

Санкт-Петербургский государственный университет

*На правах рукописи*

Шульман Сергей Георгиевич

**ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАТМЕНИЙ  
ЗВЁЗД ТИПА UX ORI**

Специальность 01.03.02 – астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание учёной степени кандидата  
физико-математических наук

Научный руководитель:  
д.ф.-м.н., профессор  
**Гринин В. П.**

Санкт-Петербург – 2020

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1 Затмения молодых звёзд</b>	<b>10</b>
1.1 Молодые звёзды и их переменность . . . . .	10
1.2 Наблюдения и возможные причины затмений . . . . .	14
1.3 Модели околозвёздных дисков . . . . .	17
1.4 Решение задач переноса излучения . . . . .	19
<b>2 Методика расчётов</b>	<b>22</b>
2.1 Основная концепция DGEM . . . . .	22
2.2 Применение метода для задачи с тонким слоем поглощающе- го вещества . . . . .	25
2.2.1 Постановка задачи . . . . .	25
2.2.2 Детали реализации . . . . .	27
2.2.3 Результаты моделирования . . . . .	28
2.3 Реализация метода для протяжённых поглощающих оболочек	29
2.3.1 Основные используемые уравнения . . . . .	29
2.3.2 Метод Монте-Карло . . . . .	32
2.3.3 Испускание и рассеяние фотонов в DGEM . . . . .	35
2.4 Анализ эффективности метода . . . . .	38
2.4.1 Сравнение изображений . . . . .	38
2.4.2 Однократные рассеяния . . . . .	39
2.4.3 Многократные рассеяния . . . . .	46
2.5 Сетка на основе триангуляции Делоне . . . . .	50
2.6 Обсуждение . . . . .	52
<b>3 Затмения звёзд с утолщённым диском</b>	<b>53</b>
3.1 Постановка задачи . . . . .	53
3.1.1 Модель диска . . . . .	54
3.1.2 Модель дискового ветра . . . . .	54
3.1.3 Параметры пыли . . . . .	59
3.2 Результаты . . . . .	59

3.2.1	Зависимость поляризации от темпа истечения вещества	60
3.2.2	Зависимость поляризации от модели ветра . . . . .	63
3.2.3	Зависимость поляризации от положения наблюдателя	65
3.2.4	Зависимость поляризации от параметров диска . . . . .	67
3.2.5	Зависимость поляризации от спектральной полосы . . . . .	69
3.3	Затмение дисковым ветром . . . . .	72
3.4	Обсуждение . . . . .	75
<b>4</b>	<b>Глубокие и продолжительные минимумы</b>	
	<b>звёзд типа UX Ori</b>	<b>78</b>
4.1	Наблюдения глубоких минимумов . . . . .	78
4.2	Модель диска . . . . .	79
4.2.1	Диск . . . . .	80
4.2.2	Возмущения диска . . . . .	81
4.2.3	Возмущения дискового ветра . . . . .	83
4.3	Результаты моделирования . . . . .	84
4.3.1	Возмущённый диск без ветра . . . . .	84
4.3.2	Диск с возмущённым ветром . . . . .	88
4.4	Степень и позиционный угол поляризации . . . . .	95
4.5	Модель с переменным темпом истечения вещества . . . . .	99
4.6	Модель с изменяемой формой возмущения . . . . .	102
4.7	Обсуждение . . . . .	104
	<b>Заключение</b>	<b>106</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>109</b>

# Введение

Молодые звёзды, окружённые газопылевыми дисками, являются весьма интересными объектами изучения. В молодых системах протекает множество различных физических процессов, исследование которых даёт важную информацию о формировании звёзд и планетных систем, взаимодействии околозвёздного вещества с излучением и магнитными полями.

Среди молодых звёзд Ae/Be Хербига в отдельный класс выделяют наблюдаемые при небольшом наклоне околозвёздных дисков к лучу зрения [26] звёзды типа UX Ori. У этих звёзд наблюдаются временные ослабления блеска с амплитудами до  $4^m$ , сопровождаемые повышением степени поляризации и изменениями показателя цвета. Свойствам звёзд UX Ori и характеристикам их затмений посвящены обзоры [23, 45, 74, 97]. Стоит отметить, что звёздам Ae/Be Хербига не свойственна собственная фотометрическая переменность. Наблюдаемые изменения блеска звёзд типа UX Ori связаны с процессами в околозвёздном веществе.

Целью данной работы является моделирование затмений звёзд типа UX Ori, окружённых дисками с утолщением в зоне сублимации пыли: изучение новых свойств затмений компактным газопылевым облаком, получаемых благодаря утолщению диска, и исследование затмений звезды крупномасштабным возмущением диска. Полученные результаты сравниваются с многолетними фотометрическими и поляриметрическими наблюдениями звёзд типа UX Ori.

Для решения поставленной задачи предложен новый, более эффективный метод моделирования переноса излучения в околозвёздном газопылевом диске. Метод реализован в виде программы, с помощью которой были исследованы зависимости степени поляризации системы от ослабления блеска и зависимости изменений блеска звезды и параметров линейной поляризации от положения наблюдателя. При моделировании затмений компактным газопылевым экраном рассматривались разные параметры околозвёздных дисков и формы утолщения в зоне сублимации пыли. Результаты получены для разных спектральных полос и положений наблюдателя. Моделирование затмений крупномасштабными возмущениями диска проведе-

но с варьированием параметров утолщения диска и формы возмущения в широких границах.

### **Научная новизна работы**

1. Предложен **новый** алгоритм моделирования переноса излучения в околозвёздной среде, позволяющий более эффективно, чем широкоиспользуемый метод Монте-Карло, организовать вычисления излучения от точечного источника. Для учёта кратных рассеяний предлагается комбинировать предложенный метод с методом Монте-Карло. В результате в ряде задач выигрыш по скорости вычислений может достигать одного-двух порядков. Метод протестирован для задач с различной геометрией: околозвёздных дисков, оболочек и фрактальных структур.
2. **Впервые** проведено моделирование затмений компактным пылевым экраном звезды типа UX Ori, окруженной диском с утолщением в зоне сублимации пыли. Получен ряд качественных отличий от модели затмения звезды с тонким диском. Эти отличия позволяют объяснить некоторые особенности поляризации звёзд типа UX Ori, которые нельзя было получить в модели с тонким диском.
3. **Впервые** рассчитаны модели затмения звезды крупномасштабным возмущением околозвёздного диска. Показано, что звезда с утолщённым в центральных областях диском в такой модели может иметь затмения, сопровождающиеся существенными изменениями позиционного угла собственной линейной поляризации после прохождения минимума блеска.

### **Научная и практическая значимость работы**

Впервые решены задачи о затмениях компактным пылевым облаком и крупномасштабным возмущением диска звезды, окруженной диском с утолщением в зоне сублимации пыли. Полученные теоретические результаты могут быть использованы при изучении строения внутренних областей

дисков звёзд типа UX Ori. Часть результатов также может быть применена и к звёздам типа T Тельца. Предложенный для решения этих задач численный метод может быть использован для моделирования переноса излучения в различных задачах, где необходимы трёхмерные модели излучающих областей.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Метод моделирования переноса излучения путём перебора дискретных параметров пучков фотонов (направления распространения и преодолеваемой оптической толщины), позволяющий более эффективно, по сравнению с методом Монте-Карло, моделировать перенос излучения звёзд, окружённых околозвёздным диском.
2. Зависимость изменений степени линейной поляризации во время затмений компактным газопылевым облаком звезды, окружённой диском с утолщением в зоне сублимации пыли, от темпа истечения вещества в виде дискового ветра, задающего степень утолщения. Анализ этой зависимости показал, что такая модель объясняет наблюдаемые затмения без изменения степени линейной поляризации и большого разброс наблюдаемых при одном уровне блеска параметров поляризации во время разных затмений одной звезды.
3. Зависимость параметров поляризации в разных спектральных полосах во время затмения компактным газопылевым облаком звезды, окружённой диском с утолщением в зоне сублимации пыли, от темпа истечения вещества. Эта зависимость объясняет наблюдаемые затмения без изменений показателя цвета и изменения на  $90^\circ$  позиционного угла линейной поляризации при изменении длины волны наблюдений.
4. Результаты анализа моделей крупномасштабных возмущений тонкого околозвёздного диска и диска с утолщением в зоне сублимации пыли, дающих глубокие фотометрические минимумы с последующими изменениями позиционного угла поляризации. Крупномасштабное

возмущение околозвёздного диска без утолщения в зоне сублимации пыли не может объяснить наблюдаемые отклонения позиционного угла поляризации после прохождения минимума блеска. Модель с возмущением утолщённого диска позволяет получить отклонения позиционного угла, сопоставимые с наблюдаемыми.

### **Основные результаты диссертации опубликованы в следующих статьях:**

1. Шульман С. Г. Образование резонансных линий в движущихся газовых потоках с большой скважностью // *Астрофизика*. — 2017. — Т. 60. — С. 205–218.
2. Shulman S. G. Three-dimensional heuristic radiation transfer method based on enumeration using the directions grid // *Astronomy and Computing*. — 2018. — Vol. 24. — P. 104–116.
3. Шульман С. Г., Гринин В. П. Влияние дискового ветра на собственную поляризацию молодых звёзд // *Письма в Астрон. журн.* — 2019. — Т. 45. — С. 435–446.
4. Шульман С. Г., Гринин В. П. Влияние крупномасштабных возмущений в околозвёздных дисках на параметры линейной поляризации звёзд типа UX Ori // *Письма в Астрон. журн.* — 2019. — Т. 45. — С. 716–730.

### **Личный вклад автора**

Автором диссертации разработан и протестирован новый численный метод для моделирования переноса излучения точечного источника. Выполнены расчёты изменений звёздной величины и параметров поляризации для всех рассмотренных в диссертации моделей затмений. Исследованы зависимости результатов от исходных параметров. Совместно с соавторами выполнен анализ полученных результатов и проведено их сравнение с

данными многолетних наблюдений фотополариметрической переменности звёзд типа UX Ori.

## **Апробация результатов**

Результаты работы докладывались на семинарах кафедры астрофизики Санкт-Петербургского государственного университета, Объединенном семинаре научных подразделений Главной (Пулковской) астрономической обсерватории Российской академии наук, а также на следующих конференциях:

1. VI Пулковская молодежная астрономическая конференция, 6–8 июня 2016, ГАО РАН, Санкт-Петербург
2. Международная молодежная конференция “ФизикаА.СПб”, 1–3 ноября 2016, ФТИ, Санкт-Петербург
3. VII Пулковская молодежная астрономическая конференция, 28–31 мая 2018, ГАО РАН, Санкт-Петербург
4. Международная конференция “Звезды, планеты и их магнитные поля”, 17–21 сентября 2018, СПбГУ, Санкт-Петербург
5. The 2<sup>nd</sup> international Workshop “The UX Ori type stars and related topics”, September 30 — October 4, 2019, St. Petersburg

## **Содержание диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка цитируемой литературы. Полный объём диссертации 120 страниц машинописного текста, включая 34 рисунка, 5 таблиц и список литературы из 112 наименований.

Во **Введении** обосновывается актуальность работы и ставятся её основные цели. Описывается научная новизна работы, перечисляются выносимые на защиту результаты, публикации с основными результатами, указывается личный вклад автора и апробация результатов.



В **первой главе** даётся краткий обзор возможных видов переменности молодых звёзд. Обсуждаются имеющиеся наблюдения затмений и их модели. Описываются современные представления о строении околозвёздных дисков и методах моделирования процессов переноса излучения.

Во **второй главе** обсуждается предложенный для решения задач переноса излучения метод. Описывается основная концепция метода с перебором направлений распространения пучков фотонов по сетке. Демонстрируется первое применение предложенной концепции для задачи с тонким слоем поглощающего вещества. Приводятся основные физические формулы для моделирования переноса излучения для протяжённых поглощающих объектов и обсуждаются технические детали реализации вычислений в программе. Проводится детальный анализ эффективности метода: исследуется сходимость результатов, полученных предложенным методом, и результатов, полученных методом Монте-Карло; обсуждается характерный вид возникающих при использовании разных методов ошибок; измеряется зависимость получаемой ошибки от времени работы при решении задач переноса излучения в околозвёздном диске. Обсуждается точность получения параметров Стокса  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  и моделирование кратных рассеяний.

В **третьей главе** изучаются затмения компактным газопылевым облаком звезды, окружённой диском с утолщением в зоне сублимации пыли. В качестве модели утолщения рассматривается дисковый ветер. Анализируется зависимость степени линейной поляризации системы от ослабления блеска. Моделирование проводится для разных моделей ветра, разного темпа истечения вещества, определяющего плотность ветра, разных параметров диска и в разных спектральных полосах. Последнее позволяет также говорить об изменениях показателей цвета. Результаты моделирования в случае диска без утолщения сравниваются с опубликованными ранее. Обсуждаются новые свойства затмений, которые получают благодаря утолщённому диску: изменения на  $90^\circ$  позиционного угла линейной поляризации при изменении длины волны наблюдений, возможность отсутствия изменений степени поляризации системы во время минимума блеска и затмения звезды без покраснения. Обсуждается связь изменений

темпа истечения вещества с разбросом наблюдений на диаграмме степени поляризации — ослабление блеска. В конце главы моделируется изменение степени линейной поляризации и блеска системы при затмении усиливающимся дисковым ветром.

В **четвёртой главе** рассматривается затмение звезды крупномасштабным возмущением околзвёздного диска. Такая модель призвана объяснить сильные изменения позиционного угла собственной линейной поляризации, наблюдавшиеся у UX Ori и WW Vul после прохождения глубоких минимумов. Показано, что очень сильные возмущения тонкого диска не дают изменений позиционного угла линейной поляризации, сопоставимых с наблюдавшимися. В модели с диском с утолщением в зоне сублимации пыли можно получить изменения позиционного угла линейной поляризации после прохождения минимума блеска до  $60^\circ$ , что соответствует наблюдаемым значениям. Анализируется возможность получения в рассмотренной модели таких изменений блеска и параметров поляризации, какие были зарегистрированы у UX Ori и WW Vul. Показано, что, при рассмотрении модели с переменным темпом истечения вещества и параметрами возмущения диска, можно добиться хорошего соответствия модели и затмения WW Vul. При этом компактное возмущение при движении вокруг звезды становится протяжённей и ниже, что согласуется с одиночным характером таких затмений и выглядит естественным с учётом работ по моделированию вихревых структур и крупномасштабных возмущений в дисках.

В **Заключении** кратко сформулированы основные полученные результаты.

# 1 Затмения молодых звёзд

Молодые звёзды часто бывают окружены околозвёздными дисками, состоящими из пыли и газа. В таких дисках происходит формирование планетных систем, таких как Солнечная система. В последние годы было получено много изображений околозвёздных дисков на разных длинах волн. Изображения дисков получают как с использованием космических телескопов (HST, Spitzer Space Telescope, Herschel Space Observatory), так и в ходе наземных наблюдений, проводимых от ближней инфракрасной области спектра (CHARA, VLTI, LBTI) до субмиллиметровой области (ALMA, SMA, CARMA). Обзоры наблюдений околозвёздных дисков даны, например, в работах [42, 75].

Наблюдательные проявления дисков могут быть очень разнообразны [23, 45, 74, 97]. Околозвёздные диски дают инфракрасные избытки в спектрах звёзд, приводят к появлению собственной поляризации излучения молодых звёзд и могут приводить к всевозможным проявлениям активности молодых звёзд. Существуют разные виды переменности, связанные с разными процессами в дисках.

## 1.1 Молодые звёзды и их переменность

Молодыми звёздами называются звёзды, не достигшие в своём эволюционном развитии начальной Главной последовательности. Основным источником энергии молодых звёзд служит гравитационное сжатие, только при приближении к Главной последовательности некоторый вклад вносят атомные реакции, например, горение лития. Когда в ядре звезды начинается горение водорода, она считается достигшей начальной Главной последовательности. Этап эволюции звезды до Главной последовательности занимает малую часть её жизни, но представляет большой интерес.

Наблюдаемые свойства молодых звёзд тесно связаны с их возрастом, процессом формирования и окружающим звёзды веществом. Многие молодые звёзды нестабильны, обладают характерной переменностью или же неперiodическими вспышками и изменениями светимости. Среди молодых

звёзд выделяют несколько классов объектов: звёзды типа Т Тельца, звёзды Ae/Be Хербига, объекты Хербига-Аро, которые демонстрируют различные виды переменности.

Переменность молодых звёзд может быть связана как с процессами внутри звезды, так и с околозвёздными дисками. Часто взаимодействие звезды с диском приводит к аккреции вещества на звезду и возникновению дисковых ветров. Истечение вещества может приводить к возникновению смещённых в синюю сторону спектра линий поглощения [32], наблюдаться в виде биполярных потоков [2] и давать ряд других проявлений. Сильные потоки отбрасываемого звездой вещества могут приводить к ударному возбуждению компактных туманностей, удаляющихся от звезды в её ветре. Такие туманности называются объектами Хербига-Аро и были описаны, например, в обзоре [60]. Природа переменности молодых звёзд активно изучается со второй половины XX века.

Молодые звёзды с массами от  $0.3M_{\odot}$  до  $2M_{\odot}$  спектральных классов F, G, K, M называются звёздами типа Т Тельца, а звёзды с массами от  $2M_{\odot}$  до  $8M_{\odot}$  спектральных классов A и B называются звёздами Ae/Be Хербига. Основные виды переменности звёзд этих типов были классифицированы в работе [34].

Согласно этой классификации к первому типу относится переменность блеска звезды, связанная с вращением холодных пятен на поверхности звезды. Амплитуда такой переменности не превышает нескольких десятых звёздной величины в полосе V. Характерные периоды составляют от двух суток до двух недель. Подобный вид переменности преимущественно встречается у звёзд типа Т Тельца со слабыми эмиссионными линиями (WTTS).

Второй тип переменности наблюдается только у классических звёзд Т Тельца (CTTS) и связан с движениями горячих аккреционных пятен по поверхности звезды. Он характеризуется нерегулярными или квазипериодическими изменениями блеска с амплитудой до  $2^m$ . Отдельно стоит отметить феномен FU Ori [84]. У фуоров могут происходить оптические вспышки, достигающие 6 звёздных величин, после чего высокая светимость

звезды может сохраняться на протяжении многих лет. Сейчас общепринята аккреционная модель фуоров, в которой резкое увеличение темпа аккреции приводит к тому, что магнитное поле перестаёт контролировать движение газа в диске, из-за чего диск достигает поверхности звезды и разогревается настолько, что его светимость начинает существенно превосходить светимость звезды. В такой модели наблюдаемые профили линий объясняются их образованием в плоской фотосфере диска. Аккреционный диск пополняется за счёт вещества из межзвёздной среды и может давать увеличение темпа аккреции из-за тепловой неустойчивости диска с интервалом в сотни лет [30]. Тем не менее, не все наблюдаемые особенности фуоров могут быть объяснены в рамках этой модели [33], в частности, предположение, что фуор — это аккреционный диск TTS, плохо соответствует тому, что ни один из фуоров не был обнаружен в областях с наибольшими скоплениями TTS. Кроме того, спектр V1057 Cyg, полученный до вспышки, демонстрирует необычайно высокую потерю массы. Возможно, фуор является особенностью немногочисленного класса молодых звёзд.

Переменность третьего типа связана с затмениями звёзд непрозрачными газопылевыми облаками, приводящими к изменению околозвёздной экстинкции на луче зрения [76]. При таких затмениях возможны большие амплитуды изменений блеска, достигающие  $4^m$ . В основном такой вид переменности наблюдается у звёзд Ae/Be Хербига и некоторых CTTS. Среди звёзд Ae/Be Хербига в отдельный класс объектов выделяют звёзды типа UX Ori, у которых наблюдаются такие изменения блеска. Глубокие падения блеска звезды сопровождаются поворотом цветового трека в минимумах блеска (т.н. эффект “поголубения”) и повышением степени поляризации. После такого падения блеска звезда возвращается в исходное состояние за несколько недель. В результате многолетней программы фотополяриметрического мониторинга звёзд данного типа, было получено, что этот вид переменности наблюдается при небольшом наклоне околозвёздных дисков к лучу зрения [26].

Алголеподобные минимумы блеска звёзд типа UX Ori наблюдаются довольно часто. В ходе наблюдений некоторых минимумов удалось обнару-

жить не только ослабление блеска звезды и повышение степени линейной поляризации, но и изменение позиционного угла линейной поляризации. Изменение позиционного угла может быть как в минимуме блеска звезды [108], так и спустя некоторое время после него. В первом случае его можно легко объяснить изменением вклада межзвёздной поляризации. Изменение позиционного угла после прохождения минимума свидетельствуют о крупномасштабных структурах диска, сохраняющихся на протяжении нескольких месяцев. Такие изменения позиционного угла поляризации наблюдались у UX Ori [24] и WW Vul [90].

В газопылевом диске могут протекать различные процессы, приводящие к изменению плотности вещества в отдельных областях диска или изменяющие форму диска [42]. Много интересных явлений возникает в дисках около двойных звёзд или вокруг звезды с маломассивным компаньоном. В такой ситуации эллиптичность и наклон орбиты компаньона могут приводить к образованию в диске искривлений и волн плотности, которые могут давать переменность блеска с периодом, равным орбитальному [94], или бимодальные колебания блеска [95].

У некоторых звёзд, например CQ Тау, на протяжении цикла фотометрической активности наблюдается не только изменение колонковой плотности пыли на луче зрения, но и изменения размеров пылевых частиц. Это может говорить об идущем в диске процессе коагуляции мелких частиц, который обычно сопутствует образованию крупных тел, из которых потом формируются планеты земной группы и зародыши планет-гигантов. Тем не менее, природа таких крупномасштабных изменений в околозвёздных дисках пока не совсем ясна [107].

Среди молодых звёзд встречаются экзотические затменные системы с очень продолжительными затмениями. Например, молодая звезда КН 15D, у которой продолжительность затмений может достигать половины периода переменности [29]. Такие затмения не укладываются в классические модели затменных двойных и требуют для объяснения принципиально новые модели.

В околозвёздных дисках могут формироваться планетные системы, по-

этому изучение таких звёзд даёт ключ к пониманию процесса образования Солнечной системы. Процессы, приводящие к переменности молодых звёзд, связаны с важными физическими явлениями, которые безусловно заслуживают детального изучения и различным аспектам которых посвящено множество работ. Изучение фотометрической активности звёзд типа UX Ori и родственных им объектов даёт ценную информацию о структуре и динамических свойствах внутренних слоёв протопланетных дисков, которые зачастую невозможно изучать другими методами.

В данной работе мы сосредоточимся на моделировании затмений молодых звёзд газопылевыми облаками и крупномасштабными возмущениями диска. Мы изучим, как форма диска и его особенности могут сказаться на фотополяриметрических свойствах затмений.

## 1.2 Наблюдения и возможные причины затмений

Рассеяние излучения околозвёздной пылью является основным источником собственной линейной поляризации молодых звёзд, наблюдаемых в оптическом диапазоне [5]. Гринин [88] предложил модель затмения звезды компактным газопылевым облаком. При экранировании звезды таким облаком вклад в наблюдаемое излучение прямого (неполяризованного) излучения звезды уменьшается, а рассеянное облаком излучение не вносит существенного вклада в излучение системы и освещённость околозвёздного диска. При таких условиях интенсивность рассеянного излучения диска и параметры его поляризации не меняются во время затмения. В результате растёт степень линейной поляризации системы. У звёзд типа UX Ori в глубоких минимумах линейная поляризация может достигать 5–8% [26]. Такая модель объясняет ограничение амплитуды переменности звёзд типа UX Ori, обычно не превышающей 2–3 звёздных величин, и изменения показателей цвета звёзд.

Многолетние наблюдения поляризации и блеска звёзд типа UX Ori показали [27, 28, 57, 85, 96, 99, 100, 101, 106, 108], что в целом такая модель хорошо описывает большинство наблюдаемых затмений. Существенные отклонения от предсказаний этой модели наблюдались во время нескольких

затмений, продолжавшихся более месяца [28, 90].

Также следует отметить, что изменения степени поляризации во время затмения могут заметно различаться во время разных затмений одной звезды [101]. Кроме того, иногда во время затмений наблюдаются интересные особенности: может не наблюдаться заметного роста линейной поляризации (см., например, [102]), позиционный угол линейной поляризации может быть ориентирован в разных направлениях в разных спектральных полосах [51], возможно затмение без покраснения звезды.

Для классической модели расширяющегося (flared) диска затмения звёзд компактными газопылевыми облаками были подробно исследованы в 2000 году в работе Natta and Whitney [47]. Были получены модельные графики затмений для разных положений наблюдателя и параметров диска. Через год Natta et al. [46] показали, что модель flared диска не способна объяснить избытки излучения звезд Ae/Be Хербига в ближней инфракрасной области спектра, и в качестве альтернативы предложили новую модель диска с утолщённой внутренней областью в зоне испарения пыли.

В ходе многолетних наблюдений звёзд типа UX Ori удалось пронаблюдать несколько затмений, сопровождавшихся не только изменениями блеска и степени поляризации звезды, но и сильными изменениями позиционного угла линейной поляризации после прохождения минимума блеска. Такие затмения наблюдались у UX Ori [28] и WW Vul [90]. В обоих случаях ослабления блеска и последующие изменения позиционного угла собственной линейной поляризации продолжались несколько месяцев. Такие интервалы времени сравнимы с периодом кеплеровского вращения околозвёздных дисков звёзд типа UX Ori в окрестности зоны испарения пыли. Эта область диска считается одним из наиболее вероятных источников флуктуаций околозвёздной экстинкции на луче зрения [16, 46].

Пылевой экран, вызывающий затмения звезды и последующие изменения поляризации, должен быть сопоставим по размерам с протяжённостью внутренней границы пылевого диска. При движении вокруг звезды он может затмевать не только звезду, но и части околозвёздного диска. Кроме этого, он будет создавать на диске тень и рассеивать больше излучения



звезды, чем невозмущённый диск рассеивает в своих центральных областях. В совокупности эти факторы могут давать весьма сложное поведение параметров поляризации звезды как во время затмения, так и после него. На качественном уровне такие особенности продолжительных затмений обсуждались в работе [25] при объяснении наблюдаемого разброса параметров поляризации звезд типа UX Ori на диаграмме поляризация/блеск.

В литературе рассматривались различные модельные возмущения околозвёздных дисков. В работе [18] рассмотрены возмущения диска, искажающие всю его форму. O'Sullivan et al. [48] используют возмущение в форме горба с распределением вещества, описываемым двумя гауссианами: по расстоянию от звезды и азимуту.

У крупномасштабного возмущения диска, вызывающего такое затмение, могут быть различные физические причины. Например, это могут быть дисковые вихри. Их трёхмерная 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 [67]. В статье Varge et al. [4] увеличение плотности в центре вихря может достигать двух порядков. Такие модели говорят о возможности очень сильных возмущений диска.

Следует отметить, что аккреционные потоки и дисковый ветер могут не иметь осевой симметрии (см., например, работу [56]). Плотность дискового ветра пропорциональна темпу истечения вещества, которое обычно принимается пропорциональным темпу аккреции [3]. Темп аккреции звёзд типа Ae/Be Хербига обычно изменяется в пределах 0.5 dex [43, 52]. В итоге можно ожидать локальные изменения плотности дискового ветра на порядок, или даже больше.

Возможны и другие механизмы образования возмущений. Магнитное поле диска может быть неоднородно из-за магнито-ротационной неустойчивости и некоторых других причин. Turner et al. [71] показали, что при взаимодействии с магнитным полем диска заряженные пылинки могут высоко подниматься над его поверхностью. В результате это может приводить к неоднородной пылевой атмосфере диска. Аналогичную идею использовали

Ke et al. [36] для объяснения быстрой переменности ИК излучения молодых звёзд. Fromang et al. [19] показали возможность возникновения локальных истечений вещества из-за магнито-гидродинамической турбулентности.

### 1.3 Модели околозвёздных дисков

Для решения задачи переноса излучения в околозвёздном диске нужно определиться с его моделью. В литературе обсуждались различные модели дисков. Они могут довольно сильно различаться по своей сложности и учитываемым явлениям. Часто модель диска строится, исходя из газодинамических расчётов и учёта наблюдательных проявлений диска. Взаимодействие аккреционного диска с магнитосферой звезды сильно усложняет решение этой задачи и приводит к построению весьма сложных моделей.

Сейчас достаточно активно используется модель расширяющегося диска (“flared disk”). В этой модели зависимость плотности вещества, составляющего расширяющийся диск, от радиуса и высоты над центральной плоскостью диска выражается достаточно простыми формулами. Такое строение диска активно исследовалось в конце XX века, например, в работах [9, 10, 12]. С тех пор она часто используется с небольшими вариациями в работах [49, 55, 70] и многих других. Мы также решили опираться на данную модель диска.

