

УДК 524.338.5:52-43/44

ВРЕМЕННОЙ ЛАГ МЕЖДУ СОБЫТИЯМИ АККРЕЦИИ И ВЕТРА ЗВЕЗДЫ ТИПА Т ТЕЛЬЦА γ TAU

© 2026 Е. В. Бабина^{1*}, П. П. Петров¹, К. Н. Гранкин¹, С. А. Артеменко¹¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, 298409 Россия

Поступила в редакцию 27 мая 2025 года; после доработки 19 сентября 2025 года; принята к публикации 14 ноября 2025 года

Приведены результаты спектрального и фотометрического мониторинга классической звезды типа Т Тельца γ Tau. Ряды наблюдений охватывают 220 ночей в интервале 2013–2024 гг. В период наблюдений блеск звезды менялся в пределах $V = 9^m-11^m$. Ось вращения системы «звезда + аккреционный диск» наклонена под большим углом, так что луч зрения пересекает область ветра и аккрецирующие потоки в магнитосфере звезды. Мы проанализировали переменности потока в коротковолновом крыле эмиссионной линии $H\alpha$ и профиля резонансного дублета $D Na I$ и показали, что потоки ветра и аккреции изменяются на шкале времени около 20 суток. При изменении преобладающего направления потока наблюдается временной лаг: сначала усиливается аккреция, а через два дня уменьшается поглощение в ветре на луче зрения. Сделан вывод о том, что профили спектральных линий формируются в потоках магнитосферной аккреции и конического ветра, стартующего с границы магнитосферы. Временной лаг обусловлен наклоном магнитного диполя и углом раскрытия конического ветра. Мы полагаем, что γ Tau находится в режиме неустойчивого пропеллера, а флуктуации потоков аккреции и ветра вызваны волнами плотности в аккреционном диске.

Ключевые слова: звезды: переменные: Т Тельца, Хербига Ae/Be — звезды: ветры, истечения — линии: профили — звезды: отдельные γ Tau

1. ВВЕДЕНИЕ

Классические переменные типа Т Тельца (CTTS) — молодые звезды малых масс ($M \leq 2 M_{\odot}$) с аккреционными дисками — показывают как признаки продолжающейся аккреции, так и признаки интенсивного ветра. Модель магнитосферной аккреции (Camenzind et al., 1990; Koenigl, 1991; Hartmann et al., 1994; Shu et al., 1994) наиболее успешно объясняет спектральные особенности этих звезд, включая профили эмиссионных линий, свидетельствующие о потоках газа к звезде (аккреция) и от звезды (ветер) на луче зрения (Alencar and Basri, 2000). Согласно этой модели, дисковая аккреция на молодую звезду останавливается магнитным полем звезды на расстоянии, которое определяется темпом аккреции и напряженностью дипольной составляющей магнитного поля звезды. С этого расстояния происходит свободное падение газа на поверхность звезды вдоль силовых линий магнитосферы. В месте падения на поверхности звезды возникает ударная волна с температурой $T \sim 10^6$ К. Большая часть ультрафиолетового (УФ) излучения ударной волны сосредоточена в эмиссионной линии $Ly\alpha$ (Agulanantham et al., 2023). Рентгеновское и УФ-излучение ударной волны ионизует

газ в окрестности звезды и нагревает лежащий ниже участок фотосферы — горячее пятно. Излучением горячего пятна объясняется наблюдаемый УФ-избыток в распределении энергии в спектре CTTS и эффект вуалирования фотосферных линий (Dodin and Lamzin, 2012). Темп аккреции CTTS составляет $10^{-8}-10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Bouvier et al., 2007).

Кроме того, у CTTS наблюдается интенсивный ветер. Темп потери массы в среднем на порядок величины меньше, чем темп аккреции. Рассматривались различные модели ветра: дисковый ветер, ускоряемый магнитной центрифугой вращающегося диска (Shu et al., 1994; Ustyugova et al., 2006; Romanova Owocki, 2016); конический ветер, стартующий на границе аккреционного диска и магнитосферы и ускоряемый магнитным давлением (Romanova et al., 2009); полярный ветер, ускоряемый МГД-волнами, которые возникают при аккреции газа на поверхность звезды (Cranmer, 2008 и другие).

Анализ эмиссионных спектров CTTS показывает, что как аккреционный канал, так и область ветра неоднородны: в аккреционном канале есть струи повышенной плотности, а в ветре — облака большей плотности по сравнению с окружающими

*E-mail: helenka_truth@mail.ru

потоками (Fischer et al., 2008, Kwan Fischer, 2011). На больших расстояниях ветер коллимирован магнитным полем в биполярные джеты (см. обзор Pascucci et al., 2023).

Обзоры наблюдаемых характеристик CTTS можно найти в ледующих публикациях: Bouvier et al. (2007), Hartmann et al. (2016), Petrov (2021).

Спектральные наблюдения CTTS позволяют «увидеть» потоки газа и измерить скорости падения и истечения по профилям спектральных линий, уширенных эффектом Доплера, а также отследить динамику этих процессов на временных масштабах от суток до лет. С этой целью избранные объекты исследуются с помощью мониторинга. Наиболее плотные ряды наблюдений AA Tau были выполнены одновременно на нескольких обсерваториях (Bouvier et al., 2003). Серии спектральных и фотометрических наблюдений CTTS, охватывающие несколько лет, проводились для звезд: SU Aur — Giampapa et al. (1993), Johns and Basri (1995), Petrov et al. (1996, 2019); RY Tau — Babina et al. (2016), Petrov et al. (2019); RW Aur — Petrov et al. (1996), Alencar et al. (2005), Takami et al. (2016); DR Tau — Alencar et al. (2001).

В данной статье представлены результаты 11-летней серии наших наблюдений RY Tau с 2013 по 2024 гг. Цель исследования — определение временных характеристик и выявление причинно-следственных связей в событиях аккреции и ветра. RY Tau — одна из самых ярких и часто наблюдаемых CTTS северного неба. Основные параметры звезды, согласно Calvet et al. (2004): $T_e = 5945 \pm 142$ K, $L_* = 9.6 \pm 1.5 L_\odot$, $M_* = 2.0 \pm 0.3 M_\odot$, $R_* = 2.9 \pm 0.4 R_\odot$.

