

УДК 52-14:524.338.5

# О ЗАВИСИМОСТИ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ DF Tau ОТ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ЕЕ КОМПОНЕНТОВ

© 2025 М. А. Бурлак<sup>1</sup>, К. Н. Гранкин<sup>2</sup>, А. В. Додин<sup>1</sup>, Н. В. Емельянов<sup>1</sup>,  
Н. П. Иконникова<sup>1</sup>, Я. А. Лазовик<sup>1</sup>, С. А. Ламзин<sup>1\*</sup>, Б. С. Сафонов<sup>1</sup>, И. А. Страхов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

<sup>2</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, 298409 Россия

Поступила в редакцию 20 июня 2025 года; после доработки 10 августа 2025 года; принята к публикации 27 августа 2025 года

Из анализа вековой кривой блеска молодой двойной системы DF Tau на временном интервале около 125 лет сделан вывод о том, что переменность ее блеска связана с изменением темпа аккреции вещества околосреднего протопланетного диска на главный компонент системы. Мы также существенно уточнили параметры орбиты DF Tau, что позволило сопоставить вековую кривую блеска этой двойной системы с изменением расстояния между компонентами. Оказалось, что вековые изменения среднего уровня блеска DF Tau если и связаны с орбитальным движением, то совсем не так, как следует из теоретических расчетов. Отмечено, что подобного рода расхождения теории с наблюдениями имеют место и в случае других молодых двойных систем. Кроме того, показано, что источником поляризованного излучения в видимом диапазоне является область, удаленная от звезды на расстояние не более  $0''.5$ , а переменность параметров поляризации не зависит от орбитальной фазы.

Ключевые слова: звезды: переменные: T Тельца, Хербига Ae/Be — звезды: двойные — звезды: отдельные: DF Tau — ISM: джеты и истечения

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Классические звезды типа Т Тельца (CTTS) — это молодые ( $t \lesssim 10^7$  лет) звезды с массой до  $2 M_{\odot}$ , которые находятся на стадии сжатия к главной последовательности. Их активность обусловлена, главным образом, магнитосферной аккрецией вещества протопланетного диска (Bertout et al., 1988; Hartmann et al., 2016), причем процесс аккреции сопровождается истечением вещества в виде слабо коллимированного дискового ветра и, в ряде случаев, биполярных джетов (Bally, 2016).

Переменность блеска CTTS в видимой области спектра на характерных временах от десятков минут до нескольких суток может быть вызвана целым рядом причин: затмениями звезды газопылевыми облаками, наличием на поверхности звезды холодных и/или горячих пятен, нестационарным характером аккреции и/или хромосферными вспышками (см. Herbst et al., 1994, Lamzin, 2022, Lin et al., 2023 и приведенные там ссылки).

Вместе с тем фотографические (Kholopov, 1970) и фотоэлектрические (Grankin et al., 2007) наблюдения свидетельствуют о том, что у ряда CTTS про-

исходят плавные волнообразные изменения среднего уровня блеска с характерным временем порядка 10 лет и более. Долгопериодическая переменность блеска CTTS, скорее всего, также обусловлена различными причинами. Например, Burlak et al. (2025) предположили, что изменения среднего уровня блеска одиночной звезды ВР Tau связаны с долгопериодическими вариациями магнитного поля звезды, а систематическое падение блеска звезды Т Tau N в течение последнего десятилетия вызвано ее затмением газопылевым диском, окружающим тройную систему Т Tau N + Sa + Sb (Beck, 2025).

В случае двойных CTTS с орбитальным периодом  $P$  порядка нескольких десятков лет долгопериодические вариации блеска можно связать с модуляцией темпа аккреции из-за приливного воздействия спутника на диск главного компонента и/или диск, окружающий двойную систему (СВ-диск). Такого рода модуляция, по-видимому, наблюдается в тесной ( $P \approx 15^d.8$ ) двойной системе DQ Tau (Tofflemire et al., 2017; Tofflemire et al., 2025) с эксцентриситетом  $e = 0.57$ , но, согласно Belinski et al. (2022), отсутствует в двойной системе ZZ Tau ( $P = 46.8 \pm 0.8$  года,  $e = 0.58 \pm 0.02$ ). В этой связи особый интерес представляет молодая

\*E-mail: lamzin@sai.msu.ru

двойная система DF Tau, орбитальные параметры которой примерно такие же, как у ZZ Tau, но у нее имеет место долгопериодическая переменность с характерным временем, сравнимым с орбитальным периодом (Lamzin et al., 2001a).

На DF Tau (MHA 259–11) обратили внимание после того, как Joy (1949) обнаружил в ее спектре яркую линию  $H\alpha$  и предположил, что эта звезда является звездой типа T Tau. Дополнительным аргументом в пользу такой гипотезы стало обнаружение сильной ( $\Delta m_{pg} > 2^m$ ) переменности блеска DF Tau (Kholopov and Kurochkin, 1951). Из-за большой ошибки астрометрического решения Gaia ( $RUWE \approx 22$ ) расстояние до DF Tau мы в дальнейшем будем принимать равным среднему расстоянию  $d = 140$  пк до подгруппы звезд D4–North, к которой принадлежит DF Tau (Krolikowski et al., 2021; Kutra et al., 2025).

Chen et al. (1990) обнаружили, что DF Tau — двойная система, которая, как выяснили Hartigan and Kenyon (2003), состоит из двух CTTSs примерно одинаковой массы. Согласно Kutra et al. (2025) эффективная температура  $T_{\text{eff}}$  компонентов A и B соответственно равна  $3640 \pm 100$  и  $3430 \pm 80$  К, причем обе звезды имеют глобальное магнитное поле с индукцией примерно 2.5 кГс. Наблюдения с помощью интерферометра ALMA показали, что каждый из компонентов системы окружен газопылевым (протопланетным) диском, но СВ-диска обнаружить не удалось (Kutra et al., 2025).

Давно известно, что из окрестностей DF Tau происходит интенсивное истечение вещества (Edwards et al., 1994; Hartigan et al., 1995; Lamzin et al., 2001b; Nisini et al., 2024). Истечение происходит как в виде биполярного джета (и сопутствующих ему объектов Хербига—Аро HH 1266), так и в виде слабо коллимированного ветра, создавшего вокруг двойной системы кольцообразную эмиссионную туманность с примерным значением радиуса  $2 \times 10^4$  а.е. (Dodin et al., 2025).

Впервые орбиту DF Tau рассчитали Thiebaud et al. (1995), которые, на основе результатов первых астрометрических измерений, нашли, что орбитальный период системы  $P = 84 \pm 12$  лет, большая полуось орбиты  $a = 190 \pm 30$  мсд, а эксцентриситет  $e = 0.8 \pm 0.3$ . Используя эти параметры орбиты, Lamzin et al. (2001a) сравнили вековую кривую блеска DF Tau с изменением расстояния между компонентами и пришли к выводу о том, что темп аккреции вещества протопланетного диска на DF Tau A каким-то образом регулируется орбитальным движением спутника DF Tau B, но для более конкретных выводов необходима более надежная информация о параметрах орбиты системы. За время, прошедшее после этой публикации,

орбита DF Tau была существенным образом уточнена, и накоплен дополнительный массив фотометрических данных. Поэтому мы заново рассматриваем вопрос о том, можно ли объяснить вековую переменность блеска системы модуляцией темпа аккреции вследствие орбитального движения.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 мы описываем наблюдательные данные, на которых основано наше исследование, в разделе 3 рассказываем о полученных результатах, а в разделе 4 предлагаем их интерпретацию. Итоги исследования подведены в разделе 5.

## 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В 2022–2024 гг. мы проводили фотометрические наблюдения DF Tau с помощью 60-см телескопа Кавказской горной обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ (Berdnikov et al., 2020), оснащенного ПЗС-камерой с набором *UBVRI*-фильтров системы Бесселя—Казинса (Bessell, 1990).

Поляриметрические наблюдения DF Tau были выполнены 2 декабря 2023 г. 22:31 UT со спекл-поляриметром на 2.5-м телескопе КГО. Наблюдения проводились в полосе  $I_c$  в режиме двухлучевой поляриметрии с модуляцией непрерывно вращающейся полуволновой пластинкой. Прибор был установлен в фокусе Нэсмита-2, поле зрения —  $5'' \times 5''$ . Методика обработки данных, включая коррекцию инструментальной поляризации, описана в работе Safonov et al. (2017).