Как уже отмечалось выше, классическая модель flared диска не полностью объясняет инфракрасные избытки в спектрах звёзд [46]. Предложенная Natta et al. [46] модель диска с утолщённой внутренней областью в зоне испарения пыли сейчас признана наиболее адекватной (см., например, обзор [17]). В настоящее время существует два альтернативных подхода, лучше объясняющих инфракрасные избытки [41]. Оба подхода предполагают наличие большего количества пыли с температурой немного ниже температуры сублимации пыли, чем следует из модели расширяющегося диска. Первый основан на рассмотрении диска, у которого на границе внутренней полости находится утолщённая нагретая внутренняя стенка [16]. За этой стенкой часть диска оказывается в тени, а внешние области освещены звездой так же, как и в случае обычного flared диска. Модель диска с нагретой

утолщённой внутренней стенкой применяется довольно часто. Например, Kreplin et al. [38] применили её для моделирования диска UX Ori.

Альтернативный подход объясняет инфракрасный избыток присутствием содержащего пыль дискового ветра, который может быть нагрет излучением звезды до высоких температур [58] и может быть источником ИК излучения [3]. Так, Vinković and Jurkić [72] обратили внимание на важную роль дискового ветра, поднимающего мелкую пыль с поверхности диска. Тамбовцева и Гринин [104] исследовали условия выживания пылинок в дисковом ветре и показали, что частицы пыли сохраняются, несмотря на высокую температуру газовой компоненты ветра, и при определенных условиях могут вносить значительный вклад в околос звездную экстинкцию, особенно у звезд типа Т Тельца. Также следует подчеркнуть, что у холодных молодых звезд с  $T_{eff} \approx 3000 - 4000\text{K}$  пылевой диск может контактировать непосредственно с магнитосферой звезды. В этих условиях образующийся при взаимодействии ионизованной части аккрецирующего вещества с крупномасштабным магнитным полем звезды магнитосферный ветер [56, 61] также может содержать мелкую пыль. Следовательно, он тоже может быть источником собственной поляризации молодых звезд.

Существуют различные модели ветра с различными механизмами его образования. При моделировании околос звездных дисков для описания инфракрасного излучения звезды часто используются описанные в работах [58, 59] модели магнито-центробежного ветра. В этих работах для полученных в ходе численного моделирования результатов даны формулы аналитической аппроксимации, позволяющие применять эти модели в других работах без повторного численного решения газодинамических задач. Так, в работе Vans and Königl [3] используются 3 модели из 7, описанных в [58, 59].

Свойства такого ветра при наличии в нём пыли подробно изучались в ряде работ. Тамбовцева и Гринин [104] детально рассматривали взаимодействие пылевого компонента ветра с горячим газом и излучением звезды в условиях одиночных звезд типа Т Тельца и Ae Хербига. Они показали, что дисковый ветер звезд Т Тельца может поглощать заметную часть ультрафиолетового и оптического излучения звезды, приводя к такому же уве-

личению инфракрасного излучения, как и утолщённая внутренняя стенка диска. При этом неоднородность ветра может приводить к фотометрической активности звёзд и давать движущиеся тени от спиралевидных газопылевых потоков на изображениях околозвёздных дисков.

В работах [68, 92, 93] были исследованы фотометрические эффекты, возникающие в молодых двойных системах с запылёнными дисковыми ветрами. В системах с компонентами различных масс аккреция идёт преимущественно на маломассивный компонент. Аккреция может сопровождаться образованием запылённого дискового ветра от маломассивного компонента. Этот ветер может давать тени на общем диске системы, поглощая свет главного компонента системы. Кроме этого, низкоскоростная компонента дискового ветра может быть захвачена массивным компонентом системы, что приводит к образованию сложной газопылевой оболочки, дающей фотометрическую переменность звезды.

Как и наши коллеги, мы использовали модель flared диска с запылённым дисковым ветром.

## 1.4 Решение задач переноса излучения

Большинство задач переноса излучения не имеют аналитического решения. Расчет параметров поляризации выполнялся в приближении однократного рассеяния [86, 87]. Впоследствии параметры поляризации моделировались с помощью метода Монте-Карло [73, 79]. Для решения задач переноса излучения были предложены и другие численные методы. Среди них можно упомянуть метод переменных тензоров Эддингтона [15], метод конечных разностей [66] и интегрирование методом Рунге-Кутты пятого порядка [64]. Эти методы позволяют получать очень точные результаты в одномерных случаях. В то же время они довольно сложны для двумерных и трёхмерных задач, что делает их применение в таких исследованиях не очень эффективным.

Сейчас метод Монте-Карло стал наиболее популярен для решения задач переноса излучения. Это очень гибкий метод, который, благодаря своей простой концепции, хорошо применим для моделирования переноса излу-

чения в средах со сложными двумерными и трёхмерными распределениями вещества. Он основан на моделировании движения отдельных пучков фотонов, распространяющихся в случайных направлениях сквозь сетку с заданными плотностями и температурами вещества. Пучки фотонов распространяются в случайных направлениях, пока не пройдут сквозь среду со случайной оптической толщиной, после чего рассеиваются в случайном направлении. После всех рассеяний пучок фотонов регистрируется и отмечается на изображении согласно его направлению и координатам точки последнего рассеяния. Используемые в вычислениях случайные направления распространения и оптические толщины получаются с учётом функций распределения вероятностей, известных из физических соображений.

Метод Монте-Карло имеет много модификаций и оптимизаций для разных задач. Среди часто используемых вычислительных программ, реализующих метод Монте-Карло, можно упомянуть *HYPERION* [55] и *HO-SHUNK* [80]. Подробное описание метода Монте-Карло представлено в обзорах [65, 78].

Кроме количества моделируемых пучков фотонов важное влияние на качество полученного результата оказывает выбор сетки для аппроксимации пространственного распределения вещества в исследуемой области. Свойства сетки влияют на интегрирование оптической толщины. Слишком грубая сетка даёт ощутимые ошибки: в получаемом результате будут видны детали, связанные не с изучаемой моделью, а со строением сетки. Слишком мелкая сетка делает процесс моделирования очень долгим. Легко убедиться, что большая часть вычислительного времени тратится именно на интегрирование оптической толщины.

Для решения трёхмерных задач переноса излучения методом Монте-Карло использовались разные виды сеток. Наверное, самым простым видом сетки можно считать сетку, составленную из равных друг другу кубов, ребра которых параллельны осям декартовой системы координат, используемой для описания положений точек в исследуемой области. Область применения таких сеток весьма ограничена: они могут быть использованы для исследования дисков вокруг двойных звёзд, поскольку у таких дисков

есть обширные внутренние полости, лишенные вещества. Моделировать с такими сетками диски вокруг классических звёзд Т Тельца нельзя. Диски подходят очень близко к звёздам, из-за чего возникают большие градиенты плотности и интенсивности излучения от диска. Регулярные декартовые сетки не могут достаточно хорошо описать такие области с резкими перепадами свойств вещества.

Вместо регулярных декартовых сеток можно использовать регулярные сетки, основанные на использовании цилиндрической или сферической системы координат [80]. При использовании этих сеток прямолинейное движение пучков фотонов будет описывать чуть сложнее, чем в декартовой системе координат, зато можно легко добиться уменьшения размеров ячеек вблизи звезды, расположенной в начале координат. Такой подход даёт нам возможность лучше описывать центральные области околозвёздных дисков и получать для них более точные результаты.

Для описания произвольных областей с сильными перепадами свойств вещества могут быть использованы иерархические сетки. Существуют различные иерархические декартовые сетки [55]. Можно использовать классическое октодерево, в котором кубическая ячейка может быть разбита на восемь равных кубических ячеек. Другой способ, предложенный Berger and Colella [6], называется адаптивным улучшением сетки (Adaptive mesh refinement). В процессе вычислений отмечаются ячейки, в которых решение недостаточно качественно из-за грубой сетки, после чего более мелкая сетка накладывается на более крупную во всех этих ячейках. Специальный интегратор используется для контроля сохранения энергии и вещества в пограничных ячейках, в которых происходит стыковка сеток.

В данной работе мы использовали разработанный нами алгоритм решения задачи переноса излучения, основанный на моделировании пучков фотонов с дискретизированными параметрами вместо случайных. Для описания пространственного распределения вещества использовались как применявшиеся ранее в таких задачах регулярные декартовые сетки, так и сетки, составленные из тетраэдральных элементов.

## 2 Методика расчётов

### 2.1 Основная концепция DGEM

В работе используется предложенный автором численный метод решения задач переноса излучения [62], основанный на использовании формулы полной вероятности. Этот метод мы назвали методом перебора направлений по сетке, DGEM (Directions Grid Enumeration Method). Так же как и метод Монте-Карло, DGEM основан на учёте траекторий движения отдельных пучков фотонов. Это позволяет использовать в нём многие наработки, предложенные для метода Монте-Карло и сделавшие его наиболее популярным методом решения задач переноса излучения. Кроме того, сведение задачи к моделированию пучков фотонов в обоих методах позволяет легко их комбинировать. Последнее обстоятельство позволяет при использовании DGEM подобрать такую конфигурацию методов, которая гарантированно будет не менее эффективна, чем использование метода Монте-Карло. В итоге, именно возможность сочетать большое количество эффективных технических решений, используемых в реализующих метод Монте-Карло вычислительных пакетах с предложенной ниже концепцией выбора параметров моделируемых пучков фотонов по определённым правилам даёт DGEM эффективность и гибкость, которыми мы будем в дальнейшем пользоваться при решении астрофизических задач.

Предложенный нами метод перебора направлений сетки основывается на идее создания более эффективного метода выбора моделируемых пучков фотонов, чем случайный. Для достижения этой цели мы вводим дискретизацию параметров пучков фотонов, сводя задачу к интегрированию плотности вероятности методом прямоугольников. В общем случае это частота, направление движения и оптическая толщина, пройдя которую пучки фотонов рассеются. Можно проводить такую дискретизацию как для пучков фотонов, исходящих от точечного источника излучения, так и для моделирования рассеянного излучения. В последнем случае каждая точка рассеяния может рассматриваться как источник новых пучков фотонов с дискретизированными параметрами.

Предложенный подход с введением дискретизации параметров пучков фотонов имеет ряд преимуществ над моделированием пучков фотонов со случайными характеристиками. Во-первых, пропадает необходимость в сборе статистики различных случайных реализаций для уменьшения случайного шума, присущего моделированию методом Монте-Карло. Во-вторых, мы можем моделировать пучки фотонов, используя информацию о близких по параметрам реализациях. Например, мы можем только один раз проверить, что в определённом направлении от источника излучения нет рассеивающего вещества, и не моделировать все распространяющиеся в данном направлении пучки фотонов. В-третьих, мы можем получить в нашей модели число многократных рассеяний большее, чем число однократных. Это позволяет повысить качество моделирования кратных рассеяний без дополнительных затрат на моделирование однократных рассеяний, если они играют важную роль в исследуемом процессе. Следует отметить, что в методе Монте-Карло также можно увеличить число кратных рассеяний, если при каждом рассеянии моделировать не один рассеявшийся пучок фотонов, а несколько с меньшими весами, но их случайная природа может замедлить процесс моделирования.

Для дискретизации частоты можно использовать равномерную сетку. Для оптической толщины мы применяем логарифмическую сетку. Такой подход позволяет добиться равных весов у всех пучков фотонов, распространяющихся в одном фиксированном направлении и рассеивающихся, пройдя различные оптические толщины, определяемые данной сеткой.

Наиболее сложным является получение равномерной сетки направлений. Задачу её получения можно свести к задаче равномерного разбиения единичной сферы и считать искомыми направлениями вектора, идущие из центра сферы в центры элементов разбиения.

Для построения сетки направлений мы использовали разбиение сферы на основе правильного икосаэдра. Двадцать сферических треугольников, вершины которых совпадают с вершинами икосаэдра, а стороны являются дугами больших кругов, дают простую сетку направлений. Каждое из полученных 20 направлений представляется единичным вектором из центра



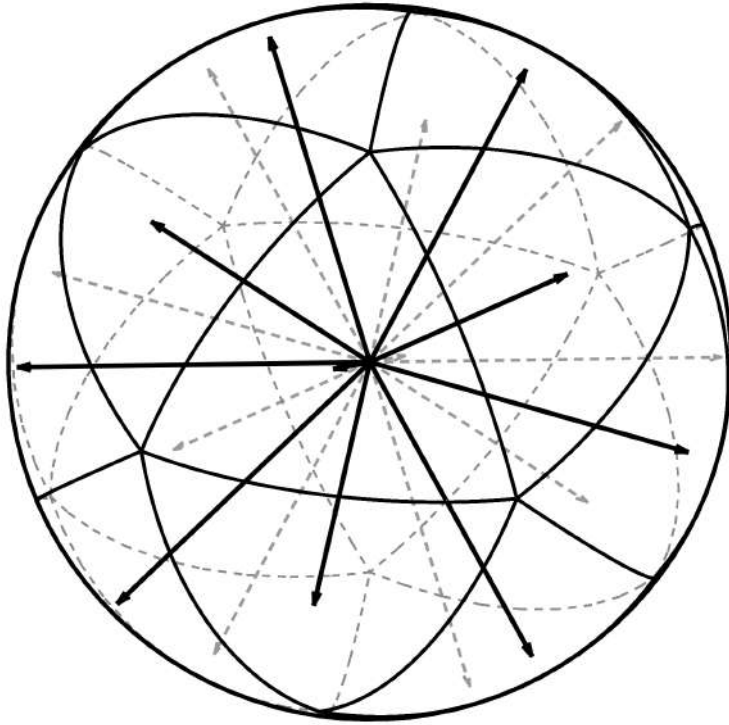


Рис. 1: Сетка из 20 направлений, полученная на базе правильного икосаэдра.

сферы в барицентр сферического треугольника (см. рис. 1). Более густые сетки с большим числом направлений можно получить, разбив каждый из сферических треугольников на четыре треугольника, соединив середины их сторон. Такое разбиение можно повторять до тех пор, пока мы не получим достаточно густую сетку. Следует отметить, что после первого же разбиения сетки из 20 правильных сферических треугольников мы получим треугольники разных площадей. Это следует учитывать, задавая пучкам фотонов веса, пропорциональные площадям треугольников, соответствующих направлениям распространения пучков. Такие веса позволят скомпенсировать неоднородности сетки и сохранить правильное распределение интенсивности излучения. В частности, сохранить изотропность излучения от изотропных источников.

В работе [69] также было использовано разбиение сферы на основе правильного икосаэдра. Существуют и другие эффективные алгоритмы разбиения сферы. Среди них следует отметить *HEALPix* [21].

Используемая при моделировании сетка направлений может быть вычислена до начала моделирования процесса переноса. Для её хранения в памяти могут потребоваться сотни МБ. При этом можно сэкономить место в оперативной памяти, если хранить сетку на жёстком диске и считывать по мере необходимости. Обычно для рассеяний имеет смысл использовать гораздо менее подробную сетку, чем для излучения от точечных источников. Следовательно, можно воспользоваться тем, что направления из подробной сетки нам нужны только по одному разу за всё время вычислений, и сохранить всю сетку на жесткий диск. После чего считывать направления по мере необходимости их использования.

## 2.2 Применение метода для задачи с тонким слоем поглощающего вещества

### 2.2.1 Постановка задачи

Первой задачей, в которой мы применили предложенный метод, стало моделирование дискретных абсорбционных линий D Na I (см. рис. 2) в спектре молодой звезды RZ Psc [110]. Её возраст оценивается как  $25 \pm 5$  миллионов лет [98]. Эта звезда прошла стадию активно аккрецирующей звезды типа T Тельца. В её спектре наблюдаются очень слабые признаки остаточной аккреции [54], а в линиях щелочных металлов есть явные признаки истечения вещества [53]. Дискретная переменная структура абсорбционных компонент, сопровождаемая отсутствием эмиссии в линиях D Na I, говорит о сильной анизотропии истечения и большой скважности.

Основываясь на существующих теориях взаимодействия аккреционного диска с вращающейся магнитосферой звезды, было высказано предположение о возможности в случае RZ Psc взаимодействия в режиме магнитного пропеллера, при условии наличия у звезды сильного магнитного поля [91]. При этом полагается возможным образование в пространстве спирали из отбрасываемого от звезды вещества. Начиная с определённого расстояния от звезды, за пределами альфвеновского радиуса, магнитное поле перестаёт контролировать движение вещества. Это позволяет использовать для

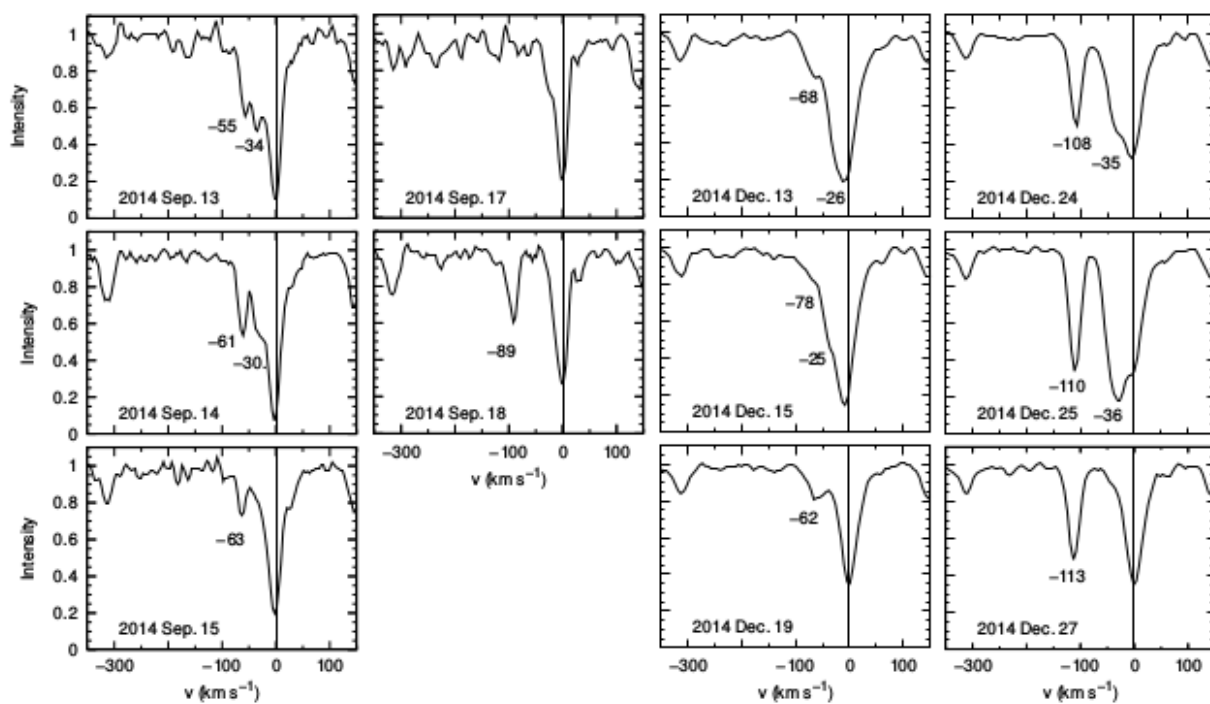


Рис. 2: Переменность линии Na I 5889Å по результатам наблюдений [53]

его описания баллистическое приближение [109].

Расширение струи сопровождается заметным уменьшением в ней плотности вещества, что должно приводить к тому, что в дальних витках спирали абсорбционные компоненты образовываться не будут. Сечение струи показывает, что, начиная с определённого момента, витки будут накладываться друг на друга. Исследование струй, возникающих при разных параметрах выбросов, показало, что даже при выбросе вещества со скоростями, меньшими скорости убегания, и достаточно больших сечениях струи, возможно попадание нескольких витков на поверхность конуса. Тогда вращение звезды и связанной с ней струи будет приводить к попаданию на луч зрения, лежащий в конусе, вещества с разными оптическими толщинами и скоростями движения. Это даст нам переменные периодические дискретные абсорбционные компоненты.

Ниже мы рассмотрим особенности моделирования процесса переноса излучения в такой струе и полученные результаты.

## 2.2.2 Детали реализации

Геометрическая форма рассеивающей среды была получена на основе наших ранних работ [63, 109]. С учётом малой оптической толщины вещества рассеивающая спираль была аппроксимирована плоскими треугольными рассеивающими площадками. Для каждой рассеивающей площадки были известны координаты вершин, скорости движения вещества в вершинах и оптическая толщина. Такое представление даёт возможность описывать рассеивающую среду со сложной геометрией, в частности, это позволяет получить на луче зрения несколько рассеивающих площадок с разными характеристиками. В то же время мы сохраняем простое представление пространственного распределения вещества, что даёт нам высокую производительность вычислений. При взаимодействии пучка фотонов с рассеивающей поверхностью, скорости движения вещества в вершинах площадки аппроксимируются для точки взаимодействия.

При моделировании излучения звезды создаётся сетка направлений, после чего в каждом интервале длин волн рассматриваются все возможные в рамках введённой дискретизации пучки фотонов. Каждому пучку фотонов присваивается статистический вес, зависящий от интенсивности излучения звезды на данной длине волны (для учёта атмосферных линий) и веса направления. При рассеянии пучка фотонов на площадке производится разделение пучка фотонов на нерассеявшийся пучок со статистическим весом, соответствующим доле прошедшего сквозь среду излучения, и множество рассеявшихся пучков фотонов, движущихся во всех возможных направлениях и имеющих веса, зависящие от весов направлений и индикатрисы рассеяния. В сумме веса всех новых рассеявшихся пучков фотонов и нерассеявшегося пучка фотонов должны быть равны весу начального пучка при условии, что вероятность выживания фотонов считается равной единице. Частота фотонов при рассеянии изменяется согласно эффекту Доплера.

После прохождения рассеивающей среды, пучки фотонов регистрируются расположенными по кругу спектрографами, что позволяет сразу получить спектры, соответствующие одному положению наблюдателя и разным фазам вращения звезды.

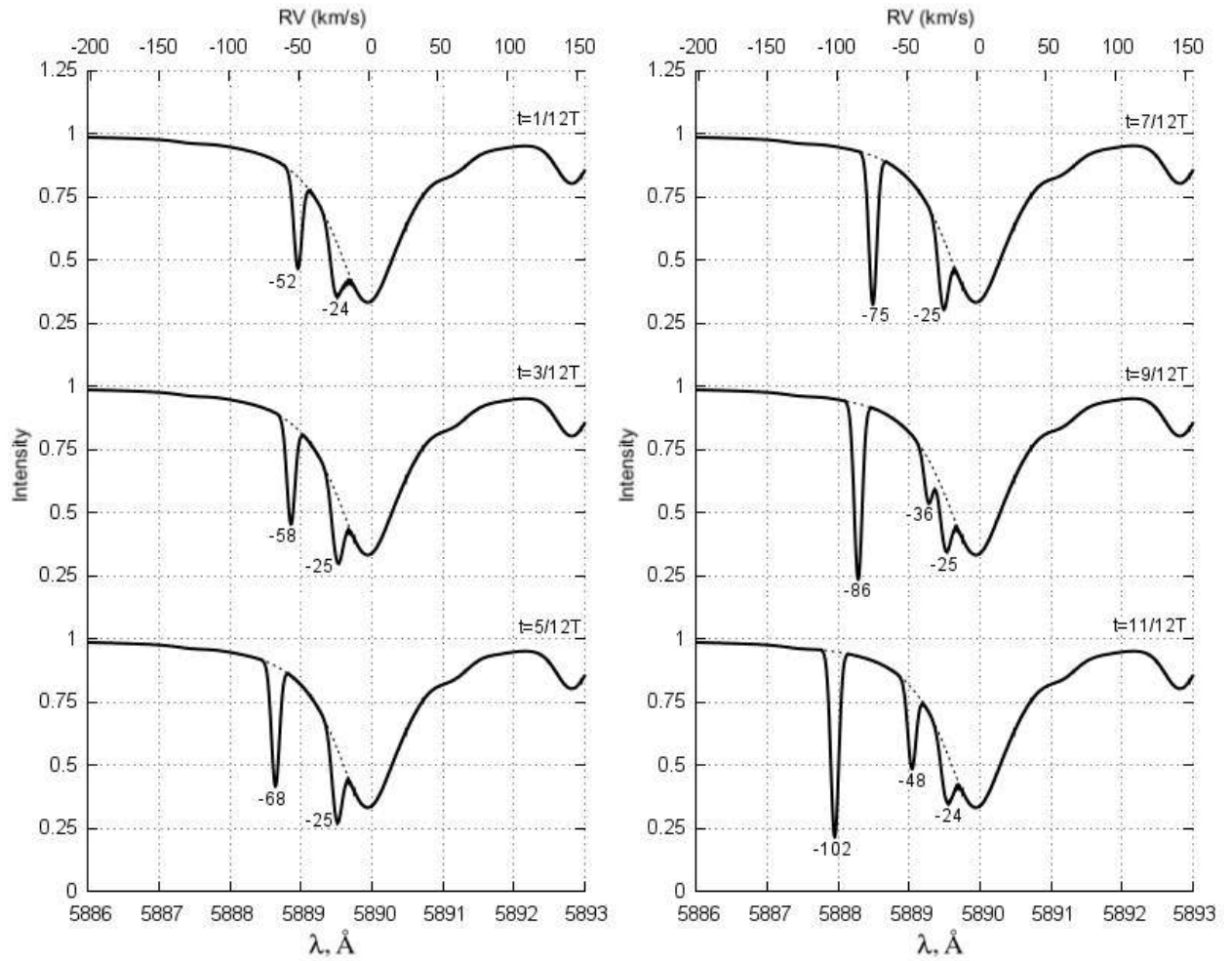


Рис. 3: Модельные спектры RZ Psc для разных моментов периода вращения  $T$ . Синтетический атмосферный спектр звезды показан курсивом.

### 2.2.3 Результаты моделирования

Численные эксперименты показали, что в образующейся при взаимодействии в режиме магнитного пропеллера струе могут образовываться наблюдаемые спектральные особенности (см. рис. 3). Модель даёт периодические абсорбционные компоненты, в то время как наблюдаемые абсорбционные линии не имеют периода. Эта особенность вполне объяснима нестабильностью аккреции и истечения вещества, свойственной звёздам на данной стадии эволюции и наблюдаемой у RZ Psc.

Интенсивность рассеянного излучения в нашей модели оказалась на три порядка ниже интенсивности континуума. Это согласуется с тем, что на наблюдаемых спектрах присутствуют только абсорбционные детали и нет

эмиссии в изучаемой линии.

Темп истечения вещества являлся одним из параметров модели. Мы оценили, каким он должен быть для образования абсорбционных компонент, близких по глубине и ширине к наблюдаемым. Итоговая оценка темпа истечения вещества составила  $10^{-12}M_{\odot}/\text{год}$ . В работе [53] по слабой эмиссии в линии  $H\alpha$  была получена оценка темпа аккреции на звезду. Полученный темп аккреции не превосходит  $7 \cdot 10^{-12}M_{\odot}/\text{год}$ , что почти на порядок больше полученного нами темпа истечения вещества. Подобное отношение темпов аккреции и истечения вещества считается характерным для молодых звёзд.

## 2.3 Реализация метода для протяжённых поглощающих оболочек

После решения задачи из предыдущего параграфа, мы сосредоточились на моделировании переноса излучения в континууме в видимой области спектра, не учитывая изменение частоты пучков фотонов при рассеяниях и пренебрегая переизлучением, поскольку оно даёт вклад в инфракрасной области спектра. Ниже представлена реализация метода с данными упрощениями для протяжённых рассеивающих оболочек.

### 2.3.1 Основные используемые уравнения

В данном разделе мы рассмотрим основные физические соотношения, лежащие в основе решения задач переноса излучения путём моделирования отдельных пучков фотонов. Более подробное описание представлено, например, в работах [50, 78].

Пучки фотонов распространяются в среде с плотностью  $\rho$  и коэффициентом поглощения  $\kappa$ . Они имеют размерности  $g \text{ см}^{-3}$  и  $\text{см}^2 g^{-1}$  соответственно. Тогда оптическая толщина  $\tau$  вдоль пути  $s$  выражается по формуле

$$d\tau = \kappa \rho ds. \quad (1)$$

Техническая реализация интегрирования вдоль пути распространения фотона зависит от используемой сетки и может быть различна.

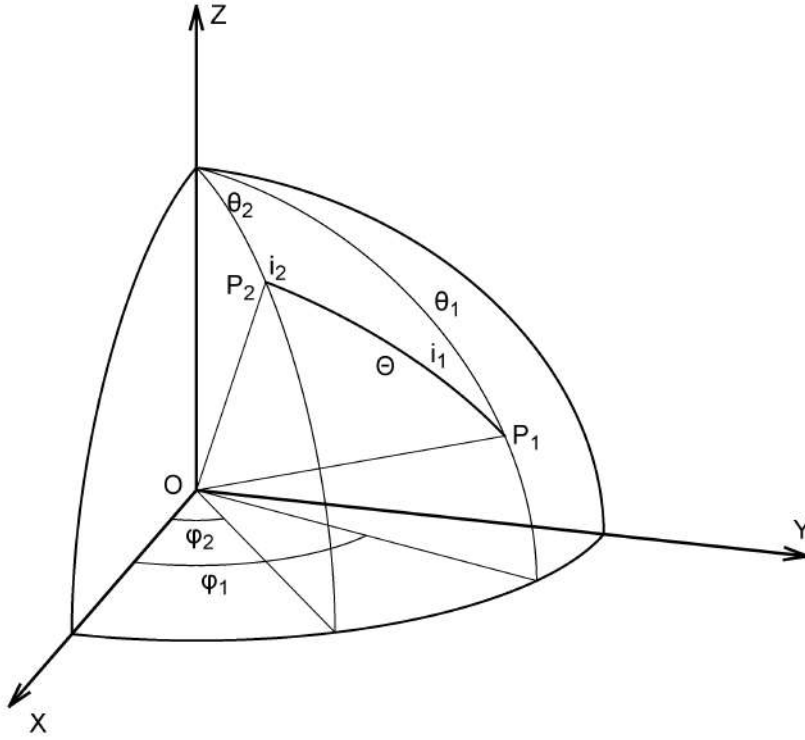


Рис. 4: Геометрия рассеяния. Пучок фотонов, распространяющийся в направлении  $\mathbf{P}_1$ , рассеивается в направлении  $\mathbf{P}_2$ . Угол рассеяния обозначен как  $\Theta$ .

