ВЛИЯНИЕ ДИСКОВОГО ВЕТРА НА СОБСТВЕННУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

© 2019 г. С. Г. Шульман^{1*}, В. П. Гринин^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 14.02.2019 г.; после доработки 26.03.2019 г.; принята к публикации 01.04.2019 г.

Рассматривается поведение параметров линейной поляризации излучения звезд типа UX Ori во время затмений пылевыми околозвездными облаками. Исследуется околозвездный диск с дисковым ветром, создающим утолщение в зоне сублимации пыли. Показано, что утолщение диска может сильно влиять на степень поляризации и показатель цвета звезды во время затмения. Сильный ветер может приводить к изменению ориентации плоскости линейной поляризации, поворачивая ее в плоскость диска. Благодаря утолщению диска возможна ситуация, когда рассеянное им излучение не поляризовано в определенной спектральной полосе. В разных спектральных полосах может быть разная ориентация линейной поляризации излучения диска.

Ключевые слова: молодые звезды, околозвездная среда, перенос излучения, поляризация.

DOI: 10.1134/S0320010819060056

ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние излучения околозвездной пылью является основным источником собственной линейной поляризации молодых звезд, наблюдаемой в оптическом диапазоне (Бастиан, Ландстрит, 1979). В наиболее яркой форме этот механизм поляризации проявляется у молодых переменных звезд типа UX Ori. Во время глубоких минимумов блеска, вызванных экранированием звезд газопылевыми фрагментами протопланетных дисков (облаками), у них наблюдается рост линейной поляризации до 5-8% (Гринин и др., 1991). Этот эффект обусловлен уменьшением вклада в наблюдаемое излучение прямого (неполяризованного) излучения звезды и соответственно увеличением вклада рассеянного (поляризованного) излучения диска. В рамках этой модели, предложенной одним из авторов настояшей статьи (Гринин, 1988), пылевые облака, экранирующие звезду от наблюдателя, предполагаются достаточно компактными и не оказывают существенного влияния на освещенность околозвездного диска. Поэтому параметры поляризации рассеянного излучения диска остаются неизменными в процессе затмения. Это позволило объяснить ограничение амплитуды переменности звезд типа UX Ori, которая обычно не превышает 2-3 звездных величин, а также наблюдаемые в процессе затмений изменения показателей цвета звезд. Предсказания этой модели были подтверждены в ходе многолетних наблюдений поляризации и блеска звезд типа UX Ori (Бердюгин и др., 1990; Киселев и др., 1991; Гринин и др., 1994, 1995; Ростопчина и др., 1997, 2000, 2001, 2007; Шаховской и др., 2003а,б). Анализ этих наблюдений показал, что такая консервативная модель затмений хорошо описывает подавляющее большинство наблюдавшихся событий. Отклонения от этой модели наблюдались лишь во время нескольких обширных ослаблений блеска, продолжавшихся более месяца (Гринин и др., 1988, 1994).

Описанные выше наблюдения стимулировали ряд теоретических исследований, основанных на консервативной модели затмений. В самых первых моделях рассеивающая среда имела эллиптическую геометрию. Расчет параметров поляризации выполнялся либо в приближении однократного рассеяния (Вощинников, 1989; Вощинников, Гринин, 1991), либо с помощью метода Монте-Карло (Вощинников и др., 1995). В статье Натта и Уитни (2000) в качестве рассеивающей среды была рассмотрена модель классического расширяющегося (flared) диска. Однако год спустя Натта и др. (2001) показали, что эта модель не способна объяснить избытки излучения звезд Ае/Ве Хербига в ближней инфракрасной области спектра, и в качестве альтернативы предложили новую модель диска с утолщением во внутренней области, в зоне испарения пыли. Эта модель послужила основой для

^{*}Электронный адрес: sgshulman@gmail.com

дальнейших исследований и, после ряда модификаций, была признана наиболее адекватной (см. обзор Дуллемон, Монье, 2010). В нашей статье эта модель диска впервые рассматривается в качестве источника собственной поляризации звезд типа UX Ori.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В статье Натта и др. (2001) в качестве причины появления утолщения диска в зоне сублимации пыли рассматривался нагрев этой области диска излучением звезды. Этот источник нагрева пылевого диска обеспечивает нижний предел толщины диска в этой зоне. Винкович и Юркич (2007) обратили внимание на важную роль дискового ветра, поднимающего мелкую пыль с поверхности диска. Тамбовцева и Гринин (2008) исследовали условия выживания пылинок в дисковом ветре. Было показано, что частицы пыли сохраняются, несмотря на высокую температуру газовой компоненты ветра, и при определенных условиях могут вносить значительный вклад в околозвездную экстинкцию, особенно у звезд типа Т Тельца. Используя модели Сафье (1993а,б), Бэнс и Кенигл (2012) показали, что пылевая компонента дискового ветра может вносить существенный вклад в инфракрасный избыток излучения молодых звезд. Другой способ увеличить эффективную толщину диска вблизи зоны сублимации пыли предложили Тернер и др. (2014). Согласно их расчетам пылевая атмосфера диска увеличивается в два-три раза при учете магнито-ротационной нестабильности в диске.

