

# ВЛИЯНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ДИСКАХ НА ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЗВЕЗД ТИПА UX Ori

© 2019 г. С. Г. Шульман<sup>1\*</sup>, В. П. Гринин<sup>1,2</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 10.07.2019 г.; после доработки 08.08.2019 г.; принята к публикации 13.08.2019 г.

Рассматривается влияние крупномасштабных возмущений в околозвездном диске на линейную поляризацию звезд типа UX Ori. Показано, что позиционный угол собственной линейной поляризации звезды, окруженной геометрически тонким flared-диском, не может существенно изменяться после прохождения фотометрического минимума из-за возмущений в диске. Напротив, возмущения в диске с утолщением в зоне сублимации пыли могут давать отклонения плоскости линейной поляризации излучения системы до 60°. Такая модель позволяет объяснить необычные изменения линейной поляризации, наблюдавшиеся у UX Ori и WW Vul после продолжительных фотометрических минимумов.

*Ключевые слова:* переменные звезды: Т Тельца, Ae/Be Хербига, околозвездная среда, перенос излучения, поляризация.

DOI: 10.1134/S0320010819100073

## ВВЕДЕНИЕ

Звезды типа UX Ori — это молодые звезды промежуточных масс с характерной фотополариметрической переменностью. У этих звезд наблюдаются последовательности глубоких спорадических ослаблений блеска до 2–3 звездных величин продолжительностью от нескольких дней до нескольких месяцев. Обычно падение яркости звезды сопровождается ростом степени линейной поляризации звезды до 5–8% (Гринин и др., 1991). Также могут наблюдаться изменения плоскости линейной поляризации за счет добавления межзвездной составляющей, позиционный угол которой может сильно отличаться от позиционного угла собственной поляризации звезды (см., например, Шаховской и др., 2003).

Этот эффект объясняется увеличением вклада в излучение системы поляризованного излучения диска, в то время как вклад звезды ослабевает из-за поглощения и рассеяния ее излучения газопылевыми фрагментами диска. Гринин (1988) предложил простую модель для описания затмений звезд типа UX Ori: звезда экранируется компактным газопылевым облаком, не оказывающим существенного влияния на излучение диска. В этой модели параметры поляризации диска считаются

неизменными во время затмения. Такая консервативная модель хорошо описывает подавляющее большинство наблюдаемых затмений.

Натта и Уитни (2000) рассматривали такую модель затмений, предполагая, что звезда окружена тонким flared диском. Год спустя Натта и др. (2001) показали, что такой диск не способен объяснить инфракрасные избытки в спектрах звезд Ae/Be Хербига. В качестве альтернативы была предложена модель диска с утолщением в зоне испарения пыли. Эта модель была исследована и модифицирована, после чего ее признали наиболее адекватной (см. обзор Дуллемон, Монье, 2010). В нашей статье (Шульман, Гринин, 2019) мы исследовали консервативную модель затмений для звезд с утолщенным диском, получив ряд отличий от результатов Натта и Уитни (2000), позволивших объяснить ряд новых наблюдательных явлений. В частности, в рамках этой модели было получено простое объяснение изменения позиционного угла поляризации, наблюдаемого при переходе от видимой к инфракрасной части спектра (Перейра и др., 2009).

В ходе многолетних наблюдений звезд типа UX Ori удалось пронаблюдать несколько затмений, сопровождавшихся не только изменениями блеска и степени поляризации звезды, но и сильными изменениями позиционного угла линейной

\*Электронный адрес: sgshulman@gmail.com

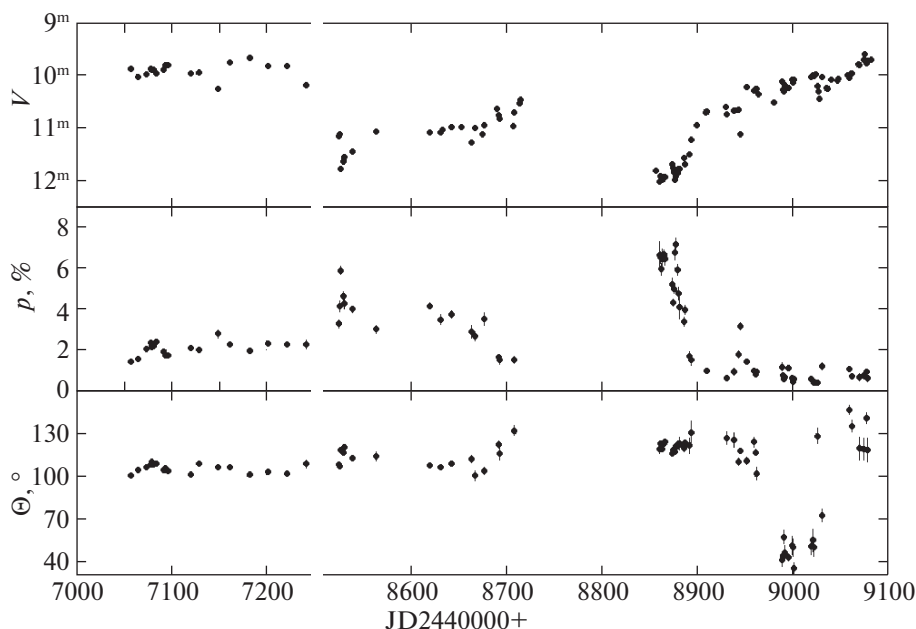


Рис. 1. Фрагмент кривой блеска в полосе  $V$  и параметры линейной поляризации UX Ori из статьи Гринина (1994).

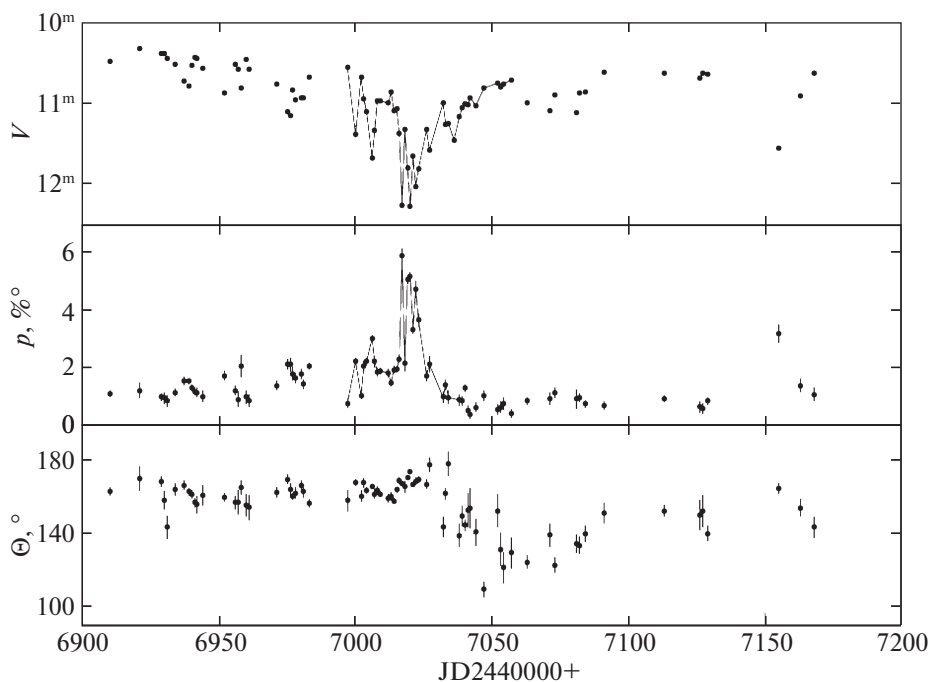


Рис. 2. Кривая блеска в полосе  $V$  и параметры линейной поляризации WW Vul (Гринин и др., 1988).

поляризации сразу после прохождения минимума блеска. Такие затмения наблюдались у UX Ori (Гринин, 1994) и WW Vul (Гринин и др., 1988). Они показаны на рис. 1 и 2. Видно, что оба затмения продолжались очень долго: около трех месяцев в случае WW Vul и около двух — в случае UX Ori. Такие интервалы времени сравнимы с периодом кеплеровского вращения околозвездных

дисков звезд типа UX Ori в окрестности зоны испарения пыли. Именно эта область диска считается одним из наиболее вероятных источников флуктуаций плотности околозвездной пыли, вызывающих затмения этих звезд (Натта и др., 2001; Дуллемон и др., 2001). В таком случае протяженность пылевого экрана, вызвавшего затмения этих двух

звезд, должна быть сравнима с протяженностью внутренней границы пылевого диска.

