

## ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТО-ЦЕНТРОБЕЖНОГО ДИСКОВОГО ВЕТРА В ВИЗУАЛЬНОЙ, УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ И РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА

© 2024 М. А. Альбрант<sup>1</sup>, В. П. Гринин<sup>1,2\*</sup>, Т. А. Ермолаева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 19.01.2024 г.

После доработки 22.03.2024 г.; принята к публикации 29.03.2024 г.

Приводятся оптические характеристики магнито-центробежного дискового ветра звезд типа Т Тельца, рассчитанные на основе МГД-моделей Сафье (1993). Для темпа истечения в интервале  $10^{-10} - 10^{-7} M_{\odot}$  в год рассчитаны критические углы, на которых ветер становится непрозрачным в оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском участках спектра. От этих углов зависят освещенность звездой внешних областей протопланетных дисков, участвующих в создании фотоиспаряющегося ветра, а также условия наблюдения молодых звезд в разных диапазонах длин волн. Показано, что на ранних стадиях эволюции звезд типа Т Тельца дисковый ветер способен полностью экранировать звезду и препятствовать прямому освещению периферийных областей дисков как в оптическом, так и в рентгеновском диапазоне. Поглощая большую часть излучения звезды, дисковый ветер сам становится источником излучения, способным нагревать диск. Показано, что при темпе истечения  $\geq 10^{-9} M_{\odot}$  в год доля поглощенного ветром излучения может достигать 60%. При этом значительный вклад в поглощенное излучение могут вносить горячие аккреционные пятна. Это позволяет рассматривать дисковый ветер в качестве важного источника инфракрасного излучения звезд типа Т Тельца.

*Ключевые слова:* звезды типа Т Тельца, околозвездная экстинкция, дисковый ветер.

DOI: 10.31857/S0320010824040064, EDN: NRLBVH

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, протопланетные диски почти на всем протяжении имеют низкую температуру и, как следствие, низкую степень ионизации. Исключением является атмосфера диска, которая ионизируется и нагревается излучением звезды. Благодаря этому возникает фотоиспаряющийся ветер (см., например, Эрколано и др., 2009, и ссылки там), а магнитное поле диска становится способным контролировать движение ионизованного газа. На этом основана модель магнито-центробежного дискового ветра, предложенная Блэндфордом и Пэйн (1982) и развитая в работах многих авторов (Кенигл, 1991; Кенигл, Пудриц, 2000; Феррейра, 2013; Роденкирх и др., 2020). В этой модели ионизованный газ ускоряется при движении вдоль магнитных силовых линий. При этом он увлекает нейтральные атомы и нагревается за счет амбиполярной диффузии до температуры порядка  $10^4$  К (Сафье, 1993а, б). Кроме газа ветер поднимает с “поверхности” диска также мелкую пыль (Сафье, 1993а), которая сохраняется в ветре, несмотря на

высокую температуру газа и может быть источником околозвездной экстинкции (Тамбовцева, Гринин, 2008; Гринин и др., 2009) и инфракрасного (ИК) излучения (Бэнс, Кенигл, 2012).

Согласно интерферометрическим наблюдениям молодых звезд в частотах линии  $\text{Br}_{\gamma}$  (см., например, Гарсия Лопез и др., 2015; Креплин и др., 2018) основной вклад в образование дискового ветра вносит область протяженностью от нескольких до нескольких десятков радиусов звезды. Представляет интерес, как эта область влияет на распространение излучения звезды в направлении на наблюдателя, а также на освещенность периферийных областей диска. Последнее актуально в связи с моделированием фотоиспаряющихся дисковых ветров (см., например, Холленбах, Горти, 2009; Эрколано и др., 2010). Другой важный вопрос связан с условиями для внешнего наблюдения, а именно, каковы предельные углы наклона диска относительно направления на наблюдателя, при которых дисковый ветер становится прозрачным для излучения центрального источника. С этой целью мы рассчитали оптические характеристики дискового ветра для видимой (полоса  $J$ ),

\* Электронный адрес: vgcrao@mail.ru

ультрафиолетовой и рентгеновской областей спектра. Основной акцент в наших расчетах сделан на звезды типа Т Тельца. Их средняя температура порядка 4000 К. Поэтому пыль в околозвездном диске сохраняется вплоть до расстояний 5–10 радиусов звезды. Это обстоятельство имеет важное значение, поскольку близость дискового ветра к звезде увеличивает область телесных углов, в которой ветер способен эффективно поглощать ее излучение. По этой причине запыленный дисковый ветер значительно эффективнее перерабатывает излучение звезд типа Т Тельца в ИК-излучение по сравнению со звездами АеВе Хербига (Тамбовцева, Гринин, 2008), у которых внутренняя граница пылевого диска находится на расстоянии порядка 0.5–1 а.е. от звезды. Примеры применения дискового ветра в качестве источника околозвездной экстинкции звезд типа Т Тельца можно найти в статьях Гринина и др. (2009), Шенаврина и др. (2015), Петрова и др. (2015), Додина и др. (2019). В первых двух статьях запыленный дисковый ветер рассматривался как источник переменной околозвездной экстинкции и одновременно как источник теплового ИК-излучения.

## 2. ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ

Для расчета оптических характеристик дискового ветра, обусловленных поглощением пылью, было принято, что по своим оптическим характеристикам околозвездная пыль близка к межзвездной пыли. Такое приближение оправдано, поскольку дисковый ветер образуется в поверхностных слоях околозвездных дисков, в которых доминирует мелкая пыль (см., например, Натта, Уитни, 2000; Шульман, Гринин, 2019). Для видимой области спектра (полоса  $V$ ) были использованы значения коэффициента поглощения пылью из указанной выше статьи:  $k_V = 225 \text{ см}^2/\text{г}$ . Для ультрафиолетовой области спектра мы использовали данные из статьи Карделли и др. (1989) вблизи линии  $L_{\alpha}$ :  $k_{L_{\alpha}} = 720 \text{ см}^2/\text{г}$ . Значения коэффициента поглощения в рентгеновском диапазоне для газопылевой смеси с нормальным химическим составом взяты из статьи Моррисон и Маккаммон (1983) и приведены в табл. 1.

Для оценок мы использовали также средний двухтемпературный планковский коэффициент поглощения  $k_p$ , рассчитанный Малыгиным и др. (2014) для газа с нормальным химсоставом. Его средние значения в интервале температур 1800–6800 К для четырех значений эффективной температуры звезды приведены в подразделе 4.3. Как следует из рис. 2 в статье этих авторов, коэффициент поглощения  $k_p$  слабо зависит от температуры газа в указанном выше интервале температур. Они отмечают также, что средний планковский коэффициент поглощения слабо зависит от плотности газа. Это позволяет

**Таблица 1.** Рентгеновский диапазон (Моррисон, Маккаммон, 1983)

Энергия фотона, кэВ	Коэффициент поглощения, $\text{см}^2/\text{г}$
0.3	1770
1.0	143
3.0	8.7
10.0	0.6

использовать рассчитанные этими авторами значения  $k_p$  почти на всем протяжении дискового ветра за исключением наименее плотных и наиболее горячих периферийных областей, вклад которых в оптическую толщину ветра пренебрежимо мал.