Вероятность выживания фотона при однократном рассеянии (альбедо)  $\omega$  учитывается путём умножения на него веса пучка фотонов при рассеянии.

Для изучения рассеяния мы использовали связанную с наблюдателем систему координат. Ось  $Oz$  направлена вдоль луча зрения в сторону наблюдателя. Оси  $Ox$  и  $Oy$  лежат в картинной плоскости. Также удобно использовать сферические координаты  $(\theta, \phi)$ . Угол  $\theta \in [0, \pi)$  отсчитывается от положительного направления оси  $Oz$ . Угол  $\phi \in [0, 2\pi)$  измеряется в плоскости  $xOy$  от оси  $Ox$ .

Пучок фотонов, распространяющийся в направлении  $\mathbf{P}_1(\theta_1, \phi_1)$  в системе наблюдателя, рассеивается в направлении  $\mathbf{P}_2(\theta_2, \phi_2)$ . Диаграмма рассеяния из [105] представлена на рис. 4. Кроме координат точек  $\mathbf{P}_1$  и  $\mathbf{P}_2$ , лежащих на поверхности единичной сферы, введём три дополнительных угла: угол  $i_1$  между плоскостями  $(OP_1Z)$  и  $(OP_1P_2)$ , угол  $i_2$  между плоскостями  $(OP_2Z)$  и  $(OP_1P_2)$  и угол рассеяния  $\Theta (P_1OP_2)$ .

Для описания поляризации используем вектор Стокса  $\mathbf{S}$ :

$$\mathbf{S}(\theta, \phi) = [I(\theta, \phi), Q(\theta, \phi), U(\theta, \phi), V(\theta, \phi)]. \quad (2)$$

Здесь  $I$  — интенсивность излучения,  $Q$  — интенсивность излучения, поляризованного вдоль или перпендикулярно оси  $Oz$ ,  $U$  — интенсивность излучения, поляризованного под углом  $\pm 45^\circ$  к оси  $Oz$  и  $V$  — интенсивность излучения с круговой поляризацией.

Степень линейной поляризации  $p$  и позиционный угол линейной поляризации  $\Psi$  выражаются через параметры Стокса:

$$\begin{aligned} p &= \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \\ \Psi &= \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{U}{Q}. \end{aligned} \quad (3)$$

Поляризация зависит от положения наблюдателя. Чтобы получить результат в системе отсчёта наблюдателя, мы можем повернуть связанную с пучком фотонов систему отсчёта так, чтобы она совпала с системой отсчёта наблюдателя, использовать матрицу рассеяния, а потом повернуть систему отсчёта обратно [50, 105]. Тогда вектор Стокса после рассеяния будет иметь вид:

$$\mathbf{S} = \mathbf{L}(\pi - i_2) \mathbf{R} \mathbf{L}(-i_1) \mathbf{S}'. \quad (4)$$

где  $\mathbf{S}'$  — вектор Стокса падающего пучка фотонов,  $\mathbf{L}$  — матрица вращения, и  $\mathbf{R}(\Theta)$  — матрица Мюллера. Эти матрицы имеют вид:

$$\mathbf{L}(\psi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\psi & \sin 2\psi & 0 \\ 0 & -\sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\mathbf{R}(\Theta) = a \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} & P_{14} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} & P_{24} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} & P_{34} \\ P_{41} & P_{42} & P_{43} & P_{44} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где  $a$  — это константа нормализации, равная  $1/P_{11}$ .



Мы не рассматриваем рассеяния на ориентированных несферических пылинках. В результате, матрица  $\mathbf{R}(\Theta)$  содержит только 4 различных элемента:  $P_{11} = P_{22}$ ,  $P_{12} = P_{21}$ ,  $P_{33} = P_{44}$  и  $P_{34} = -P_{43}$ . Все остальные элементы равны нулю.

В качестве аналитической аппроксимации рассеяния на пыли мы используем индикатрису Хенни-Гринштейна [31]:

$$x_{HG}(\Theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \Theta)^{3/2}}. \quad (7)$$

Здесь  $|g| < 1$  — параметр анизотропии. White [77] добавил аппроксимацию для поляризации. В итоге элементы матрицы рассеяния  $\mathbf{R}(\Theta)$  имеют вид:

$$\begin{aligned} P_{11} &= P_{22} = (1 - g^2) / (1 - 2g \cos \Theta + g^2)^{3/2} \\ P_{12} &= P_{21} = -p_l P_{11} (1 - \cos^2 \Theta) / (1 + \cos^2 \Theta) \\ P_{33} &= P_{44} = 2 \cdot P_{11} \cos \Theta / (1 + \cos^2 \Theta) \\ P_{43} &= -P_{34} = -p_c P_{11} (1 - \cos^2 \Theta_f) / (1 + \cos^2 \Theta_f) \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $\Theta_f$  — угол, получаемый из уравнения:

$$\Theta_f = \Theta \left( 1 + 3.13s \cdot e^{(-7\Theta/\pi)} \right). \quad (9)$$

Эти формулы включают в себя три физических параметра: максимальную линейную поляризацию  $p_l$ , максимальную круговую поляризацию  $p_c$  и коэффициент скоса  $s$ . Мы принимаем  $s = 1$ , как было предложено в работе [77].

### 2.3.2 Метод Монте-Карло

DGEM может быть использован в комбинации с методом Монте-Карло. Рассмотрим основные детали его реализации.

В нашей программе метод Монте-Карло реализован на основе кода *MCPOLAR* [82]. По аналогии с *MCPOLAR* мы использовали генератор псевдослучайных чисел, равномерно распределённых на отрезке от 0 до 1, предложенный в работе [40].

Общее число моделируемых фотонов делится между источниками излучения пропорционально их светимости. Для изотропного излучения фотонов генерируются два случайных числа  $v$  и  $u$ . Пучок фотонов с начальным весом, равным 1, испускается в направлении со сферическими координатами

$$\begin{aligned}\phi &= 2\pi \cdot u, \\ \theta &= \arccos(2v - 1).\end{aligned}\tag{10}$$

Мы интегрируем оптическую толщину  $\tau_1$  вдоль направления распространения фотона. Если  $\tau_1$  меньше порога моделируемой оптической толщины  $\tau_{\min}$ , моделирование пучка фотонов прекращается. Иначе мы умножаем вес фотона на долю излучения, рассеивающегося при прохождении такой оптической толщины,  $1 - e^{-\tau_1}$  (прямое излучение от звёзд моделируется отдельно, так как не требует процесса испускания пучков фотонов). Пучок фотонов рассеивается, пройдя сквозь среду с оптической толщиной

$$\tau = -\ln(1.0 - w \cdot (1 - e^{-\tau_1})),\tag{11}$$

где  $w$  — случайное число как  $u$  и  $v$ . Положение пучка фотонов после прохождения оптической толщины  $\tau$  можно легко получить интегрированием по пространственной сетке. Следует отметить, что  $\tau$  всегда меньше оптической толщины среды до края моделируемой области  $\tau_1$ .

Рассеяния пучка фотонов моделируются, пока он не покинет границы изучаемой области или число произошедших рассеяний не превысит определённого порогового количества. При каждом рассеянии вес пучка фотонов домножается на альбедо  $\omega$  [65]. После этого моделируется рассеяние пучка фотонов в направлении наблюдателя и пучок фотонов проецируется на изображение согласно положению точки рассеяния и учитывается с весом

$$W = W_0 p_{obs} e^{-\tau_{obs}},\tag{12}$$

где  $W_0$  — вес рассеявшегося пучка фотонов,  $\tau_{obs}$  — оптическая толщина среды между точкой рассеяния и краем моделируемой области в направлении наблюдателя и  $p_{obs} = \frac{1}{4\pi}(1 - g^2)/(1 + g^2 - 2g \cos \Theta_{obs})^{\frac{3}{2}}$  — вероятности рассеяния в сторону наблюдателя, имеющего угол рассеяния  $\Theta_{obs}$ . Этот подход,

называющийся “reel-off”, был предложен в работе [83]. Он позволяет получать заметно более высокий уровень сигнала к шуму, чем регистрация только пучков фотонов, вышедших за пределы моделируемой среды. Это происходит благодаря тому, что каждый пучок фотонов даёт вклад в изображения несколько раз вместо того, чтобы быть зарегистрированным однажды или не быть зарегистрированным вообще.

Рассеявшийся в сторону наблюдателя пучок фотонов отмечается на изображении в соответствии с координатами точки рассеяния [78]. Положение этой точки проецируется на плоскость, перпендикулярную направлению на наблюдателя с координатами  $(\theta_{obs}, \phi_{obs})$ :

$$\begin{aligned} x_{image} &= z \sin \theta_{obs} - y \cos \theta_{obs} \sin \phi_{obs} - x \cos \theta_{obs} \cos \phi_{obs} \\ y_{image} &= y \cos \phi_{obs} - x \sin \phi_{obs}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $(x, y, z)$  — координаты точки последнего рассеяния. После этого значения параметров Стокса данного пучка фотонов прибавляются к значениям пикселей изображений с координатами  $(i_x, i_y)$ . Если мы хотим получить результат не только для интенсивности излучения, но и для его поляризации, мы сохраняем распределение каждого параметра Стокса по полю зрения в качестве отдельного изображения. Координаты пикселя, в который попадает пучок фотонов, зависят не только от проекции пучка фотонов на картинную плоскость, но и от разрешения и размеров области, попадающей в моделируемое изображение:

$$\begin{aligned} i_x &= \lfloor n_x(x_{image} + x_{max}) / (2x_{max}) \rfloor \\ i_y &= \lfloor n_y(y_{image} + y_{max}) / (2y_{max}) \rfloor, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $(n_x, n_y)$  — размер изображения в пикселях, а отображаемая область имеет размеры  $[-x_{max} : x_{max}] \times [-y_{max} : y_{max}]$ . Обозначение  $\lfloor x \rfloor$  означает округление величины  $x$  до целого числа вниз. Если в задаче рассматривается несколько положений наблюдателей, то генерируются пучки фотонов, рассеявшиеся в сторону каждого из наблюдателей.

Моделирование рассеяния завершается вычислением нового направления распространения пучка фотонов. Два случайных числа  $u$  и  $v$  дают

углы  $\Theta$  и  $i_1$ :

$$\cos \Theta = \frac{1 + g^2 - [(1 - g^2) / (1 - g + 2gv)]^2}{2g}, \quad (15)$$

$$i_1 = 2\pi \cdot u,$$

которые по направлению распространения  $\mathbf{P}_1$  однозначно определяют направление распространения пучка фотонов после рассеяния  $\mathbf{P}_2$ . Последующие рассеяния происходят после прохождения оптической толщины  $\tau_2 = -\log w$ , получаемой по случайному числу  $w$ . Пучок фотонов может покинуть границы изучаемой области до рассеяния, тогда его моделирование завершается.

### 2.3.3 Испускание и рассеяние фотонов в DGEM

Вдоль каждого из направлений сетки интегрируется оптическая толщина до края изучаемой области  $\tau_1^{(i)}$  (верхний индекс обозначает, что это величина связанная с  $i$ -ым направлением). Если полученная оптическая толщина меньше порогового значения, в данном направлении пучки фотонов не испускаются. Иначе, в этом направлении испускается  $N_s$  пучков фотонов, рассеивающихся после прохождения среды с различными оптическими толщинами. Мы используем логарифмическую шкалу, чтобы у пучков фотонов были равные веса.

Каждому источнику присваивается вес  $W_s$ , пропорциональный его светимости. При изотропном излучении для каждого направления сетки вычисляется вес

$$W_d^{(i)} = W_s \frac{S_i \cdot N_d}{4\pi}. \quad (16)$$

Здесь  $N_d$  — количество направлений в сетке,  $S_i$  — площадь сферического треугольника на единичной сфере, соответствующего данному направлению и  $4\pi$  — площадь единичной сферы. Такой вес направления позволяет скомпенсировать неоднородности сетки и сохранить изотропность излучения.

При прохождении оптической толщины  $\tau_1^{(i)}$  доля рассеивающегося излучения составляет  $1 - e^{-\tau_1^{(i)}}$ . Таким образом, вес каждого из пучков фотонов,

распространяющихся в  $i$ -ом направлении, составляет

$$W_{ph}^{(i)} = W_d^{(i)} \frac{1 - e^{-\tau_1^{(i)}}}{N_s}. \quad (17)$$

Пучки фотонов, распространяющиеся в данном направлении, рассеиваются, пройдя оптические толщины

$$\tau_{Sc}^{(i,j)} = -\ln \left( 1 - \frac{1 - e^{-\tau_1^{(i)}}}{2N_s} (2j + 1) \right), \quad (18)$$

где  $j$  — порядковые номера пучков, лежащие в диапазоне от 0 до  $N_s - 1$ . Оптические толщины  $\tau_{Sc}^{(i,j)}$  соответствуют средним оптическим толщинам  $N_s$  интервалов с равными вероятностями рассеяния.

Моделирование пучков фотонов, распространяющихся в разных направлениях, может быть произведено параллельно. В то же время моделирование  $N_s$  пучков фотонов, распространяющихся в одном направлении, удобно проводить последовательно в порядке увеличения  $\tau_{Sc}^{(i,j)}$ . Такой подход позволяет уменьшить время интегрирования оптической толщины.

Если оптические свойства пыли не меняются в пределах области моделирования, и расстояние до наблюдателя много больше размеров системы, параметры Стокса при рассеянии в сторону наблюдателя будут изменяться одинаково для всех  $N_s$  фотонов одного направления, что позволяет вычислять их один раз для всех пучков фотонов одного направления.

При моделировании рассеяния сначала учитывается альбеда и моделируются рассеяния в сторону наблюдателя (“peel-off”). После этого движение данного пучка фотонов может быть рассмотрено методом Монте-Карло или может быть продолжено использование DGEM. Тогда учёт рассеяний проводится с учётом сетки направлений (возможно, менее густой, чем для пучков фотонов от звезды). Алгоритм моделирования рассеяний должен учитывать индикатрису рассеяния, закон сохранения энергии и неоднородности сетки направлений. Получаемые после рассеяния новые пучки фотонов также будут иметь дискретные детерминированные параметры вместо случайных. Если рассеивается излучение с весом  $W_f$  (вес рассеивающегося пучка фотонов с уже учтённым альбеда), то веса рассеявшихся

пучков фотонов могут быть получены по формулам:

$$W_d^{(i)} = \frac{S_i}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \Theta_i)^{3/2}}, \quad (19)$$

$$\Sigma_W = \sum_i W_d^{(i)}, \quad (20)$$

$$W_{ph}^{(i)} = W_f \frac{W_d^{(i)}}{\Sigma_W} \frac{1}{N'_s}. \quad (21)$$

Здесь  $W_d^{(i)}$  — вес  $i$ -го направления сетки с учётом угла рассеяния в этом направлении  $\Theta_i$ .  $N'_d$  и  $N'_s$  — количество направлений в сетке и количество пучков фотонов, испускаемых в каждом направлении.  $\Sigma_W$  — это нормализующий множитель, используемый для контроля сохранения энергии. Веса рассеявшихся пучков фотонов значительно меньше весов фотонов от точечных источников излучения, а их количество может быть гораздо больше. Поэтому обычно имеет смысл рассматривать  $N'_d < N_d$  и  $N'_s < N_s$ .

Как и в случае метода Монте-Карло, оптические толщины, пройдя которые рассеются полученные в ходе данного рассеяния пучки фотонов, определяются без интегрирования оптической толщины до края изучаемой области. Пучки фотонов, распространяющиеся после рассеяния в одном направлении, рассеются вновь, пройдя оптические толщины

$$\tau_{Sc}^{(j)} = -\ln \left( 1 - \frac{1}{2N'_s} (2j + 1) \right), \quad j = 0, \dots, N'_s - 1. \quad (22)$$

В ходе интегрирования оптической толщины мы можем покинуть изучаемую область, тогда моделирование пучков фотонов, которые должны пройти большие оптические толщины, прекращается. Большая часть излучения рассеивается на малых оптических толщинах. Например, после прохождения среды с оптической толщиной 3, рассеется 95% излучения. Такая оптическая толщина достигается при  $N'_s = 10$ . Это позволяет ограничить область интегрирования оптических толщин для рассеянного излучения.

Даже при малых  $N'_d$  и  $N'_s$  число моделируемых пучков фотонов быстро растёт с каждым учитываемым рассеянием. Можно ограничить число моделируемых рассеяний, но практика показала, что лучше начать моделирование пучков фотонов с использованием DGEM, а потом перейти к применению метода Монте-Карло.

## 2.4 Анализ эффективности метода

Вычислительная программа для каждого положения наблюдателя даёт серию изображений, которые соответствуют различным параметрам Стокса и могут давать как общее распределение параметров Стокса, так и вклад в него отдельных рассеяний. Например, вклад только первых или вторых рассеяний, что позволяет оценить не только общую картину, но и вклад в неё кратных рассеяний и качество их моделирования.

Структура сетки, используемой для описания пространственной геометрии рассеивающего вещества, очень важна при решении задач переноса излучения. Для сравнения методов решения задачи мы ограничимся простой регулярной Декартовой сеткой. Такая сетка не оптимальна для эффективного получения хорошего решения в областях с большими градиентами плотности, но для сравнения методов нам важны не столько достоинства сетки, сколько использование одинаковой простой сетки в каждом из методов.

### 2.4.1 Сравнение изображений

Чтобы анализировать эффективность предложенного метода, мы ввели простой метод сравнения изображений одинакового размера. Мы сравниваем изображения попиксельно и строим новые изображения, демонстрирующие разницу исходных двух. Так можно сравнивать между собой изображения, полученные при решении задачи переноса излучения разными методами или одним методом с разными параметрами, например, числом моделируемых пучков фотонов или количеством направлений в сетке.

Для двух изображений  $A$  и  $B$  с размерами  $N_x \times N_y$  мы получаем новое изображение  $D$ , такое что для каждого пикселя с координатами  $(x, y)$  выполняется равенство:

$$D(x, y) = |A(x, y) - B(x, y)|. \quad (23)$$

Полученное изображение  $D$  показывает абсолютные значения разности изображений. Параметры Стокса могут очень сильно изменяться в пределах одного изображения. Поэтому имеет смысл также ввести относитель-

ную разность изображений:

$$R(x, y) = \begin{cases} 0, & A(x, y) = B(x, y) = 0, \\ \frac{2|A(x, y) - B(x, y)|}{A(x, y) + B(x, y)}, & \text{иначе.} \end{cases} \quad (24)$$

Кроме попиксельной разности изображений, мы также вычисляем интегральный параметр по всему полю, позволяющий ввести для пар изображений отношение строгого порядка относительно их разности

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\sum_{x=0}^{N_x-1} \sum_{y=0}^{N_y-1} |A(x, y) - B(x, y)|}{\sum_{x=0}^{N_x-1} \sum_{y=0}^{N_y-1} \frac{|A(x, y) + B(x, y)|}{2}}. \quad (25)$$

Используя данный параметр, мы сможем судить, насколько полученные результаты схожи между собой. В данной формуле использовано обозначение  $\frac{\Delta I}{I}$ , которое лучше всего подходит для интенсивности. Для других параметров Стокса можно ввести аналогичные величины  $\Delta Q/Q$  и  $\Delta U/U$ .

Описанные выше изображения, демонстрирующие разности результатов, и интегральный параметр разности мы будем использовать дальше для анализа эффективности метода.

#### 2.4.2 Однократные рассеяния

Первый тест эффективности метода рассматривает одиночную звезду с околосвёздным диском. Звезда расположена в начале координат. Оси  $Ox$  и  $Oy$  лежат в плоскости диска. Светимость звезды ( $I_*$ ) мы принимаем за единицу, поскольку она не влияет на распределение интенсивности по изображению. Чтобы конвертировать изображения в потоки, следует умножить все величины на  $L/d^2$ , где  $L$  — светимость звезды, а  $d$  — расстояние до изучаемой системы. Все распределения интенсивности в работе даны в величинах светимости звезды.

Следуя ряду других работ (см. раздел 1.3), мы рассматриваем простую модель расширяющегося диска (flared disk), описываемую формулой

$$\rho(x, y, z) = \begin{cases} \rho_0 \left(\frac{R_0}{r}\right)^\alpha \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{h(r)}\right)^2\right], & R_i \leq r \leq R_d, \\ 0, & \text{иначе.} \end{cases} \quad (26)$$



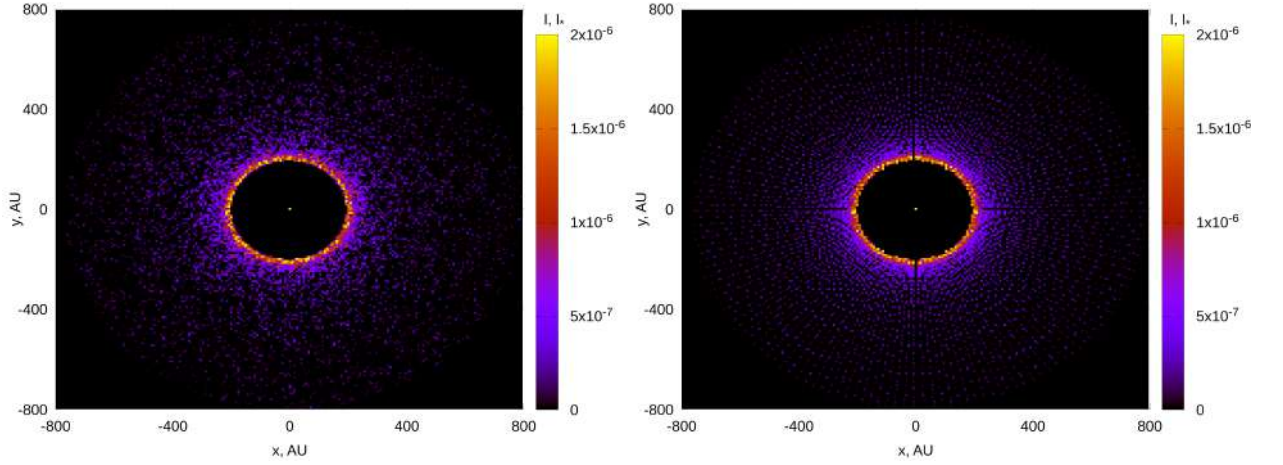


Рис. 5: Слева: результат моделирования, полученный методом Монте-Карло с  $10^5$  пучков фотонов, демонстрирующий случайный шум. Справа: результат моделирования, полученный DGEM ( $N_d = 5120$  и  $N_s = 25$ ). Структура сетки оказывает существенное влияние на результат.

Здесь  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  — радиус, отсчитываемый в плоскости диска,  $h(r) = h_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^\beta$  — высота диска, определяющая скорость убывания плотности диска в вертикальном направлении. Остальные величины являются параметрами модели.

Для простоты отладки и проверки алгоритма параметры диска и пыли взяты из исходного кода “3D Scattered Light Code: Point Sources” [81], использовавшегося в работах [11, 79, 82] и других. Сравнение результатов, получаемых разными программами, существенно упростило тестирование.

Здесь мы полагаем внутренний радиус диска  $R_i = 200$  а.е., внешний радиус диска  $R_d = 800$  а.е., высоту диска на радиусе  $R_0 = 100$  а.е. принимаем равной  $h_0 = 7$  а.е., радиальный показатель плотности  $\alpha = 2.25$ , степень расширения диска  $\beta = 1.25$ , а плотность в центре диска на расстоянии  $R_0 = 100$  а.е. полагается равной  $\rho_0 = 2.4 \cdot 10^{-15}$  г см $^{-3}$ .

При моделировании мы приняли следующие параметры пыли:  $\kappa = 66$  см $^2$  г $^{-1}$ ,  $\omega = 0.4$ ,  $g = 0.41$ ,  $p_c = 0.0$ ,  $p_l = 0.51$ . Получаемые изображения имеют размер  $200 \times 200$  пикселей. Радиус отображаемой на них области равен 800 а.е.

Метод Монте-Карло и DGEM моделируют распространение отдельных пучков фотонов. В обоих обсуждаемых методах способ создания учитыва-

емых пучков фотонов даёт в результате некоторый шум. В методе Монте-Карло это случайный шум. В DGEM он носит регулярный характер, основанный на структуре сетки направлений. Если использовать мало пучков фотонов, шум будет хорошо виден. На рис. 5 показаны примеры шума для изображений, демонстрирующих интенсивность излучения диска для наблюдателя, расположенного в полюсе диска. Такое расположение наблюдателя делает структуру шума более наглядной.

Мы можем сравнить изображения с рис. 5 (без учёта прямого излучения звезды) с использованием нормы (25). Тогда мы получим  $\Delta I/I > 0.9$ . Это означает, что результаты моделирования очень сильно различаются, что видно и без дополнительных вычислений. Использование большего количества пучков фотонов делает результаты более точными. Шум становится менее заметным, и результаты, полученные разными методами, становятся ближе.

Чтобы продемонстрировать этот эффект, мы провели моделирование данной задачи методом Монте-Карло, используя от  $10^5$  до  $10^9$  пучков фотонов. Мы также провели моделирование с использованием DGEM с параметром  $N_d$  от 5120 до  $2.1 \cdot 10^7$  и  $N_s$  от 25 до 200. Направление на наблюдателя было выбрано с координатами  $\theta_0 = 45^\circ$  and  $\phi_0 = 0^\circ$ . Результаты с наилучшим качеством были получены методом Монте-Карло с  $10^9$  пучками фотонов и DGEM с  $N_d = 2.1 \cdot 10^7$  и  $N_s = 200$ . Рис. 6 показывает один из этих результатов, а также абсолютную и относительную разности результатов. Введённая нами интегральная норма разности для них даёт  $\Delta I/I < 0.01$ . Это позволяет нам рассматривать эти изображения как равные и использовать одно из них в качестве стандарта в анализе эффективности методов.

Абсолютная разность решений существенно ниже по величине, чем сами решения (см. рис. 6). Они примерно однородны по всему полю изображения и больше в областях с большей интенсивностью решения. Более того, на изображении абсолютной разности есть явные следы случайного шума, присущего методу Монте-Карло и некоторые признаки структуры сетки направлений (например, прямая линия с 2% относительной ошибкой

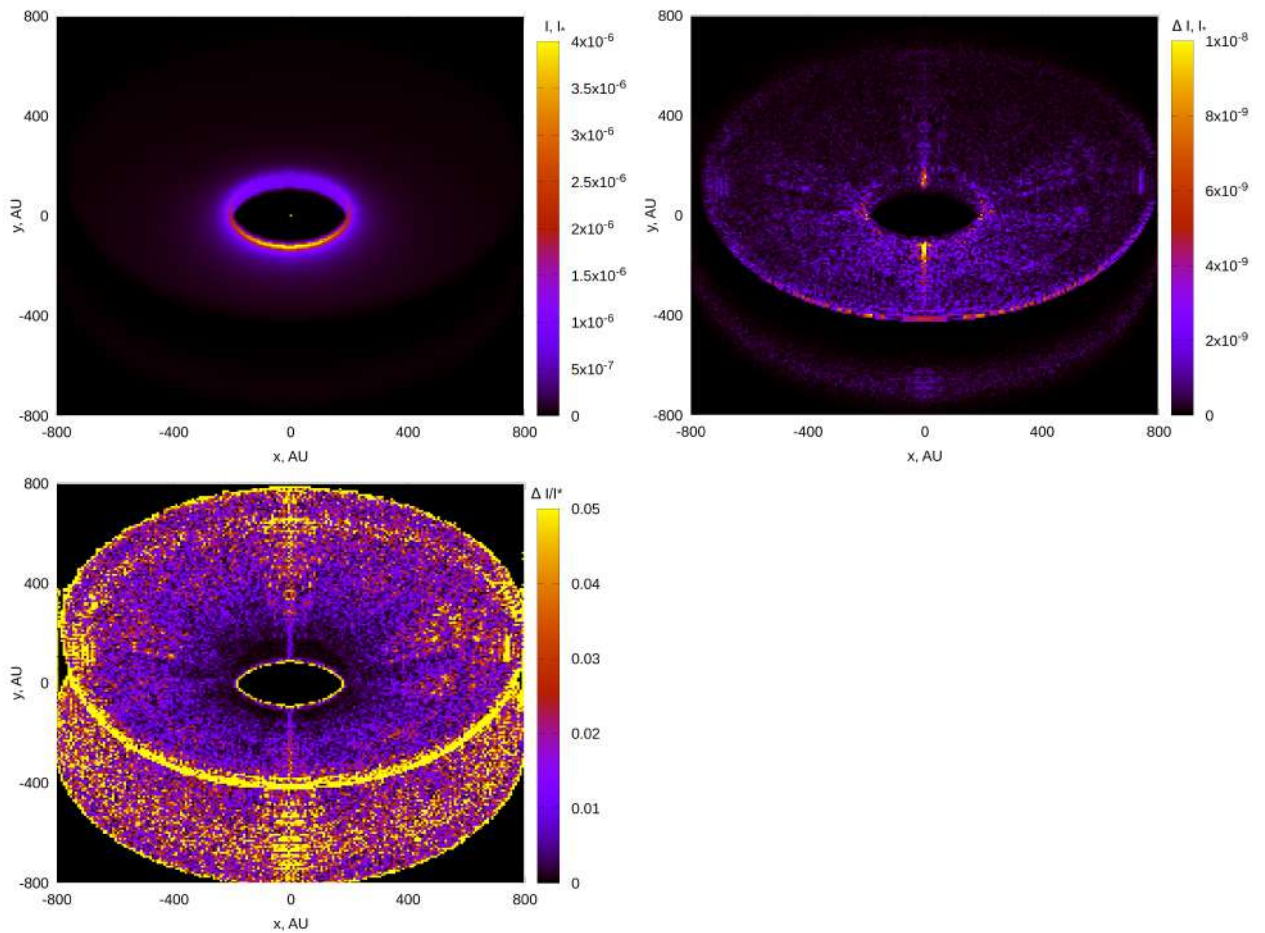


Рис. 6: Результат моделирования высокого качества, полученный методом Монте-Карло с  $10^9$  пучками фотонов и DGEM с  $N_d = 2.1 \cdot 10^7$  и  $N_s = 200$ . Вверху слева: результат, полученный с использованием DGEM. Анизотропия рассеяния оказывает заметное влияние на распределение яркости по диску. Вверху справа: абсолютная разность результатов. Внизу: относительная разность результатов.