Такой протяженный экран должен создавать зону тени на околозвездном диске, перемещающуюся вслед за экраном. Кроме того, он будет закрывать от наблюдателя протяженные области диска. Это должно сопровождаться изменением параметров поляризации рассеянного диском излучения звезды. Сам пылевой экран также будет давать вклад в рассеянное излучение, который будет зависеть от фазы орбитального движения экрана.

Эти особенности продолжительных затмений обсуждались ранее на качественном уровне при объяснении наблюдаемого разброса параметров поляризации звезд типа UX Ogi на диаграммах поляризация/блеск (Гринин, 2000). В нашей статье сделана первая попытка расчета такой модели. С этой целью мы моделируем затмения звезды типа UX Ogi крупномасштабными возмущениями в диске. В качестве моделей диска мы рассматриваем как тонкий flared диск, так и диск с утолщением в зоне сублимации пыли.

В литературе рассматривались различные модельные возмущения дисков (см., например, Флаэрти, Мьюзролл, 2010). В данной работе мы решили использовать максимально простую форму возмущения диска, которое могло бы вносить существенную асимметричность в строение диска. Возмущение должно двигаться вокруг звезды вместе с диском. Находясь между наблюдателем и звездой, возмущение ослабит ее блеск, а потом, сместившись вокруг звезды, изменит параметры поляризации звезды, что может нам дать наблюдаемые после прохождения минимума изменения позиционного угла поляризации.

У рассматриваемых возмущений могут быть различные физические причины. Например, в литературе исследуются дисковые вихри. Их трехмерная структура слабо изучена: обычно проводится двумерное моделирование. В рассматриваемых моделях плотность вещества в центре вихря может превышать плотность вещества диска более чем в 4 раза (Сюрвиль, Бардже, 2015). В статье Бардже и др. (2017) увеличение плотности в центре вихря может достигать двух порядков. Такие модели позволяют нам рассматривать весьма сильные возмущения диска.

В данной работе утолщение диска в зоне сублимации пыли моделируется дисковым ветром. Плотность рассматриваемого дискового ветра пропорциональна темпу истечения вещества, которое обычно полагают пропорциональным темпу аккреции (Бэнс и Кенигл, 2012). В свою очередь темп аккреции звезд типа Ae/Be Хербига обычно изменяется в пределах 0.5 dex (Мендигуття и

др., 2011; Погодин и др., 2012). Поскольку аккреционные потоки и дисковый ветер могут не иметь осевой симметрии (см., например, Романова и др., 2009), можно допустить локальные изменения плотности дискового ветра на порядок или даже больше.

## МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЙ

Расчет параметров поляризации диска может выполняться разными методами: в приближении однократного рассеяния (Вошинников, 1989; Вошинников и Гринин, 1991), методом Монте-Карло (Вошинников и др., 1995; Натта и Уитни, 2000), методом переменных тензоров Эддингтона (Дуллемон, 2002), методом конечных разностей (Штайнаккер и др., 2003) и интегрированием методом Рунге-Кутты пятого порядка (Штайнаккер и др., 2006).

В нашей работе мы используем предложенный одним из авторов метод перебора направлений по сетке DGEM (Шульман, 2018). Данный метод, как и метод Монте-Карло, основан на учете траекторий отдельных пучков фотонов, распространяющихся в пространстве с заданным распределением плотности вещества, которое аппроксимируется с помощью сетки. В отличие от метода Монте-Карло, вместо моделирования пучков фотонов со случайными параметрами (направлением распространения и преодолеваемой до рассеяния оптической толщиной), мы рассматриваем фиксированное число дискретных уровней значений параметров. Такой подход позволяет сразу же получить правильное распределение фотонов по каждому из параметров без набора статистики реализаций. Это приводит к более эффективной организации вычислений, не накладывая при этом дополнительных ограничений на вид задачи (размерность, наличие симметрии и т.д.). В результате мы можем эффективнее решать трехмерную задачу о рассеянии излучения звезды несимметричным околозвездным диском.

Основываясь на предварительных вычислениях, мы смогли считать звезду точечным источником излучения. Для описания распределения плотности вещества использовалась сетка на основе триангуляции Делоне со сгущениями во внутренних областях диска.

## МОДЕЛЬ ДИСКА

Мы будем рассматривать классический flared-диск с возмущением в виде горба, создающим затмение и изменения поляризации. Также мы исследуем диск с утолщениями в зоне сублимации пыли и аналогичным возмущением.

*Диск*

Мы рассматриваем простую модель диска (Тейшейра и др., 2009; Робитай, 2011) с распределением плотности вещества, описываемым формулой

$$\rho(x, y, z) = \begin{cases} \rho_0 \left(\frac{R_0}{r}\right)^\alpha \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{h(r)}\right)^2\right], & R_i \leq r \leq R_d, \\ 0, & \text{иначе,} \end{cases} \quad (1)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2},$$

$$h(r) = h_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^\beta.$$

В этой формуле  $r$  — радиус, отсчитываемый в плоскости диска,  $h(r)$  — толщина диска, определяющая убывание плотности вещества в вертикальном направлении.

Принятые параметры диска основываются на данных об UX Ori из работы Креплин и др. (2016): внутренний радиус диска  $R_i = 0.46$  а.е., внешний радиус диска  $R_d = 26$  а.е., масса диска  $0.6M_\odot$ .

Креплин и др. (2016) дают значение показателя степени в формуле для поверхностной плотности диска  $\Sigma(r) = \Sigma_0 (r/R_0)^{\beta_\Sigma}$ , равное  $\beta_\Sigma = -1.79$ . Мы приняли показатель расширения диска в формуле (1)  $\beta = 1.25$ , близкий к значениям из работ Натта и Уитни (2000) и Д'Алессии и др. (1998). В итоге радиальный показатель плотности  $\alpha = \beta - \beta_\Sigma = 1.25 + 1.79 = 3.04$ .

Основываясь на оценке угла наклона диска  $\sim 70^\circ$  (Креплин и др., 2016), мы приняли высоту диска на радиусе  $R_0 = 1$  а.е. равной  $h_0 = 0.035$  а.е. Такая высота диска позволяет нам получать глубокие минимумы при затмениях возмущением диска при углах наклона около  $70^\circ$ . Мы считаем, что угол между положительным направлением оси  $Oz$  и направлением на наблюдателя меньше  $90^\circ$ , т.е. наблюдатель смотрит на диск сверху.

*Возмущение диска*

Мы взяли простую математическую модель возмущения диска, дающую локальный горб. Для этого в формуле диска (1) мы усложнили  $h(r)$ , что позволило более гибко регулировать высоту диска. Высота диска с возмущением описывается формулой

$$h(x, y) = h_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^\beta \times \left(1 + \frac{h_{\text{hump}}}{\sigma_{\text{hump}}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x - r_{\text{hump}})^2 + y^2}{2\sigma_{\text{hump}}^2}\right]\right). \quad (2)$$

Здесь у параметров  $\beta$ ,  $h_0$ ,  $R_0$  и  $r$  остался тот же смысл, что и в (1). Кроме них использовано еще три параметра, описывающих горб с центром на оси  $Ox$ :  $r_{\text{hump}}$  — расстояние от звезды до центра горба,  $\sigma_{\text{hump}}^2$  — дисперсия распределения вещества горба вдоль плоскости диска и  $h_{\text{hump}}$  — безразмерный фактор, определяющий высоту горба.

Эта основанная на гауссиане форма горба дает непрерывное распределение плотности вещества диска, которое определяется всего тремя параметрами, описывающими его высоту, протяженность и удаленность от звезды. Такая форма горба не опирается на физику образования возмущений в диске, зато минимальное количество параметров делает ее очень удобной для численного моделирования.