Для расчета орбиты DF Tau мы использовали результаты тех же наблюдений, что и Kutra et al. (2025) — см. таблицу 1.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Орбита DF Tau

Как было отмечено в разделе 1, впервые орбиту DF Tau рассчитали Thiebaud et al. (1995). По мере появления новых наблюдательных данных параметры орбиты DF Tau уточнялись (см. Schaefer et al., 2006 и приведенные там ссылки). В частности, значение орбитального периода уменьшилось примерно в 1.5 раза по сравнению с первоначальной оценкой. Но уже в статьях Schaefer et al. (2014) и Allen et al. (2017) отличие параметров не превышало ошибок используемых методов (см. таблицу 2). В этой связи мы сочли странным, что некоторые орбитальные параметры (например угол наклона орбиты к лучу зрения  $i$ ), найденные Kutra et al. (2025) с использованием последних наблюдений, существенным образом изменились.

**Таблица 1.** Астрометрия DF Tau. В столбцах таблицы указаны: (1) — дата наблюдений; (2) — расстояние между компонентами; (3) — ошибки определения расстояния (4) — позиционный угол, (5) — ошибка позиционного угла; (6) — номера ссылок на литературные источники. Использованы результаты тех же наблюдений, что и в работе Kutra et al. (2025)

Date, yyyy.yy	$\rho$ , mas	$\sigma_\rho$ , mas	$PA$ , deg	$\sigma_{PA}$ , deg	Ref.	Date, yyyy.yy	$\rho$ , mas	$\sigma_\rho$ , mas	$PA$ , deg	$\sigma_{PA}$ , deg	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
1986.80	76	3	350.4	0.5	[1]	2001.164	100.5	2.0	265.1	1.2	[5]
1989.840	82	2	347.0	3.0	[1]	2001.92	104	2	260.2	1	[8]
1990.857	90.0	2	328.0	3.0	[2]	2002.129	102.1	2.0	262.3	1.2	[5]
1991.730	84	4	322.0	1.0	[1]	2002.74	105	3	256.0	2	[8]
1992.778	98.0	8	312.0	5.0	[2]	2003.061	101.5	2.0	258.6	1.2	[8]
1993.734	89.0	2.0	311.2	1.3	[3]	2003.85	109	3	252.5	2	[8]
1993.816	93.0	2.0	313.1	1.3	[3]	2003.883	105.1	2.0	249.6	1.1	[8]
1993.901	96.0	4	309.5	0.7	[2]	2004.8215	108	2	247.1	0.5	[9]
1994.569	87.1	3.8	301.2	2.0	[4]	2004.9815	109.93	0.49	246.06	0.26	[10]
1994.797	89.0	2	302.0	3.0	[2]	2005.9316	110.92	1.59	240.84	0.82	[10]
1994.821	91.2	2.0	302.1	1.3	[3]	2006.9631	110.22	0.59	236.52	0.31	[10]
1994.940	94	2	300.6	2.5	[1]	2008.0445	109.97	0.35	231.57	0.18	[10]
1994.966	89.0	1	301.0	1.0	[2]	2008.9618	109.54	0.29	227.21	0.15	[10]
1995.055	91.6	2.0	302.6	1.3	[3]	2011.0645	106.88	0.35	217.24	0.19	[10]
1995.572	90.7	2.0	302.3	1.3	[3]	2011.7798	104.63	0.98	213.63	0.54	[10]
1997.019	94.8	2	288.6	1.3	[5]	2013.0740	99.97	1.35	206.84	0.78	[10]
1997.706	94.9	2	285.4	1.3	[5]	2014.0679	97.80	0.66	201.61	0.39	[10]
1997.884	96.6	2	284.8	1.3	[5]	2015.0017	93.39	2.24	195.20	1.37	[11]
1998.164	93.6	2	280.5	1.3	[5]	2016.8028	85.89	0.41	182.67	0.27	[11]
1998.775	96	2	277.6	1.2	[6]	2019.0521	75.27	0.59	164.05	0.45	[12]
1999.695	98.5	2.0	272.2	1.2	[5]	2021.647	66.82	0.12	134.82	0.081	[13]
1999.819	100.0	1.0	271.9	0.6	[7]	2021.828	66.53	0.45	131.40	0.32	[13]
2000.241	100.4	2.0	267.5	1.2	[5]	2022.7981	65.39	1.14	119.53	1.0	[12]
2000.671	100.9	2.0	266.8	1.2	[5]	2022.849	65.88	0.23	119.41	0.26	[13]
2001.063	100.5	2.0	267.9	1.2	[5]	2022.9919	65.73	0.9	116.68	0.78	[12]

[1] — Thiebaud et al. (1995); [2] — Ghez et al. (1995); [3] — Simon et al. (1996); [4] — Ghez et al. (1997); [5] — Schaefer et al. (2003); [6] — Balega et al. (2002); [7] — Balega et al. (2004); [8] — Schaefer et al. (2006); [9] — Balega et al. (2007); [10] — Schaefer et al. (2014); [11] — Allen et al. (2017); [12] — Kutra et al. (2025); [13] — Grant et al. (2024).

По этой причине мы заново рассчитали параметры орбиты DF Tau, используя те же наблюдения, что и Kutra et al. (2025), причем двумя разными методами. Первый метод (M1 в таблице 2) — метод наименьших квадратов (Emelyanov, 2020). При составлении условных уравнений учитывались веса, соответствующие ошибкам наблюдений.

В качестве второго метода (M2 в таблице 2) мы использовали пакет для построения орбит `orbitize!` для Python (Blunt et al., 2020) в сочетании с пакетом `pemcee` (Vousden et al., 2016), в котором реализован параллельно-темперированный аффинно-инвариантный метод Марковской цепи Монте-Карло (parallel-tempered Affine-invariant MCMC). Алгоритм использовался со следующими параметрами: количество температур марковских цепей<sup>1</sup> — 20, количество параллельных цепей (walkers) —  $10^3$ , общее количество шагов —  $1.5 \times 10^7$ , количество отбрасываемых шагов на одну цепь (burn-in) —  $10^4$ , коэффициент прореживания (thinning factor) — 100.

На рис. 1 и в таблице 2 представлены результаты наших расчетов: орбитальный период  $P$ , момент прохождения через перигей  $T_0$ , эксцентриситет  $e$ , большая полуось орбиты  $a$  (в угловой мере), наклон орбиты к лучу зрения  $i$ , позиционный угол восходящего узла  $\Omega$ , аргумент перигея  $\omega$  и сумма масс компонентов системы  $M_A + M_B$ . Для сравнения приведены орбитальные параметры системы, полученные в работах Schaefer et al. (2014), Allen et al. (2017) и Kutra et al. (2025). Суммарная масса приведена во всех случаях для расстояния  $d = 140$  пк и масштабируется по закону  $(d/140)^3$ .

Из таблицы 2 видно, что результаты наших расчетов двумя разными методами согласуются друг с другом в пределах ошибки, но существенно отличаются от результатов Kutra et al. (2025). Отличия, прежде всего, касаются значений орбитального периода  $P$  и момента прохождения перигея  $T_0$ , без которых невозможно сопоставить вековую кривую блеска с изменением расстояния между компонентами DF Tau. Причина отличий нам непонятна, но в дальнейшем мы будем опираться на полученные нами значения орбитальных параметров.

Как известно, проекция орбиты на небесную сферу не изменится, если одновременно заменить параметры  $(\omega, \Omega)$  на  $(\omega - 180^\circ, \Omega + 180^\circ)$ . При такой замене разность лучевых скоростей компонентов  $\Delta V_r = V_r^B - V_r^A$  меняет знак на противоположный, а восходящий и нисходящий узлы орбиты

меняются местами (см., например, Belinski et al., 2022, раздел 3.1). С учетом этого обстоятельства, используя результаты измерений лучевых скоростей компонентов  $V_r^A$  и  $V_r^B$  (Allen et al., 2017), мы, как и авторы этой работы, пришли к выводу, что восходящий узел орбиты DF Tau расположен в юго-западной части линии узлов (см. рис. 1). При расстоянии до DF Tau, равном 140 пк, размер большой полуоси системы  $a \approx 14.6$  а.е., а минимальное и максимальное расстояние между компонентами — 12.1 и 17.0 а.е. соответственно.