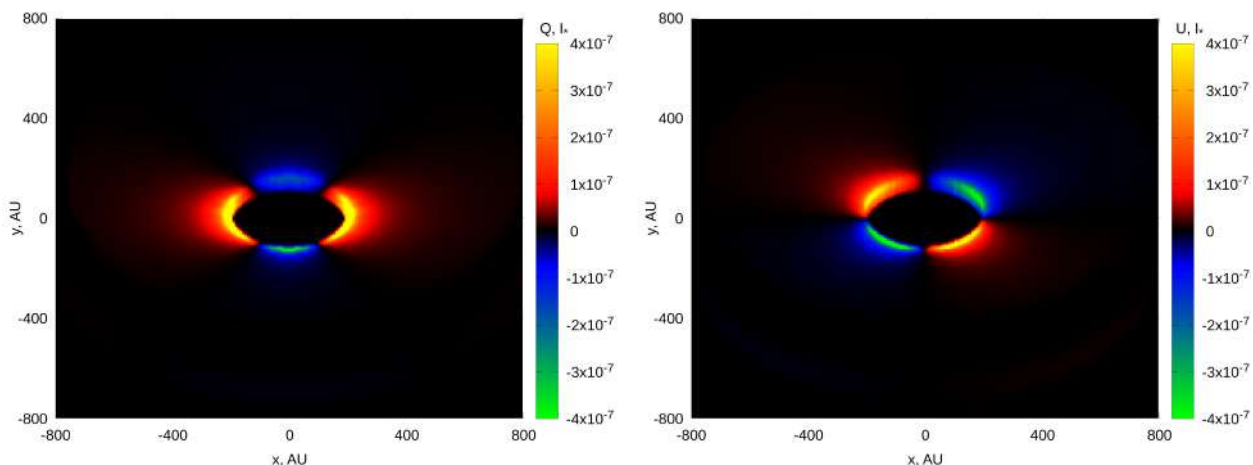


Рис. 7: Распределение параметров Стокса  $Q$  (слева) и  $U$  (справа) по диску.

по центру изображения).

Изображение относительных разностей показывает, что в большей части диска они меньше 0.05, а в центральных областях диска с большими интенсивностями — меньше 0.02. В то же время относительные разности велики по краям диска и даже могут достигать максимально возможного значения 2 в тонкой полоске на самом краю диска, где интенсивность излучения на порядки меньше, чем в центральных областях. Мы можем пренебречь и относительными ошибками в этой тонкой полоске, потому что в ней мы не можем уверенно отличить полученную интенсивность излучения диска от нуля. Таким образом, мы можем заключить, что оба рассмотренных метода решения задачи переноса излучения применимы к данной модели диска и дают одинаковые результаты без каких-либо существенных различий.

Рис. 7 показывает распределения параметров Стокса  $Q$  и  $U$  по диску. Для разностей результатов, полученных двумя методами, справедливы те же утверждения, что и для разностей интенсивностей.

Таким образом, основным различием в использовании методов оказывается время вычислений. Для сравнения времени работы метода задача была решена методом Монте-Карло с разным числом пучков фотонов и DGEM с разными параметрами. Все результаты, полученные в тестовых запусках программы, сравнивались с наиболее качественным результатом, представленным на рис. 6. Интегральная норма разности изображений (25)

была вычислена для каждого полученного результата в сравнении с образцом. После этого были построены зависимость отличия результата и образца от времени вычислений. На рис. 8 приведён сравнительный анализ зависимости качества результата от времени работы. Для DGEM всегда оказалось возможным найти сочетание параметров, дающее результат с оределённым качеством быстрее, чем при использовании метода Монте-Карло.

По представленным результатам вычислений видно, что параметры  $N_d$  и  $N_s$  должны быть связаны между собой. Использование  $N_s = 25$  даёт наилучшее сочетание качества и времени работы только, когда  $N_d$  мало. Увеличение  $N_d$  приводит к улучшению качества результата, но фиксированное значение  $N_s$  ограничивает максимально достижимое качество результата. Таким образом, наилучшим решением будет увеличивать одновременно  $N_d$  и  $N_s$ . Проанализировав полученные кривые с фиксированными значениями  $N_s$ , мы пришли к выводу о использовании эвристического соотношения между параметрами. В параметрической форме оно имеет вид:

$$N_d = 5 \cdot 4^k, \quad N_s = 20 \cdot (k - 4), \quad k \geq 5. \quad (27)$$

Это эвристическое соотношение между  $N_d$  и  $N_s$  даёт для дисковых моделей кривую, близкую к нижней огибающей (соответствующей лучшему качеству и меньшему времени вычислений) всех кривых с переменными значениями  $N_d$  и фиксированными значениями  $N_s$ . При значениях  $k \geq 10$  возможно использовать значения  $N_s$  большие, чем даёт соотношение (27).

В методе Монте-Карло  $\Delta I/I$  убывает как  $1/\sqrt{t}$ , что является ожидаемым результатом, потому что доля неправильно пришедшего излучения — это статистическая ошибка в распределении Пуассона, пропорциональная  $1/\sqrt{N_{photons}}$  [78]. DGEM показывает лучшее асимптотическое поведение. Линию *Heuristic* с рис. 8 мы можем аппроксимировать степенным законом. Аппроксимация даст нам  $\Delta I/I = 0.31 \cdot t^{-0.63}$ , что лучше чем  $\Delta I/I = const \cdot t^{-0.5}$  для метода Монте-Карло.

Результаты, аналогичные представленным на рис. 8, были получены для разных положений наблюдателя и дисков с разными значениями  $\rho_0$  и  $h_0$ . Схожий результат был получен и для модели диска вокруг двойной

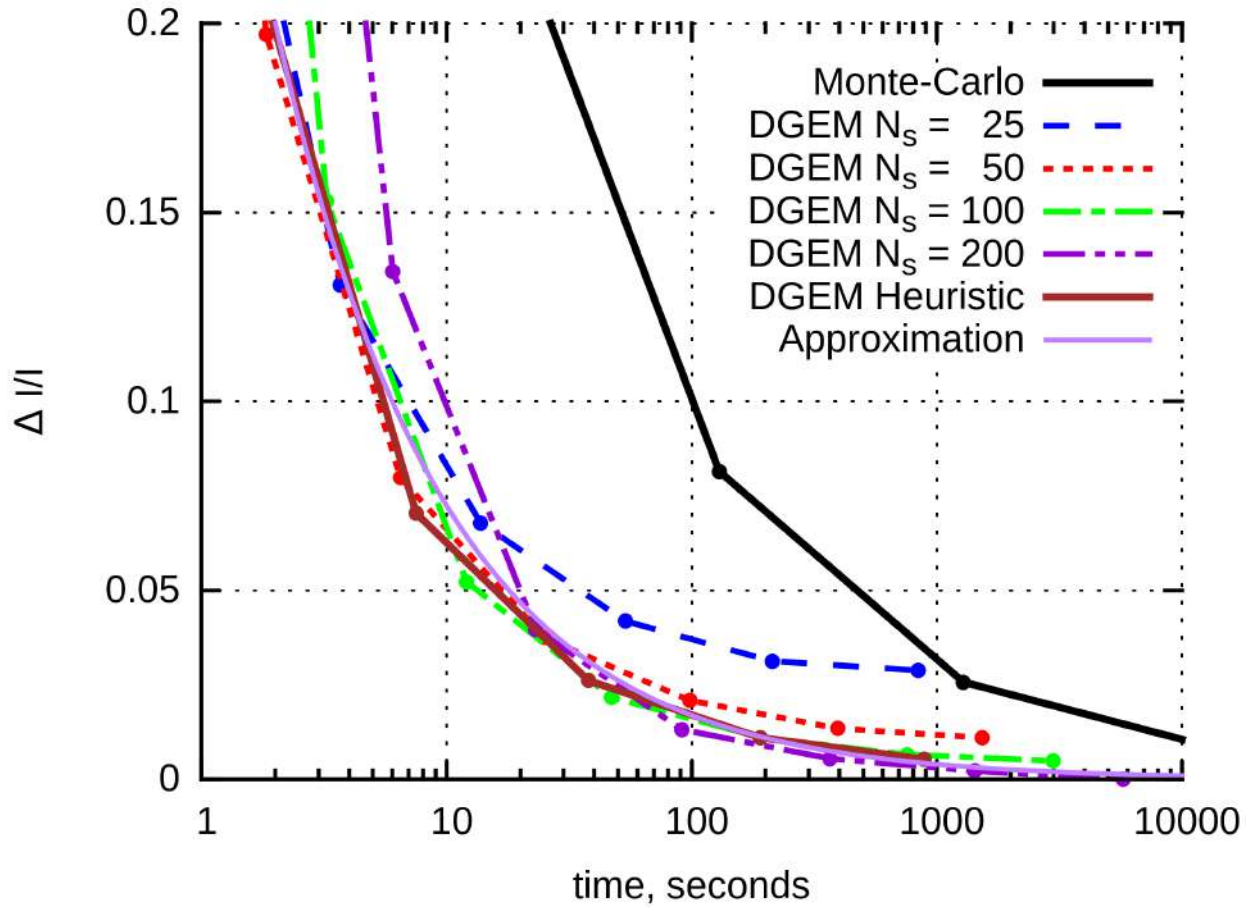


Рис. 8: Отклонения результатов от наиболее качественного результата в зависимости от времени. Результаты получены методом Монте-Карло с разным количеством пучков фотонов (от  $10^5$  до  $10^{10}$ ) и DGEM с разными значениями параметра  $N_d$  при фиксированных значениях параметра  $N_s$ . Линия *Heuristic* соответствует решению DGEM с соотношением параметров по формуле (27). Линия *Approximation* соответствует аппроксимации линии *Heuristic* степенным законом. Для всех линий, отвечающих решениям с использованием DGEM с фиксированным  $N_s$ ,  $N_d = 5 \cdot 4^k$ , где  $k$  от 5 до 11. Для *Heuristic*  $k$  было до 10. Часть вычисленных точек оказались за пределами показанной области из-за плохого качества или большого времени вычислений.

звезды. Кроме того, для задачи с тонкой сферической оболочкой вокруг звезды, DGEM также оказался эффективнее метода Монте-Карло, но оптимальное эвристическое соотношение  $N_d$  и  $N_s$  было отличным от (27).

В результате, мы можем заключить, что DGEM с удачно подобранным для геометрической модели соотношением  $N_d$  и  $N_s$  даёт для задачи с однократным рассеянием результат такого же качества, как метод Монте-Карло, но на порядок быстрее. Кроме того, ошибки вычислений убывают быстрее, чем в методе Монте-Карло. Здесь мы представили только результаты для интенсивности, потому что остальные параметры Стокса демонстрируют аналогичное поведение. Во всех моделях этой главы  $\Delta Q/Q$  и  $\Delta U/U$  меньше чем  $2 \cdot \Delta I/I$ , и могут быть меньше  $\Delta I/I$ .

### 2.4.3 Многократные рассеяния

Во многих астрофизических задачах важно учитывать многократные рассеяния. Рассмотрим задачу из предыдущего раздела с учётом многократных рассеяний. Вычислительная программа может строить отдельные изображения для рассеяний с определёнными номерами. Таким образом, мы можем анализировать не только качество общего результата, но и, например, качество только вторых рассеяний.

Следует отметить, что в нашей задаче с диском точность определения параметров Стокса  $Q$  и  $U$  с учётом всех рассеяний зависит от свойств решения так же, как и интенсивность. При этом для многократных рассеяний точность определения параметров  $Q$  и  $U$  часто хуже, чем точность определения интенсивности. Вклад многократных рассеяний быстро убывает с ростом номера рассеяния. Чем меньше альbedo рассеяния, тем быстрее происходит это убывание. Важно отметить, что убывание вклада многократных рассеяний происходит и при альbedo, равном 1. В нашей модели, интенсивность излучения от первых рассеяний в 4.6 раза выше интенсивности от вторых рассеяний. Интенсивность от вторых рассеяний в 3.5 раза выше интенсивности от третьих рассеяний. Интенсивность от третьих рассеяний в 3.2 раза выше интенсивности от четвёртых. Таким образом, учёт четвёртых рассеяний меняет результат, полученный с учётом первых трёх



рассеяний, менее чем на 2 процента. Вклад многократных рассеяний в общие значения параметров Стокса  $Q$  и  $U$  убывает ещё быстрее.

Вышесказанное даёт нам два важных результата: Во-первых, мы всегда можем ограничить количество моделируемых многократных рассеяний. Например, в обсуждаемой задаче можно учитывать только первые 3 или 4 рассеяния каждого пучка фотонов и игнорировать остальные. Во-вторых, каждое следующее рассеяние можно моделировать с худшим качеством, чем предыдущее. В самом деле, если мы моделируем первые рассеяния с однопроцентной точностью, а четвёртые рассеяния меняют результат на 2 процента, нет смысла вычислять их с однопроцентной точностью, как первые рассеяния.

Многократные рассеяния меняют параметры Стокса сложным образом. Как следствие, при использовании DGEM  $N'_d = 20$  оказывается недостаточно, и в результате видны ошибки. Это делает вычисления более сложными. Ниже представлены результаты с учётом двух рассеяний, полученные четырьмя различными способами: методом Монте-Карло с числом пучков фотонов от  $10^5$  до  $10^9$ , DGEM для первых рассеяний и методом Монте-Карло для вторых рассеяний, DGEM с  $N'_d = 320$  и  $N'_s = 10$  и DGEM с  $N'_d = 20$  и  $N'_s = 2$  и случайно ориентированной сеткой для вторых рассеяний. В случае применения DGEM для первых рассеяний используется соотношение (27) между  $N_d$  и  $N_s$  со значениями  $k = 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11$ .

Рис. 9 демонстрирует результаты использования всех четырёх вариантов вычислений с учётом двух рассеяний. Метод Монте-Карло и комбинация методов дают лучшее качество для общего результата, а использование только DGEM даёт лучшее качество для вторых рассеяний, чем для общего результата. В реальных наблюдениях мы не отделяем вторые рассеяния от первых, поэтому качество общего результата оказывается гораздо важнее, чем качество моделирования вторых рассеяний. Мы можем моделировать вторые рассеяния отдельно от первых и комбинировать результаты, но наши эксперименты показали, что для рассматриваемой задачи наиболее эффективно использовать DGEM для излучения от звезды (направления распространения пучков фотонов и положения рассеяний) и метод Монте-



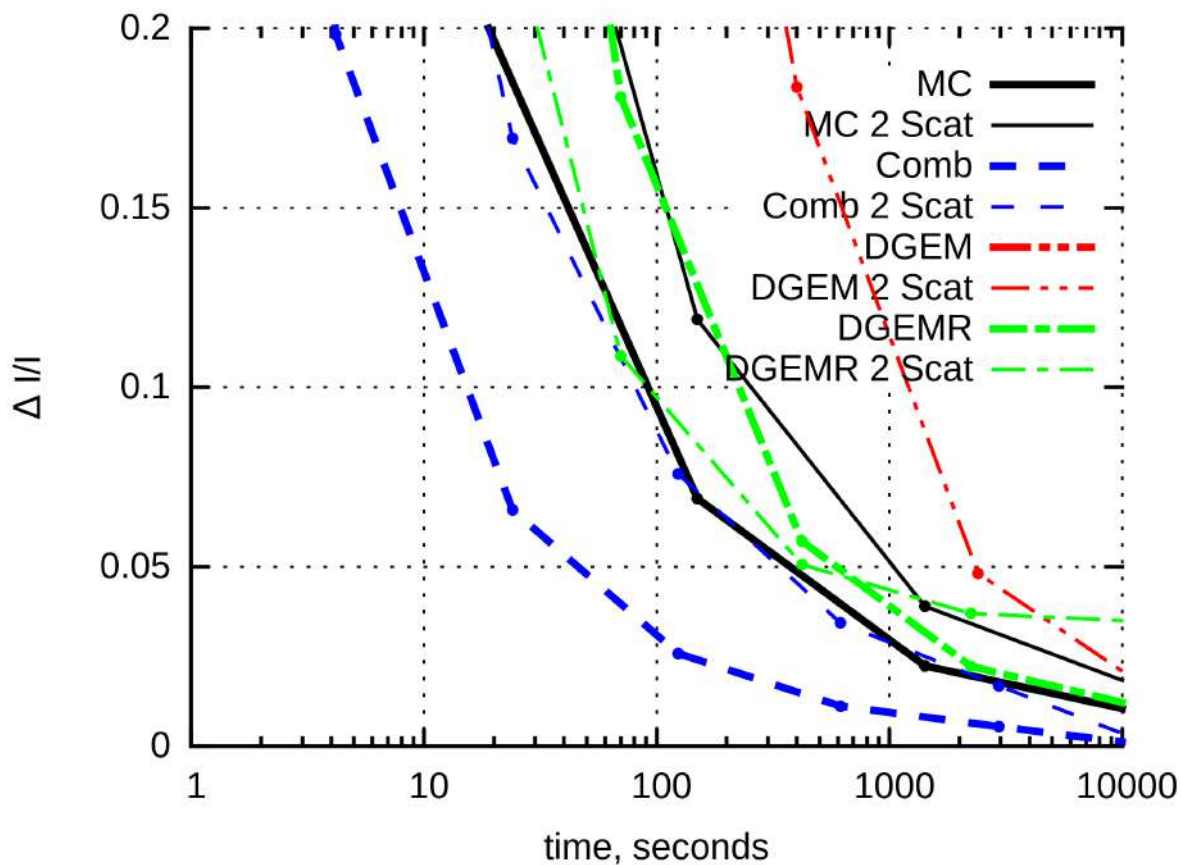


Рис. 9: Отклонение результатов вычислений от эталонного в зависимости от времени вычислений для случая учёта двухкратных рассеяний. Для четырёх способов вычислений: метода Монте-Карло (MC), DGEM, DGEM со случайно ориентированной сеткой для кратных рассеяний (DGEMR) и комбинации DGEM с методом Монте-Карло (Comb) показаны результаты для всего рассеянного излучения и результаты только для интенсивности вторых рассеяний (2Scat).

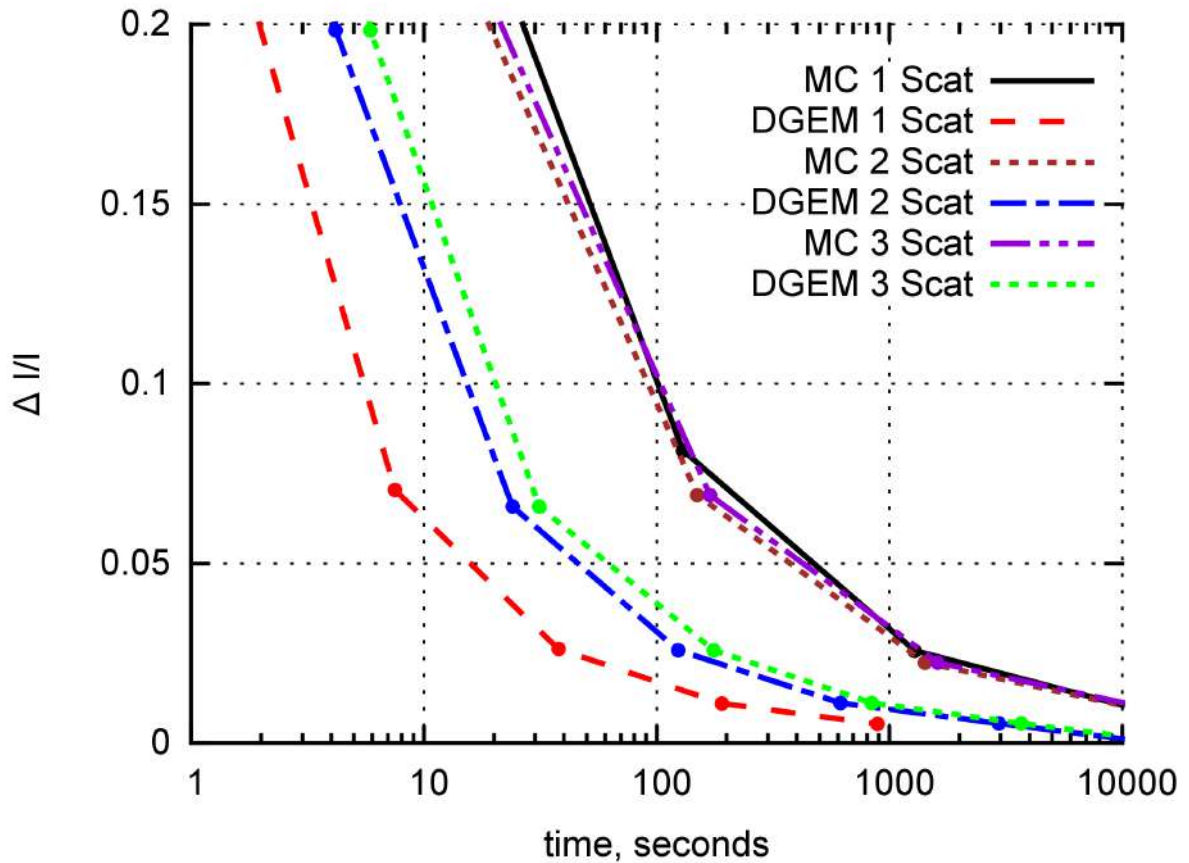


Рис. 10: Отклонение результатов вычислений от эталонного в зависимости от времени вычислений для метода Монте-Карло (MC) и комбинации методов. Рассмотрены случаи с учётом одного, двух и трёх рассеяний пучков фотонов.

Карло для многократных рассеяний.

Таким образом, комбинация DGEM и метода Монте-Карло оказывается наиболее эффективным способом решения задачи переноса излучения в диске. На рис. 10 приведено сравнение эффективности использования метода Монте-Карло и комбинации методов при учёте одного, двух и трёх рассеяний. Выигрыш во времени вычислений очень существенен для случая однократных рассеяний. При моделировании многократных рассеяний он уменьшается, но остаётся существенным.

DGEM использует на один параметр больше, чем метод Монте-Карло. При многократных моделированиях задач со схожей геометрией можно один раз определить удачное сочетание параметров, после чего использовать эвристическое соотношение между ними для получения существенно-

го выигрыша по сравнению с методом Монте-Карло.

## 2.5 Сетка на основе триангуляции Делоне

Из большого разнообразия сеток, используемых для описания трёхмерной пространственной геометрии изучаемой области, мы остановились на использовании сетки, составленной из тетраэдров. В такой сетке элементами являются сами тетраэдры, а узлы сетки — это вершины составляющих её тетраэдров. Такие сетки можно строить, исходя из разных соображений. Широкое распространение получило построение сетки на основе триангуляции Делоне [13]. Такие сетки активно используются для решения систем дифференциальных уравнений методом конечных элементов [35, 103]. Мы решили использовать такие сетки и при решении задач переноса излучения путём учёта траекторий отдельных пучков фотонов.

Использование сетки из тетраэдров обладает рядом удобных свойств. Во-первых, сетка обладает большой гибкостью, что позволяет использовать её для описания сложных геометрических форм и сильно варьировать размеры составляющих её элементов. Таким образом, мы можем использовать тетраэдры меньших размеров в областях с большими перепадами величин или областях, в которых необходимо получить более точное решение. Во-вторых, широкое применение таких сеток в инженерных задачах привело к появлению программ для описания геометрии области и автоматического построения сетки по заданным границам и желаемым размерам элементов в разных частях изучаемой области. В-третьих, сетка позволяет для любой точки пространства получить линейной аппроксимацией все величины, заданные для её узлов. При самой простой реализации сетки, аппроксимируемые величины будут непрерывными функциями координат. Отсутствие разрывов как внутри составляющих сетку тетраэдров, так и на их границах, позволяет получать более аккуратные решения.

Следует отметить, что существуют более сложные реализации сетки из тетраэдров, в которых кроме вершин тетраэдров используются дополнительные узлы. В этих реализациях аппроксимируемые величины будут представлены полиномами больших степеней, а непрерывными функция-

ми будут не только аппроксимируемые величины, но и их производные. Обычно используют 6 дополнительных узлов в серединах ребёр тетраэдра, тогда непрерывными будут первые производные. Использование большего количества узлов позволяет добиться непрерывности производных более высокого порядка.

При полиномиальной аппроксимации величин в пределах тетраэдра возможно быстрое интегрирование этих величин по всему объёму тетраэдра или по его поверхности. Для этого используется обобщение метода Гаусса. Подробно устройство сетки из тетраэдральных элементов рассмотрено, например, в книге [103]. Ниже мы остановимся только на основных моментах, использованных в данной работе.

Процесс построения сетки и лежащие в его основе теоретические основы мы опустим, поскольку мы использовали пакет *GMSH* [20], предоставляющий удобные возможности построения и визуализации исследуемой области, а также автоматического построения сетки с желаемыми размерами элементов, основанного на геометрическом описании исследуемого пространства. Мы рассматривали кубическую область, в которой был расположен диск. Отдельно мы задали внутреннюю границу диска, чтобы получить для неё более густую сетку и качественно описать наиболее нагретую часть диска. Также мы использовали сгущение сетки к центральной плоскости диска с большими плотностями вещества.

При интегрировании оптической толщины вдоль луча зрения мы суммировали оптические толщины, получаемые в каждом из тетраэдров, попадающих на траекторию движения фотона. Из геометрических соображений мы получали координаты двух точек пересечения луча, по которому распространяется пучок фотонов, с поверхностью тетраэдра. После этого мы использовали  $L$ -координаты [103] для вычисления плотности в этих точках.

Если плотности в вершинах тетраэдра имеют значения  $\rho_i, \rho_j, \rho_k, \rho_l$ , то интерполяционный полином будет иметь вид:

$$\rho = L_1\rho_i + L_2\rho_j + L_3\rho_k + L_4\rho_l, \quad (28)$$

где  $L_1, L_2, L_3, L_4$  — относительные расстояния от выбранной произвольной точки элемента до одной из его граней к высоте, опущенной на эту грань из

противолежащей вершины. Такие объёмные  $L$ -координаты связаны между собой соотношением

$$L_1 + L_2 + L_3 + L_4 = 1. \quad (29)$$

Поскольку плотность изменяется линейно в пределах каждого элемента, по плотности в двух граничных точках и расстоянию между ними можно вычислить оптическую толщину среды на луче распространения пучка фотонов, что является основной задачей при моделировании пучков фотонов.

## 2.6 Обсуждение

Предложенный в этой главе метод позволяет эффективно моделировать излучение точечного источника. В комбинации с методом Монте-Карло для кратных рассеяний предложенный алгоритм позволяет существенно ускорить моделирование переноса излучения. Выше были представлены результаты для задач с околосвёздными дисками, которыми мы будем заниматься в следующих главах. Тем не менее, метод был протестирован также и для задач с оболочками и фрактальными структурами [62]. В этих задачах он тоже оказался весьма эффективен.