*Дисковый ветер*

В работе Натта и др. (2001) нагрев зоны сублимации пыли излучением звезды рассматривался как основная причина утолщения диска. Винкович и Юркич (2007) показали, что вызванное нагревом утолщение диска недостаточно сильно для объяснения данных ИК-интерферометрии. Они обратили внимание на важную роль дискового ветра, поднимающего мелкую пыль с поверхности диска. Тамбовцева и Гринин (2008) исследовали выживание пылинок в ветре и показали, что, несмотря на высокую температуру газовой компоненты ветра, частицы пыли в нем сохраняются и могут вносить значительный вклад в околозвездную экстинкцию.

Бэнс и Кёнигл (2012), используя модели ветра Сафье (1993а, б), показали, что пылевая компонента дискового ветра может давать значимый вклад в инфракрасный избыток в спектрах молодых звезд. В данной работе мы также используем ветер из работ Сафье (1993а, б) для создания утолщения в центральных областях диска.

Плотность дискового ветра задается формулой

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

Здесь  $\chi = z/r$  — безразмерная высота над плоскостью диска,  $\rho_0$  — плотность ветра на поверхности диска на расстоянии  $r_0$  от звезды. Она может быть выражена через параметры звезды и диска. При  $r_0 = 1$  а.е. плотность  $\rho_0$  в  $\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$  можно найти из соотношения

**Таблица 1.** Параметры моделей дискового ветра из Сафье (1993б)

Модель	$\kappa_w$	$\lambda_w$	$\xi'_0$	Описание
C	0.01	75.43	1.73	Относительно быстрый ветер, сравнительно неэффективный перенос массы, широкий угол раствора
E	0.10	25.63	3.73	Относительно медленный ветер, эффективный перенос массы, узкий угол раствора
G	0.01	189.34	3.73	Самый быстрый ветер, сравнительно неэффективный перенос массы, узкий угол раствора

$$\rho_0 = 1.064 \times 10^{-15} \left( \frac{\dot{M}_{\text{out}}}{10^{-7} M_{\odot} \text{год}^{-1}} \right) \times \quad (4)$$

$$\times \left( \frac{M_*}{0.5 M_{\odot}} \right)^{-0.5} \frac{1}{\ln(r_{\text{max}}/r_{\text{min}}) \psi_0 (1 - h_0 \xi'_0)},$$

сильное утолщение центральных областей диска (Шульман, Гринин, 2019).

### Возмущения дискового ветра

где  $\dot{M}_{\text{out}}$  — темп истечения вещества в массах Солнца в год,  $M_*$  — масса звезды в массах Солнца,  $r_{\text{min}}$  и  $r_{\text{max}}$  — внутренний и внешний радиусы области образования ветра. Модель не очень чувствительна к значениям этих радиусов (важен лишь логарифм их отношения), поэтому мы будем использовать для них значения порядка 0.05 а.е. и 1 а.е. (Бэнс, Кенигл, 2012).

Коули и Джонс-Крулл (2015) приводят для темпа аккреции звезд Ae/Be Хербига значения от  $10^{-6}$  до  $10^{-9} M_{\odot}$  в год. Для UX Ogi он оценивается как  $6.6 \times 10^{-8} M_{\odot}$  в год, а для WW Vul —  $4.2 \times 10^{-7} M_{\odot}$  в год. Темп истечения вещества обычно полагают на один порядок меньше темпа аккреции. В некоторых работах используются меньшие значения: 1–5% темпа аккреции (Бэнс, Кенигл, 2012).

Функция  $\eta(\chi)$  может быть получена путем решения газодинамических уравнений. Она определяется тремя параметрами:  $\kappa_w$  — нормализованным отношением массы к магнитному потоку, характеризующим массовую нагрузку ветра;  $\lambda_w$  — нормированным полным удельным угловым моментом, описывающим эффективность переноса углового момента ветра, и  $\xi'_0 \equiv \text{tg} \theta_0$  (где  $\theta_0$  — угол между полоидальной компонентой поля и нормалью диска на его поверхности), определяющим начальный наклон линий магнитного поля.

В статье Сафье (1993б) даны аналитические аппроксимации этой функции для семи моделей ветра. В табл. 1 мы приводим параметры ветра и его описание для трех использованных нами моделей ветра. Этим моделям достаточно для получения общего представления о влиянии ветра на изменение позиционного угла линейной поляризации. Стоит отметить, что из всех моделей с готовыми аппроксимациями модель ветра C дает самое

Дисковому ветру молодых звезд свойственна нестабильность, одной из причин которой является переменность темпа аккреции, обычно не превышающая для звезд Ae/Be Хербига 0.5 dex (Мендигутия и др., 2011; Погодин и др., 2012). В нашей работе мы используем дисковый ветер для моделирования утолщения диска в зоне сублимации пыли. Модель ветра описывает внешние слои диска, следовательно, возмущение ветра будет заметно влиять на фотополариметрическую активность. В этом случае мы не будем рассматривать возмущения внутренних слоев диска, скрытых от наблюдателя дисковым ветром.

Для возмущений ветра мы взяли формальную математическую модель, схожую с моделью для возмущений диска (2). Отличие заключается в увеличении плотности ветра, а не высоты, как это было для диска. Высоту в диске, с которой начинается ветер, мы оставили без изменений, чтобы не возникало зазоров между диском и дисковым ветром. Плотность возмущенного дискового ветра описывается формулой

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-3/2} \times \quad (5)$$

$$\times \left( 1 + \frac{h_{\text{clot}}}{\sigma_{\text{clot}} \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(x - r_{\text{clot}})^2 + y^2}{2\sigma_{\text{clot}}^2} \right] \right) \eta(\chi),$$

где  $r_{\text{clot}}$ ,  $\sigma_{\text{clot}}^2$  и  $h_{\text{clot}}$  задают возмущение ветра с центром на оси  $Ox$ .  $r_{\text{clot}}$  — расстояние от звезды до центра области с увеличенной плотностью ветра,  $\sigma_{\text{clot}}^2$  — дисперсия распределения дополнительной плотности ветра вдоль плоскости диска и  $h_{\text{clot}}$  — безразмерный фактор, отвечающий за увеличение плотности ветра в возмущенной области.

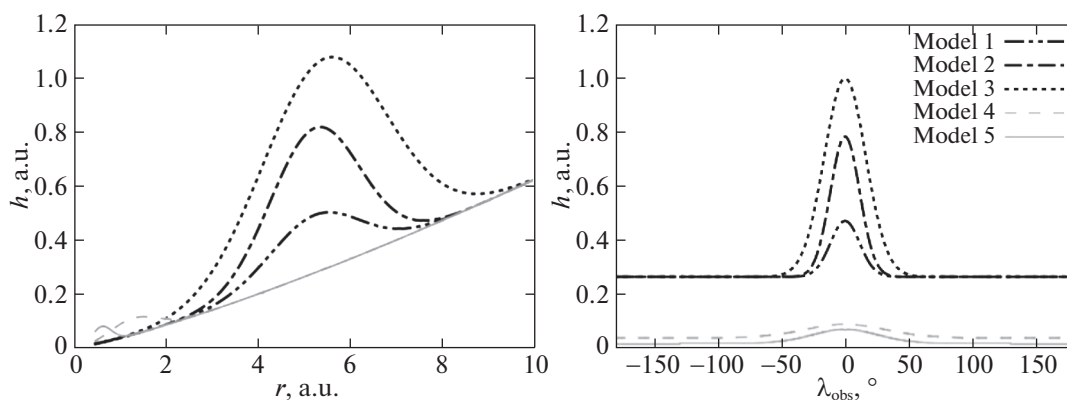


Рис. 3. Зависимость высоты возмущенного диска от радиуса (слева) и угла в плоскости диска между направлениями на центр горба и наблюдателя (справа) для моделей горба из табл. 3.

Мы полагаем, что очень сильное изменение высоты диска менее реалистично, чем аналогичное изменение плотности дискового ветра, поскольку ветер имеет более низкую плотность вещества и должен быть более подвержен нестационарным процессам.

#### Параметры пыли

Для расчета рассеяний используется индикатриса Хеньи-Гринштейна с аппроксимацией Уайта (1979) для изменения параметров Стокса. В данной работе приняты такие же параметры пыли, как в статье Шульман и Гринин (2019). Коэффициент поглощения  $\kappa$ , альbedo однократного рассеяния  $\omega$  и максимальная степень линейной поляризации  $p_l$  взяты из статьи Натта и Уитни (2000). Параметр анизотропии индикатрисы рассеяния  $g$  взят на основе работы Ким и др. (1994).