Звезда видна под большим углом наклона оси вращения к лучу зрения, однако периодической переменности, связанной с осевым вращением, не обнаружено (Zajtseva, 2010). Вероятно, магнитный диполь не наклонен к оси вращения звезды. Проекция скорости вращения $v \sin i$, определяемая по фотосферным линиям, составляет 52 ± 2 км с⁻¹ (Bouvier, 1990; Petrov et al., 1999). Зная радиус звезды, проекцию скорости вращения $v \sin i$ и угол наклона i , можно оценить период вращения: $P_* = 2^{\text{d}}.84 \pm 0^{\text{d}}.40$, то есть RY Tau относится к быстро вращающимся CTTS. Соответствующий радиус коротации в протопланетном диске RY Tau равен $(10 \pm 1)R_\odot$.

Протопланетный диск RY Tau хорошо разрешен интерферометром ALMA, ось вращения диска наклонена под углом 65° к лучу зрения (Long et al., 2019). Наклон внутреннего диска, определенный по интерферометрии в K-диапазоне, составляет $i = 60^\circ$ (Perraut et al., 2021). При угле наклона 60°–65° луч зрения пересекает дисковый ветер и

магнитосферу звезды. Наблюдаемая фотометрическая переменность RY Tau, вероятно, в значительной мере обусловлена поглощением в запыленном дисковом ветре (Babina et al., 2016; Davies et al., 2020).

Нерегулярные увеличения блеска происходили в 1983–1984 и 1996–1997 годах (Herbst and Stine, 1984; Herbst et al., 1994; Zajtseva et al., 1996). Наиболее продолжительный ряд фотометрических наблюдений RY Tau с 1965 по 2000 г. был проанализирован Зайцевой (Zajtseva, 2010): выявлены квазипериодические изменения блеска, вызванные, предположительно, затмениями пылевым облаком в околозвездном диске. Периодичности, связанной с осевым вращением звезды, не найдено.

По фотометрическим наблюдениям RY Tau в 1983–2004 гг. обнаружен период 377 ± 10 суток. Предполагается, что он обусловлен присутствием формирующихся тел в протопланетном диске (Ismailov and Adygezalade, 2012). Период 23 дня найден в изменениях эмиссионной линии Mg II $\lambda 2800$ Å в ультрафиолетовом спектре RY Tau (Ismailov et al., 2015). Близкие значения периода обнаружены также и в сериях фотометрических наблюдений (Bouvier et al. 1993; Gahm et al. 1993a).

Кроме того, по данным наблюдений 2013–2020 гг. зафиксированы изменения потока в линии H α на лучевой скорости $v_r = -95 \pm 5$ км с⁻¹, с периодом 21.6 дня, что было интерпретировано как струи плотности в дисковом ветре, вызванные неоднородной структурой протопланетного диска на расстоянии от звезды примерно 0.2 а.е. (Petrov et al. 2021, 2023).

У объекта RY Tau наблюдается протяженный джет, в котором видны узлы с динамическим возрастом менее 10 лет (St-Onge Bastien, 2008; Agra-Amboage et al. 2009; Skinner et al. 2018; Takami et al. 2023). Джет искривлен, что может быть следствием наклона аккреционного диска, вызванного присутствием планеты или маломассивного компонента звезды (Gagufi et al., 2019). RY Tau является источником переменного рентгеновского излучения, указывающим на присутствие горячей плазмы с температурой $T \approx 50$ МК (Skinner et al., 2016).

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Основной массив наших спектральных наблюдений RY Tau был получен в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО РАН) на 2.6-м телескопе ЗТШ¹⁾ с помощью спектрографа ЭСПЛ²⁾

¹⁾<https://www.craocrimea.ru/en/telescopes-en/ztsh-en>

²⁾<https://crao.ru/en/telescopes-en/ztsh-en/ztsh-en-espl>

(Lagutin et al., 2020). Спектральное разрешение составляло $\lambda/\Delta\lambda \approx 27\,000$ при ширине входной щели $2''$. Анализировались участки спектра в области линий $H\alpha$ и $D\text{NaI}$.

Спектральные наблюдения проводились также в Коуровской обсерватории УрФУ на 1.21-м телескопе³⁾ ($\lambda/\Delta\lambda \approx 27\,000$) и, в один из сезонов (2015–2016 гг.), на 2.5-м телескопе NOT⁴⁾, $\lambda/\Delta\lambda \approx 15\,000$, и на 2.2-м телескопе САНА⁵⁾, $\lambda/\Delta\lambda \approx 30\,000$ (Испания). Несколько спектров были получены на 2.4-м телескопе TNT⁶⁾ (Таиланд).

Поскольку измерялись довольно широкие детали профиля спектральных линий (см. раздел 3), различие в спектральном разрешении инструментов было для нас несущественно.

Фотометрические наблюдения RY Tau в системе BVRI проводились в те же ночи, что и спектральные, на телескопах Крымской астрофизической обсерватории, в основном на 1.25-м телескопе АЗТ-11⁷⁾. Несколько оценок блеска было получено на 0.8-м телескопе РК-800⁸⁾. Типичная точность фотометрии составляла $\pm 0^m.02$ в каждой полосе. При неблагоприятных погодных условиях использовались сведения из базы данных AAVSO⁹⁾. Следует отметить хорошее согласие (в пределах $\pm 0^m.02$) между нашими оценками и данными AAVSO.

Более подробное описание наблюдений и анализ полученных результатов можно найти в работах Vabina et al. (2016), Petrov et al. (2019, 2021, 2023). В общей сложности наши наблюдения RY Tau охватывают 220 ночей за 11 сезонов с 2013 по 2024 гг.

3. АНАЛИЗ НАБЛЮДЕНИЙ

При анализе динамики аккреции и ветра на луче зрения мы использовали эмиссионную линию $H\alpha$ и абсорбционные линии дублета $D\text{NaI}$. Ограниченный размер детектора изображения в спектрографе ЭСПЛ не позволял регистрировать одновременно другие характерные индикаторы аккреции и ветра, такие как $\text{HeI } \lambda 5876$ или линии инфракрасного триплета Ca II . На рис. 1 представлены наиболее типичные профили линий $H\alpha$ и $D\text{NaI}$, расположенные сверху вниз в порядке убывания признаков ветра и усиления признаков аккреции. На всех спектрах, показанных в данной статье, шкала

длин волн и лучевых скоростей астрочентрическая. Лучевая скорость RY Tau принята равной $+18\text{ км с}^{-1}$. Даты наблюдений указаны в формате HJD–2450000. Шкала лучевой скорости в области линий дублета Na I приведена относительно линии $D1$.

Эмиссия $H\alpha$ образуется как в магнитосфере, так и в потоках ветра (Muzerolle et al. 2001, Kwan Fischer 2011). Профили бальмеровских линий водорода в разных моделях ветра CTTS исследовались в работе Kurosawa et al. (2011). Характерная депрессия профиля $H\alpha$ в коротковолновом крыле линии является индикатором поглощения в ветре на луче зрения. В спектрах RY Tau эта депрессия временами смещается к центру линии и даже в длинноволновое крыло, что указывает на поглощение в падающем на звезду потоке газа в моменты усиления аккреции (см. рис. 1, HJD 8410 и 8414).