Утолщение диска в зоне сублимации пыли, вызванное нагревом этой области прямым излучением звезды, оказывается недостаточно сильным, для объяснения данных ИК-интерферометрии (Винкович, Юркич, 2007). Поэтому ниже мы, опираясь на расчеты Сафье (1993а,б), используем модель диска с дисковым ветром, создающим утолщением в области сублимации пыли, и исследуем поведение параметров линейной поляризации излучения звезд типа UX Ori во время затмений пылевыми околозвездными облаками. Оптическая толщина создаваемого облаком поглощающего экрана является параметром модели и изменяется в широком диапазоне для получения затмений разной глубины.

МОДЕЛЬ ДИСКА

Вслед за Натта и Уитни (2000) мы рассматриваем расширяющийся диск (flared disk) вокруг звезды раннего спектрального класса А: $M_* \sim 2 M_{\odot}, L_* \sim 50 L_{\odot}, T_* \sim 9000$ K, $R_* = 0.0136$ a.e.

Оптически толстый околозвездный диск занимает область от радиуса сублимации пыли (примерно несколько радиусов звезды) до внешнего радиуса R_D . Утолщение диска в центральных областях получается благодаря интенсивному дисковому ветру.

Расширяющийся диск

Следуя ряду других работ (Тейшейра и др., 2009; Робитай, 2011), мы рассматриваем простую модель расширяющего диска, описываемую формулой

$$\rho(x, y, z) = (1)$$

$$= \begin{cases} \rho_0 \left(\frac{R_*}{r}\right)^{\alpha} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{h(r)}\right)^2\right], & R_i \le r \le R_D, \\ 0, & \text{иначе.} \end{cases}$$

Здесь $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ — радиус, отсчитываемый в плоскости диска, $h(r) = h_* (r/R_*)^{\beta}$ — толщина диска, определяющая скорость убывания плотности диска в вертикальном направлении. Остальные величины являются параметрами модели. В наших расчетах мы использовали параметры диска из работы Натта и Уитни (2000): радиальный показатель плотности $\alpha = 2.79$, степень расширения диска $\beta = 1.29$, внутренний радиус диска $R_i = 4R_*$, внешний радиус диска $R_D = 100$ a.e., толщину диска на радиусе R_* принимаем равной $h_* =$ $= 0.008 R_{*}$. В работе Натта и Уитни (2000) указано соотношение для толщины видимой фотосферы диска $H_* = 0.032 R_*$. Используемую у нас величину h_* мы взяли на основе соотношения $H \approx 4h$ (Чианг, Голдрайх, 1997). В этой работе мы рассматриваем диск массой $0.1~M_{\odot}$.

Дисковый ветер

Мы используем модели ветра из работ Сафье (1993а,б). В этих моделях плотность ветра задается формулой

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3/2} \eta(\chi). \tag{2}$$

Здесь $\chi = z/r$ — безразмерная высота над плоскостью диска. Значение $\eta(\chi)$ может быть получено путем решения газодинамических уравнений. Для наших целей хватает аналитической аппроксимации решений, представленных в работе Сафье (19936):

$$\eta(\chi) = \frac{\psi_0 \left(1 - h_0 \xi'_o\right)}{\xi(\chi) \psi(\chi) \left(\xi(\chi) - \chi \xi'(\chi)\right)},$$
 (3)

где ξ'_0 , h_0 и ψ_0 — параметры модели (h_0 определяет безразмерную высоту, с которой начинается ветер), а $\xi(\chi)$ и $\psi(\chi)$ — функции, имеющие аппроксимацию, в виде

$$\xi(\chi) = (1 + a_1(\chi - h_0) + a_2(\chi - h_0)^{a_3}) \times (4)$$

$$\times \exp\left[-a_4(\chi - h_0)\right] + a_5(\chi - h_0)^{a_6} \times$$

$$\times \exp\left[-4a_7(\chi - h_0)^{a_8}\right],$$

$$\psi(\chi) = (b_0 + b_6(\chi - h_0)) \times (5)$$

ВЛИЯНИЕ ДИСКОВОГО ВЕТРА

Модель	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	ξ_0'
С	0.21	0.30	1.23	0.21	1.27	0.92	0.04	0.28	1.73
D	0.49	0.17	1.27	0.11	0.89	0.97	0.02	0.31	1.73
F	-0.22	0.50	0.98	0.09	2.78	0.92	0.01	0.27	3.73
Модель	b_0	b_1	b_2	b_3	b_4	b_5	b_6	b_8	b_9
С	0.035	12.16	0.65	0.33	1.0	0.40	0.50	1.25	0.60
D	0.035	20.08	0.42	0.34	1.0	0.40	0.90	1.00	0.60
F	0.01	11.62	0.67	0.20	1.8	0.40	1.00	0.85	0.55

Таблица 1. Параметры $a_1, \ldots, a_8, b_0, \ldots, b_6, b_8, b_9$ и ξ'_0 из статьи Сафье (1993б)

$$\times \exp\left[-b_8 \left(\chi - h_0\right)^{b_9}\right] + b_1 \exp\left[\frac{-1}{b_2 \left(\chi - h_0\right)^{b_3}}\right] \exp\left[\frac{-b_4}{\left(\chi - h_0\right)b_5}\right]$$

В каждом из этих выражений первое слагаемое описывает зависимость вблизи диска, а второе слагаемое задает поведение функции вдали от диска. Из аппроксимации для $\psi(\chi)$ может быть получено значение ψ_0 , соответствующее поверхности диска, учитывая, что $\psi \to \psi_0$ при $\chi \to h_0$, $\psi_0 = b_0$.