Для простоты параметры пыли считались постоянными для всего диска и дискового ветра. В табл. 2 приведены использованные параметры пыли для спектральных полос  $U, V, I$ .

Таблица 2. Параметры пыли из работ Натта и Уитни (2000) и Ким и др. (1994)

Полоса	$\kappa$	$\omega$	$p_l$	$g$
$U$	330	0.525	0.33	0.53
$V$	225	0.545	0.38	0.48
$I$	133	0.525	0.5	0.38

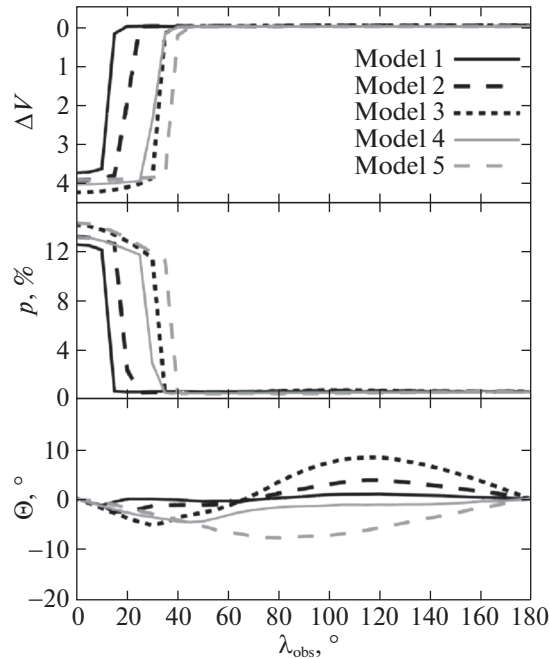
## РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим изменения звездной величины системы, а также степени и позиционного угла ее поляризации при затмениях, вызванных возмущениями в диске. Сначала исследуем модели диска без дискового ветра, а потом модели диска с утолщением, созданным дисковым ветром.

#### Возмущенный диск без ветра

Рассмотрение ряда моделей возмущений тонкого диска показало, что в рамках этой модели можно получить изменения позиционного угла плоскости линейной поляризации. Как и следовало ожидать, наиболее сильные из полученных отклонений возникают, когда возмущение диска расположено во внутренней области диска, вблизи зоны испарения пыли.

Согласно рис. 1 и 2, в ходе наблюдений UX Ori и WW Vul были зарегистрированы изменения позиционного угла плоскости линейной поляризации порядка  $60^\circ$ . При моделировании затмений возмущенного тонкого диска мы получили существенно меньшие амплитуды отклонений. Чтобы увеличить изменения позиционного угла поляризации, мы стали рассматривать очень сильные возмущения диска. В результате мы смогли добиться заметных отклонений плоскости поляризации, которые, тем не менее, не превышали  $10^\circ$ . В табл. 3 приведены параметры части рассмотренных моделей возмущений. Для наглядности высота диска  $h$  с учетом рассматриваемых возмущений показана на рис. 3. В ряде случаев мы рассматривали диски с очень сильными возмущениями, высота которых могла быть втрое больше, чем у невозмущенной области диска. Мы полагаем возмущения диска с такими амплитудами маловероятными, но даже они не позволяют достигнуть наблюдаемых изменений позиционного угла плоскости линейной поляризации.



**Рис. 4.** Зависимости блеска звезды (верхний график), степени ее линейной поляризации (средний график) и позиционного угла поляризации (нижний график) в спектральной полосе  $V$  от долготы наблюдателя. При  $\Theta = 0$  излучение поляризовано перпендикулярно плоскости диска. Результаты представлены для пяти моделей диска без ветра с возмущением, описанным формулой (2). Параметры моделей даны в таблице 3. Направление на наблюдателя составляет угол  $68^\circ$  с осью диска.

При моделировании мы всегда полагали, что центр возмущения лежит на оси  $Ox$ , а долгота наблюдателя  $\lambda_{\text{obs}}$  — угол в плоскости диска между направлениями на наблюдателя и центр возмущения, отсчитываемый от оси  $Ox$  против часовой стрелки. При  $\lambda_{\text{obs}} = 0$  возмущение находится между наблюдателем и звездой, затмевая последнюю. При  $\lambda_{\text{obs}} = 180^\circ$  горб находится с противоположной от наблюдателя стороны звезды. Промежу-

точные значения соответствуют движению горба вокруг звезды.

Модельные графики изменений звездной величины, степени поляризации излучения и позиционного угла поляризации в спектральной полосе  $V$  в зависимости от долготы положения наблюдателя показаны на рис. 4.

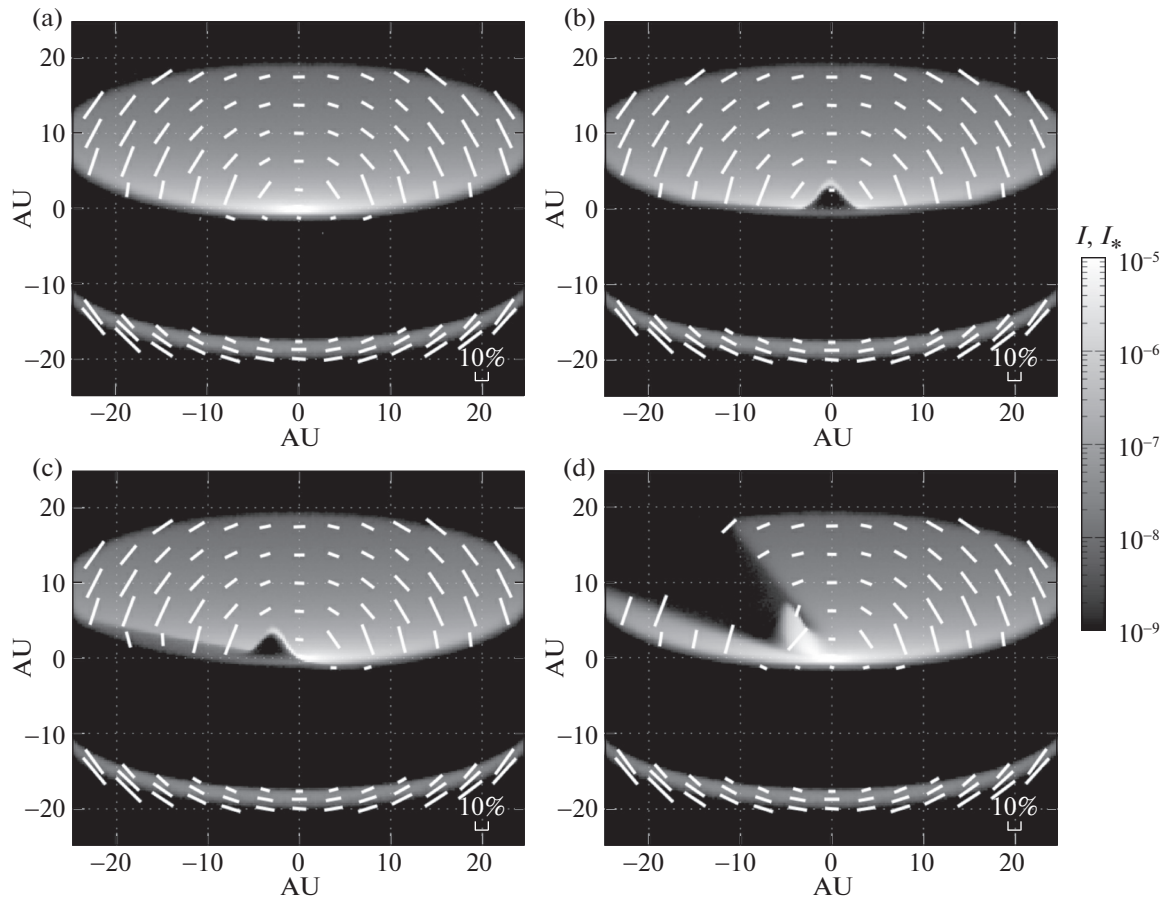
Степень поляризации системы максимальна в минимуме блеска, когда вклад прямого излучения звезды минимален. С увеличением блеска она убывает, а затем, когда возмущение диска оказывается за звездой, немного увеличивается. В таком положении наблюдатель регистрирует дополнительное рассеянное излучение от горба.

