, A. Henden, et al., IAU Circular **8410**, 1 (2004).
33. R. C. Reis, P. J. Wheatley, B. T. Gänsicke, and J. P. Osborne, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **430**, 1994 (2013). DOI:10.1093/mnras/stt025
34. H. Ritter and U. Kolb, Acta Polytechnica CTU Proceedings **2** (1), 21 (2015). DOI:10.14311/APP.2015.02.0021
35. G. J. Schwarz, T. Barman, N. Silvestri, et al., Publ. Astron. Soc. Pacific **116** (826), 1111 (2004). DOI:10.1086/426927
36. V. V. Shimansky, A. A. Dudnik, N. V. Borisov, and S. S. Kotov, Astrophysical Bulletin **79** (3), 428 (2024). DOI:10.1134/S1990341324600650
37. P. Szkody, A. S. Mukadam, E. M. Sion, et al., Astron. J. **145** (5), article id. 121 (2013). DOI:10.1088/0004-6256/145/5/121
38. M. R. Templeton, R. Leaman, P. Szkody, et al., Publ. Astron. Soc. Pacific **118**, 236 (2006). DOI:10.1086/498460
39. J. R. Thorstensen, Astron. J. **160**, id. 6 (2020). DOI:10.3847/1538-3881/ab911c
40. P. E. Tremblay, N. Gentile-Fusillo, R. Raddi, et al., Monthly Notices Royal Astron. Soc. **465** (3), 2849 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw2854
41. J. A. Urban and E. M. Sion, Astrophys. J. **642** (2), 1029 (2006). DOI:10.1086/501430
42. A. Vallenari et al. (Gaia Collab.), Astron. and Astrophys. **674** id. A1, (2023) DOI:10.1051/0004-6361/202243940
43. W. Voges, B. Aschenbach, T. Boller, et al., Astron. and Astrophys. **349**, 389 (1999). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/9909315
44. F.-J. Zickgraf, D. Engels, H.-J. Hagen, et al., Astron. and Astrophys. **406**, 535 (2003). DOI:10.1051/0004-6361:20030679

Optical and Physical Characteristics of the FL Psc Dwarf Nova Before and After the 2023 Superoutburst

V. V. Shimansky¹, N. V. Borisov¹, A. A. Dudnik^{1,2}, A. I. Kolbin¹, E. D. Motorina³, N. N. Shimanskaya³, and A. S. Vinokurov¹

¹Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

²Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev, Kazan, 420111 Russia

³Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, 420008 Russia

The paper studies the characteristics of optical emission formation and determines the fundamental parameters of the FL Psc dwarf nova for the epochs before and after its superoutburst in 2023. Moderate-resolution spectral sets were obtained in 2021, 2023 and 2024 with the BTA-6 telescope of the SAO RAS. Observations in all epochs are dominated by the continuous spectrum of the white dwarf (WD) with H I, He I, He II, C II, Mg I, Ca I, Ca II, Fe I emissions and Fe II from the accretion disk and a bright spot at its outer radius. Changes in emission intensities and their Doppler half-widths showed that during the transition from the relaxation stage to quiescence, the zone of maximum radiation shifted to the periphery of the disk, and the temperature in it decreased to $T_e < 8000$ K. An analysis of the observed spectra for three epochs was performed using model flux (i.e. in flux units) and normalized spectra of the WD and a modified method for determining the parameters of their atmospheres. As a result, the following estimates of the accretor's temperature were obtained for a single surface gravity value $\log g = 8.26 \pm 0.13$: $T_{\text{eff}} = 17\,700 \pm 1400$ K, $26\,700 \pm 1900$ K and $19\,600 \pm 1300$ K in 2021, 2023 and 2024, respectively. It is shown that the observed systematic variations in the brightness of FL Psc after the end of the outburst are correctly explained by changes in the WD temperature, taking into account the additional contribution of emission lines. Based on the parameters found for the accretor's atmosphere, the complete set of fundamental parameters of the system is refined. Its Doppler tomography showed that 1.3 years after the outburst, the accretion disk remained optically thick in the H I lines, but became optically thin in the lines of other elements. Analysis of the FL Psc maps suggests that the H I, He I and He II emissions are formed predominantly under thermalization conditions, while the Ca II and Fe II emissions are formed under the influence of the fluorescence effects of soft ultraviolet radiation from the WD in the accretion disk and the surrounding gaseous envelope.

Keywords: *emission mechanisms: general—methods: data analysis—stars: dwarf novae—stars: fundamental parameters—stars: individual: FL Psc*