## 3. МОДЕЛИ ВЕТРА

В качестве моделей ветра были использованы МГД-модели Сафье (1993а, б). Приведем основные формулы, необходимые для определения плотности вещества ветра:

$$\rho(\varpi, z) = \rho_1 \left( \frac{\varpi_0}{\varpi_1} \right)^{-3/2} \eta(\chi), \quad (1)$$

$$\chi = z / \varpi_0,$$

$$\varpi_0 \in [\varpi_{\min}, \varpi_{\max}].$$

Здесь используются такие же обозначения, как и в статьях Сафье,  $z$ ,  $\varpi_0$  – высота и радиус в цилиндрической системе координат. Формулы, входящие в это выражение:

$$\rho_1 = 1.064 \times 10^{-15} \left( \frac{\dot{M}_w}{10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}} \right) \times \left( \frac{M_*}{0.5 M_{\odot}} \right)^{-1/2} \times \quad (2)$$

$$\times \frac{1}{\ln(\varpi_{\max}/\varpi_{\min}) \Psi_0 (1 - h_0 \xi_0)} \text{ г см}^{-3},$$

$$\eta(\chi) = \frac{\Psi_0 (1 - h_0 \xi_0)}{\xi(\chi) \Psi(\chi) (\xi(\chi) - \chi \xi(\chi))}. \quad (3)$$

Здесь  $\Psi_0 = 0.035$ , штрихом обозначена производная по переменной  $\chi$ ,  $h_0$  – безразмерная величина, характеризующая высоту, с которой начинается ветер. Параметр  $\xi_0 = \theta_0$ , где  $\theta_0$  – угол между полоидальной компонентой магнитного поля в

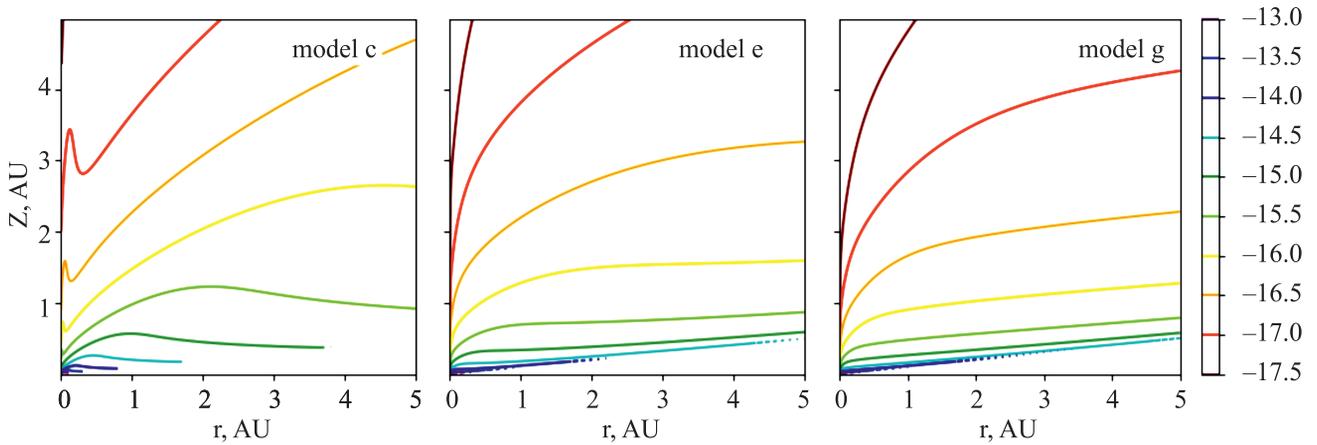


Рис. 1. Распределение плотности газа в моделях дискового ветра при темпе истечения вещества  $\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot$  в год.

диске в точке старта ветра и нормалью к поверхности диска. В рассматриваемых ниже моделях С, Е и G этот параметр принимает значения, соответствующие углам  $\theta_0 = 60^\circ$  (С) и  $75^\circ$  (Е, G)<sup>1</sup>.

Для функций  $\xi(\chi)$  и  $\psi(\chi)$  Сафье дает простые аналитические аппроксимации, зависящие от модели ветра. Более подробную информацию о моделях и их параметрах читатель может найти в оригинальных статьях Сафье.

В итоге, исходными параметрами моделей являются:  $\varpi_{\min}$  и  $\varpi_{\max}$  – внутренний и внешний радиусы области запуска ветра соответственно и  $\dot{M}_w$  – темп истечения вещества.

Ниже приняты следующие значения модельных параметров:

1.  $\varpi_{\min} = 0.05$  а.е.,  $\varpi_{\max} = 10$  а.е. Хотя наиболее активная область истечения ветра достаточно компактна:  $0.1 - 1$  а.е., такой выбор позволяет более аккуратно учесть вклад ветра в непрозрачность вещества.
2. Предполагается, что пыль и газ в ветре хорошо перемешаны в соотношении 1:100.
3. Следуя Сафье (1993b), мы принимаем параметр  $h_0 = 0.1$ .
4.  $\dot{M}_w = 10^{-10} - 10^{-7} M_\odot / \text{год}$ .
5. Параметры звезд типа Т Тельца (см., например, Музеролле и др., 2001):  
 $M_* = 0.5 M_\odot$ ,  $R_* = 2 R_\odot$ ,  $T_{\text{eff}} = 4000$  К.
6. Звезда рассматривается как точечный источник излучения.

Кроме моделей с  $T_{\text{eff}} = 4000$  К мы рассчитали также ряд моделей с более высокой температурой звезды. Необходимость в таких расчетах вызвана

тем, что при аккреции газа на звезду типа Т Тельца на ее поверхности образуются горячие аккреционные пятна с температурой порядка  $10^4$  К (см., например, Додин, 2018). При высоком темпе аккреции светимость таких пятен может быть сравнима со светимостью звезды. С учетом этого были рассчитаны также модели с  $T_{\text{eff}} = 6000, 8000$  и  $10\,000$  К.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены графики с изоденсами. Они показывают, что распределение плотности может сильно отличаться в разных моделях ветра. Модель С характеризуется крутым подъемом ветра над плоскостью диска и наибольшей плотностью вещества, а модель G – наименьшей. Модель Е занимает промежуточное положение.