Отметим, что при определении размера области диска, в которой формируется дисковый ветер DF Tau, излучающий в линиях молекулярного водорода, Kalscheur et al. (2025) получили значение  $R_{H_2} \approx 2.2$  а.е. Поскольку авторы этой работы полагали, что наклон оси диска к лучу зрения  $i = 85^\circ$ , а  $R_{H_2} \propto \sin^2 i$ , то, с учетом полученного нами значения  $i = 40^\circ$ , величина  $R_{H_2} \approx 1$  а.е.

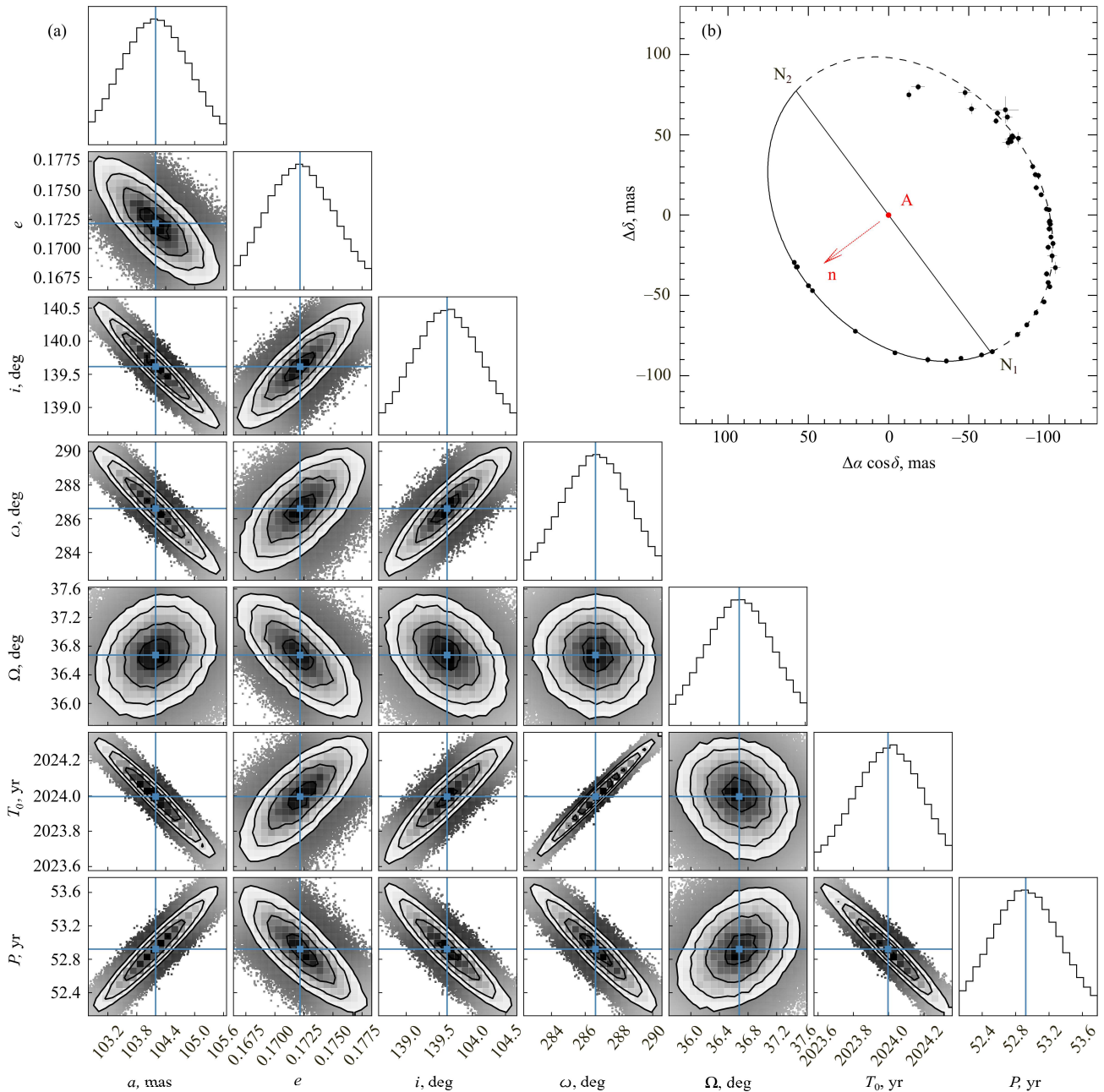
### 3.2. Историческая кривая блеска DF Tau

При построении исторической кривой блеска DF Tau, представленной на рис. 2, мы, в дополнение к нашим измерениям, описанным в разделе 2, взяли данные из работ Tsevech and Dragomirezkaya (1973), Lamzin et al. (2001a), Li et al. (2001), Grankin et al. (2007), а также из каталога Herbst et al. (1994) и базы данных AAVSO. Кроме того, Т. Кутра любезно предоставил нам результаты фотометрии DF Tau в полосе  $V$ , полученные на 0.7-м и 1.1-м телескопах обсерватории Lowell и использованные на рис. 2 в работе Kutra et al. (2025).

Как было отмечено в разделе 1, Lamzin et al. (2001a) уже пытались сопоставить вековую кривую блеска DF Tau с изменением расстояния между компонентами, используя параметры орбиты, найденные Thiebaud et al. (1995). Но теперь известно, что орбитальный период и эпоха прохождения периастро существенно отличаются от значений Thiebaud et al. (1995). Поэтому мы заново рассматриваем, как изменение расстояния между компонентами влияет на темп аккреции вещества околозвездных (circumstellar, CS) дисков, который определяет интенсивность излучения горячего (аккреционного) пятна. Поскольку эффективная температура компонентов DF Tau меньше 3700 К, в наибольшей степени изменение темпа аккреции должно проявляться в коротковолновой части спектра.

На рис. 2с показано, как с течением времени  $t$  должно меняться расстояние  $r$  между компонентами DF Tau, если использовать полученные нами параметры орбиты (раздел 3.1). Кроме того,

<sup>1</sup> Температурой в методе МСМС принято называть параметр, характеризующий возможность перехода между областями с разными вероятностями: чем выше температура, тем более широкие области параметров исследуются цепью, тогда как цепи с низкими температурами фокусируются на точном исследовании локальных максимумов.



**Рис. 1.** На панели (а) слева внизу — частные апостериорные распределения плотности вероятности орбитальных параметров, полученных методом M2. Одномерные гистограммы (по диагонали сверху слева вправо вниз) — частные распределения каждого из параметров. В расположенных под ними панелях оттенком серого цвета показана плотность двумерной частной плотности вероятности для каждой пары параметров. Более темный цвет показывает большую плотность вероятности. На панели (b) показана орбита спутника DF Tau B относительно главной звезды DF Tau A. Север вверху, восток слева. Непрерывной и штриховой линией показаны участки орбиты, расположенные над и под плоскостью небесной сферы соответственно, то есть  $N_1$  и  $N_2$  — восходящий и нисходящий узлы орбиты;  $\mathbf{n}$  — ориентация вектора орбитального углового момента.