Абсорбционные линии резонансного дублета $D\text{NaI}$ образуются как в потоках падающего газа внутри магнитосферы, так и в наиболее плотных областях ветра (Muzerolle et al., 2001). Абсорбция в «синем» крыле линий $D\text{NaI}$, отвечающая за поглощение в ветре, простирается до скоростей более 200 км с^{-1} . В линии $D1$ «красное» крыло частично блендировано теллурическими линиями воды, а в более насыщенной линии $D2$ в даты наблюдений с минимальными признаками ветра «красное» крыло простиралось до скоростей примерно 250 км с^{-1} (см. рис. 1), что характеризует скорость падения газа. По максимальной скорости падения можно оценить радиус магнитосферы R_m (см., например, Takasao et al. 2022). С учетом ошибок определения массы и радиуса RY Tau $R_m = 10 \pm 4 R_\odot$.

Следует учесть, что в условиях магнитосферы атомы натрия почти полностью ионизованы, поэтому профиль абсорбции в линиях $D\text{NaI}$ отражает динамику наиболее плотных областей, где доля нейтральных атомов еще достаточно велика. Скорость, измеренную по протяженности «красного» крыла этих линий, можно считать нижней границей скорости падения газа на поверхность звезды.

В профилях линий $D\text{NaI}$ присутствует также узкая абсорбция межзвездного поглощения на лучевой скорости около -10 км с^{-1} относительно звезды.

При анализе переменности профилей линий $H\alpha$ и $D\text{NaI}$ мы выбрали следующие параметры (см. рис. 2): F_b и F_r — потоки излучения в «синей» и «красной» половинах профиля относительно нулевой лучевой скорости. Поток излучения вычислялся по эквивалентной ширине линии EW и звездной величине V в момент наблюдения: $F = EW (\text{\AA}) \times 10^{-0.4(V-10)}$, в единицах $3.67 \times 10^{-13}\text{ эрг см}^{-2}\text{ с}^{-1}$.

³⁾<https://kourovka.ru/telescopes/1-2-meter>

⁴⁾<https://www.not.iac.es/general/newnot/>

⁵⁾<https://www.caha.es/CAHA/Telescopes/2.2m.html>

⁶⁾<https://www.narit.or.th/en>

⁹⁾<https://www.aavso.org>

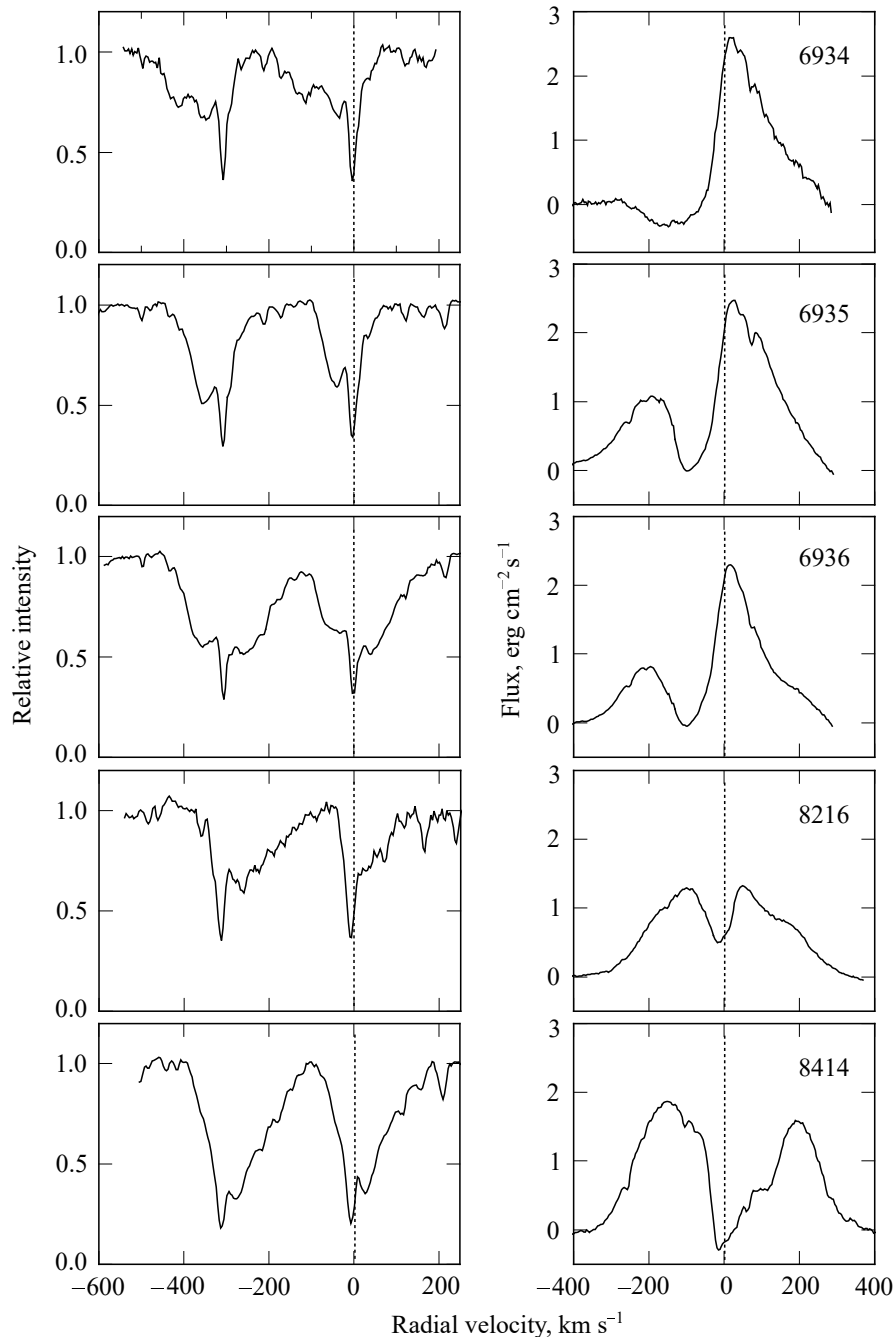


Рис. 1. Примеры профилей линий D Na I (левые панели) и H α (правые панели). Даты наблюдений (HJD–2450000) указаны в верхнем углу правых панелей. Поток в линии H α указан в единицах 3.67×10^{-13} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$.