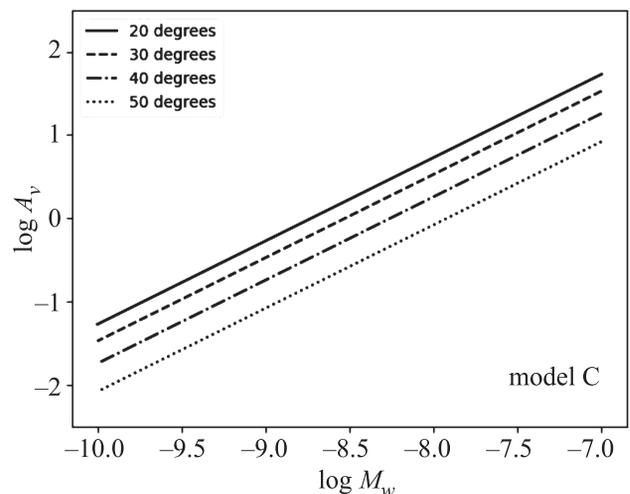


Рис. 2. Поглощение в дисковом ветре (модель С) в полосе V как функция темпа истечения для четырех наклонов плоскости диска к лучу зрения.

<sup>1</sup> Сравнение с результатами МГД расчетов Романовой и др. (2009) показывает, что ветер в моделях Сафье получается более пологим на начальных фазах ускорения по сравнению с коническим ветром в моделях указанных выше авторов.

Посмотрим теперь, как зависит поглощение  $A_V$  в полосе  $V$  от темпа истечения  $\dot{M}_w$  и угла наклона диска к лучу зрения  $\alpha = 90 - i$ . На рис. 2 показаны зависимости  $A_V$  от  $\dot{M}_w$  в модели С для четырех углов  $\alpha$  в интервале от  $20^\circ$  до  $50^\circ$ . Сравнение с аналогичной зависимостью из статьи Гринина и др. (2009) показывает, что модель С дает при прочих равных условиях примерно в 6 раз более высокие значения  $A_V$ , тогда как в модели G поглощение ветром получается примерно таким же, как и в указанной выше статье.

Величина  $A_V$  связана с оптической толщиной в полосе  $V$  соотношением  $A_V \approx 1.07\tau_V$ .

Видно, что поглощение сильно зависит от темпа истечения, и такая зависимость будет прослеживаться во всех дальнейших результатах.

#### 4.1. Критические углы для оптического и ультрафиолетового диапазонов

Используя описанные выше модели, можно получить оценки непрозрачности дискового ветра в разных участках спектра. В частности, интересно рассчитать поверхности одинаковой оптической глубины  $\tau = 1$  для центрального источника излучения.

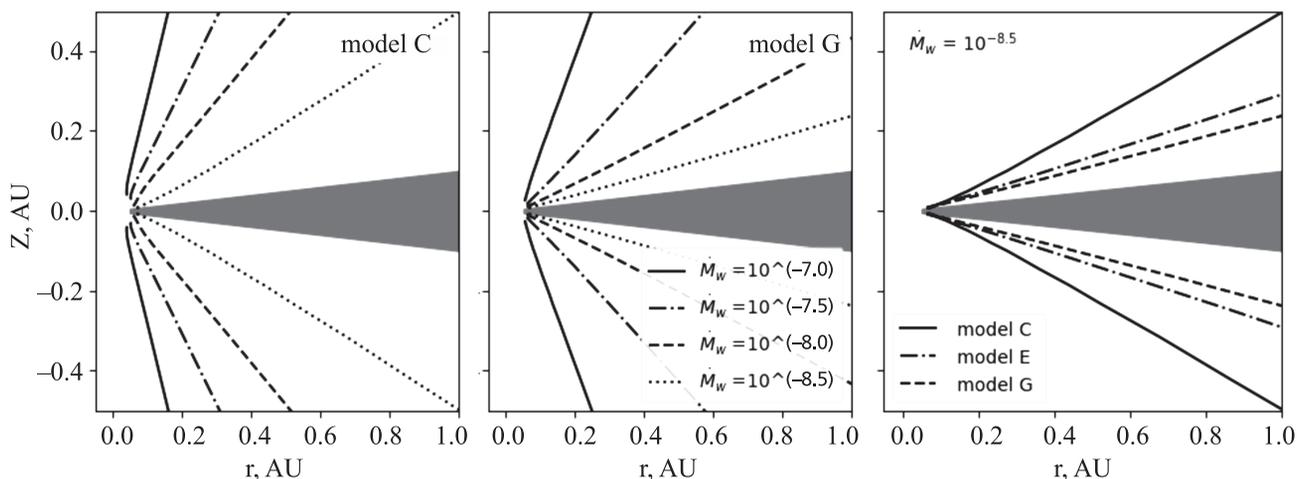


Рис. 3. Два левых графика показывают сечение поверхности  $\tau = 1$  для моделей С и G в полосе  $V$  для четырех значений  $\dot{M}_w$  (указаны в рамках), на правом графике приведено сравнение поверхностей  $\tau = 1$  для моделей С, Е и G в полосе  $V$  при  $\dot{M}_w = 10^{-8.5} M_\odot$  в год.