На рис. 5 показаны четыре изображения диска: изображение невозмущенного диска и три изображения диска с возмущением, описываемым одной из рассмотренных моделей. Изображения возмущенного диска даны для разных  $\lambda_{\text{obs}}$ , соответствующих минимуму затмения и максимальным отклонениям плоскости линейной поляризации.

Расстояние от звезды до центра возмущения качественно влияет на результат. Далекие от звезды возмущения могут дать отклонения позиционного угла поляризации в разные стороны: при малых  $\lambda_{\text{obs}}$  (во время затмения) дополнительное поглощение излучения в возмущении отклоняет плоскость

**Таблица 3.** Параметры возмущений диска, описываемых уравнением (2) для ряда рассмотренных моделей

Модель	$\sigma_{\text{hump}}^2$ , а.е. <sup>2</sup>	$h_{\text{hump}}$	$r_{\text{hump}}$ , а.е.
1	1	2	5
2	1	5	5
3	2	10	5
4	0.3	2	1
5	0.05	2	0.5



**Рис. 5.** Изображение диска без возмущения (a) и диска с возмущением, описываемым моделью 3 из табл. 3, с разными значениями  $\lambda_{\text{obs}}$ : 0 на графике (b),  $30^\circ$  на графике (c) и  $120^\circ$  на графике (d). Интенсивность излучения диска показана в единицах светимости звезды ( $I_*$ ) на 1 а.е.<sup>2</sup>. Для перехода к потоку излучения представленную на графиках интенсивность следует домножить на светимость звезды и разделить на квадрат расстояния до нее, выраженный в астрономических единицах. Поляризация излучения обозначена белым векторным полем поверх изображения диска.

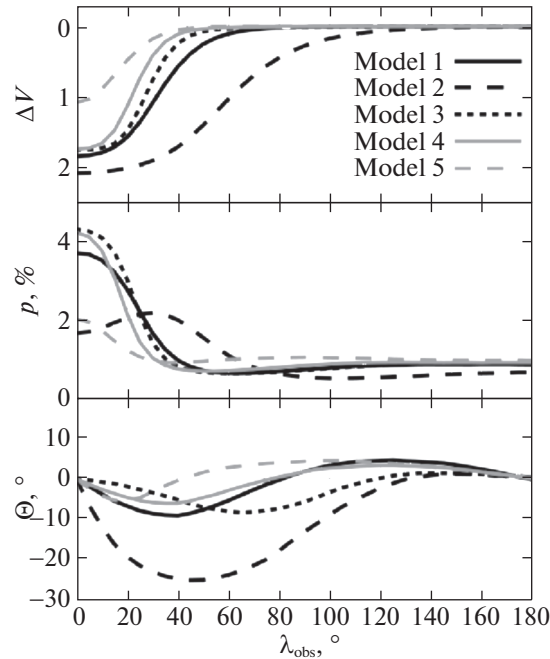
поляризации в сторону горба (угол между положительным направлением оси  $Ox$  и плоскостью поляризации излучения, отсчитываемый в сторону положительного направления оси  $Oz$ , меньше  $90^\circ$ ). Такая ситуация продемонстрирована на рис. 5 (c), где поляризация левой части диска (с горбом) оказывается меньше поляризации правой части диска. С увеличением  $\lambda_{\text{obs}}$  (при движении возмущения вокруг звезды) рассеянное горбом излучение отклоняет плоскость поляризации в противоположную сторону. Этот случай показан на рис. 5 (d): возмущение рассеивает заметную часть излучения звезды, и рассеянное горбом излучение поляризовано под сравнительно небольшим углом к плоскости диска. Тем не менее часть рассеянного горбом близко к звезде излучения поглощается в центральных областях диска, а за горбом образуется область тени. Излучение, которое ранее там рассеивалось, теперь рассеивается возмущением

диска. При достаточно большом возмущении диска общая интенсивность излучения, рассеиваемого в описываемых областях диска, возрастает.

Компактное возмущение в центральных областях диска не дает достаточно рассеянного излучения, чтобы компенсировать область тени. Тогда дополнительное поглощение в горбе оказывается решающим фактором, и отклонения плоскости поляризации в сторону от возмущения не происходит. В результате знак отклонения плоскости поляризации за время полуоборота системы не меняется. Аналогичный результат будет, если рассматривать возмущение, состоящее из пыли с нулевым альбедо. Плоскость линейной поляризации будет отклоняться только в сторону горба, а амплитуда отклонений будет больше, чем в рассмотренной нами модели с одинаковым альбедо в диске и горбе.

Чем больше угол между направлением на наблюдателя и осью диска, тем менее глубокие затме-





**Рис. 6.** Зависимости изменения звездной величины (верхний график), степени поляризации излучения (средний график) и позиционного угла поляризации (нижний график) в спектральной полосе  $V$  от долготы положения наблюдателя. Результаты представлены для моделей диска с возмущенным дисковым ветром из табл. 4. Во всех случаях использовалась модель ветра С с темпом истечения вещества  $10^{-8} M_{\odot}$  в год. Направление на наблюдателя составляет угол  $68^{\circ}$  с осью диска.

ния мы можем получить из-за поглощения излучения звезды в диске вне затмения. Степень поляризации (особенно вне затмения), напротив, увеличивается при приближении луча зрения к плоскости диска. Также может незначительно увеличиваться получаемое отклонение плоскости линейной поляризации на выходе из минимума.

#### *Диск с возмущенным ветром*

Излучение рассмотренного выше тонкого диска сильно поляризовано перпендикулярно плоскости диска. Поэтому отклонить плоскость линейной поляризации такого диска оказалось весьма сложно. Диск с утолщением в центральных областях, образованным дисковым ветром, имеет менее выраженную ориентацию поляризованного излучения. Как показано в статье Шульмана и Гринина (2019), излучение утолщенного диска при определенных условиях может быть вообще не поляризовано или поляризовано вдоль плоскости диска. Когда рассеянное излучение диска слабо поляризовано, существенное изменение позиционного угла плоскости поляризации представляется гораздо более вероятным.

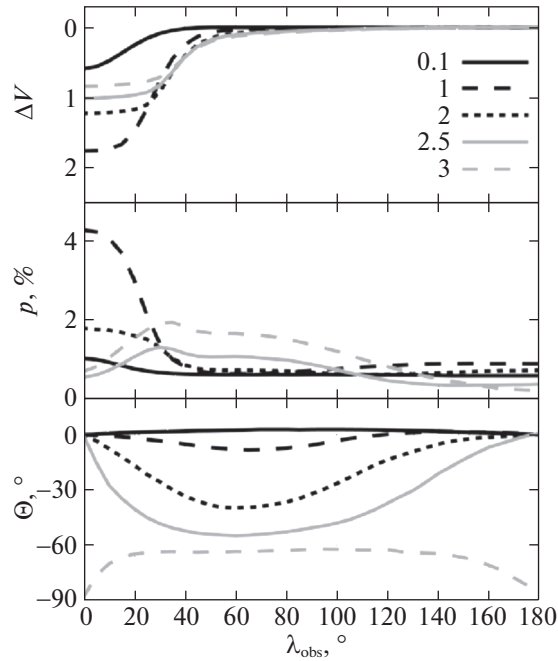
В модели возмущенного ветра мы изменяем плотность ветра, а не высоту диска. Возмущение диска может иметь место в его атмосфере, а не

во всем диске. Флуктуация плотности ветра может быть объяснена нестабильностью темпа аккреции или другими нестационарными процессами в диске. В данной работе мы ограничиваемся простым математическим описанием возмущения, не вдаваясь в вызывающие его физические процессы и связанные с ними особенности его формы.