на рис. 2с для 16 временных интервалов приведены средние значения  $\bar{B}$  блеска в полосе  $B$  и среднеквадратичные ошибки среднего  $\sigma_{\bar{B}}$ . При выборе временных интервалов, по которым производилось усреднение, мы исходили из того, что внутри интервала должно содержаться достаточно

много измерений, чтобы оценка  $\sigma_{\bar{B}}$  имела смысл, а сами интервалы отражали характерные особенности кривой блеска в полосе  $B$ . Этот выбор в некоторой степени произволен, но позволяет лучше увидеть, что величина  $\bar{B}$  циклически меняется с течением времени и имеет три локальных миниму-

Таблица 2. Сравнение орбитальных параметров DF Tau

$P$ , уг	$T_0$ , уг	$e$	$a$ , mas	$180 - i$ , deg	$\Omega$ , deg	$\omega$ , deg	$M_1 + M_2$ <sup>b)</sup> , $M_\odot$	Source <sup>a)</sup>
$43.7 \pm 3.0$	$1980.5 \pm 1.7$	$0.287 \pm 0.067$	$93.5 \pm 1.8$	$35.7 \pm 2.1$	$27.1 \pm 8.2$	$302.6 \pm 7.6$	$1.17 \pm 0.13$	S14
$46.1 \pm 1.9$	$1979.2 \pm 1.5$	$0.233 \pm 0.038$	$94.9 \pm 2.2$	$34.5 \pm 1.6$	$33.9 \pm 5.0$	$309.2 \pm 3.5$	$1.10 \pm 0.12$	A17
$48.1 \pm 2.1$	$1977.7 \pm 2.7$	$0.196 \pm 0.024$	$97.0 \pm 3.2$	$54.3 \pm 2.4$	$38.4 \pm 2.5$	$310.6 \pm 9.2$	$1.09 \pm 0.03$	K25
$52.9 \pm 0.8$	$2024.6 \pm 0.1$	$0.172 \pm 0.005$	$104.2 \pm 1.3$	$40.4 \pm 1.0$	$36.6 \pm 0.9$	$286.7 \pm 3.8$	$1.11 \pm 0.07$	M1
$52.9 \pm 0.4$	$2024.0 \pm 0.2$	$0.172 \pm 0.003$	$104.2 \pm 0.7$	$40.4 \pm 0.5$	$36.7 \pm 0.5$	$286.6 \pm 2.1$	$1.11 \pm 0.01$	M2

<sup>a)</sup> S14 — Schaefer et al. (2014), A17 — Allen et al. (2017), K25 — Kutra et al. (2025), M1 и M2 — наши расчеты методом 1 и 2 соответственно; <sup>b)</sup>  $d = 140$  пк.

ма разной амплитуды, приходящихся на моменты  $rJD \approx 20\,500, 36\,000$  и  $50\,500$ .

Временные интервалы между максимумами, приблизительно равные 41 году, меньше орбитального периода системы ( $P \approx 53$  года), поэтому максимумы приходятся на разные фазы орбитального периода. Как видно из рисунка, первый максимум имел место, когда спутник уже почти подошел к перицентру, второй — когда спутник сильно не дошел до перицентра, а третий максимум почти совпал с моментом прохождения через апоастр.

Сильные увеличения блеска DF Tau ( $\Delta B > 5^m$ ), которые мы в дальнейшем будем называть вспышками, наблюдались 24 октября 1918 г. (Tsesevich and Dragomirezkaia, 1973) и 8–9 января 2000 г. (Li et al., 2001). На рис. 2 видно, что эти вспышки произошли в периоды соответствующих максимумов и отстоят друг от друга на  $1.54 \pm 0.01$  орбитального периода: вспышка 1918 г. произошла немного раньше момента прохождения системы через перицентр, а вспышка 2000 г. была чуть позже момента, когда расстояние между компонентами было максимальным.

Еще одна вспышка, наблюдавшаяся только в полосе  $V$ , была зарегистрирована в конце января 2023 г. ( $rJD \approx 59970.6$ ) Kutra et al. (2025). Амплитуда вспышки превышала  $1^m$ , что как минимум вдвое больше величины  $\Delta V$  вспышки 2000 г., поэтому можно предположить, что в полосе  $B$  вспышка 2023 г. была не менее мощной, чем две предыдущие. Как видно из рис. 2, вспышка произошла, когда спутник уже почти подошел к перицентру, как и в случае вспышки 1918 г.

Из рис. 3 следует, что при уменьшении среднего уровня блеска  $\bar{B}$  уменьшается и амплитуда переменности  $\sigma_B$ . При этом за все время наблюдений блеск DF Tau никогда не опускался ниже значения  $B \approx 14^m 1^2$ . Вероятно, это объясняется

тем, что вековая и сезонная переменности блеска DF Tau связаны в основном с главной звездой — DF Tau A. Такое предположение согласуется с результатами раздельной фотометрии системы, согласно которым 27 июля 1994 г. блеск спутника в полосе  $B$  был примерно на  $1^m 3$  слабее главной звезды и равен  $14.47 \pm 0.13$  (White and Ghez, 2001).

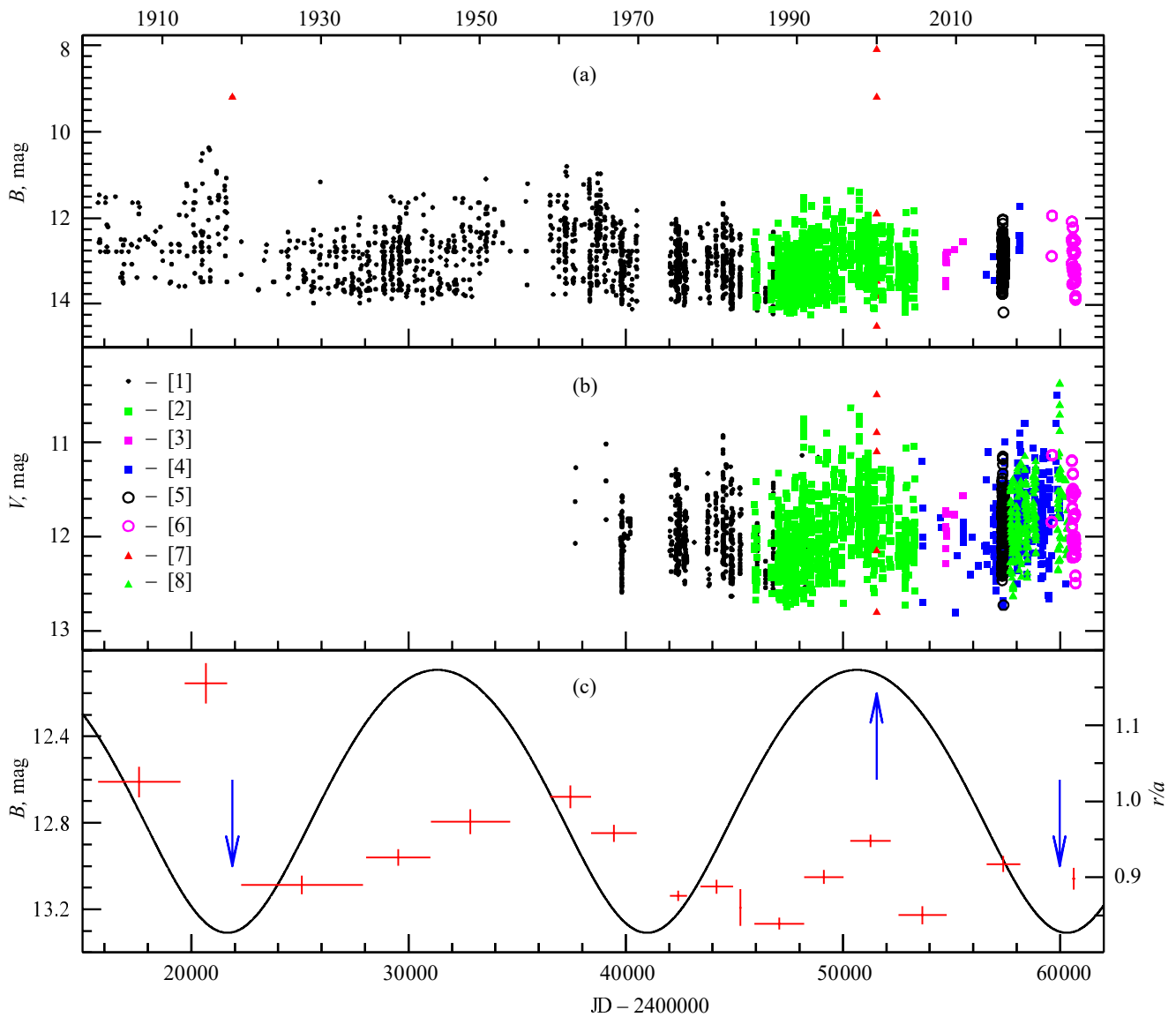
В результате наших поляриметрических наблюдений в полосе  $I$  (раздел 2) были найдены степень поляризации  $p_I = 0.37 \pm 0.15$  и угол поляризации  $\theta_I = 94^\circ \pm 24^\circ$ , которые в пределах ошибки согласуются со средними значениями этих величин, полученных Shakhovskoj et al. (2006) в период с октября 1991 г. по ноябрь 1998 г. Распределение поляризованной интенсивности, восстановленное методом дифференциальной спекл-поляриметрии (Safonov et al., 2019), приведено на рис. 4.