Производная $\xi(\chi)$ по $\chi - \xi'(\chi)$. Ее аналитическая форма имеет вид

$$\xi'(\chi) = (a_1 + a_2 a_3 (\chi - h_0)^{a_3 - 1} - (6))^{a_3 - 1} - (6)$$

- $a_4 [1 + a_1 (\chi - h_0) + a_2 (\chi - h_0)^{a_3}]) \times$
× exp $[-a_4 (\chi - h_0)] + (a_5 a_6 (\chi - h_0)^{a_6 - 1} - (-4a_5 a_7 a_8 (\chi - h_0)^{a_6} (\chi - h_0)^{a_8 - 1})] \times$
× exp $[-4a_7 (\chi - h_0)^{a_8}].$

Величины $a_1, \ldots, a_8, b_0, \ldots, b_6, b_8, b_9$ и ξ'_0 даны в статье Сафье (1993б) для семи моделей ветра. В табл. 1 показаны значения параметров для моделей ветра, для которых ниже рассчитаны модели затмений. Параметр b_7 из оригинальной статьи мы опустили, поскольку он был равен нулю для всех моделей.

Плотность ветра ρ_0 на поверхности диска на расстоянии от звезды r_0 может быть выражена через параметры звезды и диска. При $r_0 = 1$ а.е. ρ_0 в г см⁻³ можно найти из соотношения

$$\rho_0 = 1.064 \times 10^{-15} \left(\frac{\dot{M}_{\text{out}}}{10^{-7} M_{\odot} \text{ rog}^{-1}} \right) \times (7)$$
$$\times \left(\frac{M_*}{0.5 M_{\odot}} \right)^{-0.5} \frac{1}{\ln \left(r_{\text{max}} / r_{\text{min}} \right) \psi_0 \left(1 - h_0 \xi'_0 \right)}.$$

Здесь \dot{M}_{out} — темп истечения вещества в массах Солнца в год, r_{min} и r_{max} — внутренний и внешний радиусы области образования ветра. Модель

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 45 № 6 2019

не очень чувствительна к этим радиусам (важен лишь логарифм их отношения), поэтому мы будем использовать значения порядка 0.05 и 1 а.е. (Бэнс, Кенигл, 2012).

Модели ветра С и D соответствуют ветру с более широким углом раствора по сравнению с моделью F. Ветер модели С является более быстрым и плотным, чем ветер модели D. Более подробное описание этих моделей дано в работах Сафье (1993а,б).

Дисковый ветер делает диск более толстым и приводит к увеличению интенсивности излучения от центральных областей диска. В нашей задаче основными параметрами, определяющими плотность ветра, являются модель ветра и темп истечения вещества. Основываясь на данных, приведенных в работе Коули и Джонс-Крулл (2015), мы можем считать, что темп аккреции вещества у звезд Ae/Be Хербига находится в пределах от $10^{-6} M_{\odot}$ в год до $10^{-9} M_{\odot}$ в год. Обычно темп истечения вещества полагают на один порядок меньше темпа аккреции. Иногда могут использоваться и более низкие значения темпа истечения вещества, составляющие 1–5% темпа аккреции (Бэнс, Кенигл, 2012).

На рис. 1 показана структура дисков с разными моделями ветра. Ветер не изменяет внутреннее строение диска, оказывая влияние только на его поверхностные слои. В центральных областях диска образуется утолщение, форма которого зависит от принятой модели ветра, а толщина в первую очередь определяется темпом истечения вещества.

Параметры пыли

Параметры пыли в данной работе близки к параметрам пыли у Натта и Уитни (2000): для спектральной полосы V мы взяли коэффициент поглощения $\kappa = 225 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ и вероятность выживания фотона $\omega = 0.545$. Для рассеяний использовалась индикатриса Хеньи–Гринштейна (Хеньи, Гринштейн, 1941) с аппроксимацией для изменения



Рис. 1. Плотности диска с разными моделями дискового ветра. На всех графиках диск имеет массу 0.1 M_{\odot} . Линиями показаны изоденсы, соответствующие плотностям диска от 10^{-16} г/см³ до 10^{-7} г/см³ с шагом в один порядок величины. На графике (а) показан диск без ветра, на графике (b) — диск с ветром, описываемый моделью F с темпом истечения вещества 10^{-8} M_{\odot} в год. Внизу показаны плотности диска с ветром модели C с темпом истечения вещества 10^{-8} M_{\odot} в год (c) и 5 × 10^{-8} M_{\odot} в год (d).

поляризации, предложенной Уайт (1979). Расчетные формулы приведены как в оригинальных статьях, так и в нашей работе, посвященной используемому численному методу (Шульман, 2018). Для рассеяний в полосе V мы приняли максимальную степень линейной поляризации $p_l = 0.38$ (Натта, Уитни, 2000), максимальную степень круговой поляризации $p_c = 0.0$ и коэффициент скоса s = 1(Уайт, 1979). Параметр анизотропии индикатрисы рассеяния мы брали на основе работы Ким и др. (1994).

Для упрощения мы считали параметры пыли одинаковыми для атмосферы диска и дискового ветра. Распределение пылинок по размерам в ветре может отличаться от распределения в диске и сами свойства пыли могут отличаться от указанных выше. Принятые в нашей работе значения позволяют сравнить результаты для диска с ветром с работой Натта и Уитни (2000) и выявить качественно новые эффекты, которые дополняют существующую модель и позволяют объяснить ряд новых явлений.

МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЙ

Для моделирования переноса излучения используется метод перебора направлений по сетке DGEM (Шульман, 2018). В этом методе, как и в методе Монте-Карло, перенос излучения рассчитывается путем учета траекторий отдельных пучков фотонов, распространяющихся в пространстве с распределением плотности вещества, описанным с использованием сетки, и дающих вклад в получаемый наблюдателем изображения. В отличие от метода Монте-Карло, в котором моделируются пучки фотонов со случайными параметрами (направлением движения, проходимой оптической толщиной etc), в DGEM использован подход на основе формулы полной вероятности: мы моделируем пучки фотонов с дискретными параметрами, дающими заведомо правильное распределение фотонов по исходным параметрам без набора статистики реализаций.

Мы считали звезду точечным источником излучения, поскольку моделировать задачу с точечным источником излучения можно существенно быстрее, чем с протяженным. А предварительные эксперименты показали, что в этой задаче мы можем пренебречь размерами звезды. В отличие от реализации DGEM в работе Шульман (2018), мы при расчетах использовали пространственную сетку на основе триангуляции Делоне, что позволило сде-



Рис. 2. Зависимость степени линейной поляризации в полосе V от изменения звездной величины, вызванной экраном с увеличивающейся оптической толщиной. На графике показан диск с ветром модели C, наблюдаемый под углом 45° к оси диска. Темп истечения вещества, определяющий интенсивность ветра, изменялся от 10^{-9} до 5×10^{-8} M_{\odot} в год. Рядом с каждой из линий, показывающих затмения, подписан темп истечения вещества в единицах 10^{-9} M_{\odot} в год. Огибающая, соединяющая все эти линии, показывает предельные значения степени поляризации и амплитуды ослабления блеска звезды и диска для разных значений темпа истечения вещества в ситуации, когда звезда полностью скрыта от наблюдателя. Излом огибающей соответствует изменению позиционного угла линейной поляризации на 90° .

лать ее более гибкой и аккуратно описать области с большими градиентами плотности вещества.

РЕЗУЛЬТАТЫ

При моделировании затмений мы рассматривали звезду с диском и маленький поглощающий экран, закрывающий от наблюдателя звезду и не влияющий на рассеянное излучение диска. По мере увеличения оптической толщины экрана яркость звезды уменьшается. Как следствие, уменьшается яркость всей системы и растет степень ее линейной поляризации, поскольку поляризованное излучение диска вносит больший относительный вклад в излучение всей системы. Мы изучали зависимость степени линейной поляризации системы от ослабления ее видимой звездной величины. Такой подход более удобен для понимания и сравнения с наблюдениями. При разных параметрах диска и дискового ветра форма зависимости меняется, поэтому мы подробно исследовали зависимость рассчитанных параметров затмений от темпа истечения вещества, определяющего плотность ветра.

Зависимость степени поляризации от темпа истечения вещества

На рис. 2 представлены зависимости степени линейной поляризации системы от изменения ее звездной величины для диска с указанными выше параметрами и дисковым ветром модели C (мы приняли $h_0 = 0.065$) с разными значениями темпа истечения вещества. Система наблюдается под углом 45° к оси диска.

Модельные графики затмений показывают, что слабый ветер немного увеличивает степень линейной поляризации во время затмения. С усилением ветра степень поляризации становится меньше, чем без ветра, и может даже достигать нуля. После чего она снова возрастает и может превышать степень линейной поляризации диска без ветра, при этом меняется ориентация линейной поляризации системы.

При большой интенсивности истечения вещества мы получаем плотный ветер, который частично затмевает звезду и этим ограничивает амплитуду ослаблений ее блеска. Затмения звезды, возникающие при увеличении плотности ветра (без дополнительного поглощающего экрана), будут рассмотрены в отдельной работе.

Известно, что рассеянное излучение тонкого диска поляризовано перпендикулярно его плоскости. При этом наблюдаются молодые звезды с поляризацией излучения вдоль плоскости диска. Наши расчеты полностью согласуются с этими явлениями: дисковый ветер увеличивает толщину внутренней области диска. В результате в определенный момент диск перестает быть тонким и меняет направление своей поляризации. Между



Рис. 3. Изображения дисков с ветром модели C, соответствующим темпам истечения вещества в 10^{-9} (слева) и $3 \times 10^{-8} M_{\odot}$ в год (справа). Угол между направлением на наблюдателя и осью диска составляет 45° . Интенсивность излучения диска показана в единицах светимости звезды на 1 а.е.².

этими состояниями есть пограничное положение, зависящее от угла наклона диска, когда рассеянное диском интегральное излучение оказывается неполяризованным.

На рис. З показаны изображения дисков с ветром модели С, соответствующим темпам истечения вещества в 10^{-9} и $3 \times 10^{-8} M_{\odot}$ в год. Поляризация излучения обозначена белым векторным полем поверх изображений дисков. В этих двух моделях мы получаем разные ориентации линейной поляризации излучения системы: излучение тонкого диска со слабым ветром поляризовано перпендикулярно плоскости диска, а излучение диска с сильным ветром поляризовано вдоль плоскости диска. При высоком темпе истечения вещества центральные области диска становятся существенно более толстыми и рассеивают много излучения. В результате интенсивность излучения от дальних участков диска ослабевает. Основной вклад в интегральное излучение диска вносит центральное утолщение, которое из-за своей геометрической формы вносит существенно меньший вклад в излучение, поляризованное перпендикулярно плоскости диска. Но при этом центральные области, поляризованные вдоль диска, остаются хорошо освещены и сильно поляризованы.