В табл. 4 показаны параметры пяти моделей возмущений ветра, для которых мы приведем мо-

**Таблица 4.** Параметры возмущений дискового ветра, описываемых уравнением (5)

Модель	$\sigma_{\text{clot}}^2$ , a.e. <sup>2</sup>	$h_{\text{clot}}$	$r_{\text{clot}}$ , a.e.
1	0.1	10	1
2	0.1	15	0.5
3	0.02	10	0.5
4	0.05	10	1
5	0.5	15	3



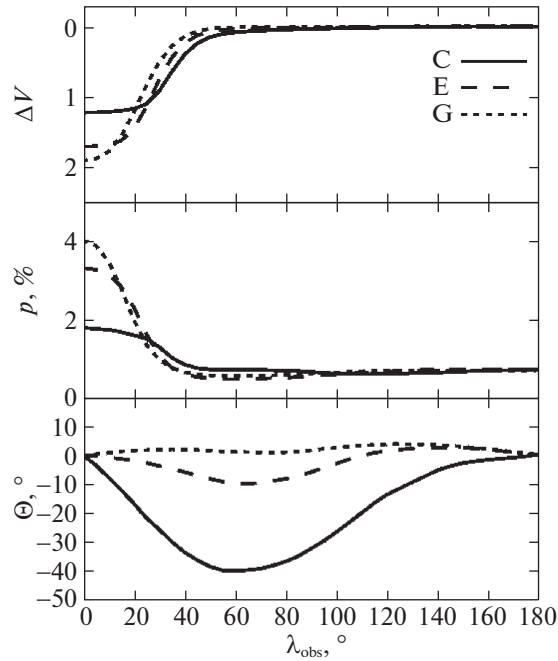
**Рис. 7.** То же, что на рис. 4 и 6, но для диска с возмущением ветра, описываемого моделью 3 из табл. 4. Показаны результаты для диска с ветром модели С с различными темпами истечения вещества. Темп истечения вещества указан в единицах  $10^{-8} M_{\odot}$  в год. Направление на наблюдателя составляет угол  $68^{\circ}$  с осью диска.

дельные графики затмений. Рисунок 6 демонстрирует графики затмений в спектральной полосе  $V$  для диска с дисковым ветром модели С из работ Сафье (1993а, б). Темп истечения вещества был принят равным  $10^{-8} M_{\odot}$  в год. При таких параметрах модели мы получили отклонения плоскости линейной поляризации более  $20^{\circ}$ . Это больше, чем для тонкого диска, но по-прежнему меньше результатов наблюдений. Максимальная степень поляризации излучения при этом оказывается меньше, чем в модели с тонким диском.

Приведенные графики показывают, что компактное близкое к звезде возмущение ветра дает отклонение позиционного угла плоскости линейной поляризации только в одну сторону. При изменении долготы наблюдателя от  $0$  до  $180^{\circ}$  находящиеся дальше от звезды возмущения дают отклонения в разные стороны. Этот результат аналогичен тому, что был получен в предыдущем разделе для возмущения диска. Для моделей с возмущенным ветром мы не будем приводить изображения диска, поскольку возмущение в атмосфере диска оказывается менее масштабным и наглядным. Все рассмотренные возмущения ветра дают более сильные отклонения плоскости поляризации в свою сторону, вызванные дополнительным поглощением в ветре, чем в противоположную сторону, вызванные дополнительным рассеянным излучением.

При большом отношении  $\sigma_{\text{clot}}$  к  $r_{\text{clot}}$  возмущение получается очень протяженным и может затмевать звезду в течение продолжительного времени. Интересно, что в таком случае максимум степени поляризации излучения достигается не в минимуме блеска, а немного позже. Это связано с тем, что излучение звезды сильно поглощается возмущением диска в протяженной по азимуту области диска. В такой ситуации степень поляризации зависит не только от отношения интенсивности неполяризованного излучения звезды к поляризованному излучению диска, но и от степени поляризации излучения самого диска. При сильно несимметричном диске последняя может заметно меняться в зависимости от взаимного расположения возмущения и наблюдателя. В нашем случае при долготе положения наблюдателя около  $25^{\circ}$  возмущение ветра делает параметр Стокса  $U$  рассеянного диском излучения, заметно отличающимся от нуля (которому он равен при симметричном относительно наблюдателя диске). В то же время параметр Стокса  $Q$  меняется слабо. В результате степень поляризации диска заметно возрастает.

Темп истечения вещества в дисковом ветре определяет степень утолщения диска в зоне испарения пыли. Чем больше темп истечения вещества, тем толще диск. Более толстый диск оказывается слабее поляризован перпендикулярно своей плоскости. Следовательно, чем выше темп



**Рис. 8.** Графики затмений для диска с возмущением ветра, описываемого моделью 3 из табл. 4. Результаты показаны для разных моделей ветра из работ Сафье (1993а, б) с постоянным темпом истечения вещества  $2 \times 10^{-8} M_{\odot}$  в год. Направление на наблюдателя составляет угол  $68^{\circ}$  с осью диска.

истечения вещества, тем больше может быть амплитуда возможных изменений позиционного угла поляризации в ходе затмения. Эта зависимость от темпа истечения сохраняется до тех пор, пока диск не станет настолько толстым, что его излучение будет поляризовано вдоль плоскости диска. После этого дальнейшее увеличение темпа истечения вещества будет приводить к уменьшению амплитуды изменений позиционного угла. Отклонения плоскости линейной поляризации должны быть максимальны при почти неполяризованном диске. Малое изменение его геометрии может дать малую поляризацию, на ориентацию которой можно легко влиять. На рис. 7 показаны результаты для ветра С с моделью возмущения 3. Темп истечения вещества варьировался от  $10^{-9}$  до  $3 \times 10^{-8} M_{\odot}$  в год.

Мы видим, что при увеличении темпа истечения вещества амплитуда изменений позиционного угла растет. Когда диск становится толстым, и его излучение становится поляризовано вдоль плоскости диска, а не перпендикулярно ей, как у тонкого диска, амплитуда отклонений начинает уменьшаться. Рассмотренные нами модели ветра дают отклонения позиционного угла до  $60^{\circ}$  для тонкого диска и до  $30^{\circ}$  для толстого диска. Первое значение хорошо согласуется с приведенными на рис. 1 и 2 затмениями WW Vul и UX Ori.

Мы рассмотрели разные модели ветра из статей Сафье (1993а, б). Для упрощения сравнения с разными моделями ветра мы приведем графики только с моделью возмущения 3 из табл. 4 и будем рассматривать ветер, возникающий при темпе истечения вещества  $2 \times 10^{-8} M_{\odot}$  в год. Графики затмений с разными моделями ветра показаны на рис. 8. Модель дискового ветра оказывает сильное влияние на амплитуду изменений позиционного угла плоскости линейной поляризации. Этот результат ожидаем на основании результатов работы Шульмана и Гринина (2019), где было показано, что разные модели ветра приводят к разным утолщениям диска и разным затмениям в рамках консервативной модели. Те модели ветра, которые эффективнее увеличивают толщину диска, дают большие изменения позиционного угла при низких темпах истечения вещества, когда диск поляризован перпендикулярно своей плоскости. Важно, что существуют модели ветра, дающие сильные изменения позиционного угла при ожидаемых у рассматриваемых звезд темпах истечения вещества.

Кривые блеска звезды для разных моделей ветра себя примерно одинаково: ширина затмений слабо зависит от модели ветра и темпа истечения вещества. Глубина затмения, напротив, сильно зависит от них. При высоком темпе истечения вещества диск получается толстым и частично по-