За единицу измерения принят поток в континууме звезды 10-й величины в области полосы V . Более уместно было бы использовать фотометрическую величину R , но для некоторых дат наблюдений в базе данных AAVSO была доступна только величина V . Использование величины V при определении потока в линии H α дает систематическую погрешность не более 10%, так как при изменении блеска RY Tau в пределах $V = 9^m6 - 11^m0$ цвет

($V - R$) остается почти постоянным: $1^m1 \pm 0^m1$ (Petrov et al., 2019).

Изменения потока F_b отражают изменения плотности ветра на луче зрения. Параметр F_7 характеризует излучение магнитосферы и ветра в линии H α .

В профиле линии D1 Na I мы измеряли эквивалентную ширину «синего» и «красного» абсорбционных крыльев линии D1, протяженностью 1.5 Å

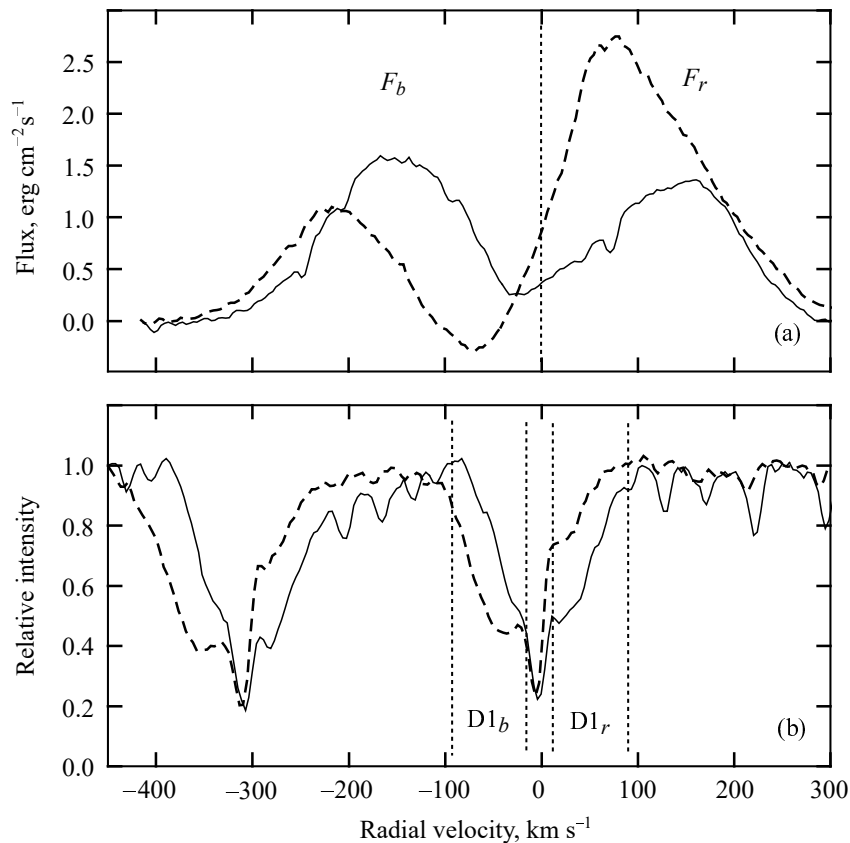


Рис. 2. Профили линий $H\alpha$ (a) и $D\ Na\ I$ (b). Моменты наблюдений: HJD 8734 (сплошная линия) и HJD 8765 (штриховая линия).

(76 км с^{-1}) каждое, исключая центральный участок с узкой межзвездной абсорбцией (см. рис. 2).

Параметр $D1_r$ характеризует поглощение в падающем на звезду потоке внутри магнитосферы, а параметр $D1_b$ — поглощение в ветре за пределами магнитосферы, вероятно в основании ветра или в наиболее плотных струях или облаках ветра.

На рис. 3 показано, как изменялись со временем блеск звезды V , полный поток излучения в линии $H\alpha$, и абсорбция $D1_r$, характеризующая аккрецию. Во время минимальной аккреции (HJD 7650–7657) наблюдался минимальный поток в $H\alpha$ и минимальный блеск V . Наблюдения проводились семь ночей подряд, и все время в профилях спектральных линий были признаки сильного ветра со скоростью до 200 км с^{-1} и отсутствовали особенности, связанные с аккрецией ($EW(D1_r) \approx 0$).

В другие интервалы непрерывных наблюдений происходили заметные изменения потоков аккреции и ветра на шкале времени от суток и более (см., например, рис. 1).

Следует отметить, что в изменениях указанных параметров спектральных линий (F_b , F_r , $D1_b$, $D1_r$) не прослеживается период вращения звезды. В некоторых интервалах непрерывных наблюдений в

течение шести суток (около двух оборотов звезды) не было существенных изменений профилей линий. Это означает, что потоки газа — аккрецирующего или истекающего — аксиально симметричны.

В даты наблюдений HJD 8216 и HJD 8414 (см. рис. 1) в профиле линий $D\ Na\ I$ видны наиболее сильные признаки аккреции. В профиле $H\alpha$ в эти даты была видна абсорбция в центре линии. В другой момент времени, HJD 8414 (см. рис. 1), абсорбция явно сместилась в «красное» крыло линии $H\alpha$, указывая на падение газа на звезду.

Анализ спектров показал, что среди четырех параметров — F_b , F_r , $D1_b$ и $D1_r$ — корреляция наблюдается только между двумя параметрами, $D1_r$ (аккреция) и F_b (ветер): при усилении аккреции ($D1_r$) скорость ветра уменьшается, депрессия в синем крыле $H\alpha$ смещается к центру линии (см. рис. 1), поэтому увеличивается поток F_b — аккреция «гасит» ветер (рис. 4).