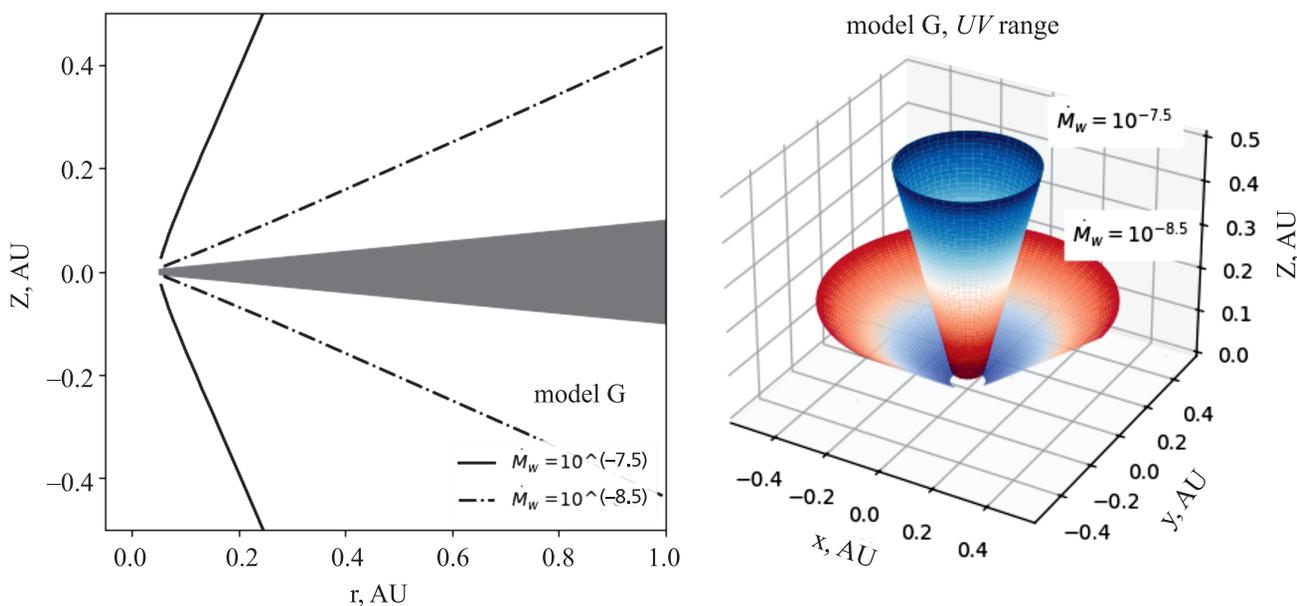


Рис. 4. Поверхности  $\tau = 1$  для модели G в диапазоне  $UV$  для двух значений  $\dot{M}_w$ .

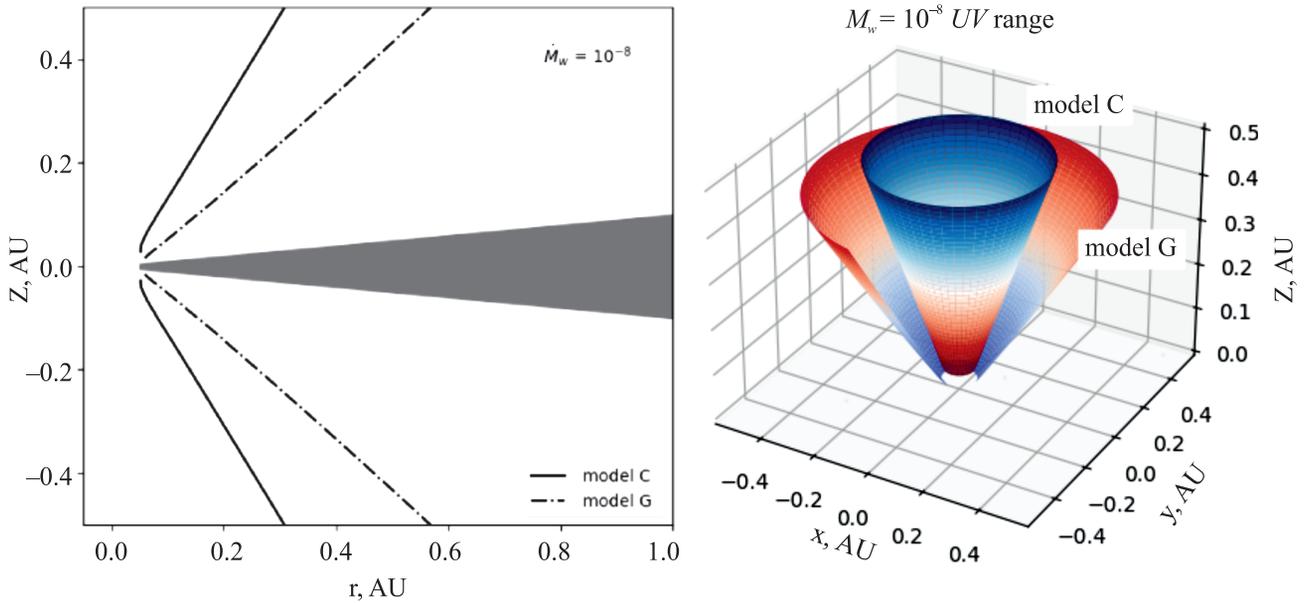


Рис. 5. Сравнение поверхностей  $\tau = 1$  для моделей С и G, в диапазоне UV.

Таблица 2. Критические углы  $i_{\tau=1}$  для полосы V и вблизи линии  $L_\alpha$

Модель	Темп истечения, $M_\odot$ / год							
	$\dot{M}_w = 10^{-7}$		$\dot{M}_w = 10^{-8}$		$\dot{M}_w = 10^{-9}$		$\dot{M}_w = 10^{-10}$	
	V	$L_\alpha$	V	$L_\alpha$	V	$L_\alpha$	V	$L_\alpha$
С	16	4	43	29	79	60	—	—
Е	14	5	54	32	80	72	—	—
G	22	10	64	44	81	75	—	84

Оптическая толщина ветра является функцией угла  $i$  между осью симметрии диска и лучом зрения (угол  $i = 0$  соответствует наблюдениям с полюса) и зависит также от модели ветра, темпа истечения вещества  $\dot{M}_w$  и выбранной длины волны излучения. Расстояние  $R(i)$  от звезды до любой точки такой поверхности определяется соотношением

$$\int_0^R i k_v \rho(r, i) dr = k_v \int_0^R \rho(r, i) dr = \tau(R_i) = 1. \quad (4)$$

Здесь использовано предположение, что коэффициент поглощения на единицу плотности вещества  $k_v$  постоянен в ветре. Полученная зависимость  $R_i$  определяет искомую поверхность. Очевидно, что минимальный угол  $i$ , при котором  $\tau = 1$ , соответствует предельному углу для внешнего наблюдателя.

На рис. 3–6 представлены центральные сечения поверхностей в дисковом ветре, соответствующих значениям  $\tau_i = 1$  для излучения центрального

источника в полосе V и в окрестности линии  $L_\alpha$ . Модели С и G соответствуют двум крайним случаям с наиболее и наименее крутым подъемом вещества дисковым ветром соответственно. Модель Е занимает промежуточное положение. Для наглядности для UV диапазона на рис. 4–6 показаны также трехмерные модели таких поверхностей. Источником непрозрачности в этих моделях является пылевая компонента ветра. Для рентгеновского диапазона аналогичная информация представлена на рис. 7.