## 3 Затмения звёзд с утолщённым диском

### 3.1 Постановка задачи

Natta and Whitney [47] с использованием метода Монте-Карло моделировали излучение системы из звезды с flared диском во время затмения звезды компактным газопылевым облаком. Задача переноса излучения решалась для диска вокруг звезды раннего спектрального класса А: массой  $M_* \approx 2M_\odot$ , светимостью  $L_* \approx 50L_\odot$ , эффективной температурой  $T_* \approx 9000\text{K}$  и радиусом  $R_* = 2.9R_\odot$ . В их работе рассматривались разные положения наблюдателя и влияние на изменение степени поляризации во время затмения параметров диска (толщины, массы, внутреннего и внешнего радиусов). Затмения звезды моделировались для разных оптических полос, в том числе моделировались изменения показателей цвета U-B, B-V, V-R, R-I во время затмений.

Полученные результаты хорошо согласуются с большинством наблюдений. Тем не менее, сейчас общепризнано, что в центральных областях околосвёздного диска должно быть утолщение [17, 41]. Затмение звезды, окруженной диском с утолщением, ранее не рассматривалось. В данной главе мы изучаем, как утолщение в центральной области околосвёздного диска может влиять на характер затмений. Утолщение на внутренней границе диска не пропускает прямое излучение звезды и образует тень на диске. В результате периферия диска прогревается слабее и диск может перестать быть flared. В данной работе мы пренебрегаем изменением формы далёких от звезды областей диска при добавлении утолщения в зоне сублимации пыли.

Для этого мы рассматриваем flared диск с утолщением в центральной области из-за дискового ветра, описанного в работах [58, 59]. Это является не единственным, но весьма удобным способом получения такого утолщения, который уже применялся до нас (см, например, [3]). Другой способ увеличить эффективную толщину диска вблизи зоны сублимации пыли предложили [71]. Согласно их расчетам, пылевая атмосфера диска увеличивается в два – три раза при учете магнито-ротационной неустойчивости

в диске.

Как и в работе [47], мы считаем, что экранирующее звезду газопылевое облако вносит малый вклад в рассеянное излучение системы, отбрасывает на диск сравнительно небольшую тень и закрывает от наблюдателя малую часть диска. То есть такое облако влияет только на излучение звезды и не изменяет рассеянное излучение системы. Оптическая толщина создаваемого облаком поглощающего экрана является параметром модели и изменяется в широком диапазоне для получения затмений разной глубины.

### 3.1.1 Модель диска

Как и в разделе 2.4 мы рассматривали flared диск, плотность которого определяется по формуле

$$\rho(x, y, z) = \begin{cases} \rho_0 \left(\frac{R_0}{r}\right)^\alpha \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{h(r)}\right)^2\right], & R_i \leq r \leq R_d, \\ 0, & \text{иначе,} \end{cases} \quad (30)$$

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

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

Для удобства сравнения наших результатов с представленными в работе [47], мы рассматривали диск с близкими параметрами. Мы использовали радиальный показатель плотности  $\alpha = 2.79$ , степень расширения диска  $\beta = 1.29$ , внутренний и внешний радиусы диска  $R_i = 4R_* = 0.0544$  а.е. и  $R_D = 100$  а.е., масса диска считалась равной  $0.1M_\odot$  [47]. В работе [47] указано соотношение для толщины видимой фотосферы диска  $H_* = 0.032R_*$ . Основываясь на соотношения  $H \approx 4h$  [9], мы приняли толщину диска на радиусе  $R_*$  равной  $h_* = 0.008R_* \approx 0.00011$  а.е.

### 3.1.2 Модель дискового ветра

Мы используем модели ветра из работ [58, 59]. В этих моделях плотность ветра задаётся уравнением:

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3/2} \eta(\chi). \quad (31)$$

Здесь  $\chi = z/r$  — безразмерная высота над плоскостью диска. Значение  $\eta(\chi)$  может быть получено путём решения газодинамических уравнений, на основании трёх физических параметров:

- $\kappa_w$  — нормализованное отношение массы к магнитному потоку, характеризующее массовую нагрузку ветра (чем выше значение, тем эффективнее переносится масса);
- $\lambda_w$  — нормированный полный (магнитный и частиц) удельный угловой момент, описывающий эффективность переноса углового момента ветра (чем выше значение, тем быстрее ветер);
- $\xi'_0 \equiv \text{tg } \theta_0$  (где  $\theta_0$  — угол между полоидальной компонентой поля и нормалью диска на его поверхности), измеряющий начальный наклон линий магнитного поля (чем больше  $\xi'_0$ , тем уже угол раствора).

Таблица 1: Параметры моделей дискового ветра из Сафье [59]

Модель	$\kappa_w$	$\lambda_w$	$\xi'_0$
C	0.01	75.43	1.73
D	0.00316	203.10	1.73
I	0.001	563.21	1.73
E	0.10	25.63	3.73
F	0.0316	69.058	3.73
G	0.01	189.34	3.73

Для нашей задачи хватает аналитических аппроксимаций решений, представленных в работе [59]. Safer [59] приводит аппроксимации для семи моделей ветра. В таблице 1 представлены физические параметры шести использованных нами моделей ветра. Седьмая модель ветра, в отличие от остальных шести, даёт немонотонное изменение плотности ветра с высотой над диском, дающее протяжённую полость во внутренних слоях ветра. Мы предпочли ограничиться более простыми и похожими друг на друга моделями ветра.



Аналитическая аппроксимация имеет вид

$$\eta(\chi) = \frac{\psi_0 (1 - h_{w0}\xi'_0)}{\xi(\chi)\psi(\chi) (\xi(\chi) - \chi\xi'(\chi))}, \quad (32)$$

здесь  $h_{w0}$  и  $\psi_0$  — параметры модели, а  $\xi(\chi)$  и  $\psi(\chi)$  — функции с аппроксимациями:

$$\xi(\chi) = (1 + a_1(\chi - h_{w0}) + a_2(\chi - h_{w0})^{a_3}) \exp[-a_4(\chi - h_{w0})] + a_5(\chi - h_{w0})^{a_6} \exp[-4a_7(\chi - h_{w0})^{a_8}], \quad (33)$$

$$\psi(\chi) = (b_0 + b_6(\chi - h_{w0})) \exp[-b_8(\chi - h_{w0})^{b_9}] + b_1 \exp\left[\frac{-1}{b_2(\chi - h_{w0})^{b_3}}\right] \exp\left[\frac{-b_4}{(\chi - h_{w0})b_5}\right]. \quad (34)$$

В каждом из этих выражений первое слагаемое задаёт поведение функции вблизи диска, а второе слагаемое определяет функцию вдали от него. Значение  $\psi_0$ , соответствующее поверхности диска, может быть получено из аппроксимации для  $\psi(\chi)$ . При учёте того, что  $\psi \rightarrow \psi_0$  при  $\chi \rightarrow h_{w0}$ ,  $\psi_0 = b_0$ .

$\xi'(\chi)$  — производная  $\xi(\chi)$  по  $\chi$ . Её аналитическая форма имеет вид

$$\begin{aligned} \xi'(\chi) = & (a_1 + a_2a_3(\chi - h_{w0})^{a_3-1} - a_4[1 + a_1(\chi - h_{w0}) + a_2(\chi - h_{w0})^{a_3}]) \times \\ & \times \exp[-a_4(\chi - h_{w0})] + \\ & + (a_5a_6(\chi - h_{w0})^{a_6-1} - 4a_5a_7a_8(\chi - h_{w0})^{a_6}(\chi - h_{w0})^{a_8-1}) \times \\ & \times \exp[-4a_7(\chi - h_{w0})^{a_8}]. \end{aligned} \quad (35)$$

Величины  $a_1, \dots, a_8, b_0, \dots, b_6, b_8, b_9$  и  $\xi'_0$  приведены в статье [59] для семи моделей ветра. В таблице 2 указаны коэффициенты для шести моделей, которые мы использовали в нашей работе. Слагаемое с коэффициентом  $b_7$  из оригинальной статьи мы опустили, потому что во всех рассмотренных моделях  $b_7 = 0$ . Во всех моделях мы использовали  $h_{w0} = 0.065$  вместо  $h_{w0} = 0.1$ , чтобы ветер лучше соответствовал нашему диску.

Плотность ветра  $\rho_0$  на поверхности диска на расстоянии  $r_0$  от звезды может быть выражена через параметры звезды и диска. При  $r_0 = 1$  а.е.  $\rho_0$

Таблица 2: Параметры  $a_1, \dots, a_8, b_0, \dots, b_6, b_8, b_9$  и  $\xi'_0$  [59]

	C	D	I	E	F	G
$a_1$	0.21	0.49	0.18	-0.51	-0.22	0.07
$a_2$	0.30	0.17	0.14	0.62	0.50	0.05
$a_3$	1.23	1.27	1.86	1.02	0.98	0.42
$a_4$	0.21	0.11	0.26	0.03	0.09	0.05
$a_5$	1.27	0.89	1.30	2.46	2.78	2.95
$a_6$	0.92	0.97	0.92	0.91	0.92	0.94
$a_7$	0.04	0.02	0.02	0.01	0.01	0.008
$a_8$	0.28	0.31	0.24	0.32	0.27	0.26
$b_0$	0.035	0.035	0.035	0.01	0.01	0.01
$b_1$	12.16	20.08	33.52	6.95	11.62	18.70
$b_2$	0.65	0.42	0.55	0.53	0.67	0.78
$b_3$	0.33	0.34	0.26	0.30	0.20	0.14
$b_4$	1.0	1.0	2.5	1.0	1.8	3.3
$b_5$	0.40	0.40	0.50	0.40	0.40	0.55
$b_6$	0.50	0.90	1.00	0.90	1.00	1.00
$b_8$	1.25	1.00	0.75	1.00	0.85	0.30
$b_9$	0.60	0.60	1.00	0.60	0.55	1.10
$\xi'_0$	1.73	1.73	1.73	3.73	3.73	3.73

в  $\text{г см}^{-3}$  можно найти из соотношения

$$\rho_0 = 1.064 \times 10^{-15} \left( \frac{\dot{M}_{out}}{10^{-7} M_\odot \text{yr}^{-1}} \right) \left( \frac{M_*}{0.5 M_\odot} \right)^{-0.5} \times \frac{1}{\ln(r_{max}/r_{min}) \psi_0 (1 - h_{w0} \xi'_0)}. \quad (36)$$

Здесь  $M_*$  — масса звезды,  $\dot{M}_{out}$  — темп истечения вещества в массах Солнца в год,  $r_{min}$  и  $r_{max}$  — внутренний и внешний радиусы области образования ветра. Поскольку модель не очень чувствительна к этим радиусам, мы можем использовать значения порядка 0.05 а.е. и 1 а.е. [3].

Рис. 11 демонстрирует даваемое ветром утолщение диска в центральных областях. На графиках показана эффективная высота фотосферы дис-

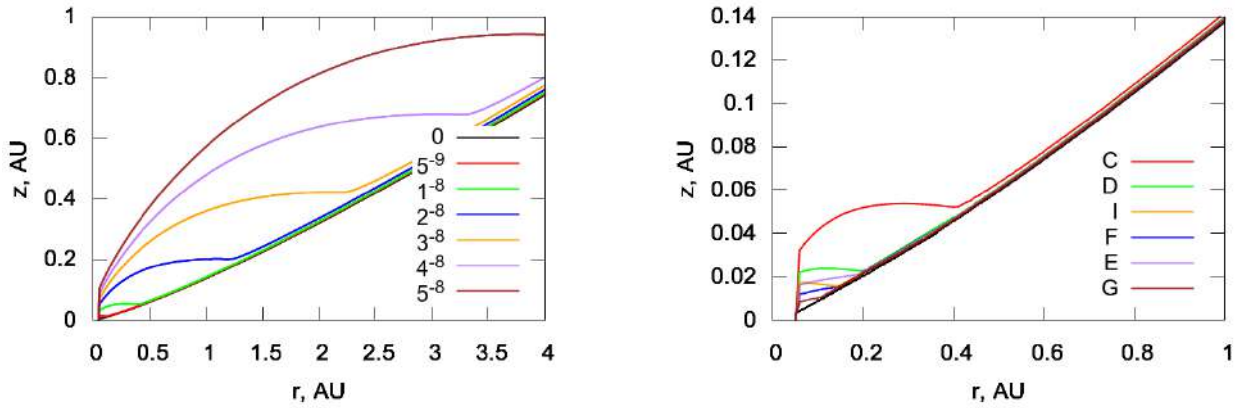


Рис. 11: Эффективная высота фотосферы диска для разных моделей ветра и интенсивности истечения вещества. Слева показана высота для ветра модели C с темпом истечения вещества от 0 до  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot} year^{-1}$ . В подписях указан темп истечения вещества в массах Солнца в год. Справа показаны высоты для разных моделей ветра из таблицы 2 и темпа истечения вещества  $10^{-8} M_{\odot} year^{-1}$ .

ка — высота, на которой оптическая толщина внешних слоёв диска при луче зрения, перпендикулярном плоскости диска, достигает 1. Следует отметить, что зависимость от темпа истечения вещества заметно сильнее зависимости от модели ветра. Во всех случаях мы получаем что-то очень похожее на внутреннюю стенку. Модель ветра влияет на её высоту и форму, но общие тенденции сохраняются. В дальнейшем это позволит нам для понимания ключевых особенностей влияния ветра на затмения проводить моделирование не для всех указанных моделей ветра, а лишь для некоторых из них.

Дисковый ветер делает диск более толстым и приводит к увеличению интенсивности излучения от центральных областей диска. В нашей задаче темп истечения вещества является основным параметром, определяющим плотность ветра. Основываясь на данных, приведённых в работе [8] мы можем считать, что темп аккреции вещества у звёзд Ae/Be Хербига находится в пределах от  $10^{-5}$  до  $10^{-9} M_{\odot} year^{-1}$ . 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 [3].

### 3.1.3 Параметры пыли

При моделировании рассеянного излучения диска в разных оптических полосах мы взяли из статьи [47] коэффициент поглощения  $\kappa$ , вероятность выживания фотона при однократном рассеянии  $\omega$  и максимальную степень линейной поляризации  $p_l$ . Хорошее соответствие наблюдениям было получено Natta and Whitney в модели со средним размером пыли 0.03 мкм. Поскольку круговая поляризации при однократном рассеянии мала, мы пренебрегли ею и приняли  $p_c = 0$ . Natta and Whitney [47] использовали таблицы данных для индикатрисы рассеяния, для простоты моделирования мы использовали индикатрису Хеньи-Гринштейна. Примерные значения параметра анизотропии индикатрисы рассеяния мы взяли из статьи [37].

В таблице 3 приведены использованные в данной главе параметры пыли. Параметры пыли зависят от её химического состава и формы пылинок. Мы исследуем общие особенности влияния утолщения диска на изменение степени линейной поляризации во время затмения, поэтому приведённых параметров пыли достаточно для получения общей формы зависимости.

Таблица 3: Параметры пыли [37, 47]

	$\kappa, \text{см}^2 \text{Г}^{-1}$	$\omega$	$p_l$	$g$
U	330	0.525	0.33	0.53
B	273	0.53	0.37	0.53
V	225	0.545	0.38	0.48
R	183	0.54	0.43	0.43
I	133	0.525	0.5	0.38

## 3.2 Результаты

Мы исследовали зависимость степени линейной поляризации системы из звезды и околозвёздного диска от ослабления её видимой звёздной вели-

чины во время затмения звезды компактным пылевым экраном. Такая зависимость более наглядна, понятна и удобна при интерпретации результатов, чем зависимости степени линейной поляризации и ослабления звёздной величины от оптической толщины экрана, которую мы изменяли при моделировании. Важно понимать, что на изменение степени линейной поляризации во время затмения влияют параметры диска, параметры дискового ветра и оптические свойства пыли. Поэтому в этом разделе мы рассмотрим влияние на линейную поляризацию целого ряда различных факторов.

### 3.2.1 Зависимость поляризации от темпа истечения вещества

Темп истечения вещества является одним из ключевых факторов, определяющих изменения степени линейной поляризации во время затмения. На рис. 12 представлены зависимости степени линейной поляризации от изменения звёздной величины для системы с параметрами, перечисленными в разделе 3.1.1 и ветром, описываемым моделью С. Система наблюдается в спектральной полосе  $V$  под углом в  $45^\circ$  к оси диска. Моделировались затмения для звёзд с темпом истечения вещества до  $5 \cdot 10^{-8} M_\odot$  в год. Огибающая, соединяющая крайние точки всех графиков затмений, показывает предельное соотношение степени поляризации и изменения звёздной величины для разных темпов истечения вещества. Во всех точках на огибающей звезда полностью скрыта от наблюдателя поглощающим экраном, а регистрируется исключительно рассеянное излучение системы.

Результаты расчётов показывают, что слабый ветер немного увеличивает степень линейной поляризации во время затмения. При дальнейшем увеличении темпа истечения вещества (и плотности ветра) степень поляризации излучения системы начинает убывать вплоть до нуля. После чего она меняет свою ориентацию, начинает снова расти и может превышать степень поляризации, получаемую в модели без ветра.

Большой темп истечения вещества приводит к формированию плотного ветра, верхние слои которого попадают на луч зрения. В результате максимальное изменение видимой звёздной величины во время затмения получается меньше, чем в модели без ветра.

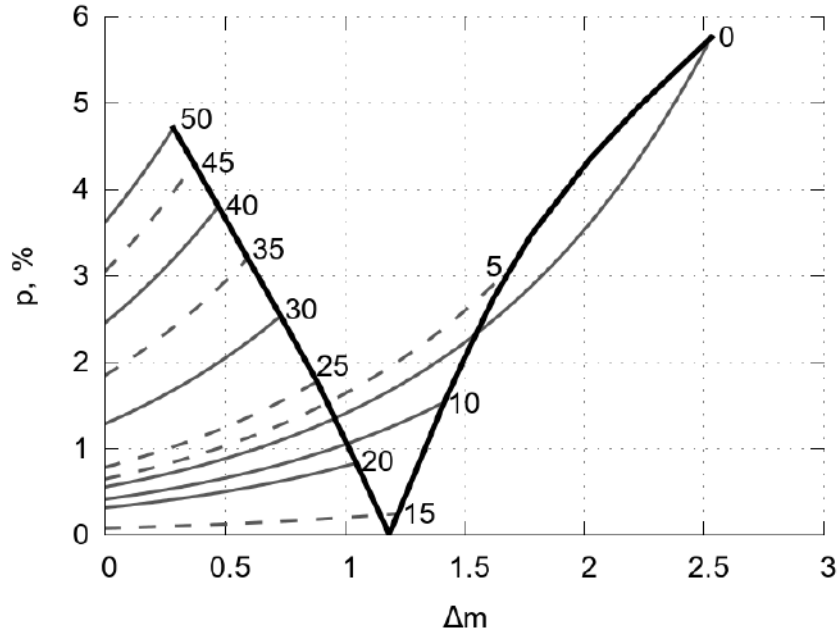


Рис. 12: Зависимость степени линейной поляризации в полосе V от изменения звездной величины, вызванного экраном с увеличивающейся оптической толщиной. На графике показан диск с ветром модели C, наблюдаемый под углом  $45^\circ$  к оси диска. Рядом с графиком каждого из затмений подписан темп истечения вещества в единицах  $10^{-9} M_\odot$  в год. Излом огибающей соответствует изменению позиционного угла линейной поляризации на  $90^\circ$ .

Моделирование рассеянного излучения тонкого диска показало, что рассеянный им свет поляризован перпендикулярно плоскости диска. В то же время могут наблюдаться системы, рассеянное излучение которых поляризовано вдоль плоскости диска (см., например, [79]). Наши результаты полностью согласуются с данными фактами: дисковый ветер увеличивает толщину диска, как следствие, при некотором темпе истечения вещества диск перестаёт быть тонким и меняет направление поляризации своего излучения. Очевидно, между толстым и тонким дисками с разными ориентациями поляризации излучения существует промежуточное состояние, когда толщина диска такова, что его интегральное излучение не поляризовано.

На рис. 13 показаны изображения диска с ветром модели C, соответствующим темпам истечения вещества  $10^{-9}$  и  $3 \cdot 10^{-8} M_\odot$  в год. Все остальные параметры звёзд и дисков были одинаковыми (см. 3.1.1). Поляризация

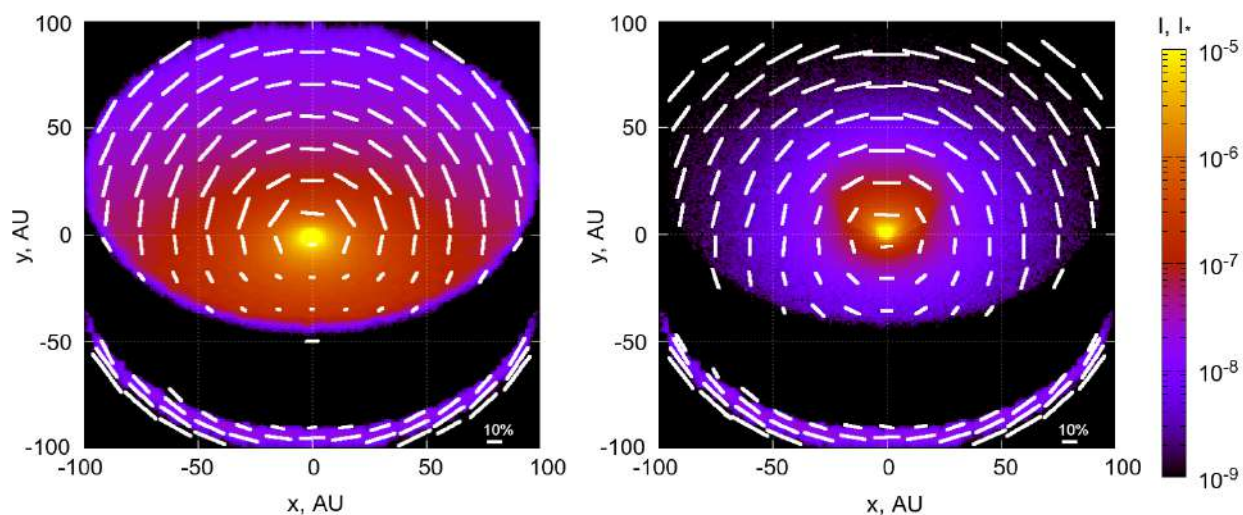


Рис. 13: Изображения дисков с параметрами из раздела 3.1.1, с ветром модели C, соответствующим темпам истечения вещества в  $10^{-9}$  (слева) и  $3 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год (справа). Угол между направлением на наблюдателя и осью диска составляет  $45^{\circ}$ . Белое векторное поле показывает поляризацию излучения.

излучения показана белым векторным полем поверх изображений диска. В представленных моделях линейная поляризация диска ориентирована в разных плоскостях: излучение тонкого диска со слабым ветром поляризовано перпендикулярно плоскости диска, а излучение диска, утолщённого сильным ветром, поляризовано вдоль его плоскости.

Высокий темп истечения вещества приводит к формированию плотного ветра, который существенно утолщает центральные области диска. В итоге существенно больше излучения рассеивается в центральных областях диска, а интенсивность излучения от дальних областей диска ослабевает. Тогда основной вклад в интегральное излучение диска вносит центральное утолщение. Его геометрическая форма такова, что боковые области утолщения, поляризованные перпендикулярно диску, оказываются частично скрыты от наблюдателя, а дальняя от наблюдателя область, поляризованная вдоль диска, хорошо видна.

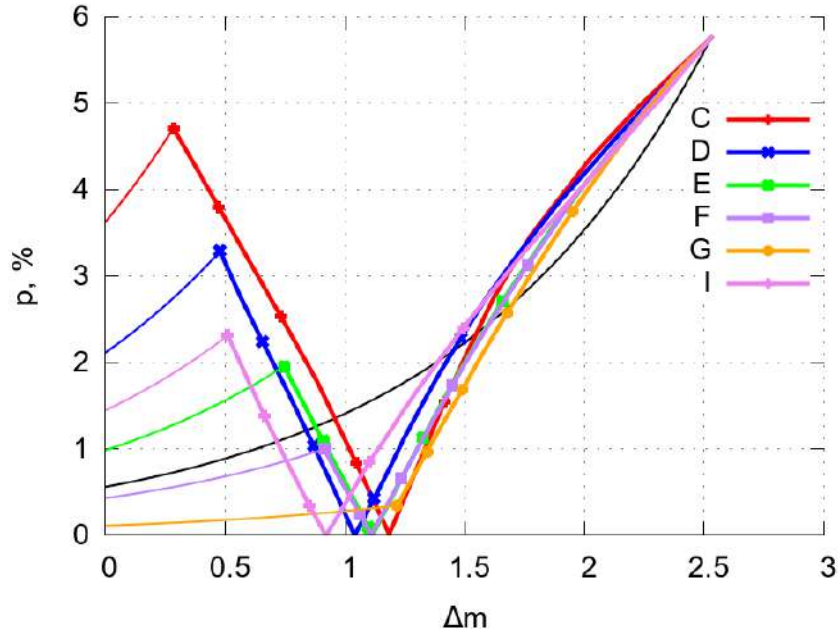


Рис. 14: График затмения без ветра (чёрная линия) и зависимость степени линейной поляризации в полосе V от изменения звездной величины для разных моделей ветра. Для каждой модели ветра показан график затмения при темпе истечения вещества в  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год (тонкая линия) и огибающая графиков затмений для темпа истечения вещества до  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год. Точки на каждой огибающей соответствуют максимумам затмений при темпе истечения вещества в  $10^{-8}, 2 \cdot 10^{-8}, 3 \cdot 10^{-8}, 4 \cdot 10^{-8}$  и  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год.

### 3.2.2 Зависимость поляризации от модели ветра

Мы рассмотрели разные модели дискового ветра. Для сравнения влияния модели ветра на изменение степени поляризации в ходе затмения мы ограничились рассмотрением системы с параметрами из раздела 3.1.1, наблюдаемой в фотометрической системе V под углом в  $45^\circ$  к оси диска.

Для каждой модели ветра было выполнено моделирование затмения так же подробно, как для модели ветра C (см. рис. 12), но для демонстрации различий мы ограничились меньшим количеством линий. На рис. 14 для каждой модели ветра показан график затмения при темпе истечения вещества в  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год и огибающая графиков затмений для темпа истечения вещества до  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год. Также показан график затмения



для модели без дискового ветра. В дальнейшем мы будем ограничиваться для демонстрации влияния дискового ветра на изменение поляризации во время затмения именно этим набором данных: графиками затмений для минимального и максимального рассмотренных темпов истечения вещества и огибающей всех промежуточных графиков затмений. Огибающую мы всегда будем изображать более толстой линией. На рис. 14 на огибающих также поставлены точки, соответствующие минимумам затмений при темпе истечения вещества в  $10^{-8}$ ,  $2 \cdot 10^{-8}$ ,  $3 \cdot 10^{-8}$ ,  $4 \cdot 10^{-8}$  и  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год. Эти точки позволяют сравнивать, при каком темпе истечения вещества происходит изменение позиционного угла поляризации.

При использовании любой из рассмотренных шести моделей ветра увеличение темпа истечения вещества сначала приводит к повышению степени линейной поляризации. Затем повышение степени линейной поляризации сменяется её уменьшением с последующим поворотом позиционного угла на  $90^{\circ}$  и новым ростом степени поляризации.

Выбор модели ветра определяет зависимость поляризации от ослабления звёздной величины при разных темпах истечения вещества и форму огибающей графиков затмений. В частности, от выбора модели ветра зависит, при каком темпе истечения вещества произойдёт смена ориентации плоскости линейной поляризации, и какое ослабление блеска будет этому соответствовать. Для модели ветра G темпа истечения вещества в  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год оказывается недостаточно для поворота плоскости поляризации, но при более плотном ветре он происходит.

В дальнейшем, при изучении влияния других факторов, мы ограничились рассмотрением одной модели ветра, чтобы сократить количество вычислений и сделать результаты более наглядными. В качестве такой основной модели ветра мы приняли модель D. Как видно по графикам на рис. 14, при использовании этой модели ветра мы получаем высокие значения линейной поляризации с изменённым позиционным углом при рассматриваемом интервале темпа истечения вещества и достигаем изменения ориентации поляризации при сравнительно низком темпе истечения вещества (особенно, по сравнению с моделями G и F). В то же время модель D не

показывает столь быстрой смены поляризации и самых больших значений степени поляризации, как модель С. Эти два обстоятельства позволяют считать её моделью ветра, хорошо демонстрирующей интересующий нас эффект и не являющейся своего рода предельным случаем.