На рис. 5 представлена гистограмма распределения углов поляризации  $\theta_I$  по данным этой работы. Из рисунка следует, что более 75% всех измерений, включая наше, попадают в диапазон от  $40^\circ$  до  $100^\circ$ . Аналогичный результат получается и для углов поляризации в полосах  $UBVR$ , то есть в видимом диапазоне среднее значение  $\theta$  практически не зависит от длины волны. В тот же диапазон попадают и измерения, сделанные в узкополосных фильтрах в октябре 1976 г. (Bastien, 1982), а также октябре 1984 г. и декабре 1985 г. (Menard and Bastien, 1992). На этом основании мы заключаем, что орбитальное движение не приводит к систематическому изменению угла поляризации.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Нерегулярная переменность блеска CTTS на самых разных временных масштабах может

<sup>2</sup>Исключение составляет единственное измерение, полученное Li et al. (2001) через пару дней после вспышки 2000 г., когда блеск упал до значения  $B = 14^m 5 \pm 0^m 2$ , о чем будет сказано в разделе 4.



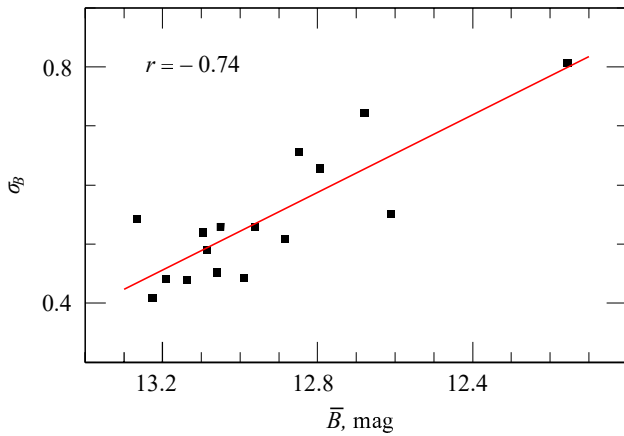
**Рис. 2.** Историческая кривая блеска DF Тау в полосах пропускания фильтров  $B$  и  $V$  (панели (a) и (b) соответственно). Различными символами и цветом показаны данные, взятые из следующих источников: [1] — Lamzin et al. (2001a), [2] — Grankin et al. (2007), [3] — наши наблюдения в КрАО, [4] — AAVSO, [5] — Allen et al. (2017), [6] — наши наблюдения в КГО, [7] — вспышки 1918 г. (Tsesevich and Dragomirezskaya, 1973) и 2000 г. (Li et al., 2001), [8] — Kutra et al. (2025). На панели (c) показано, как с течением времени менялось расстояние между компонентами, нормированное на величину большой полуоси системы. Красные крестики — средние значения блеска в полосе  $B$  в пределах соответствующих временных интервалов без учета вспышек 1918 и 2000 гг. Синими стрелками показаны моменты времени, когда происходили эти вспышки, а также вспышка 2023 года. Подробности в тексте.

возникать не только в результате изменения темпа аккреции на центральную звезду, но и вследствие переменной околосветной экстинкции, как, например, в случае звезды RW Aur A (см. Dodin et al., 2019 и приведенные там ссылки). По нашим данным (таблица 2), наклон оси вращения диска DF Тау к лучу зрения составляет  $i \approx 40^\circ$ , поэтому если переменность блеска вызвана изменением экстинкции, то, скорее всего, речь идет о затмениях DF Тау А неоднородностями

«запыленного» дискового ветра<sup>3</sup>. Однако в таком случае величина эффекта вряд ли будет значительной из-за малой величины поглощения в направлении на DF Тау:  $A_V < 0^m5$  (Herczeg and Hillenbrand, 2014),  $N_H < 10^{21} \text{ см}^{-2}$  (McJunkin et al., 2014). Иными словами, мы согласны с

<sup>3</sup>В отличие от BP Тау ( $i = 38^\circ$ ) у DF Тау не наблюдаются резкие ослабления блеска, поэтому возможность затмения звезды пылевыми сгустками в магнитосфере (Burlak et al., 2025) кажется менее вероятной.





**Рис. 3.** Зависимость между среднеквадратичным отклонением  $\sigma_B$  и средним уровнем блеска  $\bar{B}$  для DF Tau, построенная по временным интервалам, указанным на рис. 2с. Вспышки 1918 и 2000 гг. не учитывались. Красная линия — аппроксимация данных методом наименьших квадратов, указан также коэффициент корреляции  $r$  величин  $\sigma_B$  и  $\bar{B}$ . Подробности в тексте.

выводом Shakhovskoj et al. (2006) и Kutra et al. (2025) о том, что фотометрическая переменность DF Tau в основном вызвана изменением темпа аккреции на главный компонент системы.

При формировании двойной звезды из вращающегося протозвездного облака возникает, вообще говоря, система с тремя аккреционными дисками: CS-диски вокруг каждой из звезд и внешний СВ-диск (см. обзор Offner et al., 2023 и приведенные там ссылки). Приливное взаимодействие приводит к тому, что за время не более  $10^3$  орбитальных периодов  $P_{\text{orb}}$  внешний радиус CS-дисков уменьшается до величины около  $0.4a$ , а внутренний радиус СВ-диска возрастает до величины примерно  $2a$ , где  $a$  — большая полуось двойной системы (Papaloizou and Pringle, 1977; Artymowicz and Lubow, 1994). При этом от внутренней кромки СВ-диска отходят один или два спиральных газовых потока, которые подпитывают веществом аккреционные CS-диски компонентов (см., например, рис. 1 в Rosotti and Clarke (2018) и рис. 3–4 в Bisikalo et al. (2012)).

Такого рода картина наблюдается, например, в случае молодой двойной системы DQ Tau, орбитальный период и эксцентриситет которой соответственно равны  $15^{\text{d}}8$  и 0.57 (Tofflemire et al., 2017). У этой системы наблюдаются квазипериодические колебания блеска, обусловленные изменением темпа аккреции  $\dot{M}_{\text{acc}}$  с периодом, равным орбитальному, максимум которых достигался вблизи перицентра (Jensen et al., 2007; Tofflemire et al., 2017; Tofflemire et al., 2025). Это явление, которое Jensen et al. (2007) назвали «пульсирующей

аккрецией», связывают с увеличением притока вещества из СВ-диска в CS-диски компонентов при максимальном сближении звезд, что согласуется с результатами численного моделирования Muñoz and Lai (2016).

Вместе с тем у DQ Tau неоднократно наблюдались и кратковременные вспышки (увеличение  $\dot{M}_{\text{acc}}$ ), когда спутник находился вблизи апоцентра (см. Tofflemire et al., 2017 и приведенные там ссылки). Учитывая, что вблизи апоцентра спутник располагается на минимальном расстоянии от СВ-диска, Bary and Petersen (2014) предположили, что вспышки в апоцентре связаны с взаимодействием спутника с приливным рукавом СВ-диска, однако численное моделирование Muñoz and Lai (2016) не подтверждает такую возможность.