Вне зависимости от выбора модели ветра, увеличение темпа истечения вещества сначала приводит к повышению степени линейной поляризации, а потом к ее уменьшению с последующим поворотом позиционного угла на 90°. Выбор модели ветра определяет зависимость поляризации от ослабления блеска, в том числе, при каком ослаблении произойдет поворот плоскости линейной поляризации. На рис. 4 показаны графики затмений системы, получаемые при разных моделях дискового ветра. Для возможности сопоставления моделей ветра мы для каждой из них показали только ключевые линии: график затмения диска без ветра, график затмения диска с ветром, соответствующим максимальному рассмотренному темпу истечения вещества (5 × 10⁻⁸ M_{\odot} в год), и огибающую графиков затмений для ветра разной интенсивности. Ниже мы будем ограничиваться этим набором данных для демонстрации исследуемой зависимости. Огибающая графиков затмений в нашей работе всегда изображается более толстой линией.

В дальнейшем мы использовали модель ветра D, потому что она оказывает сильное влияние на поляризацию диска и может менять ее ориентации при рассматриваемых нами темпах истечения вещества. Но при этом данная модель не яляется предельным случаем с самым сильным влиянием на поляризацию диска. На рис. 5 показаны графики зависимостей для разных положений наблюдателя. Во всех случаях форма зависимости оказывается похожей, однако изменение позиционного угла линейной поляризации происходит при затмениях разной глубины.

Представленные на рис. 5 графики включают результаты, полученные для моделей затмений без дискового ветра. Мы можем сравнить изменения звездных величин и степени поляризации в максимумах затмений в нашей работе и в работе Натта и Уитни (2000). Изменения звездных величин совпадают очень хорошо. Степени линейной поляризации немного различаются. На рис. 6 показано сравнение степени поляризации в нашей работе и степени поляризации из работы Натта и



Рис. 4. Огибающие графиков затмений для разных моделей ветра. Темп истечения вещества изменялся от 10^{-9} до $5 \times 10^{-8} M_{\odot}$ в год. Также показан график затмений для диска без ветра и графики затмений ветра максимальной плотности для каждой из моделей. Точки на каждой огибающей соответствуют истечению вещества с темпом 10^{-8} , 2×10^{-8} , 3×10^{-8} , 4×10^{-8} и $5 \times 10^{-8} M_{\odot}$ в год.



Рис. 5. Графики затмений при разных положениях наблюдателя. Угол между направлением на наблюдателя и осью диска указан рядом с каждой огибающей. Рассмотрен ветер модели D с темпом истечения вещества от 0 до 5 × 10⁻⁸ M_☉ в год. Для каждого положения наблюдателя показан график затмения в модели без ветра, в модели с ветром максимальной плотности (тонкие линии) и огибающая графиков с промежуточными темпами истечения вещества (жирная линия).

Уитни (2000) для максимумов затмений с разными положениями наблюдателя. Мы считаем, что полученные результаты неплохо согласуются друг с другом. Наблюдаемые небольшие расхождения скорее всего связаны с различиями в моделировании рассеяний: мы использовали индикатрису Хеньи—Гринштейна, а Натта и Уитни — табличные значения параметров матриц рассеяния. Мы считаем, что использование индикатрисы Хеньи— Гринштейна в данной работе, демонстрирующей качественный эффект, возникающий из-за наличия утолщения, вполне оправдано и позволяет описывать рассеяния с меньшим числом параметров.



Рис. 6. Сравнение максимальной степени поляризации в модели диска без ветра для данных из работы Натта и Уитни (2000) и текущей работы.



Рис. 7. Затмения для диска с измененными параметрами: толщиной диска $H_* = 0.01R_*$ (слева) и массой диска $0.01 M_{\odot}$ (справа). Черными сплошными линиями показаны графики с измененными параметрами диска, а серыми пунктирными линиями — с неизмененными. Положения наблюдателя указаны рядом с соответствующими линиями.

Зависимость степени поляризации от параметров диска

В предыдущем разделе мы рассмотрели затмения для дисков с разными моделями ветра и темпами истечения вещества. Во всех случаях параметры самого диска оставались неизменны. Сейчас мы посмотрим, как форма диска сказывается на влиянии ветра на затмения. В данном разделе мы будем рассматривать диск, у которого изменен один из параметров. Во всех случаях мы будем рассматривать ветер в модели D, соответствующий тому же интервалу изменений темпа истечения вещества, что и раньше. h_0 — единственный параметр ветра, который мы изменяли, потому что он отвечает за плавный переход диска в ветер, следовательно, изменение толщины диска должно затрагивать и высоту, с которой начинается ветер.

На рис. 7 показаны затмения для дисков с уменьшенной толщиной ($H_* = 0.01R_*$) и уменьшенной массой (0.01 M_{\odot}). В первом случае мы приняли $h_0 = 0.025$, а во втором — 0.06. Уменьшение толщины диска сокращает его вклад в излучение системы, что приводит к более глубоким затмениям. Влияние ветра на затмения качественно не меняется, хотя и есть ряд заметных отличий. Вопервых, поворот плоскости линейной поляризации происходит при большей плотности ветра, чего и следовало ожидать при уменьшении толщины диска, поскольку для такой смены диск должен стать толстым. Во-вторых, для более тонкого диска слабый ветер может усиливать степень поляризации



Рис. 8. Затмения для диска с измененными параметрами: внешним радиусом диска $R_D = 200$ а.е. (слева) и внутренним радиусом диска $R_i = 0.3$ а.е. (справа). Черными сплошными линиями показаны графики с измененными параметрами диска, а серыми пунктирными линиями — с неизмененными.