### 3.2.3 Зависимость поляризации от положения наблюдателя

Положение наблюдателя также важно при рассмотрении влияния ветра на изменение степени линейной поляризации во время затмения. На рис. 15 показаны графики затмений для диска без ветра, диска с ветром, соответствующим темпу истечения вещества в  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  и огибающие для графиков с промежуточными темпами истечения вещества для трёх

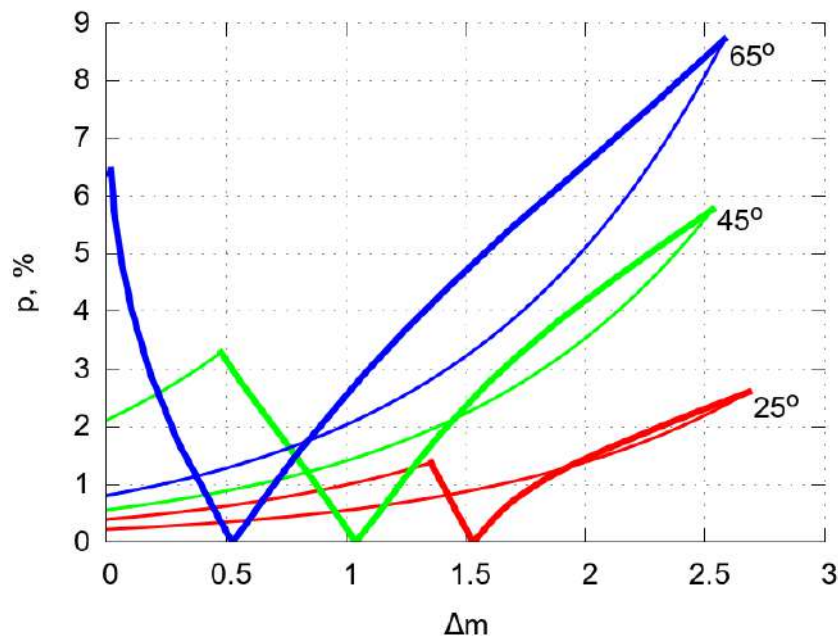


Рис. 15: Изменение степени линейной поляризации в спектральной полосе V во время затмений диска из раздела 3.1.1 для разных положений наблюдателя. Угол между направлением на наблюдателя и осью диска указан рядом с каждым графиком. Рассмотрен ветер модели D с темпом истечения вещества от 0 до  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год. Для каждого положения наблюдателя показан график затмения в модели без ветра, в модели с ветром максимальной плотности и огибающая графиков с промежуточными темпами истечения вещества.

положений наблюдателя.

Чем больше угол между направлением на наблюдателя и осью диска, тем сильнее поляризовано излучение диска. При высоких темпах истечения вещества ветер поглощает часть излучения звезды, поэтому затмения становятся менее глубокими. Чем ближе направление на наблюдателя к плоскости диска, тем сильнее диск и дисковый ветер скрывают от него звезду, в результате затмения также оказываются менее глубокими. При всех положениях наблюдателя характер зависимости сохраняется, но смена позиционного угла поляризации может происходить при разных темпах истечения вещества.

Для разных положений наблюдателя мы можем получить график затмения для диска без ветра. Такие результаты были получены ранее в работе [47]. Мы можем сравнить изменения блеска и степень линейной поляризации в максимумах затмений. Изменения блеска согласуются очень хорошо, а степень поляризации немного различается (см. рис. 16). Мы считаем, что в целом результаты можно считать согласующимися, а наблюдаемое различие скорее всего связано с использованием нами модельной индикатрисы Хенни-Гринштейна в то время, как Натта и Уитни опирались

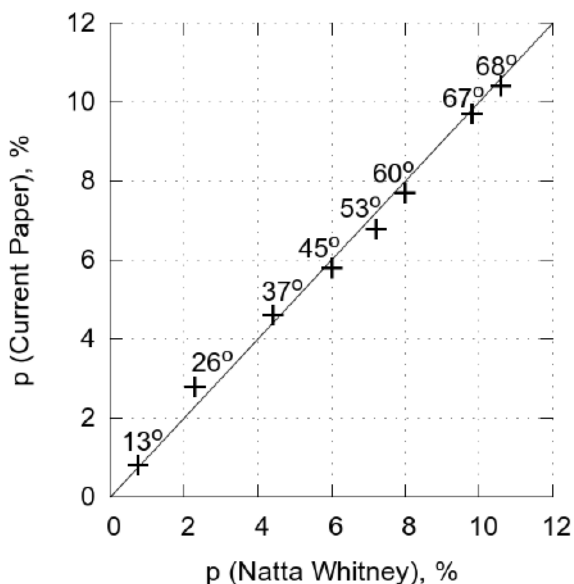


Рис. 16: Сравнение максимальной степени поляризации для разных положений наблюдателя в модели без ветра из [47] и данной работы.

на табличные значения параметров матрицы рассеяния.

### 3.2.4 Зависимость поляризации от параметров диска

В предыдущих разделах мы рассмотрели затмения для дисков с разными моделями ветра, различными темпами истечения вещества и разными положениями наблюдателя. Во всех случаях параметры диска оставались неизменными (см. раздел 3.1.1). Сейчас мы будем рассматривать диск с изменёнными параметрами: мы будем менять один параметр, сохраняя неизменными значения всех остальных, чтобы лучше продемонстрировать собственное влияние параметров.

Во всех случаях мы будем использовать модель дискового ветра D с тем же интервалом изменений темпа истечения вещества, что и раньше. Единственным параметром ветра, который будет изменяться в этом разделе, будет  $h_{w0}$  — безразмерная высота над плоскостью диска нижнего края ветра. Этот параметр отвечает за стыковку диска и дискового ветра, чтобы между диском и ветром не было “зазора” или ветер не оказался внутри диска. Следовательно, при изменениях толщины диска должна меняться и высота начала ветра.

Рис. 17 показывает графики затмений для диска с уменьшенной толщиной ( $H_* = 0.01R_*$ ,  $h_0 = 0.025$ ) и уменьшенной массой ( $M = 0.01M_\odot$ ,  $h_0 = 0.06$ ).

Уменьшение толщины диска сокращает вклад рассеянного им излучения, в результате можно наблюдать более глубокие затмения. В целом влияние ветра на поляризацию излучения сохраняется, хотя и есть некоторые отличия. Во-первых, для поворота плоскости линейной поляризации требуется больший темп истечения вещества. Это ожидаемо, поскольку для изменения позиционного угла поляризации нужен толстый диск. Мы сделали диск более тонким, следовательно, дисковый ветер должен увеличить толщину диска сильнее. Во-вторых, слабый ветер может заметно сильнее увеличивать степень поляризации тонкого диска, чем рассмотренного ранее.

Уменьшение массы диска не оказывает существенного влияния на ха-

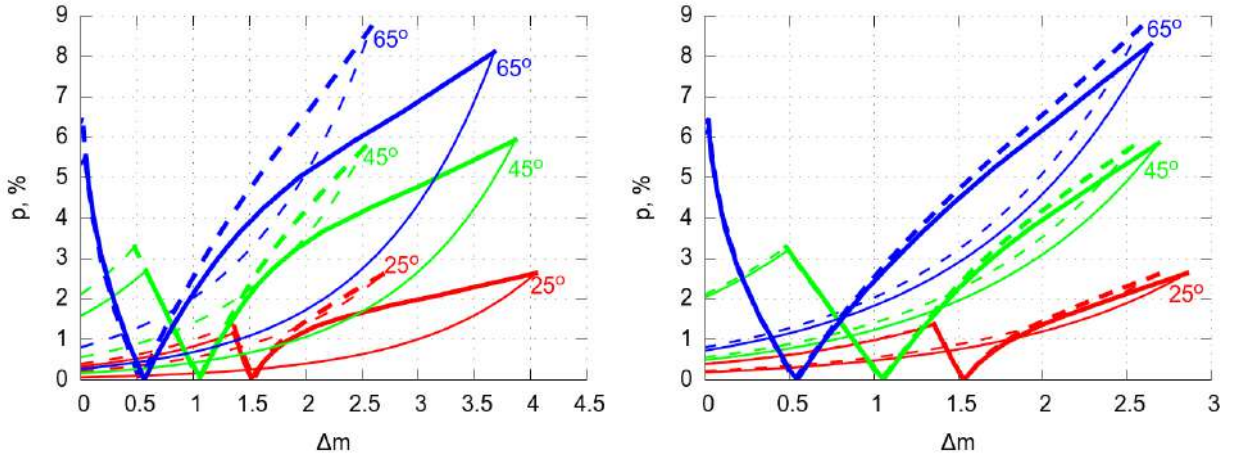


Рис. 17: Графики затмений для диска с изменёнными параметрами: толщиной диска  $H_* = 0.01R_*$  (слева) и массой диска  $0.01M_\odot$  (справа). Сплошными линиями показаны результаты для диска с изменёнными параметрами, а пунктиром для сравнения приведены данные для диска с параметрами из раздела 3.1.1, представленные ранее на рис. 15. Положения наблюдателя указаны рядом с графиками.

рактически затмений. При высоком темпе истечения вещества ветер скрывает разницу в массе диска, и разница между результатами для моделей с дисками разных масс уменьшается.

Оба диска (с уменьшенной толщиной и уменьшенной массой) дают меньшие степени линейной поляризации по сравнению с диском из раздела 3.1.1. Такой результат уже был получен для диска без ветра.

На рис. 18 продемонстрированы результаты для дисков с изменёнными радиусами: внешним радиусом  $R_D = 200$  а. е. и внутренним радиусом  $R_i = 0.3$  а. е. Мы изменили только параметры диска, а дисковый ветер оставили без изменений, поскольку толщина диска изменилась незначительно. Следует отметить, что затмения в модели диска без ветра мало чувствительны к обоим этим параметрам. Добавление дискового ветра это меняет: модель становится ещё менее чувствительна к внешнему радиусу и более чувствительна к внутреннему. Утолщение центральных областей диска рассеивает много излучения и затеняет внешние области диска, поэтому положение внутренней границы диска становится более существенно, а

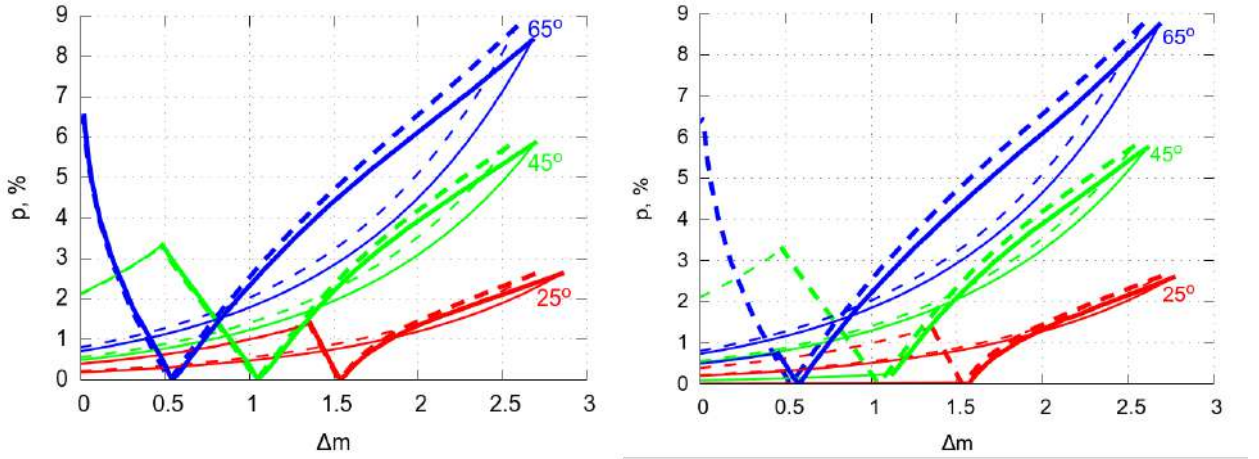


Рис. 18: Графики затмений для диска с изменёнными параметрами: внешним радиусом  $R_D = 200$  а. е. (слева) и внутренним радиусом  $R_i = 0.3$  а. е. (справа). Сплошными линиями показаны результаты для диска с изменёнными параметрами, а пунктиром для сравнения показаны данные для диска с неизменёнными параметрами. Положения наблюдателя указаны рядом с графиками.

внешней — наоборот. При большом внутреннем радиусе диска нужен существенно более высокий темп истечения вещества, чтобы создаваемое дисковым ветром утолщение изменило позиционный угол поляризации. Это логично, потому что при определении плоскости поляризации нам важна не столько абсолютная толщина диска, сколько занимаемая им доля телесного угла, которая зависит от расстояния до утолщения. В приведённом на рис. 18 примере темпа истечения вещества в  $5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год не всегда достаточно, чтобы повернуть плоскость линейной поляризации у диска с внутренним радиусом, увеличенным до 0.3 а. е. ( $22R_*$ ). Отношение внешнего радиуса области образования ветра к внутреннему ( $r_{\max}/r_{\min}$ ) мы оставили без изменений.

### 3.2.5 Зависимость поляризации от спектральной полосы

Оптические свойства пыли зависят от длины волны излучения, следовательно, одна и та же модель ветра с фиксированным темпом истечения вещества может по-разному проявлять себя при наблюдениях на разных

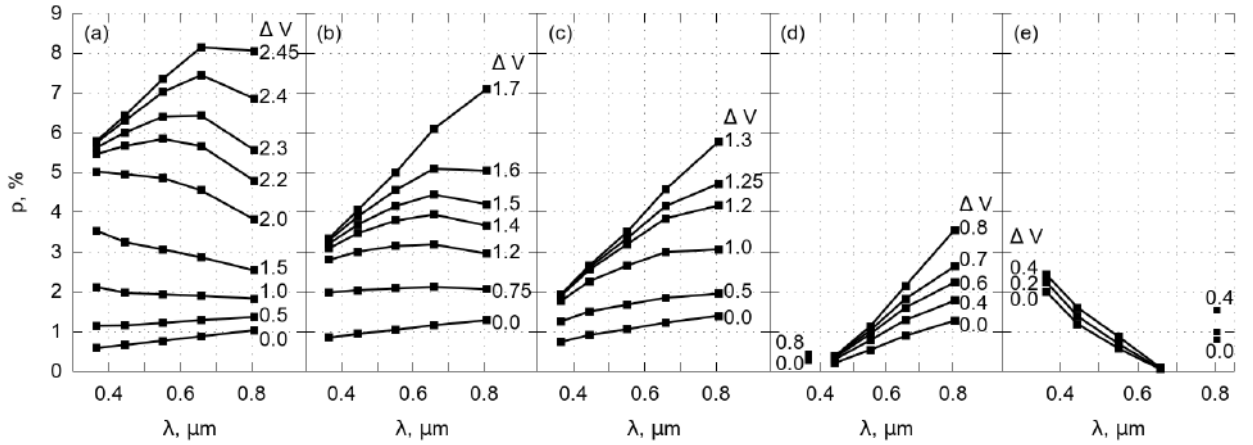


Рис. 19: Степень линейной поляризации излучения диска в разных полосах фотометрической системы UBVR<sub>I</sub>. На каждом графике приведено несколько линий, соответствующих разным ослаблениям блеска системы в полосе V. На графике (a) показаны результаты для диска без дискового ветра. Для данных на остальных графиках плотность ветра соответствует темпу истечения вещества  $5 \cdot 10^{-9} M_{\odot}$  в год (b),  $10^{-8} M_{\odot}$  в год (c),  $2 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год (d) и  $3 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год (e). Разрывы на графиках соответствуют повороту плоскости линейной поляризации.

длинах волн. Параметры диска, модель дискового ветра и темп истечения вещества определяют геометрические свойства вещества, а регистрируемое излучение системы определяется оптическими свойствами, которые оказываются разными в разных спектральных полосах.

Мы рассмотрели затмения утолщённого ветром диска в разных спектральных полосах фотометрической системы UBVR<sub>I</sub>. Используемые при расчётах коэффициент поглощения, альbedo однократного рассеяния, максимальное значение линейной поляризации и анизотропия индикатрисы рассеяния приведены в таблице 3. Разумеется, результаты зависят от химического состава и размера пыли, но принятых нами параметров достаточно, чтобы понять, как зависит характер затмений от длины волны.

Мы исследовали зависимость поляризации в разных полосах фотометрической системы UBVR<sub>I</sub> от ослабления блеска в полосе V и темпа истечения вещества для диска с принятыми в этой главе параметрами 3.1.1 При

высоком темпе истечения вещества ветер частично скрывает от наблюдателя звезду, поэтому затмения получаются менее глубокими. При этом диск утолщается, и его излучение становится менее поляризованным. Соотношение степеней поляризации излучения в разных спектральных полосах сильно меняется в зависимости от темпа истечения вещества. Эта зависимость показана на рис. 19 для 5 темпов истечения вещества. Угол между направлением на наблюдателя и осью диска составляет  $60^\circ$ . На графиках (d) и (e) присутствуют разрывы. Они соответствуют повороту плоскости линейной поляризации излучения системы.

Коэффициент поглощения пыли уменьшается с увеличением длины волны. Как следствие, наиболее оптически плотный ветер получается в спектральной полосе U. Это приводит к тому, что позиционный угол линейной поляризации меняется в полосе U раньше, чем в других. Потом плоскость линейной поляризации поворачивается в полосах B, V, R, а в полосе I поворот происходит в последнюю очередь. Таким образом, дисковый ветер может приводить к различным ориентациям плоскости линейной поляризации излучения диска в разных спектральных полосах.

Утолщение диска влияет не только на степень и ориентацию поляризации в разных спектральных полосах, но и на показатель цвета звезды. Рис. 20 демонстрирует изменения показателей цвета для пяти моделей диска: без дискового ветра и с ветром, соответствующим темпу истечения вещества  $5 \cdot 10^{-9}$ ,  $10^{-8}$ ,  $2 \cdot 10^{-8}$  и  $3 \cdot 10^{-8} M_\odot$  в год.

Все показатели цвета в моделях диска с дисковым ветром отклоняются в меньшую сторону быстрее, чем для случая без дискового ветра. На это есть две причины: во-первых, ветер вносит некоторый вклад в поглощение света звезды. Следовательно, затмение в модели с ветром начинается из положения, условно соответствующего частичному затмению в модели без ветра. Во-вторых, дисковый ветер имеет большую оптическую толщину в синей области спектра, чем в красной. Поэтому коротковолновое излучение рассеивается лучше, чем длинноволновое.

Возможна ситуация, когда во время затмения покраснения звезды вообще не будет. Зато диск с ветром может давать более сильное поглубление



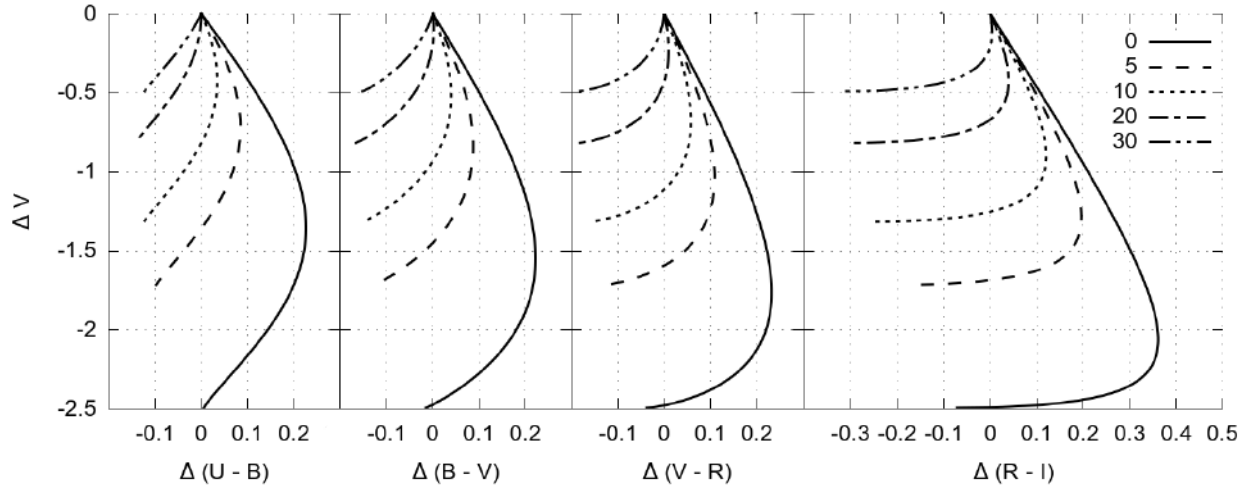


Рис. 20: Изменения показателя цвета во время затмений для моделей дисков с разной плотностью дискового ветра. На графиках подписан темп истечения вещества, задающий плотность ветра, в единицах  $10^{-9} M_{\odot}$  в год.

звезды, чем диск без ветра. Изменения цвета в модели с дисковым ветром получаются сопоставимой амплитуды с изменениями в модели без ветра, но сами изменения смещены в синюю сторону и более резкие, из-за того, что затмения оказываются менее глубокими.

### 3.3 Затмение дисковым ветром

До этого мы рассматривали классический вариант затмения звезды компактным газопылевым облаком. При этом мы отмечали, что сильный дисковый ветер уменьшает возможную амплитуду затмения, поскольку он также рассеивает часть излучения звезды.

Плотность дискового ветра и, следовательно, степень ослабления блеска звезды ветром, зависят от темпа истечения вещества, который связан с темпом аккреции [7]. Для молодых звёзд характерна нестабильность темпа аккреции, следовательно, изменения темпа аккреции приводят к флуктуациям плотности ветра и его вкладу в ослабление блеска звезды. В этом разделе мы рассмотрим затмения звезды, возникающие при отсутствии газопылевого облака благодаря изменениям плотности дискового ветра. Этот вопрос заслуживает отдельного детального изучения. Ветер из ра-

бот [58, 59] хорошо подходит для моделирования утолщения в центральных областях диска. Для данной задачи более естественным может оказаться рассмотрение конического ветра. Тем не менее, для более простого и гармоничного в рамках данной работы представления, мы используем ту же модель ветра, что и ранее, и продемонстрируем возможное затмение звезды усилившимся дисковым ветром, оставив более детальное изучение данного вопроса для будущих работ. Как и ранее, мы рассмотрим параметры диска из раздела 3.1.1. В данной задаче мы ограничимся рассмотрением затмений только в спектральной полосе V, а из параметров диска будем варьировать только модель дискового ветра и внутренний радиус диска, который наиболее существенно влиял на темп истечения вещества, необходимый для поворота плоскости линейной поляризации при изучении влияния дискового ветра на затмения газопылевым облаком.

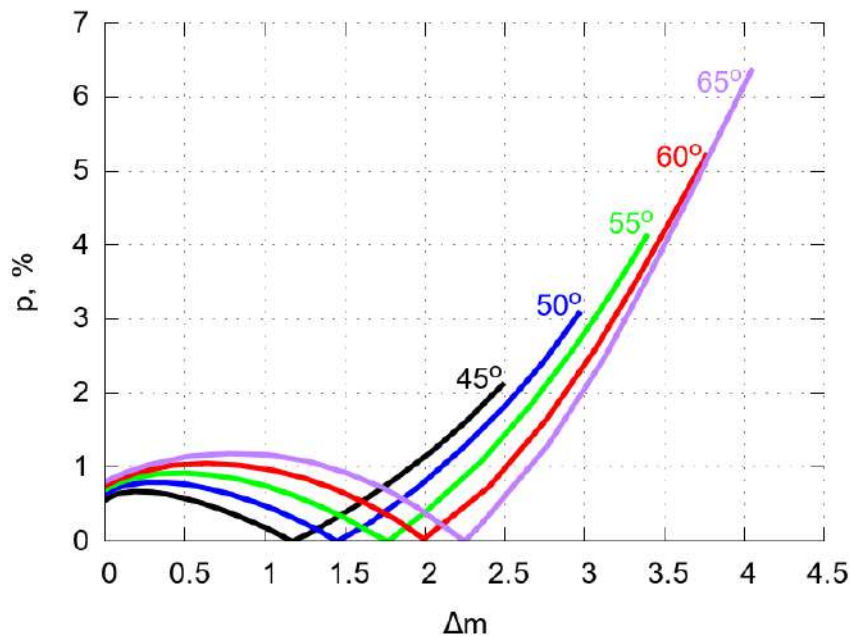


Рис. 21: Графики затмений, вызванных увеличением плотности дискового ветра, для разных положений наблюдателя. Темп истечения вещества, определяющий плотность ветра, находится в пределах от 0 до  $5 \cdot 10^{-9} M_{\odot}$  в год.

На рис. 21 показаны графики изменений степени поляризации от ослабления блеска звезды, вызванного увеличением плотности дискового ветра.

При увеличении плотности ветра степень поляризации системы сначала немного возрастает, потом убывает до нуля, меняет позиционный угол и начинает возрастать. Если дисковый ветер был и до начала затмения, то часть изменений степени поляризации до смены позиционного угла может отсутствовать. Тогда во время затмения поляризация будет монотонно расти. В продемонстрированных на рис. 21 результатах мы можем получить затмение на  $2^m$ , сопровождаемое ростом степени линейной поляризации на 2–7%.

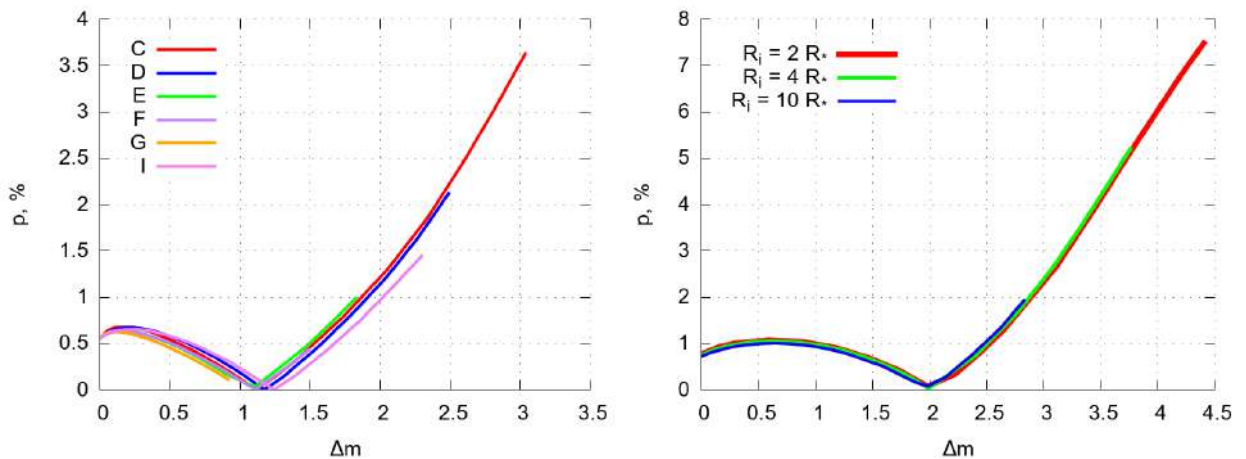


Рис. 22: Графики затмений, вызванных увеличением плотности дискового ветра, для разных параметров диска: различных моделей дискового ветра при угле между осью диска и направлением на наблюдателя в  $45^\circ$  (слева) и изменёнными значениями внутреннего радиуса при угле между осью диска и направлением на наблюдателя в  $60^\circ$  (справа). Темп истечения вещества, определяющий плотность ветра, находится в пределах от 0 до  $5 \cdot 10^{-9} M_\odot$  в год.

Глубина возникающего затмения и амплитуда изменений степени поляризации зависят от положения наблюдателя, параметров диска и рассматриваемой модели ветра (см. рис. 22). Интересно, что графики для моделей системы с разными значениями внутреннего радиуса и различными моделями ветра ложатся почти друг на друга и различаются только протяжённостью “хвоста”. Таким образом, в нашей задаче выбор параметров модели в конечном итоге преимущественно влияет на одну характеристи-

ку решения, а остальные свойства решения оказываются весьма устойчивы к изменениям рассмотренных параметров. Как и в случае затмения газопылевым облаком, выбор модели дискового ветра  $C$  из работ [58, 59] даёт наиболее сильные изменения поляризации.

Также следует помнить про другие модели ветра, например, конический ветер, предложенный в работе [39]. С физической точки зрения, они могут лучше подходить для задачи затмения звезды усиленным дисковым ветром, а результаты могут очень существенно отличаться при выборе принципиально разных механизмов образования ветра.

В целом можно заключить, что затмение звезды, вызванное увеличением плотности дискового ветра, является возможным. Особый интерес представляет возможность таких затмений для звёзд типа FU Ori, наблюдаемых под небольшим углом к диску [89]. Многократно усиливающийся темп аккреции должен приводить к существенному увеличению темпа истечения вещества и плотности ветра. В результате звезда становится гораздо более яркой при наблюдениях с полюсов диска, но в то же время теряет яркость при наблюдениях под большим углом к оси симметрии диска. Подобные затмения могут продолжаться очень долго и заслуживают отдельного исследования.

### 3.4 Обсуждение

Модель диска с утолщением в зоне испарения пыли придаёт качественно новые свойства изменениям линейной поляризации молодых звёзд во время затмений по сравнению с результатами для диска без дискового ветра [47]. Эти новые свойства, представленные в нашей работе [111]:

- 1) Проведённое нами моделирование показывает возможность изменения на  $90^\circ$  позиционного угла линейной поляризации при изменении длины волны наблюдений. Pereyra et al. [51] наблюдали такие изменения у ряда молодых звёзд при переходе из оптической области спектра в инфракрасную. Это объясняют тем, что околозвёздный диск может быть в одних случаях оптически тонким, а в других — оптически толстым. Модель диска с дисковым ветром позволяет легко достигнуть такого эффекта благодаря

утолщению во внутренней области диска.