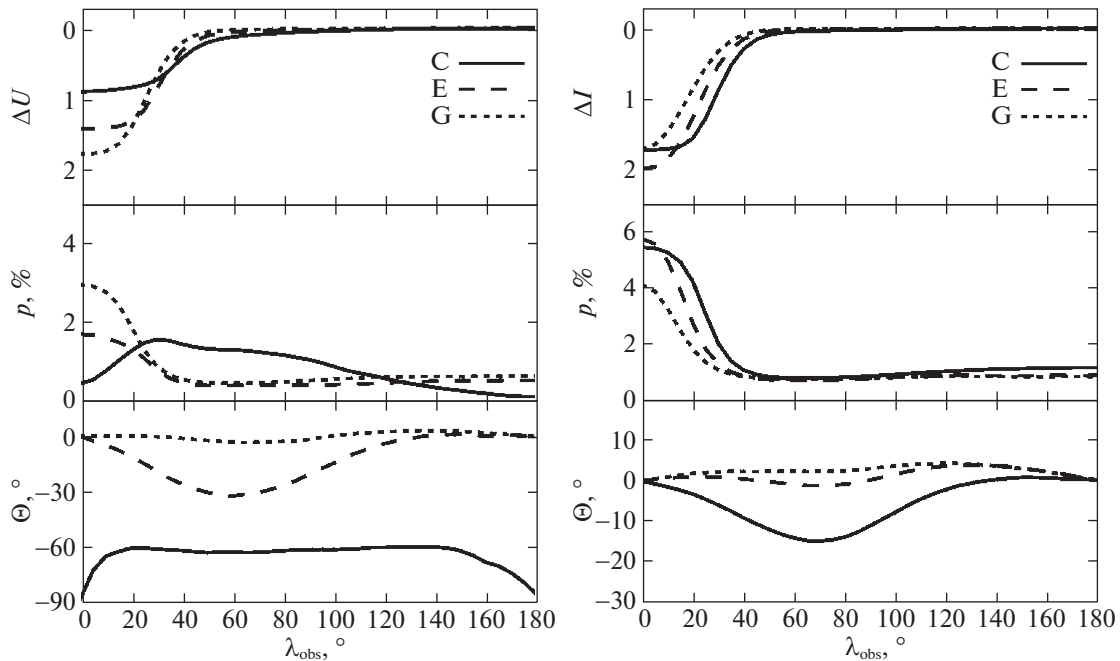


Рис. 9. Результаты для тех же моделей, что и на рис. 8, но для спектральных полос  $U$  (слева) и  $I$  (справа).

глощает излучение звезды, уменьшая его вклад в излучение системы.

Поведение степени поляризации оказывается весьма сложным. При низком темпе истечения вещества степень поляризации оказывается максимальной в минимуме блеска системы, после чего убывает. Когда возмущение и наблюдатель находятся по разные стороны от звезды, дополнительное рассеянное возмущением излучение немного повышает степень поляризации системы, как это было и для модели диска без ветра. При высоком темпе истечения вещества диск становится толстым. Как следствие, вклад разных его областей в суммарную поляризацию меняется. В таких случаях максимум степени поляризации оказывается смещен относительно минимума блеска. Это происходит из-за вызванного возмущением диска неравномерного поглощения рассеянного излучения от областей диска, поляризованных в разные стороны, что приводит к существенному изменению поляризации рассеянного диском излучения. Аналогичный результат получен и для очень протяженного возмущения ветра.

Как и для консервативной модели затмений, результаты сильно зависят от спектральной полосы. Выше мы приводили графики для спектральной полосы  $V$ . На рис. 9 показаны результаты для тех же моделей возмущенного ветра, что и на рис. 8, но в спектральных полосах  $U$  и  $I$ . Как было показано в нашей работе (Шульман, Гринин, 2019), дисковый

ветер сильнее влияет на толщину диска в спектральной полосе  $U$ , чем в  $V$  и  $I$ . Здесь мы видим аналогичную картину: при темпе истечения вещества  $2 \times 10^{-8} M_{\odot}$  в год в спектральной полосе  $U$  диск уже может быть толстым, поэтому при некоторых моделях ветра будут возникать максимально возможные отклонения плоскости линейной поляризации. В то же время в спектральной полосе  $I$  диск будет более тонким, и отклонения плоскости линейной поляризации не превышают  $20^{\circ}$ .

Наряду с рассмотренным выше возмущением диска в виде одномерного горба, форма которого зависит только от расстояния до центра возмущения, мы рассмотрели также модель с более сложным протяженным экраном. При моделировании было принято, что распределение вещества в экране описывается двумя гауссианами по расстоянию от звезды и по азимуту. Такая форма напоминает вихревые структуры (циклоны и антициклоны), предсказываемые газодинамическими моделями протопланетных дисков (см., например, Годон, Ливио, 2000; Вольф, Клар, 2002). Похожая модель пылевого экрана принята в статье О'Салливан и др. (2005) при моделировании фотополариметрической активности звезды AA Tau. При небольшом наклоне диска к лучу зрения такая структура может вызвать продолжительные затмения звезды (см. по этому поводу статью Ростопчиной-Шаховской и др., 2012).

Расчеты показали, что при малой протяженности возмущения по азимуту форма затмения по-

лучается аналогичной той, что описана выше для одномерного горба. С ростом протяженности горба по азимуту увеличивается продолжительность минимума блеска. При этом характер изменений позиционного угла поляризации не меняется. В результате заметные изменения позиционного угла могут наблюдаться как после прохождения минимума блеска, так и в самом минимуме. Такое поведение интересно, но отличается от имеющихся наблюдений UX Ori и WW Vul.

Отдельно следует отметить, что обе рассмотренные модели возмущения при определенном сочетании протяженности горба и толщины диска могут затмевать центральные области диска так, что для наблюдателя излучение диска будет поляризовано вдоль его плоскости при малых  $\lambda_{\text{obs}}$  (как в случае толстого диска) и перпендикулярно плоскости диска при  $\lambda_{\text{obs}} \sim 180^\circ$ . В таком случае изменения позиционного угла составляют около  $90^\circ$ , но большая часть изменений позиционного угла приходится на малые  $\lambda_{\text{obs}}$ , соответствующие минимуму блеска.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели затмение звезды крупномасштабным возмущением диска. Была исследована возникающая при движении возмущения вокруг звезды фотополариметрическая переменность. Такая сложная модель затмения позволяет получить новую модельную форму переменности, отличную от изученной в работах Натта и Уитни (2000) и Шульмана и Гринина (2019) переменности при затмении звезды компактным газопылевым облаком (в рамках консервативной модели).

Мы показали, что, как и в рамках консервативной модели, крупномасштабное возмущение тонкого диска приводит к существенному ослаблению блеска звезды. В минимуме блеска достигается максимальная степень линейной поляризации. После прохождения минимума возможно отклонение позиционного угла линейной поляризации. Последнее обстоятельство принципиально отличает наблюдательные проявления исследуемой здесь модели затмений от модели с компактным облаком. В зависимости от расположения возмущения в диске, возможны отклонения только в сторону возмущения (когда возмущение расположено далеко от звезды) или же сначала в сторону возмущения, а потом в обратную сторону (когда возмущение находится близко к внутреннему краю диска). Полученные нами в модели с сильно возмущенным тонким диском отклонения позиционного угла линейной поляризации не превосходили  $10^\circ$ , что существенно меньше, чем было получено в ходе наблюдений.

Утолщение диска в центральных областях, вызванное наличием дискового ветра, может сделать

излучение диска слабо поляризованным или поляризованным параллельно плоскости диска. Уменьшение степени поляризации рассеянного диском излучения из-за утолщения центральных областей позволяет возмущениям дискового ветра существенно отклонять плоскость поляризации системы. В зависимости от модели дискового ветра и темпа истечения вещества возможны разные амплитуды отклонений позиционного угла плоскости линейной поляризации. У толстого диска с излучением, поляризованным параллельно его плоскости, возможны отклонения до  $30^\circ$ . Для диска с излучением, поляризованным перпендикулярно плоскости диска, оказываются возможны отклонения плоскости поляризации до  $60^\circ$ . Такие отклонения согласуются с результатами наблюдений UX Ori и WW Vul, в которых наблюдались изменения позиционного угла линейной поляризации как раз около  $60^\circ$ .

Протяженные по азимуту возмущения диска могут давать отклонения позиционного угла поляризации как в минимуме блеска звезды, так и после его прохождения. Также возможен случай возмущения геометрически тонкого диска, когда в минимуме блеска возмущение закрывает от наблюдателя часть центральных областей диска так, что его излучение будет поляризовано вдоль плоскости диска. В результате наблюдаемое изменение позиционного угла поляризации в минимуме блеска может составить  $90^\circ$ .

Отметим, что дисковый ветер оказывает различное влияние на эффективную толщину диска в разных спектральных полосах. В оптическом диапазоне наибольшее утолщение диска получается в полосе  $U$ , а наименьшее — в полосе  $I$ . Как следствие, при рассмотрении одной и той же модели диска, дискового ветра и возмущения, отклонения плоскости поляризации будут иметь разные амплитуды в разных спектральных полосах. Для диска, поляризованного перпендикулярно своей плоскости, в полосе  $U$  будут наибольшие амплитуды изменений, а в полосе  $I$  — наименьшие.