4. КРОСС-КОРРЕЛЯЦИЯ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

Мы анализируем переменность наблюдаемых параметров: признаков аккреции ($D1_r$) и ветра

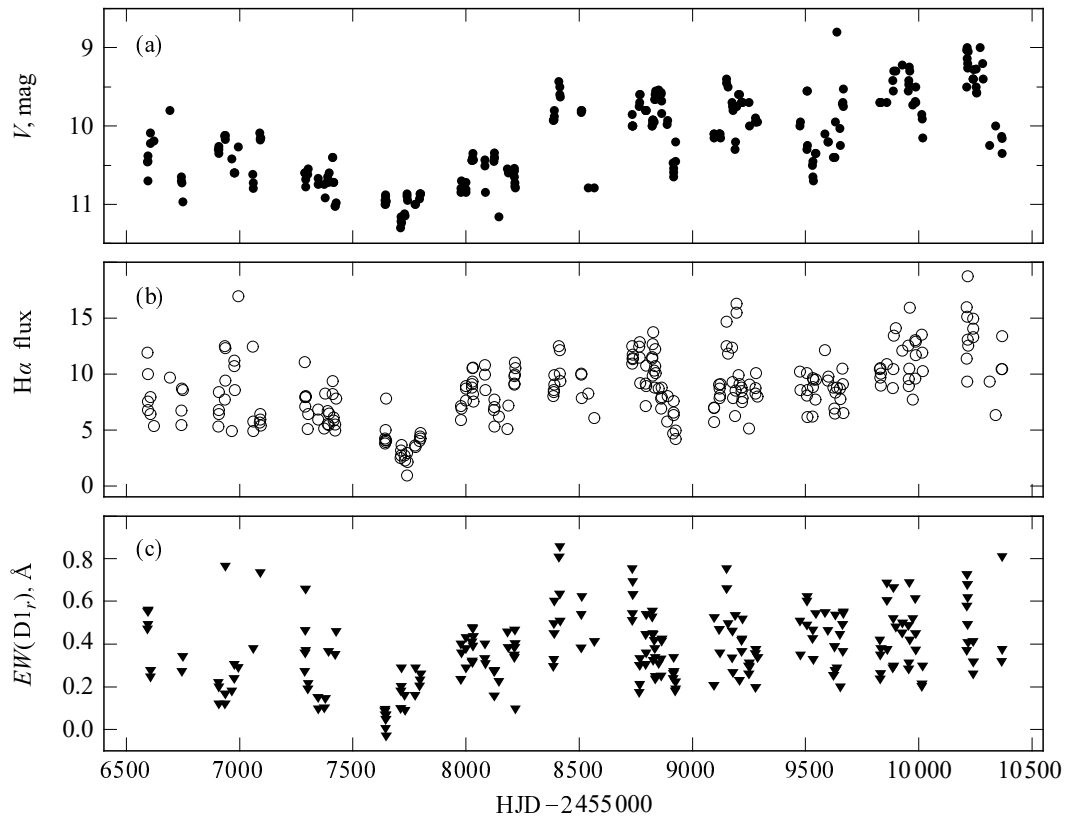


Рис. 3. Изменения блеска звезды в полосе V (a), потока излучения в линии $H\alpha$ (b) и поглощения в аккреционном потоке ($EW(D1_r)$) (c) в течение 11 лет.

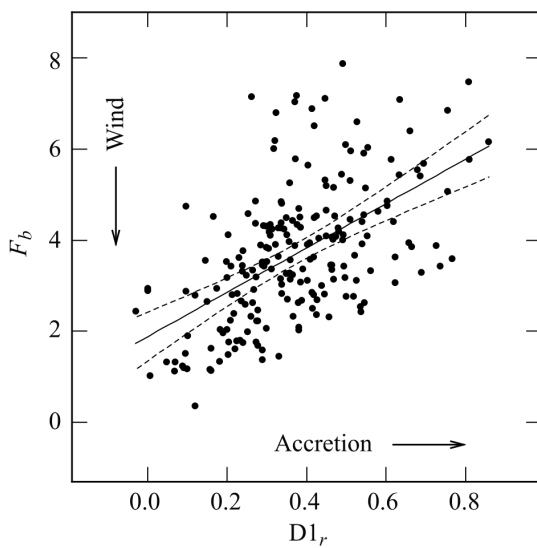


Рис. 4. Корреляция между поглощением в аккрецирующем потоке ($D1_r$) и потоком излучения (F_b) в «синем» крыле эмиссионной линии $H\alpha$. Пунктирными линиями показан доверительный интервал 99%. Низкие значения потока F_b соответствуют высокой плотности ветра на луче зрения. При усилении аккреции плотность ветра уменьшается и поток F_b возрастает.

(F_b), присутствующих в каждом спектре. Они переменны на шкале времени в несколько дней и между ними есть заметная корреляция. Но мы не знаем а priori, одновременно ли меняются эти параметры или изменения в одной спектральной линии происходят на 1–2 дня раньше, чем в другой. Например, сначала изменяется признак аккреции в линиях $D\text{Na I}$, а потом изменения происходят в признаках ветра в линии $H\alpha$. Проверим эту гипотезу: сначала аккреция, потом ветер.

Обозначим переменные величины: $D1_r$ — смещенная в красную сторону абсорбция в резонансной линии $D1\text{Na I}$, эквивалентная ширина которой измеряется в ангстремах; F_b — поток излучения в коротковолновом крыле эмиссионного профиля $H\alpha$.

Далее, мы используем метод кросс-корреляции временных рядов. Создаем равномерный ряд данных $[HJD, D1_r]$ с шагом один день и такой же ряд данных $[HJD, F_b]$. Даты, в которые не было наблюдений, содержат пустые ячейки ряда. Строим график зависимости F_b от $D1_r$ и определяем коэффициент корреляции. Затем сдвигаем на один день ряд $[HJD, D1_r]$ относительно ряда $[HJD, F_b]$, так чтобы параметр F_b сравнивался с параметром $D1_r$ в предыдущий день, снова строим график и

определяем коэффициент корреляции. Таким образом мы проверяем, изменится ли корреляция, если изменения в линиях D Na I произошли на день раньше, чем изменения в H α . Сдвигая ряд данных в другую сторону, проверяем обратную гипотезу. Так мы определяем, что является причиной, а что следствием.

Поскольку характерное время изменений в потоках аккреции и ветра составляет несколько суток, при любом сдвиге наблюдается положительная корреляция: чем сильнее поток аккреции, тем сильнее поток ветра, но дисперсия точек на этой зависимости довольно большая. Методом кросс-корреляции временных рядов мы пытаемся определить, при каком сдвиге наблюдается максимальная корреляция.

Наши наблюдения проводились короткими сериями по 5–7 ночей подряд в течение каждого месяца, с сентября по март. Исследовать корреляцию в таких фрагментированных рядах данных можно лишь при сдвигах временных рядов в пределах не более ± 4 дней. При этом при нулевом сдвиге в корреляции участвуют все ночи наблюдений, но при сдвиге на 3–4 суток число данных значительно сокращается, и из-за этого возрастает ошибка определения коэффициента корреляции.

На рис. 5 показано как меняется коэффициент корреляции в зависимости от сдвига временных рядов аккреции и ветра относительно друг друга. Характерный изгиб этой зависимости (максимум при $D1_r = -2^d$ и минимум при $D1_r = +2^d$) указывает на то, что временной ряд аккреции смещен на два дня относительно временного ряда ветра — события аккреции опережают события ветра. Это дает основание предположить, что аккреция является причиной, а ветер — следствием.