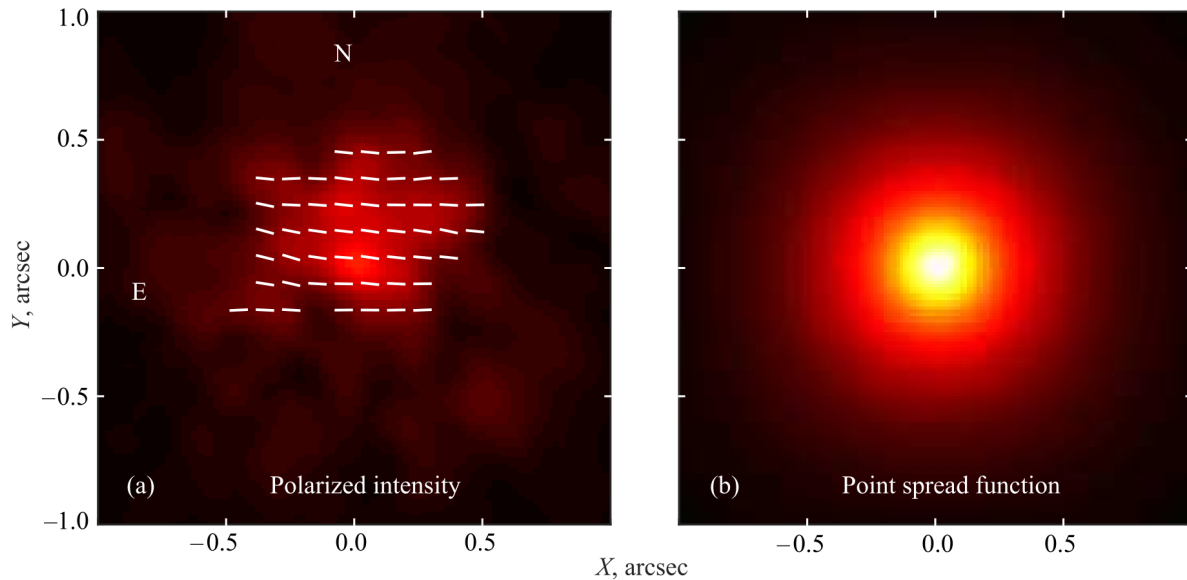
С другой стороны, достаточно часто встречаются молодые двойные системы, в которых имеется только один или два CS-диска, но нет СВ-диска (см. Cuello et al., 2025 и приведенные там ссылки). К их числу, как было отмечено в разделе 1, принадлежит и DF Tau: оба компонента этой системы окружены CS-дисками, однако СВ-диск отсутствует (Kutra et al., 2025). Численное моделирование такого рода систем показывает, что при наличии заметного орбитального эксцентриситета должно происходить периодическое усиление темпа аккреции вблизи момента прохождения спутника через перицентр (см. Picogna and Marzari, 2013 и приведенные там ссылки), как и в случае систем с СВ-диском.

Это теоретическое предсказание подтверждается высоким уровнем блеска DF Tau и вспышкой 1918 г. вблизи момента прохождения спутника через перицентр. Вспышка 2023 г. также произошла, когда спутник находился почти в перицентре, но среднесезонный уровень блеска был сравнительно низким. Однако, как отмечено в разделе 3.2, следующий после 1918 г. максимум блеска имел место, когда спутник находился примерно посередине между перицентром и апоцентром, а максимум и вспышка 2000 г. соответствовали моменту, когда расстояние между компонентами системы было максимальным. Такой характер изменения темпа аккреции при орбитальном движении не согласуется с теорией.

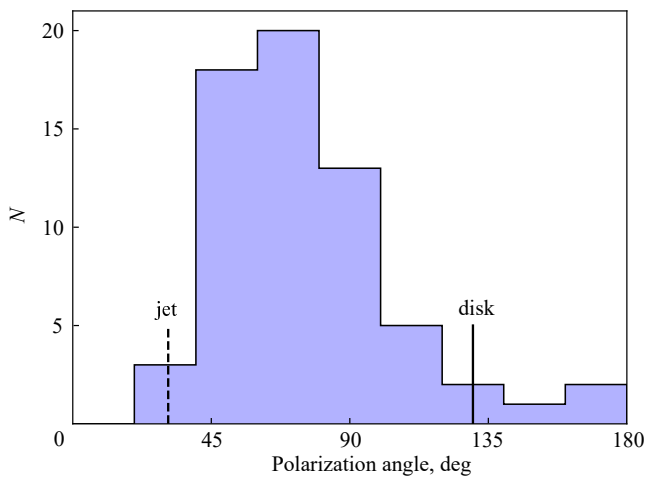
Таким образом, имеющиеся расчеты не позволяют объяснить ни отсутствие периодической модуляции темпа аккреции в случае системы без СВ-диска (DF Tau), ни кратковременного усиления величины  $\dot{M}_{\text{acc}}$  вблизи апоцентра в системе с СВ-диском (DQ Tau).

Ближайшие наблюдения отстоят по времени от вспышки 1918 г. более чем на 200 суток (Tsevevich and Dragomirezskaya, 1973), зато известно, что вспышки 2000 и 2023 г. длились не более двух





**Рис. 4.** Панель (а): изображение DF Тау в поляризованной интенсивности, восстановленное методом дифференциальной спекл-поляриметрии. Панель (b): функция рассеяния точки, использовавшаяся для восстановления (приведена для иллюстрации углового разрешения).



**Рис. 5.** Гистограмма распределения углов поляризации DF Тау, построенная по данным работы Shakhovskoj et al. (2006). Штриховой линией показана ожидаемая ориентация поляризации от джета, сплошной линией — от диска.

суток (Li et al., 2001). Поэтому вполне возможно, что некоторые столь же краткосрочные вспышки в период с 1905 по 2024 г. были пропущены. Источником информации о такого рода явлениях может быть джет DF Тау.

Напомним, что джеты молодых звезд представляют собой биполярные струи газа протяженностью до нескольких парсеков, которые движутся относительно окружающей среды со скоростями порядка нескольких сотен  $\text{km s}^{-1}$  (Bally, 2016). Выглядят джеты как цепочки компактных

эмиссионных туманностей, известных как объекты Хербига—Аро (HH), между которыми находится более разреженный и слабо светящийся газ. HH-объекты связаны с ударными волнами, которые возникают либо при столкновении гиперзвукового потока с окружающей средой, либо в результате того, что более скоростной поток вещества внутри джета догоняет газ, выброшенный ранее с меньшей скоростью (Raga et al., 1990). В свою очередь, возникновение такого рода быстрых потоков естественно связать с кратковременным увеличением темпа аккреции, что должно сопровождаться фотометрической вспышкой. Следовательно, оценка возраста того или иного HH-объекта дает информацию о моменте, когда происходила соответствующая фотометрическая вспышка.

Согласно Li et al. (2001) при вспышке DF Тау 2000 г. после резкого возрастания темпа аккреции произошел выброс вещества со скоростью  $200\text{--}300 \text{ km s}^{-1}$ . Выброшенная оболочка в течение нескольких дней настолько сильно экранировала DF Тау А, что суммарный блеск системы опустился ниже минимального уровня за весь предшествующий и последующий периоды наблюдений, а эмиссионные линии в области длин волн  $\lambda < 0.44 \text{ мкм}$  трансформировались в абсорбционные с профилем типа Р Суг. Однако нового HH-объекта ни в джете ( $PA_j \approx 301^\circ$ ), ни в контрджете ( $PA_{cj} \approx 133^\circ$ ) на соответствующем удалении от DF Тау не возникло (см. правую панель рис. 1 в Dodin et al., 2025).

Впрочем, из того же рисунка следует, что в направлении  $PA \approx 270^\circ$  на расстоянии примерно  $5''4$

от DF Tau имеется слабо коллимированный выброс, динамическое время которого соответствует вспышке 2000 г. Никаких других НН-объектов, динамическое время которых соответствовало бы вспышкам между 1918 и 2000 гг., ни в джете, ни в контрджете не видно.

Отметим также, что численное моделирование процесса формирования джетов в молодых двойных системах (Sheikhnezami and Sepahvand, 2024; Sheikhnezami et al., 2025) предсказывает, что возникающая в CS-диске спиральная волна плотности должна быть видна и в джете. Однако подобного рода структур в джете и контрджете DF Tau не наблюдается (Dodin et al., 2025), хотя не исключено, что более глубокие изображения в линии H $\alpha$  смогут выявить такие структуры.

Преимущественное направление поляризации DF Tau ориентировано вдоль  $PA \approx 70^\circ$  (см. рис. 5), что не соответствует ожидаемому направлению рассеяния ни от CS-диска DF Tau A, ни от запыленного ветра, «дующего» перпендикулярно диску (Dodin et al., 2019; Shulman and Grinin, 2019). По-видимому, поляризующая свет пылевая структура находится в направлении  $PA \approx 160^\circ$  или  $340^\circ$ , а рассеивающая свет пыль имеет характерный размер  $r_d \lesssim 0.1$  мкм. Действительно, степень поляризации DF Tau монотонно возрастает по мере уменьшения длины волны, достигая в полосе фильтра  $U$  значения примерно 2–3% (Shakhovskoj et al., 2006), а длина волны  $\lambda_{\max}$ , которой соответствует максимальная степень поляризации, связана с характерным радиусом пылинок соотношением  $r_d \approx \lambda_{\max}/4$  (van de Hulst, 1957).