Назовем угол  $i_{\tau=1}$  критическим, если при больших углах  $i$  оптическая толщина дискового ветра превышает 1. Критические углы, как легко понять, совпадают для случаев внешнего наблюдателя и центрального источника и зависят от темпа истечения и модели ветра. В табл. 2 приведены значения  $i_{\tau=1}$  для видимого и ультрафиолетового диапазонов спектра и четырех значений темпа истечения в интервале  $\dot{M}_w = 10^{-7} - 10^{-10} M_\odot$ . Заметим, что, согласно моделям магнитоцентробежного ветра (см., например,

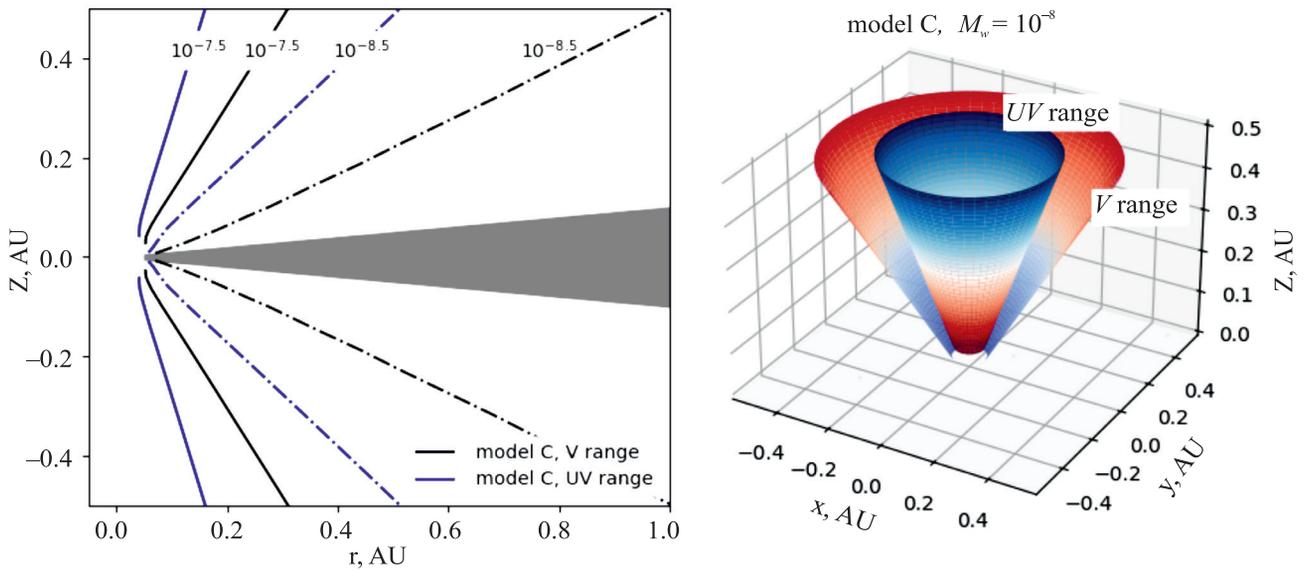


Рис. 6. Сравнение сечений поверхностей  $\tau = 1$  для модели C, в диапазонах  $V$  и  $UV$  для различных значений  $\dot{M}_w$ , справа – трехмерные изображения поверхностей  $\tau = 1$ .

Кенигл, Пудриц, 2000), темп истечения в магнитоцентрическом ветре примерно в 10 раз меньше темпа аккреции. С учетом этого принятому интервалу значений  $\dot{M}_w$  соответствует интервал значений темпа аккреции  $\dot{M}_a \approx 10^{-6} - 10^{-9} M_\odot/\text{год}$ , характерный для основной массы звезд типа Т Тельца (см., например, Хартманн и др., 2016).

4.2. Критические углы в рентгеновском диапазоне

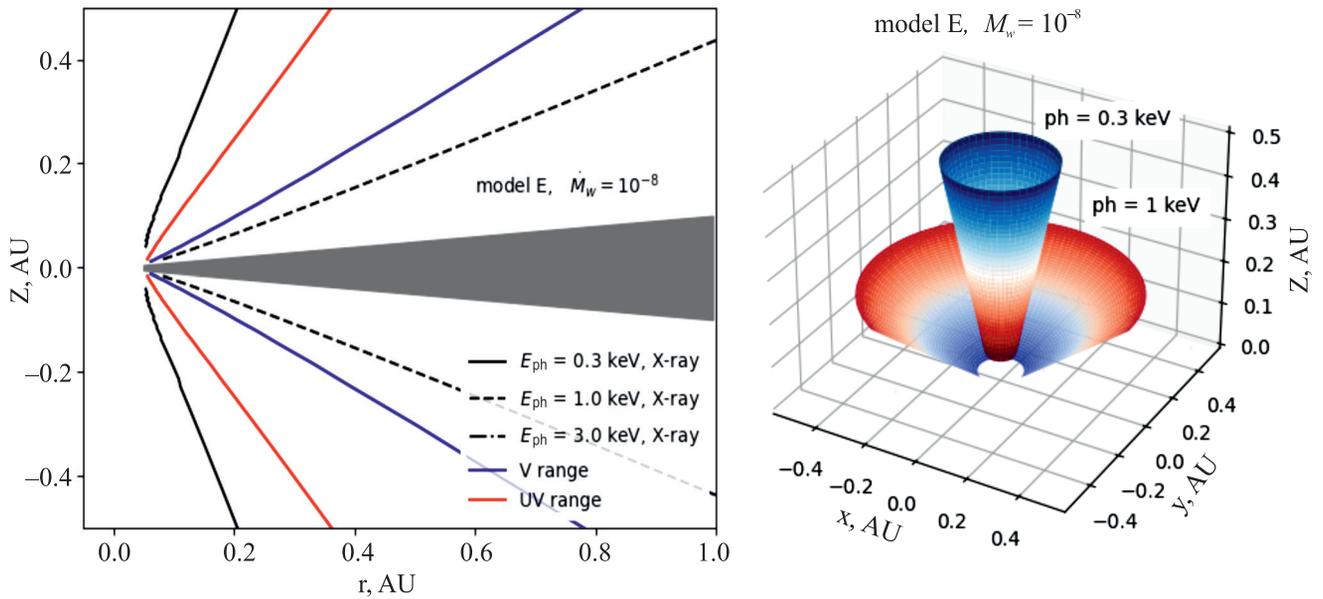
Рассмотрим теперь такую же задачу для рентгеновского диапазона. В табл. 3 приведены критические углы, определяющие условия видимости источника излучения для внешнего наблюдателя в

зависимости от энергии фотонов. Заметим, что в таблице отсутствуют значения для энергии фотона 10 кэВ, так как в этом случае поглощение в дисковом ветре оказалось слишком малым для всех рассмотренных моделей.