2) При определённом сочетании параметров диска, дискового ветра, длины волны наблюдений и положения наблюдателя возможна ситуация, когда при ослаблении блеска звезды степень линейной поляризации её излучения остаётся неизменной или меняется в небольших пределах. Такие случаи наблюдались для некоторых звёзд типа UX Ori [102].

3) Основываясь на тесной связи темпов аккреции и истечения вещества [7] и полученной выше связи собственной поляризации молодых звёзд и темпа истечения вещества, мы можем заключить, что собственная поляризация зависит от темпа аккреции. Следовательно, флуктуации темпа аккреции должны отражаться на переменности поляризации звезды, что позволяет объяснить большой разброс наблюдаемых при одном и том же уровне блеска параметров поляризации у ряда звёзд типа UX Ori (см., например, [101]).

4) Изменения показателей цвета на диаграммах цвет-величина имеют те же качественные особенности, что и в модели Натта-Уитни: на начальной стадии затмения звезда краснеет вследствие селективного поглощения излучения в пылевом экране, а затем показатели цвета меняются в обратном направлении. В нашей модели мы получаем возможность затмения без покраснения звезды, когда показатели цвета сразу начинают уменьшаться в процессе ослабления блеска. Этот эффект сильнее проявляется в коротковолновой области спектра, что согласуется с наблюдениями таких изменений ультрафиолетовых показателей цвета у звезды UX Ori [22].

5) Сильное увеличение плотности дискового ветра, являющееся следствием возросшего темпа аккреции, может являться причиной затмения звезды. Такое затмение может иметь амплитуду в несколько звёздных величин и сопровождаться заметным ростом степени линейной поляризации. Особенно интересно исследование таких затмений при очень сильном росте темпа аккреции, как это происходит у звёзд типа FU Ori.

Также следует отметить, что у классических звёзд типа Т Тельца присутствует запылённый дисковый ветер. Это делает рассмотренную выше на примере звезды Ae Хербига модель применимой и для CTTS. Dodin et al. [14]

наблюдали у RW Aur A часть из описываемых выше эффектов, но степень поляризации в минимуме блеска в полосе I достигала  $30^\circ$ . Этот результат заслуживает отдельного внимания и исследования причин столь высокой линейной поляризации.

У холодных молодых звёзд ( $T_{eff} \approx 3000 - 4000\text{K}$ ) пылевой диск может контактировать с магнитосферой звезды. Образующийся в такой ситуации магнитосферный ветер [56] может содержать мелкую пыль и являться источником собственной поляризации молодых звёзд.

Кроме flared диска часто рассматриваются модели звезды с самозатенёнными (self-shadowed) дисками. Расчёты показали, что в наших задачах рассмотрение самозатенённого диска незначительно изменяет результат, сохраняя все полученные особенности.

## 4 Глубокие и продолжительные минимумы звёзд типа UX Ori

### 4.1 Наблюдения глубоких минимумов

Длинные ряды фотополариметрических наблюдений звёзд типа UX Ori, проведённые в КраО и на Санглоке в Таджикистане [24], выявили ряд необычных глубоких и продолжительных минимумов, которые не укладываются в модель, предложенную в работе [47] и расширенную в предыдущей главе. У звёзд UX Ori и WW Vul глубокие минимумы блеска сопровождались сильным увеличением степени линейной поляризации излучения звезды (см. рис. 23 и 24) с последующим существенным изменением позиционного угла линейной поляризации.

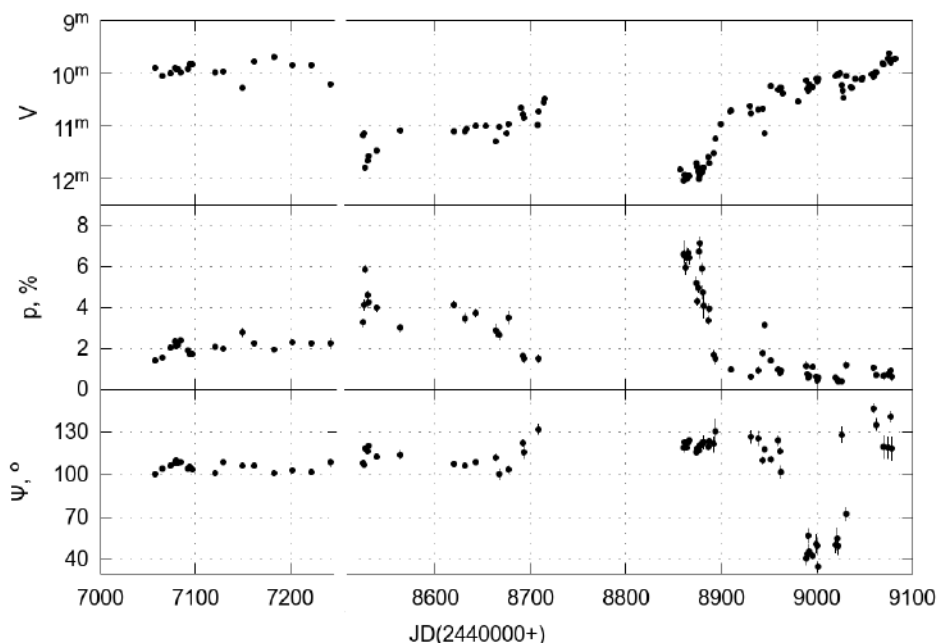


Рис. 23: Кривая блеска в полосе V и параметры линейной поляризации UX Ori из статьи [24].

Такие особенности позволяют предположить, что причиной этих изменений может быть крупномасштабное возмущение в околозвёздном диске. Если смотреть на звезду сквозь возмущённую область, она ослабит излучение звезды сильнее, чем невозмущённые области диска. Сместившись во-

круг звезды, это возмущение своим рассеянным излучением может влиять на угол поляризации.

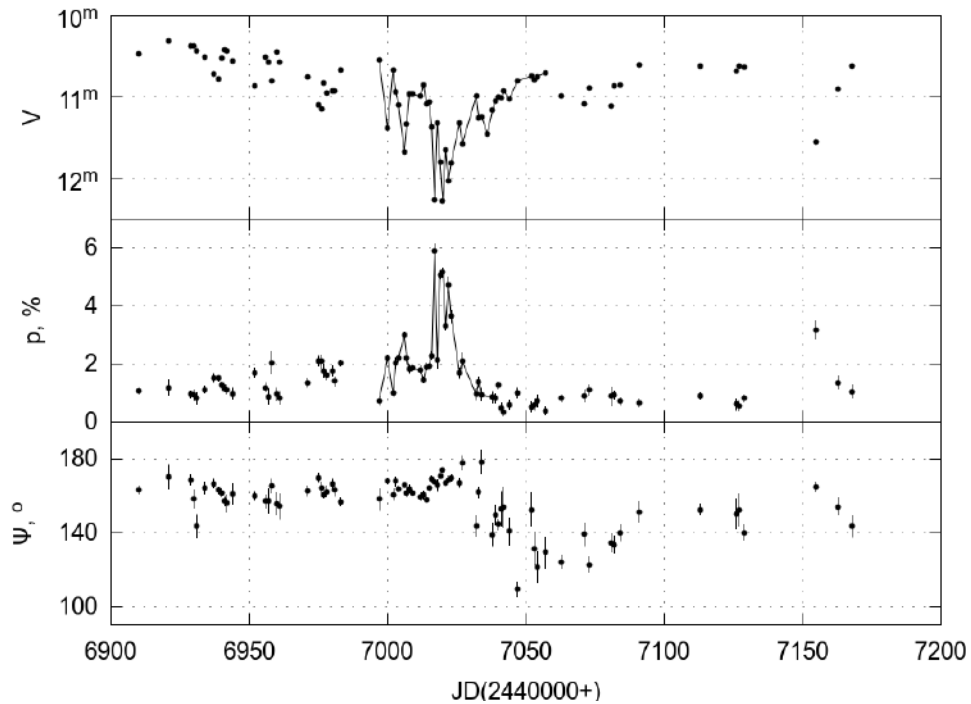


Рис. 24: Кривая блеска в полосе V и параметры линейной поляризации WW Vul [90].

В этой главе мы рассмотрим модель UX Ori с возмущениями в диске и посмотрим, как движущаяся вокруг звезды возмущённая область диска может приводить к изменениям поляризации системы.

## 4.2 Модель диска

Как и в предыдущих главах, мы рассматриваем модель flared диска. Мы будем рассматривать модель диска без утолщения в центральной области и модель с утолщением в зоне сублимации пыли. Утолщение диска моделируется с использованием дискового ветра, предложенного [58, 59]. В модели без ветра мы рассматриваем возмущение самого диска. В модели с дисковым ветром мы оставляем диск без возмущений и добавляем возмущения к дисковому ветру. Дисковый ветер описывает утолщение центральных областей диска, поэтому именно его возмущения изменяют



поверхность утолщённого диска, в то время как утолщения самого диска будут в заметной степени скрыты ветром.

Такое описание диска позволяет гибко подбирать параметры моделей и анализировать влияние отдельных факторов на характер затмений. Для каждой из рассматриваемых компонент мы старались использовать достаточно простые способы описания, чтобы не получить на этапе качественной проверки гипотезы излишне сложную систему. Как и в работе [47], в которой причина возникновения поглощающего экрана оставалась за рамками изучения, мы также не будем углубляться в возможные причины образования возмущений диска и ветра.

#### 4.2.1 Диск

Как и в разделах 2.4 и 3.1.1, мы рассмотрим flared диск. Здесь мы лишь напомним формулу его плотности:

$$\rho(x, y, z) = \begin{cases} \rho_0 \left(\frac{R_0}{r}\right)^\alpha \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{h(r)}\right)^2\right], & R_i \leq r \leq R_d, \\ 0, & \text{иначе,} \end{cases} \quad (37)$$

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

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

В этой главе использованы параметры диска, основанные на исследовании диска UX Ori в работе [38]: внутренний радиус диска  $R_i = 0.46$  а.е., внешний радиус диска  $R_d = 26$  а.е., масса диска  $0.6M_\odot$ . Kreplin et al. [38] приводят показатель изменений поверхностной плотности диска ( $\Sigma$ ) равным  $\beta_\Sigma = -1.79$ , для закона изменения плотности  $\Sigma(R) = \Sigma_0 (R/R_0)^{\beta_\Sigma}$  (где  $R_0$  определяет радиус, для которого  $\Sigma(R_0) = \Sigma_0$ ).

Мы взяли показатель расширения диска  $\beta = 1.25$ , близкий к значениям из работ [12, 47]. Тогда радиальный показатель плотности  $\alpha = \beta - \beta_\Sigma = 1.25 + 1.79 = 3.04$ .

Высоту диска на радиусе  $R_0 = 1$  а.е. принимаем равной  $h_0 = 0.035$  а.е., это позволяет нам получать глубокие минимумы при углах наклона

диска около  $70^\circ$ , что соответствует оценке реальной ориентации диска [38]. Параметры пыли мы используем из таблицы 3.

При описании дискового ветра важно помнить, что темп истечения вещества для звёзд типа UX Ori обычно на порядок меньше темпа аккреции. Темп аккреции вещества для них находится в пределах от  $10^{-6}M_\odot$  в год до  $10^{-9}M_\odot$  в год. Для UX Ori он оценивается как  $6.6 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{ year}^{-1}$ , а для WW Vul в  $4.2 \cdot 10^{-7} M_\odot \text{ year}^{-1}$  [8].

#### 4.2.2 Возмущения диска

Мы будем рассматривать более простую модель возмущения, чем рассмотренная в [48]. Мы не будем рассматривать две гауссианы по расстоянию от звезды и азимуту, а ограничимся двумерной гауссианой с зависимостью от расстояния до центра возмущения.

В модели диска (37) мы усложнили выражение для  $h(r)$  так, чтобы получить горб с регулируемой высотой и протяженностью. Высота диска с возмущением определяется по формуле

$$h(x, y) = h_0 \left( \frac{r}{R_0} \right)^\beta \left( 1 + \frac{h_{\text{hump}}}{\sigma_{\text{hump}} \sqrt{2\pi}} \exp \left( -\frac{(x - r_{\text{hump}})^2 + y^2}{2\sigma_{\text{hump}}^2} \right) \right). \quad (38)$$

В этой формуле у  $\beta$ ,  $h_0$ ,  $R_0$  и  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  остался тот же смысл, что и в выражении (37). Кроме них использовано ещё 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.

Такая форма горба даёт нам непрерывность распределения плотности вещества диска и простую формулу для описания возмущения, содержащую всего три параметра, описывающих его высоту, протяжённость и положение в диске. На рис. 25 показана зависимость высоты возмущённого диска от цилиндрических координат: расстояния в плоскости диска  $r$  и долготы положения наблюдателя  $\lambda_{\text{obs}}$ . В данной главе мы всегда будем считать, что центр возмущения лежит на оси  $Ox$ . Долготой наблюдателя  $\lambda_{\text{obs}}$  мы будем называть угол в плоскости диска между направлением на

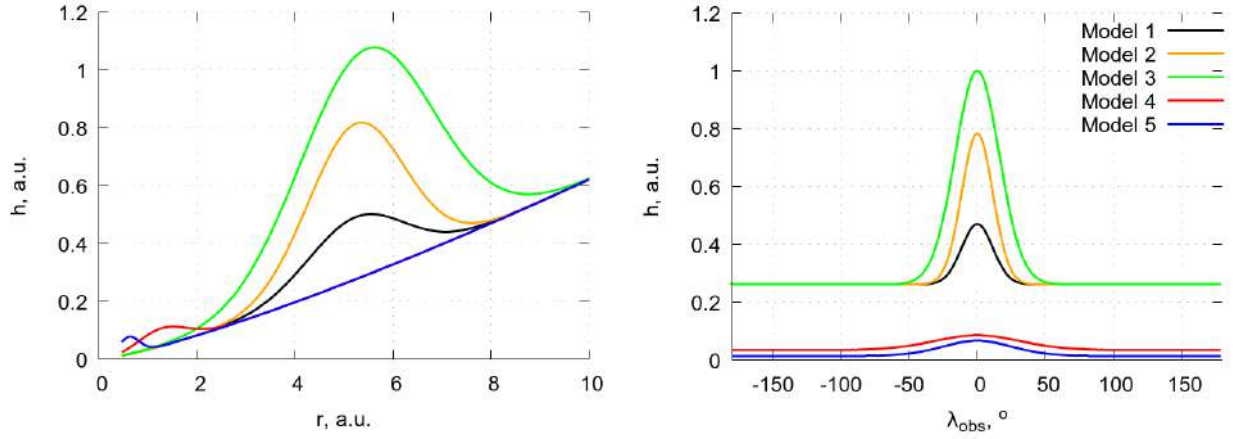


Рис. 25: Зависимость высоты возмущенного диска от радиуса (слева) и долготы наблюдателя (справа) для моделей горба из таблицы 4.

наблюдателя и центром возмущения, отсчитываемый от оси  $Ox$  против часовой стрелки. При  $\lambda_{obs} = 0$  возмущение находится между наблюдателем и звездой, затмевая последнюю. При  $\lambda_{obs} = 180^\circ$  горб находится с противоположной от наблюдателя стороны. Движению горба вокруг звезды соответствуют промежуточные значения  $\lambda_{obs}$ .

При моделировании мы рассматривали возмущения на разных расстояниях от звезды, чтобы оценить, насколько они влияют на наблюдаемую картину. Следует отметить, что часть рассмотренных моделей учитывают очень существенные возмущения дисков.

Таблица 4: Параметры возмущений диска, описываемых уравнением (38)

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

### 4.2.3 Возмущения дискового ветра

Дисковым ветрам молодых звёзд свойственна неустойчивость, в частности, вызываемая переменностью темпа аккреции. Кроме того, возмущения диска должны вызывать и возмущения дискового ветра. В нашей работе мы используем дисковый ветер для моделирования утолщения в центральных областях диска, поэтому мы не будем рассматривать модель возмущенного диска с возмущённым ветром: модель ветра описывает возмущение внешних слоёв диска и изменения во внутренних слоях диска будут меньше влиять на наблюдаемую фотополариметрическую активность.

Мы рассмотрели математическую модель возмущения ветра, похожую по своему устройству с формой возмущения диска (38). Для ветра мы использовали увеличение его плотности с гауссовым профилем. Высоту в диске, с которой начинается ветер, мы оставили без изменений, чтобы в нашей модели не образовались зазоры между диском и его ветром.

Итоговая формула для возмущённой плотности ветра, используемая вместо 31, имеет вид:

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-3/2} \left( 1 + \frac{h_{clot}}{\sigma_{clot} \sqrt{2\pi}} \exp \left( -\frac{(x - r_{clot})^2 + y^2}{2\sigma_{clot}^2} \right) \right) \eta(\chi), \quad (39)$$

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

Возмущение такой формы удобно использовать, поскольку варьирование его параметров непосредственно влияет на его положение, протяжённость и степень увеличения плотности.

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.

## 4.3 Результаты моделирования

Ниже мы рассмотрим связанные с затмениями изменения интенсивности, степени поляризации и позиционного угла поляризации излучения звезды и околозвёздного диска в моделях с разными возмущениями диска и дискового ветра. Результаты для моделей с постоянной формой возмущения были представлены в работе [112]. Сначала мы рассмотрим модели с возмущённым диском без дискового ветра, а затем модели с невозмущённым диском с возмущениями дискового ветра, которые позволяют легко моделировать изменения геометрии утолщённого ветром диска.

Для демонстрации мы будем использовать графики результатов для разных моделей возмущённых дисков, дающие общие представления о возможных изменениях параметров поляризации излучения системы.

### 4.3.1 Возмущённый диск без ветра

Моделирование показало, что для тонкого диска с параметрами из раздела 4.2.1, возмущения дают очень малые изменения позиционного угла поляризации. При этом возмущения, расположенные в центральных областях диска, ожидаемо дают большие отклонения от невозмущённой модели, чем возмущения в периферийных областях диска. Это является прямым следствием того, что основной вклад в излучение диска вносят центральные яркие области.

Наблюдения UX Ori и WW Vul [24, 90] показывают возможность изменения позиционного угла линейной поляризации излучения звезды на  $60^\circ$ . Чтобы приблизиться к таким значениям амплитуды изменений, мы расширили диапазон варьирования параметров возмущения диска. Это привело к появлению заметных изменений позиционного угла. В таблице 4 приведены параметры пяти моделей, которые дают интересные результаты. Графики зависимости звёздной величины, степени поляризации излучения и позиционного угла поляризации в спектральной полосе  $V$  от долготы положения наблюдателя показаны на рис. 26.

Чем больше угол между направлением на наблюдателя и осью диска, тем менее глубокие затмения возможны, зато степень поляризации и ам-

плитуда отклонений позиционного угла после затмения может быть выше (см. рис. 26 справа).

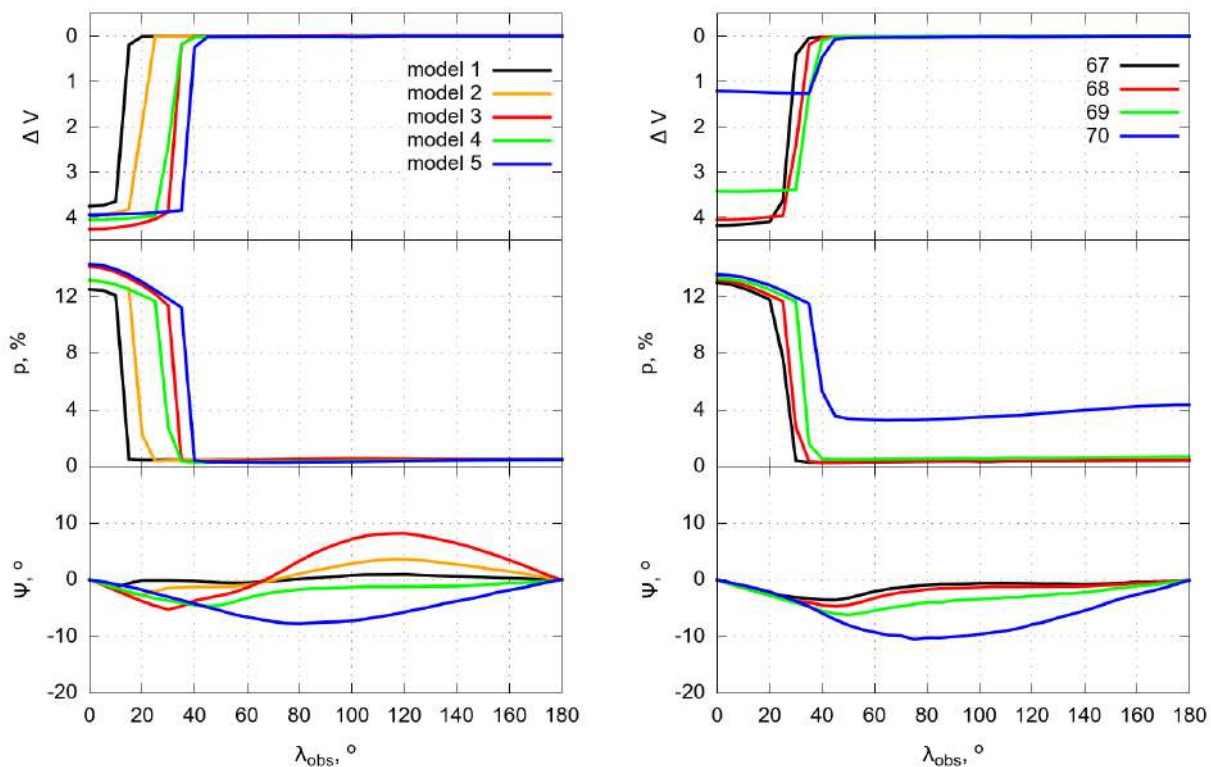


Рис. 26: Зависимости блеска системы (верхний график), степени поляризации излучения (средний график) и угла поляризации (нижний график) в спектральной полосе  $V$  от долготы положения наблюдателя для диска без ветра с возмущением, описанным формулой (38). Слева показаны результаты для пяти моделей возмущения из таблицы 4 для угла между осью диска и направлением на наблюдателя в  $68^\circ$ . Справа представлены результаты для модели возмущения 4 из таблицы 4 и разных углов между осью диска и направлением на наблюдателя.

При большой долготе наблюдателя ему становится хорошо видно возмущение диска, находящееся напротив него. Это приводит к небольшому росту поляризации системы. В результате поляризация системы высока во время затмения, когда ослабевает прямое излучение звезды, потом она убывает и достигает минимума после затмения, а затем немного возрастает, когда наблюдатель регистрирует больше рассеянного возмущением излучения.

На рис. 27 показаны изображение диска без возмущения и три изображения возмущённого диска. Изображения возмущенного диска получены для разных значений  $\lambda_{obs}$ , соответствующих минимуму блеска и максимальным отклонениям плоскости линейной поляризации. Эти изображения помогают лучше представить, как возмущение диска рассеивает излучение звезды, создаёт на диске тень и скрывает обширные области диска от наблюдателя. Угол между направлением на наблюдателя и осью диска составляет  $68^\circ$ . При выбранной модели диска этот угол даёт наибольшие степени поляризации во время затмений необходимой глубины. При увеличении угла край диска начнёт экранировать звезду, и возможная глубина затмений уменьшится.

Расстояние от звезды до центра возмущения (и протяжённость возмущения) качественно влияют на результат. Протяжённые более удалённые возмущения (модели 1, 2, 3) дают отклонения позиционного угла поляризации в разные стороны: сначала дополнительное поглощение излучения в возмущении отклоняет плоскость поляризации в сторону горба (угол между положительным направлением оси  $Ox$  и плоскостью поляризации излучения, отсчитываемый в сторону положительного направления оси  $Oz$  меньше  $90^\circ$ ). Этот вариант показан на рис. 27 (с), где поляризация левой части диска (с горбом) оказывается меньше поляризации правой части диска.

С ростом  $\lambda_{obs}$  рассеянное возмущением излучение отклоняет плоскость линейной поляризации в противоположную сторону. Этот случай показан на рис. 27 (d): возмущение диска рассеивает заметную часть излучения звезды. Часть рассеянного горбом излучения поглощается в центральных областях диска, при этом за горбом образуется область тени. Несмотря на наличие тени, при достаточно большом возмущении общая интенсивность рассеиваемого в описываемых областях диска излучения возрастает.

В случае компактного возмущения в центральных областях диска, рассеянного им излучения оказывается недостаточно для отклонения плоскости поляризации в сторону, противоположную положению возмущения, поэтому знак отклонения плоскости поляризации не меняется за время по-

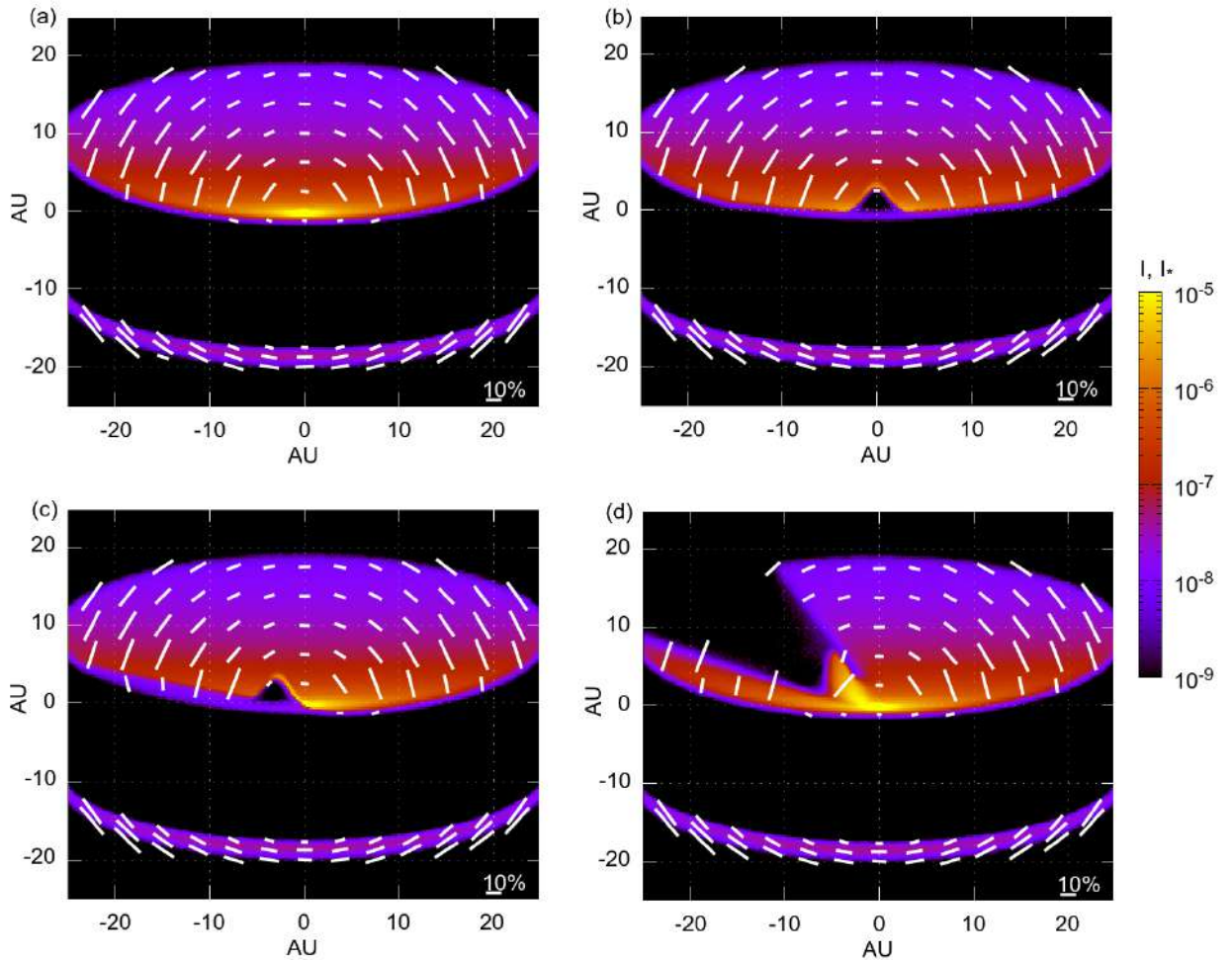


Рис. 27: Изображения диска без возмущения (а) и наблюдаемого с разными  $\lambda_{obs}$  диска с возмущением, описываемым моделью 3 из таблицы 4. Используются значения  $\lambda_{obs}$ , соответствующие минимуму затмения — 0 (b) и максимумам отклонений плоскости линейной поляризации —  $30^\circ$  (c) и  $120^\circ$  (d). Интенсивность излучения диска показана в единицах светимости звезды ( $I_*$ ) на  $1 \text{ а.е.}^2$ . Для перехода к потоку излучения представленную на графиках интенсивность следует домножить на светимость звезды и разделить на квадрат расстояния до неё, выраженный в астрономических единицах. Поляризация излучения показана белым векторным полем.

луоборота системы. Аналогичный результат будет, если рассматривать возмущение, состоящее из пыли с нулевым альбедо.