Важно помнить, что возможны разные крупномасштабные возмущения в диске. Утолщение в центральных областях диска также может меняться со временем. Мы показали, что влияние крупномасштабных возмущений на фотометрическую и полариметрическую переменность звезд может быть очень существенно и согласуется с результатами наблюдений продолжительных затмений звезд типа UX Ori.

Тот факт, что для объяснения наблюдавшихся затмений UX Ori и WW Vul необходимы большие по высоте возмущения в диске, позволяет предположить, что образование таких возмущений может быть связано либо с формированием антициклонов, способных поднять пыль над плоскостью диска, либо с неоднородной структурой

запыленного дискового ветра. Также возможен еще один механизм образования возмущений. Тернер и др. (2014) показали, что заряженные пылинки, взаимодействуя с магнитным полем диска, могут высоко подниматься над его поверхностью. Магнитное поле диска может быть неоднородно из-за магнито-ротационной неустойчивости и ряда других возможных причин. Поэтому неоднородная по высоте пылевая атмосфера диска представляется вполне реальной. Сходная идея привлекается в статье Ке и др. (2012) для объяснения быстрой переменности ИК-излучения молодых звезд.

Для дальнейшего исследования данного вопроса нужны подробные ряды наблюдений таких затмений в оптической и ближней инфракрасной областях спектра и развитие газодинамических моделей возмущений диска. Сравнивая наблюдаемые затмения с теоретическими предсказаниями, можно исследовать структуру возмущений в протопланетных дисках и вызывающие их физические процессы.

Авторы выражают благодарность А.Н. Ростопчиной-Шаховской за предоставленные наблюдения UX Ori и WW Vul из архива КрАО.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бардже и др. (P. Barge, L. Ricci, C.L. Carilli, and R. Previn-Ratnasingam), *Astron. Astrophys.* **605**, A122 (2017).
2. Бэнс, Кёнигл (A. Bans and A. Königl), *Astrophys. J.* **758**, 100 (2012).
3. Винкович, Юркич (D. Vinković and T. Jurkić), *Astrophys. J.* **658**, 462 (2007).
4. Вольф, Клар (S. Wolf and H. Klahr), *Astrophys. J.* **578**, L79 (2002).
5. Вошинников Н.В., *Астрофизика* **30**, 509 (1989) [N.V. Voshchinnikov, *Astrophysics* **30**, 313 (1989)].
6. Вошинников Н.В., Гринин В.П., *Астрофизика* **34**, 181 (1991) [N.V. Voshchinnikov and V.P. Grinin, *Astrophysics* **34**, 84 (1991)].
7. Вошинников и др. (N.V. Voshchinnikov, V.P. Grinin, and V.V. Karjukin), *Astron. Astrophys.* **294**, 547 (1995).
8. Годон, Ливио (P. Godon and M. Livio), *Astrophys. J.* **537**, 396 (2000).
9. Гринин В.П., Письма в Астрон. журн. **14**, 65 (1988) [V.P. Grinin, *Sov. Astron. Lett.* **14**, 27 (1988)].
10. Гринин (V. P. Grinin), *The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars* (Ed. P.S. The, M.R. Perez, E.P.J. Van den Heuvel, *Astron. Soc. Pac. Conf. Proc.*, San Francisco, 1994), v. 62, p. 63.
11. Гринин (V. P. Grinin), *Disks, Planetesimals, and Planets* (Ed. F. Garzon, C. Eiroa, D. de Winter, T.J. Mahoney, *Astron. Soc. Pac. Conf. Proc.*, San Francisco, 2000), v. 219, p. 216.
12. 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)].
13. 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).
14. Д'Алесслио и др. (P. D'Alessio, J. Cantö, N. Calvet, and S. Lizano), *Astrophys. J.* **500**, 411 (1998).
15. Дуллемон (C.P. Dullemond), *Astron. Astrophys.* **395**, 853 (2002).
16. Дуллемон и др. (C.P. Dullemond, C. Dominik, and A. Natta), *Astrophys. J.* **560**, 957 (2001).
17. Дуллемон, Монье (C.P. Dullemond and J.D. Monnier), *Ann. Rev.* **48**, 205 (2010).
18. Ке и др. (T.T. Ke, H. Huang, and D.N.C. Lin), *Astrophys. J.* **745**, 60 (2012).
19. Ким и др. (Sang-Hee Kim, P.G. Martin, and P.D. Hendry), *Astrophys. J.* **422**, 164 (1994).
20. Креплин и др. (A. Kreplin, D. Madlener, L. Chen, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, L. Tambovtseva, and M. Kishimoto), *Astron. Astrophys.* **590**, A96 (2016).
21. Коули, Джонс-Крулл (P.W. Cauley and C.M. Johns-Krull), *Astrophys. J.* **810**, 5 (2015).
22. Мендигутия и др. (I. Mendigutía, N. Calvet, B. Montesinos, A. Mora, J. Muzerolle, C. Eiroa, R.D. Oudmaijer, and B. Merin), *Astron. Astrophys.* **535**, A99 (2011).
23. Натта и др. (A. Natta, T. Prusti, R. Nery, D. Wooden, V. P. Grinin, and V. Mannings), *Astron. Astrophys.* **371**, 186 (2001).
24. Натта, Уитни (A. Natta and B.A. Whitney), *Astron. Astrophys.* **364**, 633 (2000).
25. 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).
26. О'Салливан и др. (M. O'Sullivan, M. Truss, C. Walker, K. Wood, O. Matthews, B. Whitney, and J.E. Bjorkman), *MNRAS* **358**, 632 (2005).
27. Погодин и др. (M.A. Pogodin, S. Hubrig, R.V. Yudin, M. Schöller, J.F. González, and B. Stelzer), *Astron. Nachr.* **333**, 594 (2012).
28. Робитай (T.P. Robitaille), *Astron. Astrophys.* **536**, A79 (2011).
29. Романова и др. (M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, and R.V.E. Lovelace), *MNRAS* **399**, 1802 (2009).
30. Ростопчина-Шаховская А.Н., Гринин В.П. и Шаховской Д.Н., *Астрофизика* **55**, 165 (2012) [A.N. Rostopchina-Shakhovskaja, V.P. Grinin, and D.N. Shakhovskoi, *Astrophysics* **55**, 147 (2012)].
31. Сафье (P.N. Saifer), *Astrophys. J.* **408**, 115 (1993a).
32. Сафье (P.N. Saifer), *Astrophys. J.* **408**, 148 (1993b).
33. Сюрвиль, Бардже (C. Surville and P. Barge), *Astron. Astrophys.* **579**, A100 (2015).
34. 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)].

35. Тейшейра и др. (P.S. Teixeira, C.J. Lada, K. Wood, T.P. Robitaille, and K.L. Luhman), *Astrophys. J.* **700**, 454 (2009).
36. Тернер и др. (N.J. Turner, M. Benisty, C.P. Dullemond, and S. Hirose), *Astrophys. J.* **780**, 42 (2014).
37. Уайт (R.L. White), *Astrophys. J.* **229**, 954 (1979).
38. Флаэрти, Мьюзролл (K.M. Flaherty and J. Muzerolle), *Astrophys. J.* **719**, 1733 (2010).
39. Шаховской Д.Н., Ростопчина А.Н., Гринин В.П. и Миникулов Н.Х., *Астрон. журн.* **80**, 331 (2003) [D.N. Shakhovskoi, A.N. Rostopchina, V.P. Grinin, and N. Kh. Minikulov, *Astron. Rep.* **47**, 301 (2003)].
40. Штайнаккер и др. (J. Steinacker, Th. Henning, A. Basmann, and D. Semenov), *Astron. Astrophys.* **401**, 405 (2003).
41. Штайнаккер и др. (J. Steinacker, A. Basmann, and T. Henning), *Astrophys. J.* **645**, 920 (2006).
42. Шульман (S.G. Shulman), *Astronomy and Computing* **24**, 104 (2018).
43. Шульман С.Г., Гринин В.П., *Письма в Астрон. журн.* **45**, 435 (2019). [S.G. Shulman and V.P. Grinin, *Astron. Lett.* **45**, 384 (2019)].