Бары ошибок, указанные на рисунке, определены формально как $\sqrt{(1 - r^2)/(n - 2)}$, где r — коэффициент корреляции, n — число наблюдений.

На рис. 6 показана зависимость между параметрами аккреции и ветра при разных сдвигах временного ряда [HJD, $D1_r$] относительно временного ряда [HJD, F_b]. При сдвиге на два дня число данных, участвующих в корреляции, значительно сокращается, но линия регрессии остается в пределах доверительного интервала менее 99%.

Можно было бы предположить, что сдвиг временных рядов аккреции и ветра вызван осевым вращением звезды с аксиально несимметричной магнитосферой: с одной стороны мы наблюдаем преобладающую аккрецию, а через пол-оборота звезды видим преобладающий ветер. Но в этом случае мы регистрировали бы периодические вариации этих спектральных признаков с периодом вращения звезды. Однако такой периодичности не наблюдается. Частотный анализ показывает, что

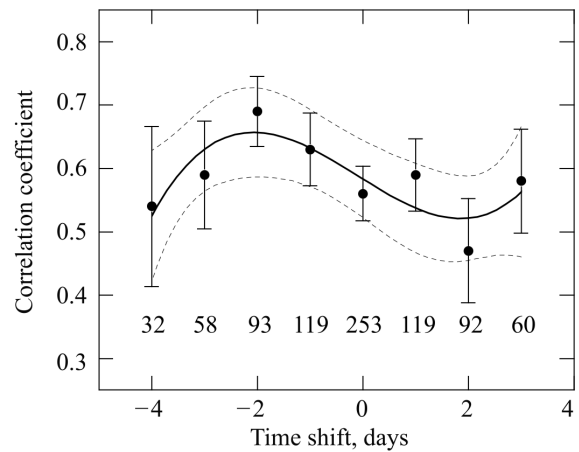


Рис. 5. Кросс-корреляция временных рядов [HJD, $D1_r$] и [HJD, F_b] при сдвиге одного ряда относительно другого в пределах от -4 до $+3$ суток. Сплошная линия — аппроксимация полиномом 3-й степени. Пунктирными линиями показан доверительный интервал 95%. Максимальная корреляция соответствует сдвигу -2 дня: сначала происходит изменение аккреции, затем изменение ветра. Указано число наблюдений, участвующих при вычислении корреляции при каждом значении сдвига временных рядов.

в изменениях параметров аккреции ($D1_r$) и ветра (F_b) нет периода вращения звезды. И, как указывалось выше, в интервалах непрерывных наблюдений в течение 6–7 суток (два оборота звезды) не было существенных изменений профилей линий.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Корреляции между событиями аккреции и ветра STTS обнаруживаются в программах спектрального мониторинга. Наиболее детальное исследование такого рода было проведено при наблюдении AA Tau (Bouvier et al., 2003). Было показано, что деформация силовых линий магнитосферы звезды вследствие дифференциального вращения магнитосферы и аккреционного диска приводит к повторяющимся событиям перестройки и восстановления магнитосферы. Это отражается в динамике газовых потоков аккреции и ветра и проявляется в переменности профилей эмиссионных линий в спектре звезды (Bouvier et al., 2003). В случае AA Tau характерная временная шкала таких изменений составляет около месяца.

В отличие от AA Tau, RY Tau является более массивной (около $2 M_{\odot}$), быстро вращающейся ($P \approx 3^d$) звездой. Радиус магнитосферы близок к радиусу коротации и, возможно, превышает его. В этом случае возникает режим магнитного пропеллера и конический ветер (Romanova et al., 2009). Такой ветер стартует с границы магнитосферы

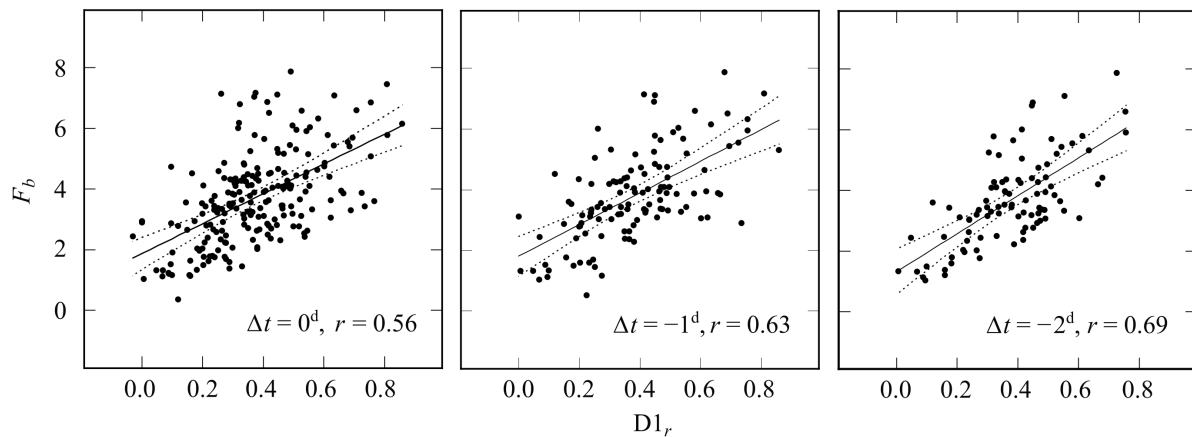


Рис. 6. Корреляция между параметрами аккреции ($D1_r$) и ветра (F_b) при разных сдвигах временных рядов: максимальный коэффициент корреляции ($r = 0.69$) получен при $\Delta t = -2$ дня: сначала изменяется аккреция, а через 2 дня — ветер. Пунктирными линиями показан доверительный интервал 99%.

и аккреционного диска и ускоряется силой градиента магнитного давления тороидальных полей (Romanova et al., 2009; Takasao et al., 2022). По мере удаления от звезды конический ветер коллимируется в джет.

Наблюдаемая корреляция между изменениями потоков аккреции и ветра RY Tau означает, что максимальная плотность ветра находится вблизи границы магнитосферы. Это предполагает вариант конического ветра. Дискový ветер, стартующий с более протяженной поверхности аккреционного диска, не мог бы обеспечить наблюдаемую корреляцию между событиями аккреции и ветра на шкале времени в два дня. Мы смотрим на звезду сквозь оболочку конического ветра, видим дискретные события аккреции газа на звезду и довольно быструю реакцию ветра на эти события.