Из рис. 1 работы Dodin et al. (2025) видно, что к юго-востоку на расстоянии около  $60''$  от DF Tau расположена протяженная отражательная туманность, являющаяся краем темного облака B213 (Onishi et al., 1996), а в ближайшей окрестности звезды, на расстояниях  $5''$ – $10''$ , видны мелкомасштабные отражательные туманности. Вместе с тем из наших поляризационных наблюдений следует (см. рис. 4), что источник поляризованного излучения находится на расстоянии не более  $0''.5$  от DF Tau. Параметры поляризации не зависят от орбитального периода, поэтому маловероятно, что рассеивающее облако расположено на расстоянии от звезды, сравнимом с большой полуосью орбиты,  $0''.1$ . Скорее всего, рассеяние, ответственное за генерацию поляризованного излучения, происходит на пылевых структурах гораздо ближе к звезде, чем  $0''.1$ . В пользу этого говорит также малое характерное время изменения параметров поляризации, о чем сообщают Shakhovskoj et al. (2006).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Двумя разными методами, которые дали практически одинаковые результаты, мы заново определили параметры орбиты молодой двойной системы DF Tau. Наиболее важным для нас уточнением стал орбитальный период  $P \approx 52.9$  года, а также момент прохождения через перигей  $T_0 \approx 2024.3$ . Это позволило изучить зависимость фотометрической активности системы от расстояния между компонентами, которое, по нашим данным, меняется в интервале от 12.1 до 17.0 а.е.

Найденное нами несоответствие между предсказываемым теорией и наблюдаемым характером изменений среднего уровня блеска (темпа аккреции) при орбитальном движении компонентов DF Tau интересно само по себе. Однако аналогичное расхождение наблюдений с теорией в других молодых системах (Jensen et al., 2007) наводит на мысль о том, что характер влияния компонентов молодых двойных систем на CS-диски изучен не в полной мере. Это неудивительно, учитывая сложность проблемы (см., например, Введение в работе Kurbatov et al., 2017), но, безусловно, указывает на необходимость новых наблюдательных и теоретических исследований в этой области.

Дальнейшего изучения заслуживает и сама DF Tau. Пока непонятно, как объяснить наличие у этой системы интенсивного квазисферического ветра и коллимированных потоков, в которых джет и контрджет не направлены в диаметрально противоположные стороны (Dodin et al., 2025). Непонятно также, почему вспышка 2000 г. привела к выбросу слабо коллимированного потока, направление которого не совпадает с направлением джетов. Весьма желательно также получить новые изображения DF Tau с более высоким пространственным разрешением, как для выявления структуры CS-дисков, так и для уточнения их наклона к орбитальной плоскости, что, в частности, позволит объяснить нетривиальную морфологию НН-объектов в окрестности этой системы.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим рецензента за ценные замечания, сотрудников КГО ГАИШ МГУ за помощь при проведении наблюдений, Т. В. Демидову и С. Ю. Парфенову за полезные обсуждения, проф. W. Herbst за разрешение воспользоваться информацией из своей базы фотометрических данных (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-ref?querymethod=bib&simbo=on&submit=submit+bibcode&bibcode=1994AJ...108.1906H>), а Т. Kutra за предоставленные результаты фотометрии, полученной на обсерватории

Lowell (USA). Мы также с благодарностью отмечаем, что при выполнении работы были использованы базы данных SIMBAD (CDS, Strasbourg, France), Astrophysics Data System (NASA, USA) и AAVSO (<https://www.aavso.org>).

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова. Результаты получены с использованием оборудования, приобретенного в рамках программы развития МГУ имени М. В. Ломоносова.

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. S. Allen, L. Prato, N. Wright-Garba, et al., *Astrophys. J.* **845** (2), article id. 161 (2017). DOI:10.3847/1538-4357/aa8094
2. P. Artymowicz and S. H. Lubow, *Astrophys. J.* **421**, 651 (1994). DOI:10.1086/173679
3. I. Balega, Y. Y. Balega, A. F. Maksimov, et al., *Astron. and Astrophys.* **422**, 627 (2004). DOI:10.1051/0004-6361:20035705
4. I. I. Balega, Y. Y. Balega, K. H. Hofmann, et al., *Astron. and Astrophys.* **385**, 87 (2002). DOI:10.1051/0004-6361:20020005
5. I. I. Balega, Y. Y. Balega, A. F. Maksimov, et al., *Astrophysical Bulletin* **62** (4), 339 (2007). DOI:10.1134/S1990341307040050
6. J. Bally, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 491 (2016). DOI:10.1146/annurev-astro-081915-023341
7. J. S. Bary and M. S. Petersen, *Astrophys. J.* **792** (1), article id. 64 (2014). DOI:10.1088/0004-637X/792/1/64
8. P. Bastien, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **48**, 153 (1982).
9. T. L. Beck, *Astron. J.* **169** (3), id. 160 (2025). DOI:10.3847/1538-3881/ad9a88
10. A. Belinski, M. Burlak, A. Dodin, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **515** (1), 796 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac1798
11. L. N. Berdnikov, A. A. Belinskii, N. I. Shatskii, et al., *Astronomy Reports* **64** (4), 310 (2020). DOI:10.1134/S1063772920040010
12. C. Bertout, G. Basri, and J. Bouvier, *Astrophys. J.* **330**, 350 (1988). DOI:10.1086/166476
13. M. S. Bessell, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **102**, 1181 (1990). DOI:10.1086/132749
14. D. V. Bisikalo, A. V. Dodin, P. V. Kaigorodov, et al., *Astronomy Reports* **56** (9), 686 (2012). DOI:10.1134/S1063772912090028
15. S. Blunt, J. J. Wang, I. Angelo, et al., *Astron. J.* **159** (3), id. 89 (2020). DOI:10.3847/1538-3881/ab6663
16. M. A. Burlak, K. N. Grankin, A. V. Dodin, et al., *Astrophysical Bulletin* **80** (2), 279 (2025). DOI:10.1134/S1990341325600255
17. W. P. Chen, M. Simon, A. J. Longmore, et al., *Astrophys. J.* **357**, 224 (1990). DOI:10.1086/168908
18. N. Cuello, A. Alaguero, and P. P. Poblete, *Symmetry* **17** (3), id. 344 (2025). DOI:10.3390/sym17030344
19. A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **482** (4), 5524 (2019). DOI:10.1093/mnras/sty2988
20. A. V. Dodin, M. A. Burlak, V. A. Kiryukhina, et al., *Astron. and Astrophys.* **697**, id. L3 (2025). DOI:10.1051/0004-6361/202554711
21. S. Edwards, P. Hartigan, L. Ghandour, and C. Andrusis, *Astron. J.* **108**, 1056 (1994). DOI:10.1086/117134
22. N. Emelyanov, *The Dynamics of Natural Satellites of the Planets* (Elsevier, Amsterdam, 2020).
23. A. M. Ghez, A. J. Weinberger, G. Neugebauer, et al., *Astron. J.* **110**, 753 (1995). DOI:10.1086/117560
24. A. M. Ghez, R. J. White, and M. Simon, *Astrophys. J.* **490** (1), 353 (1997). DOI:10.1086/304856
25. K. N. Grankin, S. Y. Melnikov, J. Bouvier, et al., *Astron. and Astrophys.* **461**, 183 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20065489
26. S. L. Grant, N. T. Kurtovic, E. F. van Dishoeck, et al., *Astron. and Astrophys.* **689**, id. A85 (2024). DOI:10.1051/0004-6361/202450768
27. P. Hartigan, S. Edwards, and L. Ghandour, *Astrophys. J.* **452**, 736 (1995). DOI:10.1086/176344
28. P. Hartigan and S. J. Kenyon, *Astrophys. J.* **583** (1), 334 (2003). DOI:10.1086/345293
29. L. Hartmann, G. Herczeg, and N. Calvet, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 135 (2016). DOI:10.1146/annurev-astro-081915-023347
30. W. Herbst, D. K. Herbst, E. J. Grossman, and D. Weinstein, *Astron. J.* **108**, 1906 (1994). DOI:10.1086/117204
31. G. J. Herczeg and L. A. Hillenbrand, *Astrophys. J.* **786**, article id. 97 (2014). DOI:10.1088/0004-637X/786/2/97
32. E. L. N. Jensen, S. Dhital, K. G. Stassun, et al., *Astron. J.* **134** (1), 241 (2007). DOI:10.1086/518408
33. A. H. Joy, *Astrophys. J.* **110**, 424 (1949). DOI:10.1086/145217
34. M. Kalscheur, K. France, B. Nisini, et al., *Astron. J.* **169** (5), id. 240 (2025). DOI:10.3847/1538-3881/adb720
35. P. J. Kholopov and N. E. Kurochkin, *Peremennie zvezdi* **8**, 170 (1951).
36. P. N. Kholopov, "Irregular Variables Associated with Nebulae and Similar Objects," in "Eruptive Stars", Ed. by A. A. Boyarchuk and R. E. Hershberg (Nauka, Moscow, 1970), pp. 241-306 [in Russian].