На рис. 7 слева показано сравнение сечений поверхностей  $\tau = 1$  для трех рассматриваемых энергий. Рисунок выполнен для модели E при темпе истечения  $\dot{M}_w = 10^{-8} M_\odot / \text{год}$ , но его вид качественно отражает ситуацию во всех рассматриваемых моделях. Наибольшее поглощение достигается в мягком рентгеновском диапазоне ( $E_{\text{ph}} = 0.3$  кэВ). При этом поверхности  $\tau = 1$  для видимого (синяя линия) и УФ (красная линия)

Таблица 3. Критические углы  $i_{\tau=1}$  для рентгеновского излучения в зависимости от энергии фотона

Модель	Энергия, кэВ	$\lg \dot{M}_w, M_\odot / \text{год}$			
		-7	-8	-9	-10
C	0.3	2	19	48	82
	1.0	22	50	84	—
	3.0	58	—	—	—
E	0.3	3	19	61	82
	1.0	22	64	82	—
	3.0	71	84	—	—
G	0.3	6	28	69	82
	1.0	32	71	83	—
	3.0	75	84	—	—



**Рис. 7.** Слева: сравнение поверхностей  $\tau = 1$  для модели E для трех значений энергии фотонов при  $\dot{M}_w = 10^{-8} M_\odot$  /год. Черным цветом изображены поверхности  $\tau = 1$  для рентгеновского диапазона: сплошная линия отвечает энергии 0.3 кэВ, пунктирная – 1.0 кэВ, а штрихпунктирная – 3.0 кэВ. Справа: трехмерное изображение поверхностей  $\tau = 1$  для модели E и энергии фотонов 0.3 и 1.0 кэВ, при темпе истечения  $\dot{M}_w = 10^{-8} M_\odot$  /год.

диапазонов всегда расположены между поверхностями, соответствующими энергиям 0.3 и 1.0 кэВ (сплошная и пунктирные линии соответственно), для всех моделей и всех значений темпа истечения. Заметим, что мягкое рентгеновское излучение аккреционных пятен, образующееся при аккреции за фронтом ударной волны (Ламзин, 1998), частично поглощается также в магнитосферах звезд типа Т Тельца в падающем на звезду потоке газа (Додин, 2018).

#### 4.3. Дискový ветер, как источник собственного излучения

Предполагая нормальный химсостав газа и используя значения двухтемпературного планковского коэффициента поглощения  $k_p$  из статьи Малыгина и др. (2014), оценим долю излучения звезды, поглощенную газовой компонентой ветра. Согласно рис. 2 из статьи этих авторов, при  $T_{\text{eff}} = 10^4 \text{ K}$  и температуре газа в интервале  $\approx 1800\text{--}6000 \text{ K}$  величина  $k_p \approx 5.5 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{г}$ . С уменьшением эффективной температуры звезды планковский средний коэффициент поглощения быстро уменьшается при  $T_{\text{eff}} = 8000 \text{ K}$  соответствующее значение  $k_p \approx 6.2 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{г}$ ; при  $T_{\text{eff}} = 6000 \text{ K}$  величина  $k_p \approx 280 \text{ см}^2/\text{г}$ . Характерной температурой звезд типа Т Тельца 4000 К

соответствует среднее значение  $k_p \approx 16 \text{ см}^2/\text{г}$ . Столь сильная зависимость  $k_p$  от температуры центрального источника означает, что у звезд типа Т Тельца с интенсивной аккрецией основной вклад в поглощенное ветром излучение должны давать горячие аккреционные пятна на поверхности звезд. Поскольку коэффициент поглощения околозвездной пыли быстро растет с уменьшением длины волн излучения (см., например, Натта, Уитни, 2000), такой же вывод справедлив и по отношению к пылевой компоненте дискového ветра, ответственной за тепловое излучение диска в ближней ИК-области спектра.

Обозначим через  $\delta L$  долю полной светимости звезды, поглощенную в ветре. Очевидно, это есть

$$\delta_L = 1 - \int_0^{\pi/2} e^{-\tau(\theta)} \sin \theta d\theta, \quad (5)$$

где  $\tau(\theta)$  – планковская оптическая толщина ветра в направлении  $\theta$ , угол  $\theta$  отсчитывается от оси диска.

На рис. 8 представлены результаты численного интегрирования. Видно, что доля поглощенного ветром излучения чувствительным образом зависит не только от темпа истечения в ветре и температуры звезды, но также и от модели ветра. При  $T_{\text{eff}} = 4000 \text{ K}$  и темпе истечения  $\dot{M}_w = 10^{-8} M_\odot$  /год, (что соответствует примерно на порядок более высокому темпу аккреции) доля поглощенного излучения в модели С  $\delta L = 10\%$ . С повышением эффективной

<sup>2</sup> В моделях Сафье (1993) этот температурный интервал соответствует наиболее плотной области дискového ветра, в которой происходит ускорение газа.

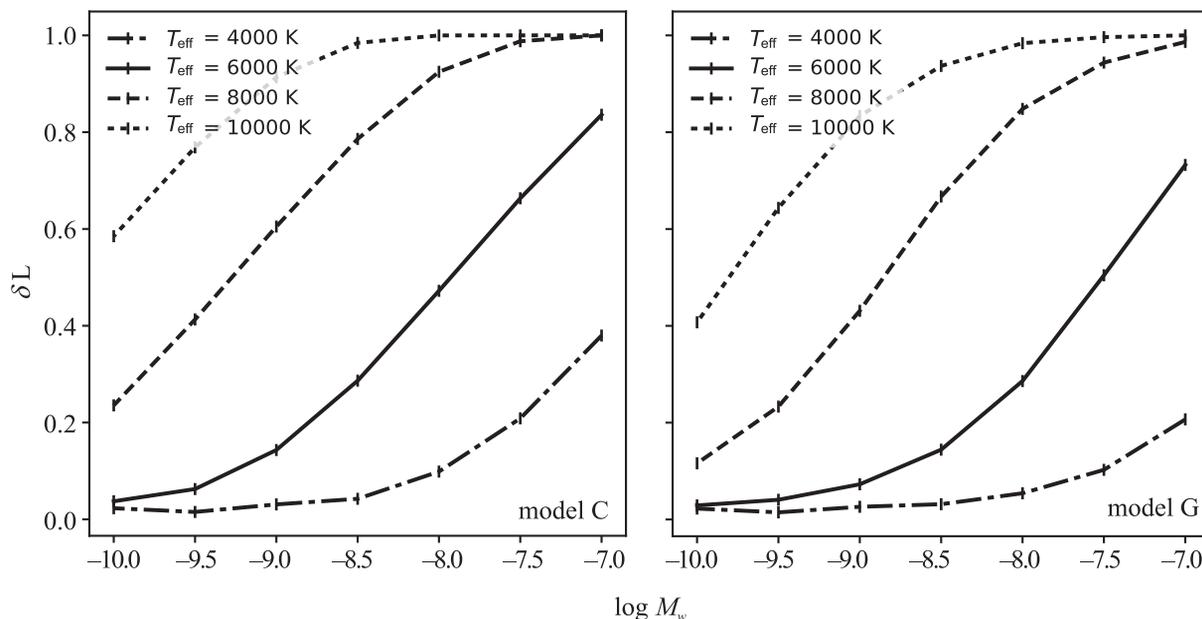


Рис. 8. Доля светимости звезды, поглощенной в дисковом ветре, в моделях С и G для четырех значений эффективной температуры звезды.