В случае RY Tau наблюдаемое запаздывание реакции ветра на изменения аккреции может быть объяснено геометрией ветра. В момент усиления аккреции прекращается истечение ветра на границе магнитосферы. Глядя на звезду под углом 60° – 65° к оси вращения диска, мы увидим падение газа в проекцию на звезду уже в течение суток, но изменение плотности ветра на луче зрения произойдет позже, когда ветер, стартовавший с границы магнитосферы, поднимется над поверхностью диска и окажется на луче зрения в проекции на звезду (см. рис. 7). При приблизительной средней скорости 100 км с^{-1} ветер за два дня пройдет расстояние около 0.11 а.е. , что равно примерно двум радиусам магнитосферы RY Tau.

Особый интерес вызывает тот факт, что преобладающее направление потока газа на луче зрения (аккреция или ветер) меняется с характерным временем около 20 суток. За время одного сета наблюдений (5–7 суток) направление потока, как

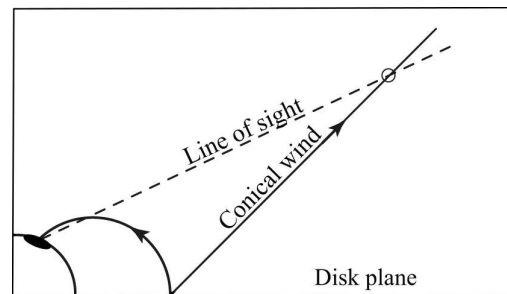


Рис. 7. Звезда, магнитосфера и вектор конического ветра.

правило, не меняется, но за время между сетами (20–30 дней) почти всегда меняется.

Это похоже на работу «неустойчивого пропеллера», когда радиус магнитосферы непостоянен. Радиус магнитосферы определяется балансом давления магнитного поля звезды ($B^2/8\pi$) и динамического давления газового потока ($\rho v^2/2$) в аккреционном диске. Магнитное поле звезды (B) не меняется столь быстро, но в плотности газа (ρ) на внутренней границе аккреционного диска могут происходить изменения, поскольку диск не является однородным: присутствие формирующихся планет в диске вызывает волны плотности, которые достигают внутренней границы диска (см., например, Armitage, 2010). Изменение плотности влияет на положение границы магнитосферы и, как следствие, может изменить режим магнитного пропеллера.

Рассматривался также вариант односторонней аккреции, когда падение газа на звезду идет с одной стороны от плоскости диска, а ветер (и джет) стартуют с другой стороны, причем эти направления спонтанно переключаются с характерным временем около 30 суток (результат 2D-моделирования,

см. Lovelace et al., 2010). Если в аккреционном диске есть планета на эксцентричной или наклонной орбите, то она может синхронизировать этот процесс с периодом орбитального движения. Что касается RY Tau, период 21.6 суток был замечен в изменениях плотности ветра на луче зрения по наблюдениям 2013–2020 гг. (Petrov et al., 2021; см. также Vedula and Johns-Krull, 2024). Кеплеровский период $P = 21.6^d$ соответствует расстоянию 0.2 а.е., что равно четырем радиусам магнитосферы RY Tau. В общем случае, если планета не одна, интерференция волн в аккреционном диске приведет к более сложной картине переменности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность за оценки блеска RY Tau из международной базы данных AAVSO, предоставленные наблюдателями со всего мира и использованные в этом исследовании. Авторы выражают благодарность С. Ю. Горда, А. А. Djurvik, J. F. Gameiro и D. E. Mkrtchian за участие в программах спектральных наблюдений RY Tau. Авторы благодарны М. М. Романовой за обсуждение статьи и ценные замечания. Авторы выражают благодарность анонимным рецензентам за внимательное прочтение статьи и замечания, которые позволили улучшить представление результатов.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания Крымской астрофизической обсерватории, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. Agra-Amboage, C. Dougados, P. J. V. Garcia, and P. Ferruit, *Astron. and Astrophys.* **493** (3), 1029 (2009). DOI:10.1051/0004-6361/200810025
2. S. H. P. Alencar and G. Basri, *Astron. J.* **119** (4), 1881 (2000). DOI:10.1086/301300
3. S. H. P. Alencar, G. Basri, L. Hartmann, and N. Calvet, *Astron. and Astrophys.* **440** (3), 595 (2005). DOI:10.1051/0004-6361/20053315
4. S. H. P. Alencar, C. M. Johns-Krull, and G. Basri, *Astron. J.* **122** (6), 3335 (2001). DOI:10.1086/323914
5. N. Arulanantham, M. Gronke, E. Fiorellino, et al., *Astrophys. J.* **944** (2), id. 185 (2023). DOI:10.3847/1538-4357/acaf70
6. P. J. Armitage, *Astrophysics of Planet Formation* (Cambridge University Press, 2010).
7. E. V. Babina, S. A. Artemenko, and P. P. Petrov, *Astronomy Letters* **42** (3), 193 (2016). DOI:10.1134/S1063773716030014
8. J. Bouvier, *Astron. J.* **99**, 946 (1990). DOI:10.1086/115386
9. J. Bouvier, S. Cabrit, M. Fernandez, et al., *Astron. and Astrophys.* **272** (1), 176 (1993).
10. J. Bouvier, K. N. Grankin, S. H. P. Alencar, et al., *Astron. and Astrophys.* **409** (1), 169 (2003). DOI:10.1051/0004-6361:20030938
11. J. Bouvier, K. N. Grankin, S. H. P. Alencar, et al., *Protostars and Planets V*, Ed. by B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil (University of Arizona Press, Tucson, 2007), p. 951.
12. N. Calvet, J. Muzerolle, C. Briceño, and et al., *Astron. J.* **128** (3), 1294 (2004). DOI:10.1086/422733
13. M. Camenzind, *Reviews in Modern Astronomy* **3**, 234 (1990). DOI:10.1007/978-3-642-76238-3_17
14. M. Cranmer, *Astrophys. J.* **689** (1), 316 (2008). DOI:10.1086/592566
15. C. L. Davies, S. Kraus, T. J. Harries, et al., *Astrophys. J.* **897** (1), id. 31 (2020). DOI:10.3847/1538-4357/ab93c1
16. A. V. Dodin and S. A. Lamzin, *Astronomy Letters* **38**, 649 (2012). DOI:10.1134/S1063773712100027
17. W. Fischer, J. Kwan, S. Edwards, et al., *Astrophys. J.* **687**, 1117 (2008). DOI:10.1086/591902
18. G. F. Gahm, C. Gullbring, K. P. Lindroos, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **100**, 371 (1993).
19. A. Garufi, L. Podio, F. Bacciotti, et al., *Astron. and Astrophys.* **628**, id. A68 (2019). DOI:10.1051/0004-6361/201935546
20. M. S. Giampapa, G. S. Basri, C. M. Johns, and C. Imhoff, *Astrophys. J. Suppl.* **89**, 321 (1993). DOI:10.1086/191851
21. L. Hartmann, G. Herczeg, and N. Calvet, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 135 (2016). DOI:10.1146/annurev-astro-081915-023347
22. L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet, *Astrophys. J.* **426**, 669 (1994). DOI:10.1086/174104
23. W. Herbst, E. J. Grossman, and D. Weinstein, *Astron. J.* **108**, 1906 (1994). DOI:10.1086/117204
24. W. Herbst and P. C. Stine, *Astron. J.* **89**, 1716 (1984).
25. N. Z. Ismailov and A. N. Adygezalzade, *Astronomy Reports* **56**, 131 (2012).
26. N. Z. Ismailov, A. N. Adygezalzade, and G. R. Bahaddinova, *Publ. Korean Astron. Soc. Publ.* **30** (2), 229 (2015). DOI:10.5303/PKAS.2015.30.2.229
27. C. M. Johns and G. S. Basri, *Astron. J.* **109**, 2800 (1995). DOI:10.1086/117487
28. A. Koenigl, *Astrophys. J.* **370**, L39 (1991). DOI:10.1086/185972
29. R. Kurosawa, M. M. Romanova, and T. J. Harries, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **416**, 2623 (2011). DOI:10.1111/j.1365-2966.2011.19216.x