заметно сильнее, чем для более толстого. Уменьшение массы диска не оказывает существенного влияния на затмения, и с ростом плотности ветра это влияние уменьшается. В обоих этих случаях мы получаем меньшие степени поляризации в ходе затмений, что уже было описано ранее для диска без ветра.

Другими важными параметрами диска являются его внешний и внутренний радиусы. Влияние этих параметров на поведение поляризации в ходе затмений показано на рис. 8. В этих двух случаях мы изменили только параметры диска, а ветер оставили неизменным, поскольку толщина диска изменилась очень незначительно. Следует отметить, что для диска без ветра оба эти параметра оказывали не очень сильное влияние на результат. При увеличении плотности ветра ситуация несколько меняется: модель становится еще менее чувствительной к внешнему радиусу диска, что является очевидным следствием утолщения центральных областей диска, которые рассеивают больше света и экранируют внешние области диска. Чем больше плотность ветра, тем меньше зависимость от внешнего радиуса диска.

С внутренним радиусом диска ситуация прямо противоположная: роль центральных областей диска возрастает при увеличении плотности ветра, и внутренний радиус диска оказывается очень важен. При большом внутреннем радиусе диска нужен гораздо более плотный ветер, чтобы создаваемое им утолщение изменило позиционный угол поляризации системы. В нашем примере темпа истечения вещества в $5 \times 10^{-8} M_{\odot}$ в год оказывается не всегда достаточно, чтобы в ходе затмения изменилось направление поляризации диска с увеличенным внутренним радиусом диска, составляющим 0.3 а.е. ($22R_*$).

Зависимость степени поляризации от спектральной полосы

Темп истечения вещества определяет плотность ветра, т.е. его геометрические свойства. При этом на излучение системы влияет оптическая толщина ветра в разных направлениях. Она зависит не только от геометрии, но также и от длины волны излучения и связанных с ней оптических свойст пыли. И прежде всего от коэффициента поглощения. Следовательно, в разных спектральных полосах влияние ветра должно быть различно.

Мы рассмотрели затмения утолщенного ветром диска в разных спектральных полосах фотометрической системы *UBVRI*, взяв для них примерные значения свойств пыли. Этого достаточно для понимания общего характера изменений, хотя конкретные результаты, разумеется, зависят от точных оптических свойств пыли.

Мы построили зависимость поляризации диска в разных спектральных полосах от глубины затмения и темпа истечения вещества. При высоком темпе истечения вещества ветер поглощает часть излучения звезды, и затмения получаются менее глубокими. В то же время диск утолщается и его излучение становится слабее поляризованным. В зависимости от плотности ветра, соотношение степеней поляризации в разных спектральных полосах может сильно меняться. Рисунок 9 демонстрирует описанное поведение при угле между наблюдателем и осью диска в 60°. Разрывы на графиках (d) и (e) соответствуют изменениям ориентации плоскости линейной поляризации. Коэффициент поглощения убывает от полосы U к полосе I, поэтому раньше всего меняется ориентация поляризации в полосе U, а позже всего — в полосе I. Таким образом, поляризация диска может быть ориентирована различными способами в разных спектральных полосах.



Рис. 9. Степень линейной поляризации диска в разных спектральных полосах. На каждом графике показано несколько линий, соответствующих разным изменениям звездной величины системы в полосе *V*. Показаны результаты для разной интенсивности дискового ветра: на графике а диск без ветра. Для остальных графиков ветер соответствует темпу истечения вещества $5 \times 10^{-9} M_{\odot}$ в год (b), $10^{-8} M_{\odot}$ в год (c), $2 \times 10^{-8} M_{\odot}$ в год (d) и $3 \times 10^{-8} M_{\odot}$ в год (e).



Рис. 10. Изменения показателя цвета в ходе затмений для дисков с разной плотностью ветра. На графиках подписана интенсивность истечения вещества в единицах $10^{-9} M_{\odot}$ в год.

Кроме поляризации в разных спектральных полосах, утолщение диска влияет и на показатели цвета. На рис. 10 приведены изменения показателей цвета для пяти моделей диска: без ветра или с ветром, соответствующим темпу истечения вещества $5\times10^{-9},\,10^{-8},\,2\times10^{-8}$ и $3\times10^{-8}~M_\odot$ в год. Все показатели цвета в моделях с ветром отклоняются в область меньших значений быстрее, чем в модели без ветра. Это происходит по двум причинам: 1) ветер вносит свой вклад в поглощение излучения звезды, т.е. затмение в модели с ветром начинается из положения, соответствующего частичному затмению в модели без ветра; 2) ветер имеет большую оптическую толщину в синей части спектра, поэтому лучше рассеивает синее излучение, чем красное. Возможна ситуация, когда покраснение звезды не происходит, и звезда при затмении с самого начала становится более голубой. Такое поведение показателей цвета более заметно в голубой части спектра.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше расчеты показывают, что модель диска с утолщением в окрестности зоны испарения пыли придает качественно новые свойства собственной поляризации молодых звезд по сравнению с моделью Натта и Уитни (2000). К ним относятся:

1. Изменение позиционного угла поляризации на 90 градусов при изменении длины волны излучения. Такие изменения действительно наблюдаются у ряда молодых звезд при переходе из оптической области спектра в ближнюю инфракрасную область (Перейра и др., 2009). Их объясняют тем, что околозвездный диск может быть в одних случаях оптически тонким, в других — оптически толстым. Согласно нашей модели эти две ситуации отличаются лишь оптической толщиной дискового ветра, создающего утолщение во внутренней области диска. Сам диск при этом остается оптически толстым.