температуры звезды  $\delta L$  увеличивается, достигая в этой же модели 97% при  $T_{\text{eff}} = 10^4$  К, что объясняется увеличением коэффициента поглощения с уменьшением длины волны излучения.

Отсюда следует важный вывод: у звезд типа Т Тельца с высоким темпом аккреции основной вклад в излучение дискового ветра дает не фотосфера звезды, а ультрафиолетовое излучение горячих аккреционных пятен на ее поверхности. По этой причине изменение темпа аккреции, определяющего светимость пятен, будет напрямую влиять на ИК-светимость звезды в ближней ИК-области спектра.

#### 4.4. Дисковый ветер и рентгеновское излучение звезд типа Т Тельца

Отдельно отметим важность изучения влияния вещества ветра на излучение звезд типа Т Тельца (TTS) в рентгеновском диапазоне. Звезды этого типа обладают мощными магнитными полями, ответственными за аккрецию околозвездного вещества и нагрев обширных, рентгеновских корон (Фейгельсон, Монтмерль, 1999). Их высокоэнергичное корональное излучение, наряду с излучением, возникающим в результате аккреции, существенно влияет на эволюцию околозвездных дисков. Электронные температуры порядка  $10^7$  К, а также мощные рентгеновские вспышки (Гюдель и др., 2004; Стельцер и др., 2006; Франсиозини и др., 2006), указывают на корональное происхождение рентгеновского излучения звезд типа Т Тельца. Тем не менее, из наблюдений давно известен факт дефицита рентгеновского излучения у TTS,

находящихся на ранних стадиях эволюции (так называемых, классических звезд типа Т Тельца или СТТС) — по сравнению со звездами Т Тельца со слабыми линиями (WTTS) (Телесчи и др., 2007). Низкая рентгеновская светимость СТТС не связана ни с периодом вращения, так как в процессе наблюдений не обнаружена антикорреляция между рентгеновской светимостью и периодом обращения этих звезд (Прейбиш и др., 2005), ни с особенностями внутреннего строения TTS (Кеньон, Хартманн, 1995).

Антикорреляция между темпом аккреции и рентгеновской светимостью может быть следствием того, что: а) аккреция влияет на структуру силовых линий звездного магнитного поля, искажая их (Флаккомио и др., 2003; Телесчи и др., 2007), б) газ, движущийся вдоль силовых линий магнитного поля к поверхности звезды, эффективно поглощает УФ- и мягкий рентген (Прейбиш и др., 2005; Додин, 2018), в) рентгеновское излучение поглощается в околозвездной среде и дисковом ветре. В настоящей статье мы рассматриваем последний случай.

По оценкам Холленбаха и Горти (2009) жесткое рентгеновское излучение ( $\geq 1$  кэВ) способно проникать сквозь вещество дискового ветра и ионизовать околозвездный диск при темпе аккреции  $\dot{M}_a \leq 4 \times 10^{-7} M_{\odot}$  в год. В то время как мягкий рентген ( $\leq 0.2$  кэВ) и УФизлучение экранируются ветром и способны внести вклад в ионизацию вещества диска только при  $\dot{M}_a \leq 8 \times 10^{-9} M_{\odot}$  в год. Эти оценки в целом согласуются с результатами наших расчетов, представленными в табл. 3 и 4.

Они показали, что кроме темпа аккреции важную роль играют также параметры магнитного поля диска, оказывающие сильное влияние на вертикальную структуру ветра.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе этой работы были исследованы три модели магнитоцентробежного дискового ветра из работ Сафье (1993а, б) и определен их вклад в оптические характеристики ветра в оптическом, УФ- и рентгеновском диапазонах. Коротко подведем итоги и суммируем полученные результаты:

1. Построены поверхности одинаковой оптической толщины  $\tau = 1$  и рассчитаны предельные углы  $i_w$  между осью диска и направлением на наблюдателя, такие, что при углах, больших  $i_w$ , оптическая толщина на луче зрения превышает 1. Результаты представлены в табл. 3 и 4.

Эти предельные углы полезно знать при планировании наблюдений и их интерпретации. Они дают общее представление о характере распространения излучения центрального источника. Малые предельные углы означают, что излучение звезды испытывает сильное поглощение ветром, особенно в УФ- и мягком рентгеновском диапазонах, что в результате приводит к экранированию периферийных областей диска: они слабее освещаются звездой и, следовательно, вносят меньший вклад в интенсивность излучения системы и в фотоиспаряющийся ветер. Наибольший вклад в экранирование дает модель С с начальным углом подъема дискового ветра относительно плоскости диска  $30^\circ$ . Расчеты показали, что для жесткого рентгеновского излучения с энергией  $\geq 10$  кэВ дисковый ветер прозрачен во всех рассмотренных моделях и при всех значениях темпа потери массы.

2. Мы оценили также долю излучения звезды  $\delta L$ , поглощенную дисковым ветром. Для звезд типа Т Тельца с высоким темпом аккреции эта доля может достигать значений, близких к 1. Как и в случае предельных углов, наибольший эффект получается в моделях С. При этом, чем выше температура центрального источника, тем выше доля поглощенного ветром излучения. Это свойство дискового ветра присуще как газовой, так и пылевой компонентам ветра. Это означает, что излучение горячих аккреционных пятен на звезде может быть важнее для термодинамики ветра, чем излучение фотосферы звезды с эффективной температурой 4000 К.

Суммируя сказанное выше, можно утверждать, что дисковый ветер звезд типа Т Тельца не только поглощает излучение центрального источника, препятствуя освещению периферийных областей диска, но и является также потенциально важным источником собственного излучения. Это излучение может компенсировать уменьшение освещенности периферийных слоев диска прямым

излучением звезды из-за поглощения в дисковом ветре, и это обстоятельство необходимо учитывать при моделировании распределения энергии в спектрах звезд типа Т Тельца с интенсивной аккрецией.