30. J. Kwan and W. Fischer, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **411**, 2383 (2011). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.17863.x
31. A. Lagutin, S. Plachinda, D. Shakhovskoi, et al., *Acta Astrophysica Taurica* **1** (1), 33 (2020). DOI:10.31059/aat.vol1.iss1
32. F. Long, G. J. Herczeg, D. Harsono, and P. Pinilla, *Astrophys. J.* **882**, article id. 49 (2019). DOI:10.3847/1538-4357/ab2d2d
33. R. V. E. Lovelace, M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **408**, 2083 (2010). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.17284.x
34. J. Muzerolle, N. Calvet, L. Hartmann, et al., *Astrophys. J.* **550**, 944 (2001). DOI:10.1086/319779
35. I. Pascucci, S. Cabrit, S. Edwards, et al., *ASP Conf. Ser.* **534**, 567 (2023). DOI:10.48550/arXiv.2203.10068
36. K. Perraut, L. Labadie, J. Bouvier, et al., *Astron. and Astrophys.* **655**, id. A73 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202141624
37. P. P. Petrov, *Acta Astrophysica Taurica* **2** (1), 1 (2021). DOI:10.31059/aat.vol2.iss1.pp1-8
38. P. P. Petrov, K. N. Grankin, E. V. Babina, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **524** (4), 5944 (2023). DOI:10.1093/mnras/stad2252
39. P. P. Petrov, K. N. Grankin, J. F. Gameiro, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **481**, 132 (2019). DOI:10.1093/mnras/sty3066
40. P. P. Petrov, E. Gullbring, I. Ilyin, et al., *Astron. and Astrophys.* **341**, 821 (1996). DOI:1996A&A...341..821P
41. P. P. Petrov, M. M. Romanova, K. N. Grankin, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **504** (1), 871 (2021). DOI:10.1093/mnras/stab904
42. P. P. Petrov, G. V. Zajtseva, Y. S. Efimov, et al., *Astron. and Astrophys.* **341**, 553 (1999). DOI:1999A&A...341..553P
43. M. M. Romanova and S. P. Owocki, *Space Sci. Rev.* **191** (1–4), 339 (2015). DOI:10.1007/978-1-4939-3550-5_11
44. M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **399** (4), 1802 (2009). DOI:10.1111/j.1365-2966.2009.15413.x
45. F. Shu, J. Najita, E. Ostriker, et al., *Astrophys. J.* **429**, 781 (1994). DOI:10.1086/174363
46. S. L. Skinner, M. Audard, and M. Güdel, *Astrophys. J.* **826**, article id. 84 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/826/1/84
47. S. L. Skinner, P. C. Schneider, M. Audard, and M. Güdel, *Astrophys. J.* **855** (2), article id. 143 (2018). DOI:10.3847/1538-4357/aaab58
48. G. St-Onge and P. Bastien, *Astrophys. J.* **674**, 1032 (2008). DOI:10.1086/524649
49. M. Takami, H. M. Gunther, P. C. Schneider, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **264**, id. 1 (2023). DOI:10.3847/1538-4365/ac9afc
50. M. Takami, Y. J. Wei, M. Y. Chou, et al., *Astrophys. J.* **820** (2), article id. 139 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/820/2/139
51. S. Takasao, K. Tomida, K. Iwasaki, et al., *Astrophys. J.* **941** (1), id. 73 (2022). DOI:10.3847/1538-4357/ac9eb1v
52. G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, M. M. Romanova, et al., *Astrophys. J.* **646**, 304 (2006). DOI:10.1086/503379
53. S. D. Vedula and C. Johns-Krull, *Bull. Amer. Astron. Soc.* **56** (2) e-id 2024n2i176p06 (2024).
54. G. V. Zajtseva, *Astrophysics* **53**, 212 (2010).
55. G. V. Zajtseva, Y. Efimov, P. Petrov, et al., *ASP Conf. Ser.* **154**, 1808 (1996).

Time Lag between Accretion and Wind Events in the T Tauri Star RY Tau

E. V. Babina¹, P. P. Petrov¹, K. N. Grankin¹, and S. A. Artemenko¹

¹Crimean Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nauchny, 298409 Russia

Results of spectro-photometric monitoring of the classical T Tauri star RY Tau are presented. The observation series span 220 nights from 2013 to 2024. During the observation period, the stellar brightness varied within the range of $V = 9^m - 11^m$. The rotation axis of the “star + accretion disk” system is tilted at a large angle, so the line of sight intersects the wind region and accreting flows in the stellar magnetosphere. Variability in the short-wavelength wing of the $H\alpha$ emission line and the profile of the D NaI resonance doublet are analyzed. It is shown that the wind and accretion flows vary on a time scale of approximately 20 days. When the predominant flow direction changes, a time lag is observed: initially, accretion increases, and after two days, absorption in the line-of-sight wind decreases. It is concluded that the spectral line profiles are formed in the magnetospheric accretion flows and the conical wind originating from the boundary of the stellar magnetosphere. The time lag is determined by the tilt of the magnetic dipole and the opening angle of the conical wind. It is assumed that RY Tau operates in an unstable propeller mode, and fluctuations in the accretion and wind flows are caused by density waves in the accretion disk.

Keywords: stars: variables: T Tauri, Herbig Ae/Be; stars: winds, outflows; line: profiles; stars: individuals: RY Tau