2. При определенных условиях, зависящих от параметров дискового ветра и длины волны излучения, во время ослабления блеска звезды степень поляризации может оставаться неизменной, либо меняться в небольших пределах. Такие случаи действительно наблюдались у некоторых звезд типа UX Ori (см., например, Ростопчина-Шаховская и др., 2012), и наша модель их объясняет.

3. Изменения показателей цвета на диаграммах цвет-величина (рис. 10) имеют те же качественные особенности, что и в модели Натта-Уитни. В обоих случаях на начальной стадии затмения звезда краснеет вследствие селективного поглощения излучения в пылевом экране. Затем показатели цвета меняются в обратном направлении, что отражает увеличение вклада рассеянного излучения диска. Особенность нашей модели, не имеющая аналога в модели Натта-Уитни, заключается в том, что в синей области спектра эффект покраснения звезды может отсутствовать, и показатели цвета сразу начинают уменьшаться в процессе ослабления блеска. Именно такое изменение ультрафиолетовых показателей цвета наблюдалось с помощью спутника IUE у звезды UX Ori (Грэди и др., 1995).

Результаты нашей работы показывают, что дисковый ветер, а точнее его пылевая компонента, может играть важную роль в создании собственной поляризации молодых звезд. Поскольку темп аккреции и плотность дискового ветра тесно связаны между собой (Бландфорд, Пэйн, 1982), то собственная поляризация молодых звезд также должна зависеть от темпа аккреции. Поэтому флуктуации темпа аккреции должны отражаться на переменности собственной поляризации звезд. Это позволяет объяснить большой разброс параметров поляризации, наблюдаемый у некоторых звезд типа UX Ori при одном и том же уровне блеска (см., например, Ростопчина и др., 2000).

Следует отметить, что запыленный дисковый ветер присутствует у классических звезд типа Т Тельца, что делает данную модель применимой и к ним. В этом плане весьма интересны результаты наблюдений звезды RW Aur A из работы Додина и др. (2019), у которой наблюдается часть описанных выше эффектов, но степень поляризации в минимуме блеска может достигать 30° в полосе I, что существенно больше значений, полученных в данной работе, и заслуживает отдельного исследования.

У самых холодных молодых звезд ($T_{\rm eff} \approx 3000 - 4000$ K) пылевой диск может контактировать непосредственно с магнитосферой звезды. В этих условиях магнитосферный ветер, образующийся при взаимодействии ионизованной части аккрецирующего вещества с крупномасштабным магнитным полем звезды (Шу и др., 1994; Романова и др., 2009), также может содержать мелкую пыль и может быть источником собственной поляризации молодых звезд.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН П12 "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бастиан, Ландстрит (P. Bastien and J.D. Landstreet), Astrophys. J. **229**, L137 (1979).
- Бердюгин А.В., Бердюгина С.В., Гринин В.П., Миникулов Н.Х., Астрон. журн. 67, 812 (1990) [A.V. Berdyugin, S.V. Berdyugina, V.P. Grinin, and N.K. Minikulov, Sov. Astron. 34, 408 (1990)].
- Бландфорд, Пэйн (R.D. Blandford and D.J. Payne), MNRAS 199, 883 (1982).
- 4. Бэнс, Кенигл (A. Bans and A. Königl), Astrophys. J. **758**, 100 (2012).
- 5. Винкович, Юркич (D. Vinković and T. Jurkić), Astrophys. J. **658**, 462 (2007).
- Вощинников Н.В., Астрофизика **30**, 509 (1989) [N.V. Voshchinnikov, Astrophysics **30**, 313 (1989)].
- Вощинников Н.В., Гринин В.П., Астрофизика 34, 181 (1991) [N.V. Voshchinnikov and V.P. Grinin, Astrophysics 34, 84 (1991)].
- Вощинников и др. (N.V. Voshchinnikov, V.P. Grinin, and V. V. Karjukin), Astron. Astrophys. 294, 547 (1995).
- 9. Гринин В.П., Письма в Астрон. журн. 14, 65 (1988) [V.P. Grinin, Sov. Astron. Lett. 14, 27 1988].
- Гринин В.П., Киселев Н.Н., Миникулов Н.Х., Чернова Г.П., Письма в Астрон. журн. 14, 514 (1988) [V.P. Grinin, N.N. Kiselev, N.K. Minikulov, and G.P. Chernova, Sov. Astron. Lett. 14, 219 (1988)].
- Гринин и др. (V.P. Grinin, N.N. Kiselev, N.Kh. Minikulov, G.P. Chernova, and N.V. Voshchinnikov), Astrophys. Space Sci. 186, 283 (1991).
- Гринин и др. (V.P. Grinin, P.S. Thé, D. de Winter, M. Giampapa, A.N. Rostopchina, L.V. Tambovtseva, M.E. van den Ancker), Astron. Astrophys. 292, 165 (1994).
- Гринин и др. (V.P. Grinin, E.A. Kolotilov, and A.N. Rostopchina), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 112, 457 (1995).
- 14. Грэди и др. (C.A. Grady, M.R. Perez, P.S. Thé, V.P. Grinin, D. de Winter, S.B. Johnson, and A. Talavera), Astron. Astrophys. **302**, 472 (1995).
- 15. Додин и др. (A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, A. Nadjip, B. Safonov, D. Shakhovskoi, V. Shenavrin, A. Tatarnikov, et. al.), MNRAS **482**, 5524 (2019).
- 16. Дуллемон, Монье (С.Р. Dullemond and J.D. Monnier), Ann. Rev. **48**, 205 (2010).