При повышении темпа аккреции (а следовательно, темпа истечения вещества) растет полное поглощение, причем как в полосе  $V$ , так и в рентгеновском диапазоне. Корреляция этих величин действительно наблюдается у ряда звезд типа Т Тельца с переменной околосредней экстинкцией (Принсипи и др., 2016). Как следствие, у таких звезд также наблюдается антикорреляция между светимостью в рентгеновском диапазоне и темпом аккреции (Шнайдер и др., 2018). Обе этих зависимости получают естественное объяснение в рамках рассмотренных моделей: чем выше темп аккреции, тем интенсивнее дисковый ветер, тем сильнее поглощение в рентгеновском диапазоне.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят анонимного рецензента за полезные замечания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блэндфорд, Пэйн (R.D. Blandford and D.G. Payne), *MNRAS* **199**, 883 (1982).
2. Бэнс, Конигл (A. Bans and A. Konigl), *Astrophys. J.* **758**, 100 (2012).
3. Гарсия Лопез и др. (R. Garcia Lopez, L.V. Tambovtseva, D. Schertl, V.P. Grinin, K.-H. Hofmann, G. Weigelt, and A. Caratti o Garatti), *Astrophys. J.* **576A**, 84G (2015).
4. Гринин и др. (V.P. Grinin, A.A. Arkharov, O.Yu. Barsunova, S.G. Sergeev, and L.V. Tambovtseva), *Astron. Lett.* **35**, 114 (2009).
5. Гюдель и др. (M. Güdel et al.), *Astron. Astrophys. Rev.* **12**, 71 (2004).
6. Додин (A. Dodin), *MNRAS* **475**, 4367D (2018).
7. Додин и др. (A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, A. Nadjip, B. Safonov, D. Shakhovskoi, V. Shenavrin, A. Tatarnikov, and O. Vozyakova), *MNRAS* **482**, 5524 (2019).
8. Дуллемон и др. (C.P. Dullemond, C. Dominik, and A. Natta), *Astrophys. J.* **560**, 957 (2001).
9. Дуллемон и др. (C. Dullemond, M.E. van den Ancker, B. Acke, and R. van Boekel), *Astrophys. J.* **594**, L47 (2003).
10. Карделли и др. (J.A. Cardelli, G.C. Clayton, and J.S. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
11. Кенигл (A. Konigl), *Astrophys. J.* **342**, 208 (1991).
12. Кенигл, Пудриц (A. Konigl and R.E. Pudritz), *Protoplastars and Planets, IV* (University of Arizona Press;

- Ed. Mannings V., Boss A.P., Russell S.S., p. 759, 2000).
13. Кенъон, Хартманн (S.J. Kenyon and L. Hartmann), *Astrophys. J.* **101**, 117 (1995).
  14. Креплин и др. (A. Kreplin, L. Tambovtseva, V. Grinin, S. Kraus, G. Weigelt, and Y. Wang), *MNRAS* **476**, 4520 (2018).
  15. Ламзин (S.A. Lamzin), *Astron. Rep.* **42**, 322 (1998).
  16. Малыгин и др. (M.G. Malygin, R. Kuiper, H. Klahr, C.P. Dullemond, and Th. Henning), *Astron. Astrophys.* **568**, A91 (2014).
  17. Моррисон, Маккаммон (R. Morrison and D. McCammon), *Astrophys. J.* **270**, 119 (1983).
  18. Муцеролле и др. (J. Muzerolle, N. Calvet, and L. Hartmann), *Astrophys. J.* **550**, 944 (2001).
  19. Натта, Уитни (A. Natta and B.A. Whitney), *Astron. Astrophys.* **364**, 633 (2000).
  20. Петров и др. (P.P. Petrov, G.F. Gahm, A.A. Djupvik, E.V. Babina, S.A. Artemenko, and K.N. Grankin), *Astron. Astrophys.* **577**, A73 (2015).
  21. Прейбиш и др. (T. Preibisch, Y. Kim, F. Favata, E.D. Feigelson, E. Flaccomio, K. Getman, G. Micela, S. Sciortino, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **160**, 401 (2005).
  22. Принципи и др. (D.A. Principe, G. Sacco, J.H. Kastner, B. Stelzer, and J.M. Alcalá), *MNRAS* **459**, 2097 (2016).
  23. Роденкирх и др. (P.J. Rodenkirch, H. Klahr, C. Fendt, and C.P. Dullemond), *Astron. Astrophys.* **633**, A21 (2020).
  24. Романова и др. (M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, and R.V.E. Lovelace), *MNRAS* **399**, 1802 (2009).
  25. Сафье (P. Safier), *Astrophys. J.* **408**, 115 (1993a).
  26. Сафье (P. Safier), *Astrophys. J.* **408**, 148 (1993b).
  27. Тамбовцева, Гринин (L.V. Tambovtseva and V.P. Grinin), *Astron. Lett.* **34**, 231 (2008).
  28. Телесчи и др. (A. Telleschi, M. Güdel, K.R. Briggs, M. Audard, and F. Palla), *Astron. Astrophys.* **468**, 425 (2007).
  29. Фейгельсон, Монтмерле (E.D. Feigelson and T. Montmerle), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **37**, 363 (1999).
  30. Феррейра (J. Ferreira), *Angular Momentum Transport During Star Formation and Evolution* (Ed. P. Hennebelle, C. Charbonnel, EAS Publ. Ser. **62**, 169 (2013)).
  31. Флаккомио и др. (E. Flaccomio, F. Damiani, G. Micela, S. Sciortino, F.R. Harnden Jr., S.S. Murray, and S.J. Wolk), *Astrophys. J.* **582**, 398 (2003).
  32. Франсиозини и др. (E. Franciosini, R. Pallavicini, and J. Sanz-Forcada), *Astron. Astrophys.* **446**, 501 (2006).
  33. Хартманн и др. (L. Hartmann, G. Herczeg, and N. Calvet), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 135 (2016).
  34. Холленбах, Горти (D. Hollenbach and U. Gorti), *Astrophys. J.* **703**, 1203 (2009).
  35. Чанг, Гольдрейх (E.I. Chiang and P. Goldreich), *Astrophys. J.* **490**, 368 (1997).
  36. Шенаврин и др. (V.I. Shenavrin, P.P. Petrov, and K.N. Grankin), *Inform. Bull. Var. Stars* 6143 (2015).
  37. Шнайдер и др. (P.C. Schneider, H.M. Günther, J. Robrade, J.H.M.M. Schmitt, and M. Güdel), *Astron. Astrophys.* **618**, A55 (2018).
  38. Шульман, Гринин (С.Г. Шульман, В.П. Гринин), Письма в Астрон. журн. **45**, 435 (2019) [S.G. Shulman and V.P. Grinin, *Astron. Lett.* **45**, 384 (2019)].
  39. Эрколано и др. (B. Ercolano, C.J. Clarke, and J.J. Drake), *Astrophys. J.* **699**, 1639 (2009).
  40. Эрколано, Оуэн (B. Ercolano and J.E. Owen), *MNRAS* **406**, 1553 (2010).
  41. Финдейзен (K. Findeisen, L. Hillenbrand, E. Ofek, D. Levitan, B. Sesar, R. Laher, and J. Surace), *Astrophys. J.* **768**, 93 (2013).