37. D. M. Krolikowski, A. L. Kraus, and A. C. Rizzuto, *Astron. J.* **162** (3), id. 110 (2021). DOI:10.3847/1538-3881/ac0632
38. E. P. Kurbatov, A. Y. Sytov, and D. V. Bisikalo, *Astronomy Reports* **61** (12), 1031 (2017). DOI:10.1134/S1063772917120058
39. T. Kutra, L. Prato, B. M. Tofflemire, et al., *Astron. J.* **169** (1), id. 20 (2025). DOI:10.3847/1538-3881/ad900a
40. S. A. Lamzin, in *Proc. on Astronomy at the Epoch of Multimessenger Studies (VAK-2021)*, SAI MSU, Moscow, 2021, Ed. by A. M. Cherepashchuk et al. (Janus-K, Moscow, 2022), pp. 31–36 (2022). DOI:10.51194/VAK2021.2022.1.1.004
41. S. A. Lamzin, S. Y. Melnikov, K. N. Grankin, and O. V. Ezhkova, *Astron. and Astrophys.* **372**, 922 (2001a). DOI:10.1051/0004-6361:20010564
42. S. A. Lamzin, A. A. Vittone, and L. Errico, *Astronomy Letters* **27**, 313 (2001b). DOI:10.1134/1.1368701
43. J. Z. Li, W. H. Ip, W. P. Chen, et al., *Astrophys. J.* **549** (1), L89 (2001). DOI:10.1086/319124
44. C.-L. Lin, W.-H. Ip, Y. Hsiao, et al., *Astron. J.* **166** (3), id. 82 (2023). DOI:10.3847/1538-3881/ace322
45. M. McJunkin, K. France, P. C. Schneider, et al., *Astrophys. J.* **780** (2), article id. 150 (2014). DOI:10.1088/0004-637X/780/2/150
46. F. Menard and P. Bastien, *Astron. J.* **103**, 564 (1992). DOI:10.1086/116083
47. D. J. Muñoz and D. Lai, *Astrophys. J.* **827** (1), article id. 43 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/827/1/43
48. B. Nisini, M. Gangi, T. Giannini, et al., *Astron. and Astrophys.* **683**, id. A116 (2024). DOI:10.1051/0004-6361/202346742
49. S. S. R. Offner, M. Moe, K. M. Kratter, et al., *ASP Conf. Ser.* **534**, 275 (2023).
50. T. Onishi, A. Mizuno, A. Kawamura, et al., *Astrophys. J.* **465**, 815 (1996). DOI:10.1086/177465
51. J. Papaloizou and J. E. Pringle, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **181**, 441 (1977). DOI:10.1093/mnras/181.3.441
52. G. Picogna and F. Marzari, *Astron. and Astrophys.* **556**, id. A148 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201321860
53. A. C. Raga, J. Canto, L. Binette, and N. Calvet, *Astrophys. J.* **364**, 601 (1990). DOI:10.1086/169443
54. G. P. Rosotti and C. J. Clarke, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **473** (4), 5630 (2018). DOI:10.1093/mnras/stx2769
55. B. Safonov, P. Lysenko, M. Goliguzova, and D. Cheryasov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **484** (4), 5129 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz288
56. B. S. Safonov, P. A. Lysenko, and A. V. Dodin, *Astronomy Letters* **43** (5), 344 (2017). DOI:10.1134/S1063773717050036
57. G. H. Schaefer, L. Prato, M. Simon, and J. Patience, *Astron. J.* **147** (6), article id. 157 (2014). DOI:10.1088/0004-6256/147/6/157
58. G. H. Schaefer, M. Simon, T. L. Beck, et al., *Astron. J.* **132** (6), 2618 (2006). DOI:10.1086/508935
59. G. H. Schaefer, M. Simon, E. Nelan, and S. T. Holfeltz, *Astron. J.* **126** (4), 1971 (2003). DOI:10.1086/378055
60. D. Shakhovskoj, V. Grinin, A. Rostopchina, et al., *Astron. and Astrophys.* **448** (3), 1075 (2006). DOI:10.1051/0004-6361:20053936
61. S. Sheikhezami, C. Fendt, and S. Ataiee, *Astrophys. J.*, **986** 1, id. 51 (2025). DOI:10.3847/1538-4357/adccbf
62. S. Sheikhezami and M. Sepahvand, *Astrophys. J.* **966** (1), id. 82 (2024). DOI:10.3847/1538-4357/ad3072
63. S. G. Shulman and V. P. Grinin, *Astronomy Letters* **45** (6), 384 (2019). DOI:10.1134/S1063773719060057
64. M. Simon, S. T. Holfeltz, and L. G. Taff, *Astrophys. J.* **469**, 890 (1996). DOI:10.1086/177836
65. E. Thiebaut, Y. Balega, I. Balega, et al., *Astron. and Astrophys.* **304**, L17 (1995).
66. B. M. Tofflemire, C. F. Manara, A. Banzatti, et al., *Astrophysical J.* **985** 2, id. 224 (2025). DOI:10.3847/1538-4357/adcc23
67. B. M. Tofflemire, R. D. Mathieu, D. R. Ardila, et al., *Astrophys. J.* **835** (1), article id. 8 (2017). DOI:10.3847/1538-4357/835/1/8
68. V. P. Tsesevich and V. A. Dragomirezskaya, *RW Aurigae-type stars* (Naukova Dumka, Kiev, 1973) [in Russian].
69. H. C. van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles* (John Wiley & Sons, New York, 1957).
70. W. D. Vousden, W. M. Farr, and I. Mandel, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **455** (2), 1919 (2016). DOI:10.1093/mnras/stv2422
71. R. J. White and A. M. Ghez, *Astrophys. J.* **556** (1), 265 (2001). DOI:10.1086/321542

## On the Influence of Component Orbital Motion on the Photometric Variability of DF Tau

M. A. Burlak<sup>1</sup>, K. N. Grankin<sup>2</sup>, A. V. Dodin<sup>1</sup>, N. V. Emelyanov<sup>1</sup>, N. P. Ikonnikova<sup>1</sup>,  
Ya. A. Lazovik<sup>1</sup>, S. A. Lamzin<sup>1</sup>, B. S. Safonov<sup>1</sup>, and I. A. Strakhov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

<sup>2</sup>Crimean Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Nauchny, 298409 Russia

Based on the analysis of the long-term light curve of the young binary system DF Tau spanning approximately 125 years, we infer that its brightness variations are associated with changes in the accretion rate from the circumstellar protoplanetary disk onto the primary star. We have also substantially improved the orbital parameters of DF Tau, which enables us to align its secular light curve with the evolution of the binary's component separation. The relationship between the long-term brightness variations and the orbital motion of DF Tau, if present, appears to be inconsistent with theoretical predictions. Notably, similar discrepancies between theory and observations are also seen in other young binary systems. Furthermore, the source of the polarized radiation in the optical range is found to be located at a distance of  $0''.5$  from the star, with the polarization variability showing no dependence on the orbital phase.

Keywords: *stars: variables: T Tauri, Herbig Ae/Be—stars: individual: DF Tau—ISM: jets and outflows*