- 17. Ким и др. (Sang-Hee Kim, P.G. Martin, and P.D. Hendry), Astrophys. J. **422**, 164 (1994).
- Киселев Н.Н., Миникулов Н.Х., Чернова Г.П., Астрофизика 34, 333 (1991) [N.N. Kiselev, N.Kh. Minikulov, and G.P. Chernova, Astrophysics 34, 175 (1991)].
- 19. Коули, Джонс-Крулл (P.W. Cauley and C.M. Johns-Krull), Astrophys. J. **810**, 5 (2015).
- 20. Натта и др. (A. Natta, T. Prusti, R. Nery, D. Wooden, V.P. Grinin, and V. Mannings), Astron. Astrophys. **371**, 186 (2001).
- 21. Натта, Уитни (A. Natta and B.A. Whitney), Astron. Astrophys. **364**, 633 (2000).
- Перейра и др. (A. Pereyra, F.X. de Araújo, A.M. Magalhães, M. Borges Fernandes, and A. Domiciano de Souza), Astron. Astrophys. 508, 1337 (2009).
- 23. Робитай (Т.Р. Robitaille), Astron. Astrophys. **536**, A79 (2011).
- 24. Романова и др. (M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, and R.V.E. Lovelace), MNRAS **399**, 1802 (2009).
- Ростопчина и др. (A.N. Rostopchina, V.P. Grinin, A. Okazaki, P.S. Thé, S. Kikuchi, D.N. Shakhovskoy, and N.Kh. Minikhulov), Astron. Astrophys. **327**, 145 (1997).
- Ростопчина А.Н., Гринин В.П., Шаховской Д.Н., Тэ П.С., Миникулов Н.Х., Астрон. журн. 77, 420 (2000) [A.N. Rostopchina, V.P. Grinin, D.N. Shakhovskoi, P.S. Thé, and N.Kh. Minikulov, Astron. Rep. 44, 365 (2000)].
- Ростопчина А.Н., Гринин В.П., Шаховской Д.Н., Астрон. журн. 78, 60 (2001) [A.N. Rostopchina, V.P. Grinin, and D.N. Shakhovskoi, Astron. Rep. 45, 51 (2001)].
- 28. Ростопчина А.Н., Гринин В.П., Шаховской Д.Н., Ломач А.А., Миникулов Н.Х., Астрон. журн.

84, 60 (2007) [A.N. Rostopchina, V.P. Grinin, D.N. Shakhovskoi, A.A. Lomach, and N.Kh. Minikulov, Astron. Rep. **51**, 55 (2007)].

- Ростопчина-Шаховская А.Н., Гринин В.П., Шаховской Д.Н., Астрофизика 55, 165 (2012) [A.N. Rostopchina-Shakhovskaja, V.P. Grinin, and D.N. Shakhovskoi, Astrophysics 55, 147 (2012)].
- 30. Сафье (P.N. Safier), Astrophys. J. 408, 115 (1993а).
- 31. Сафье (P.N. Safier), Astrophys. J. 408, 148 (1993b).
- 32. Тамбовцева Л.В., Гринин В.П., Письма в Астрон. журн. **34**, 259 (2008) [L.V. Tambovtseva and V.P. Grinin, Astron. Lett. **34**, 231 (2008)].
- 33. Тейшейра и др. (P.S. Teixeira, C.J. Lada, K. Wood, T.P. Robitaille, and K.L. Luhman), Astrophys. J. **700**, 454 (2009).
- 34. Тернер и др. (N.J. Turner, M. Benisty, C.P. Dullemond, and S. Hirose), Astrophys. J. **780**, 42 (2014).
- 35. Уайт (R.L. White), Astrophys. J. 229, 954 (1979).
- 36. Хеньи, Гринштейн (L.G. Henyey and J.L. Greenstein), Astrophys. J. **93**, 70 (1941).
- 37. Чианг, Голдрайх (E.I. Chiang and P. Goldreich), Astrophys. J. **490**, 368 (1997).
- Шаховской Д.Н., Ростопчина А.Н., Гринин В.П., Миникулов Н.Х., Астрон. журн. 80, 331 (2003а) [D.N. Shakhovskoi, A.N. Rostopchina, V.P. Grinin, and N.Kh. Minikulov, Astron. Rep. 47, 301 (2003а)].
- Шаховской Д.Н., Гринин В.П., Ростопчина А.Н., Астрон. журн. 80, 631 (2003b) [D.N. Shakhovskoi, V.P. Grinin, and A.N. Rostopchina, Astron. Rep. 47, 580 (2003b)].
- 40. Шу и др. (F. Shu, J. Najita, E. Ostriker, F. Wilkin, S. Ruden, and S. Lizano), Astrophys. J. **429**, 781 (1994).
- 41. Шульман (S.G. Shulman), Astronomy and Computing **24**, 104 (2018).