Следует отметить, что мы рассмотрели довольно сильные возмущения диска (см. таблицу 4 и рис. 25), некоторые из этих возмущение имели высо-



ту в 4 раза больше толщины диска, но амплитуда отклонений позиционного угла поляризации оставалась в пределах  $10^\circ$ , вместо наблюдаемых  $60^\circ$ . Причина такого поведения кроется в хорошо выраженной поляризации тонкого диска перпендикулярно его плоскости. Отклонить возмущением диска разумной амплитуды плоскость поляризации из этого устойчивого состояния представляется весьма затруднительным.

### 4.3.2 Диск с возмущённым ветром

Диск с утолщением, благодаря наличию дискового ветра, имеет менее выраженную поляризацию перпендикулярно своей плоскости. Как было показано в главе 3, рассеянное излучение утолщенного диска может быть вообще не поляризовано или поляризовано вдоль плоскости диска. Когда рассеянное излучение диска почти не поляризовано, значительно изменить плоскость его ориентации должно быть существенно проще, чем для сильно поляризованного тонкого диска.

Также отметим, что в данном разделе мы меняем плотность ветра и не затрагиваем форму диска, большая амплитуда таких возмущений кажется нам более естественной, поскольку может быть легко объяснена, например, нестационарностью аккреции или столкновениями крупных тел в диске, приводящим к локальному увеличению плотности пыли.

В таблице 5 приведены параметры семи моделей возмущений, которые

Таблица 5: Параметры возмущений дискового ветра, описываемых (39)

	$\sigma_{clot}^2$ , а.е. <sup>2</sup>	$h_{clot}$	$r_{clot}$
Model 1	0.1	10	1
Model 2	0.1	15	0.5
Model 3	0.02	10	0.5
Model 4	0.3	15	1.5
Model 5	0.05	10	1
Model 6	0.5	15	3
Model 7	0.25	15	1

мы использовали в данном разделе для анализа влияния возмущения дискового ветра на изменения блеска и поляризации системы во время затмения и после него. На рис. 28 показаны результаты моделирования затмения в спектральной полосе  $V$  для диска с дисковым ветром модели С из работ [58, 59] с темпом истечения вещества  $10^{-8} M_{\odot}$  в год.

Как и в случае возмущённого диска, компактное близкое к звезде возмущение даёт отклонение позиционной плоскости только в свою сторону (см. модель 3). Более протяжённые возмущения дают отклонения в разные стороны за время изменения разницы долгот центра возмущения и направления на наблюдателя от 0 до  $180^{\circ}$ . Во всех рассмотренных случаях дополнительное поглощение излучения диска, когда возмущение находится между звездой и наблюдателем, даёт большие отклонения позиционного угла, чем дополнительное рассеянное излучение, когда возмущение находится за звездой.

При большом отношении  $\sigma$  к  $r_{dot}$ , возмущение может затмевать звезду сразу для многих положений наблюдателя. Так происходит для моделей 2 и 7. При этом наблюдается интересный эффект: максимум поляризации излучения достигается не в минимуме затмения, а чуть позже. Это связано с тем, что прямое излучение звезды очень сильно поглощается, когда возмущение находится прямо между наблюдателем и звездой, так и тогда, когда оно немного в стороне. В этот момент начинает играть роль степень поляризации излучения диска, на которую возмущение также сильно влияет. Когда возмущение диска симметрично относительно луча зрения, параметр Стокса  $U$  равен нулю. Небольшое смещение возмущения в сторону делает диск несимметричным относительно луча зрения, тогда параметр Стокса  $U$  у рассеянного диском излучения начинает заметно отличаться от нуля, а параметр Стокса  $Q$  может измениться незначительно. В таком случае степень поляризации рассеянного диском излучения возрастает. В моделях 2 и 7, максимальная степень поляризации излучения диска достигается, когда угол с центром в звезде между направлениями на наблюдателя и центр возмущения составляет порядка  $25^{\circ}$ .

На рис. 28 показаны результаты для модели ветра С, которая дава-

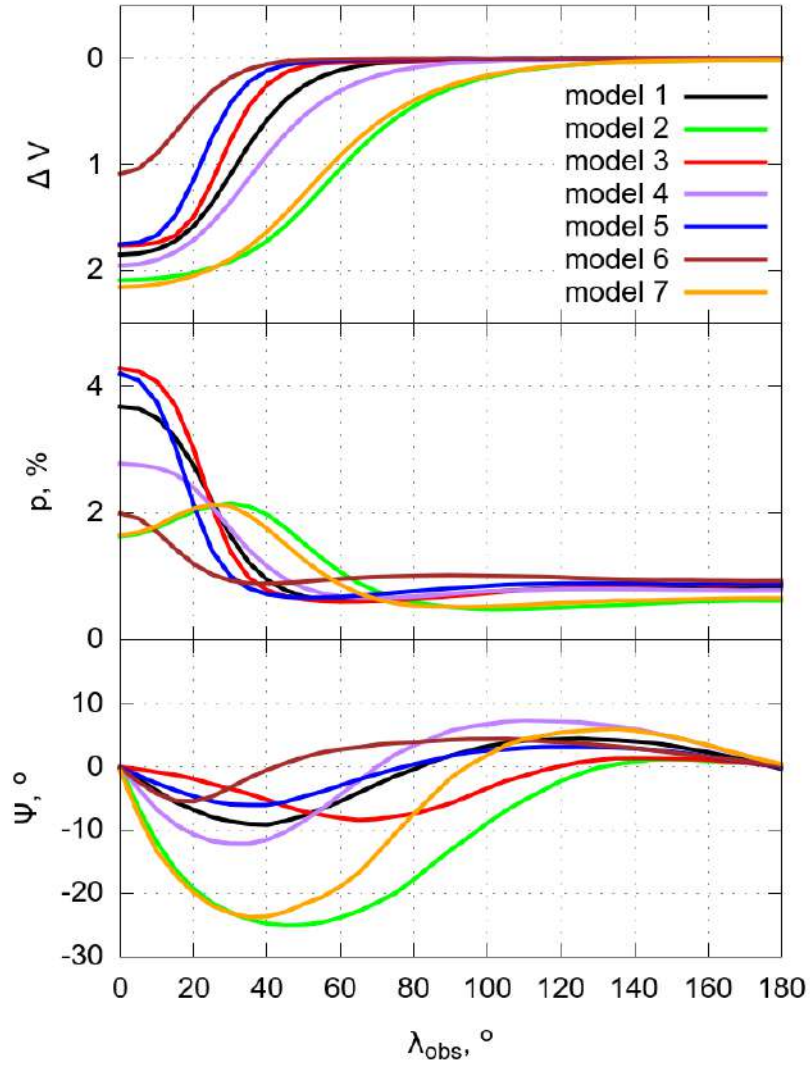


Рис. 28: Зависимости блеска системы (верхний график), степени поляризации излучения (средний график) и угла поляризации (нижний график) в спектральной полосе  $V$  от долготы положения наблюдателя. Результаты представлены для семи моделей диска с возмущённым дисковым ветром, описанным формулой (39). Во всех случаях использовалась модель ветра  $C$  из таблицы 2 с темпом истечения вещества  $10^{-8} M_{\odot}$  в год. Параметры моделей указаны в таблице 5. Направление на наблюдателя составляет угол  $68^{\circ}$  с осью диска.

ла наиболее сильные изменения параметров поляризации в главе 3. При темпе истечения вещества в  $10^{-8} M_{\odot}$  в год мы получили амплитуду изменений позиционного угла поляризации более  $20^{\circ}$ , что заметно превосходит результаты для модели возмущённого диска без ветра.

Мы взяли третью модель возмущения из таблицы 5 и промоделировали затмения с другими моделями ветра из работ [58, 59], описанными в разделе 3.1.2, взяв более высокий темп истечения вещества в  $2 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год. Кроме того, мы рассмотрели данное возмущение с моделью ветра С и разными темпами истечения вещества от  $10^{-8}$  до  $4 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год. Полученные результаты представлены на графике 29.

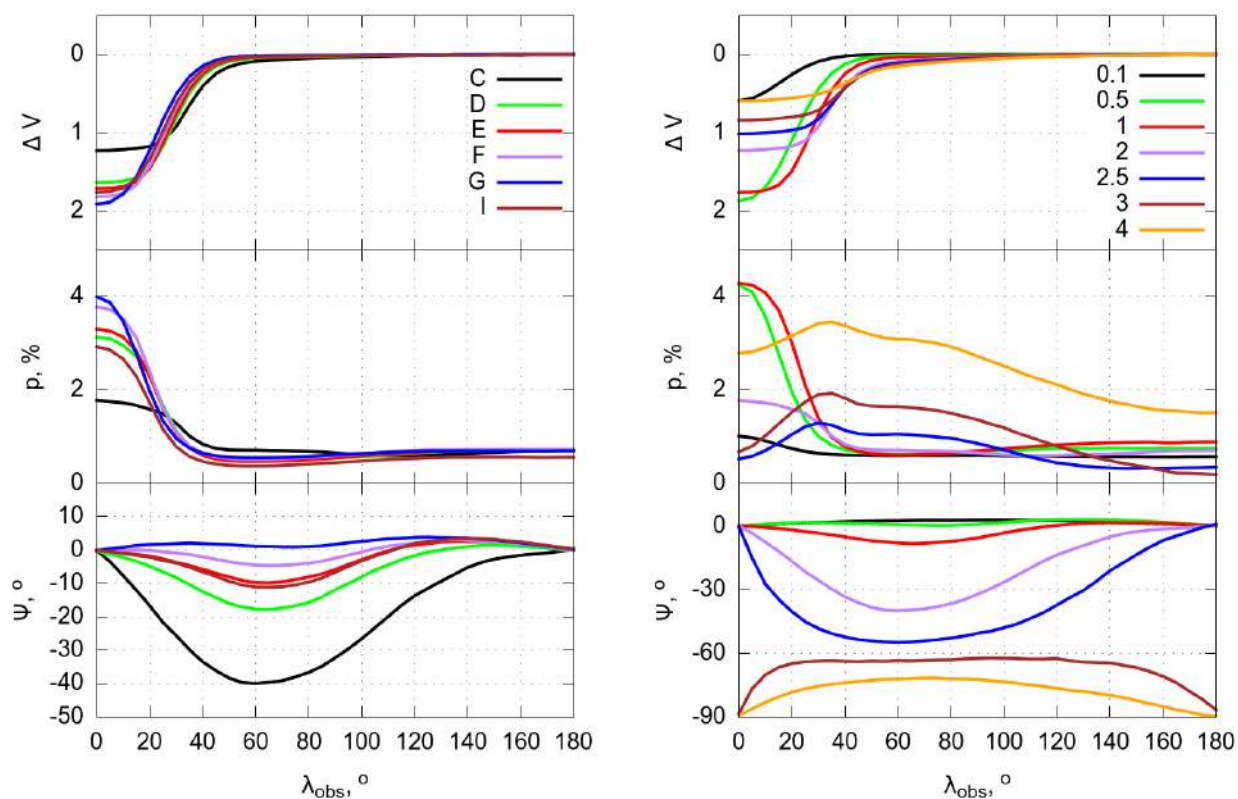


Рис. 29: То же, что и на графиках 26–28 для диска с возмущением ветра, описываемым моделью 3 из таблицы 5 с разными моделями ветра из работ [58, 59] и постоянным темпом истечения вещества  $2 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год (слева) и ветром модели С с различными темпами истечения вещества (справа). На правом графике в подписях к линиям указан темп истечения вещества в единицах  $10^{-8} M_{\odot}$  в год. Направление на наблюдателя составляет угол  $68^{\circ}$  с осью диска.

Модель дискового ветра оказывает очень сильное влияние на изменение позиционной плоскости поляризации. Этот результат был ожидаем после исследований в главе 3: разные модели ветра утолщают диск по-разному.

Те модели ветра, которые эффективнее утолщали диск и давали изменение плоскости поляризации рассеянного излучения диска при меньшем темпе истечения вещества, и в данной задаче дают большие отклонения позиционного угла. Для нас важно, что существуют такие модели ветра, возмущения которых могут отклонять плоскость линейной поляризации на десятки градусов.

Модель ветра С эффективнее всего утолщает диск, мы использовали её с разными темпами истечения вещества. При увеличении темпа истечения вещества, амплитуда изменений позиционного угла постепенно растёт. После чего диск становится настолько толстым, что рассеянное им излучение поляризовано вдоль плоскости диска, а не перпендикулярно ей, как у тонких дисков. Возмущение дискового ветра в такой ситуации также приводит к отклонению позиционного угла поляризации.

Рассмотренные нами возмущения диска дают отклонения позиционного угла до  $60^\circ$  для тонкого диска и до  $30^\circ$  для толстого диска. Первое значение хорошо согласуется с наблюдениями WW Vul и одним из затмений UX Ori.

Модельные графики блеска звезды ведут себя более-менее одинаково. Глубина и ширина затмения слабо зависит от модели ветра. Ширина затмения также слабо зависит и от темпа истечения вещества. Глубина затмения, напротив, сильно зависит от него: высокий темп истечения вещества утолщает диск, в результате чего он постоянно частично поглощает прямое излучение звезды, уменьшая его вклад в излучение системы.

Поведение степени поляризации оказывается более сложным: при низком темпе истечения вещества для всех моделей ветра степень поляризации достигает максимума в момент минимума 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 и вклад разных его областей в итоговую степень поляризации меняется. Тогда максимум степени поляризации начинает приходиться на немного смещённое в сторону положение возмущения, при котором боковые части

диска оказываются несбалансированны, что приводит к сильно отличающемуся от нуля параметру Стокса U при малых изменениях параметра Стокса Q.

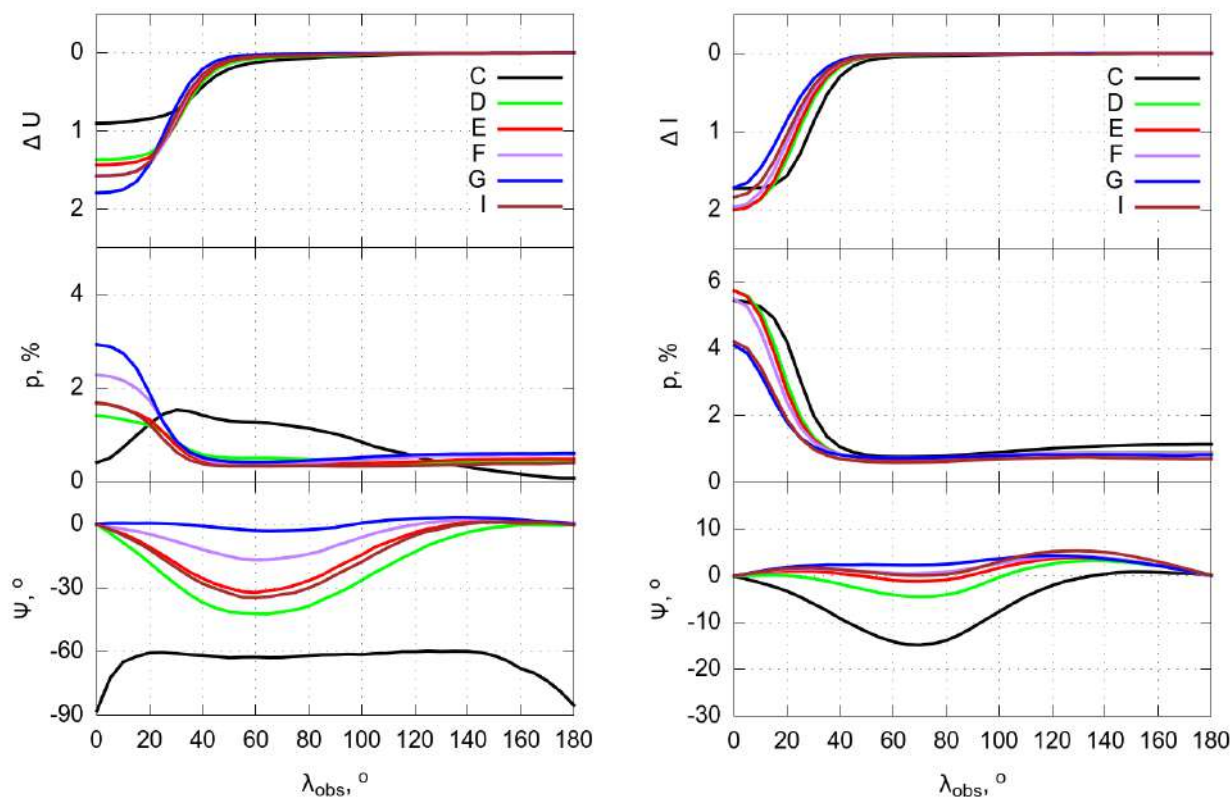


Рис. 30: Зависимости блеска системы (верхний график), степени поляризации излучения (средний график) и угла поляризации (нижний график) от долготы положения наблюдателя для диска с возмущением ветра, описываемым моделью 3 из таблицы 5, с разными моделями ветра из работ [58, 59] и постоянным темпом истечения вещества  $2 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год. Представлены результаты в спектральной полосе U (слева) и I (справа). Направление на наблюдателя составляет угол  $68^{\circ}$  с осью диска.

В завершении обсуждения результатов моделирования влияния возмущения дискового ветра на фотополариметрическую переменность звёзд типа UX Ori, мы хотим отметить, что, как и для классической модели затмений, результаты сильно зависят от спектральной полосы. Выше мы приводили графики результатов для спектральной полосы V, на рис. 30 показаны графики для абсолютно тех же моделей, что и на левом графике рис. 29,

но в спектральных полосах U и I.

В полосе I все модели дают ощутимо меньшие амплитуды изменения позиционного угла поляризации, чем в полосе V. В полосе U наблюдается обратная ситуация: благодаря ветру диск выглядит более толстым, что позволяет сильнее отклонять плоскость поляризации. Ветер модели C оказывает настолько сильное влияние, что излучение диска с невозмущённым ветром оказывается поляризовано вдоль плоскости диска. Следовательно, вызванные возмущением ветра отклонения идут уже от плоскости диска, а не перпендикулярной ему.

Можно рассматривать модель возмущения, описываемую не гауссианой по расстоянию от центра возмущения, а двумя гауссианами по расстоянию

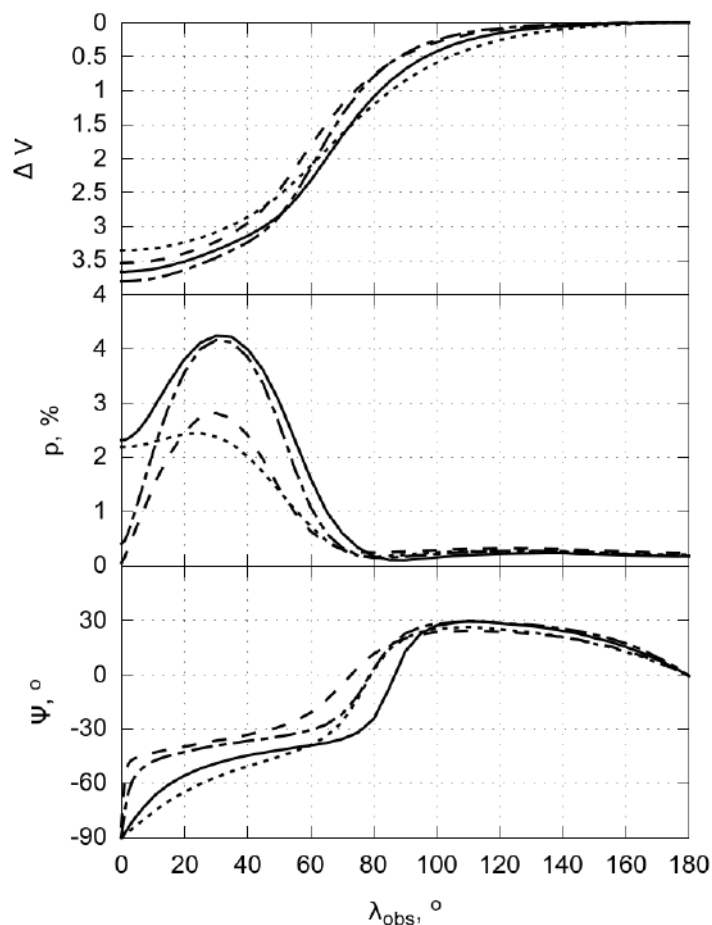


Рис. 31: Зависимости блеска системы (верхний график), степени поляризации излучения (средний график) и угла поляризации (нижний график) от долготы положения наблюдателя для диска с протяжённым горбом.

от звезды и азимуту, как в работе [48]. При малой протяжённости по азимуту результаты будут мало отличаться от описанных выше. С ростом протяжённости по азимуту будет увеличиваться продолжительность затмения. Изменения позиционного угла собственной линейной поляризации при этом сохранят свою форму. В результате, существенное изменение позиционного угла будет происходить в продолжительном минимуме затмения, а не после него.

Расчёты показывают, что возможен ещё один интересный вариант затмения. При определённом сочетании протяженности горба, толщины диска и положения наблюдателя, горб может затмевать близкие к звезде области диска по обе стороны от звезды, которые поляризованы перпендикулярно его плоскости. Тогда из-за вклада расположенных за звездой областей диска его излучение может быть поляризовано вдоль плоскости диска при малых  $\lambda_{obs}$ , как в случае толстого диска, и перпендикулярно плоскости диска при  $\lambda_{obs} \sim 180^\circ$ . В этой ситуации изменения позиционного угла составляют около  $90^\circ$ , но большая часть этих изменений проходит при малых  $\lambda_{obs}$  в минимуме блеска. На рис. 31 показаны графики затмений для нескольких моделей с протяжёнными горбами, когда в минимуме блеска происходят сильные изменения позиционного угла поляризации.

#### 4.4 Степень и позиционный угол поляризации

Наблюдения UX Ori (рис. 23) и WW Vul (рис. 24) показывают высокую степень поляризации в минимуме блеска до 6–7% и сильные отклонения позиционного угла линейной поляризации до 40–60°. Среди модельных графиков, представленных в предыдущем параграфе, есть затмения со степенью поляризации до 8% и есть затмения с отклонениями позиционного угла до 60°. Важной деталью модельных результатов является то, что в рамках одной модели можно получить либо высокую степень линейной поляризации, либо сильное отклонение позиционного угла. Одновременно и то, и другое не было получено ни в одной из представленных моделей.

Причиной этого является необходимость иметь слабо поляризованный диск, чтобы позиционный угол поляризации рассеянного им излучения



можно было сильно изменить возмущением диска. Тем не менее, степень поляризации в минимуме затмения может быть выше степени поляризации диска, поскольку излучение, рассеянное в разных областях диска, имеет разные ориентации плоскости поляризации. Крупномасштабное возмущение в диске затмевает не только звезду, повышая вклад рассеянного диском излучения, но и часть внутренних областей диска. В результате, степень поляризации рассеянного диском излучения также может увеличиться.

Чтобы проверить, возможно ли одновременно достигнуть высокой степени линейной поляризации и сильного изменения позиционного угла, мы провели моделирование затмений с варьированием параметров в широком диапазоне. Мы рассматривали модель диска с теми же параметрами, что в разделе 4.2.1, с ветром модели C. Темп истечения вещества мы считали изменяющимся от  $10^{-9}$  до  $2.8 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год (верхняя граница рассматриваемого темпа истечения вещества соответствует диску, поляризованному вдоль его плоскости). Для  $\sigma_{clot}^2$  и  $h_{clot}$  рассматривались диапазоны значений 0.001–0.7 а.е.<sup>2</sup> и 10–100 соответственно. Последний варьируемый параметр — радиус центра возмущения, мы оценили исходя из продолжительности затмений UX Ori и WW Vul. В рассмотренных выше моделях, максимум изменений позиционного угла линейной поляризации приходится на  $\lambda_{obs}$  от  $30^{\circ}$  до  $70^{\circ}$ . Следовательно, временной интервал от минимума блеска до максимального изменения позиционного угла составляет от 0.08 до 0.2 кеплеровского периода вращения диска на расстоянии центра возмущения от звезды. У UX Ori и WW Vul этот интервал составляет от 2 до 4 месяцев, следовательно, период вращения можно оценить от года до 4. Тогда, с учётом оценочных масс данных звёзд,  $r_{clot}$  можно считать находящимся в пределах от 1 а.е. до 3 а.е.

На рис. 32 точками показаны значения степени линейной поляризации в минимуме блеска и максимальное изменение позиционного угла линейной поляризации для моделей с параметрами возмущения ветра и темпом истечения вещества, находящимися в описанных выше границах. На графике показаны только те результаты, когда плоскость линейной поляризации в минимуме блеска системы с возмущённым диском ориентирована так же,

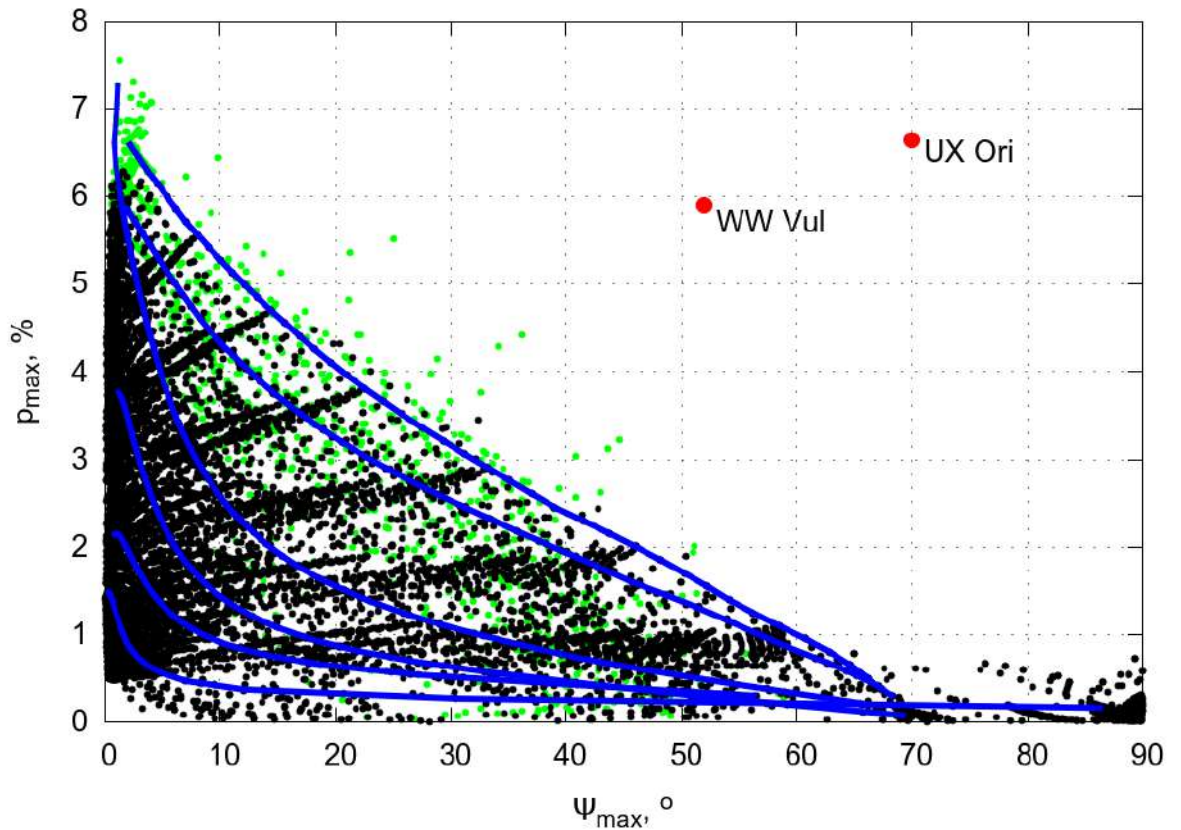


Рис. 32: Степень линейной поляризации в минимуме блеска и максимальное изменение позиционного угла линейной поляризации для моделей с разными параметрами возмущения дискового ветра (см. подробности в тексте). Чёрными точками отмечены затмения с изменением блеска системы до  $2.6^m$ , зелёные точки соответствуют более глубоким затмениям. Наблюдаемые в ходе затмений UX Ori и WW Vul значения отмечены красными точками. Синими линиями соединены точки, полученные при одинаковых параметрах возмущения и переменном темпе истечения вещества. Направление на наблюдателя составляет угол  $68^\circ$  с осью диска.

как в системе с диском без возмущений. Разным цветом показаны значения для затмений с изменением блеска не более, чем у WW Vul и UX Ori, и с более глубокими затмениями. Видно, что ни в одной из множества рассмотренных моделей одновременно не достигаются наблюдавшиеся у UX Ori и WW Vul параметры.

При рассмотрении аналогичных диапазонов варьируемых параметров с

более тонким диском или другой моделью ветра, возможные соотношения степени линейной поляризации и максимального изменения позиционного угла ведут себя аналогичным образом. Достижимая степень поляризации может оказаться незначительно выше, но одновременно получить высокую степень поляризации и сильное отклонение позиционного угла остаётся невозможным. Во всех случаях затмение без изменения позиционного угла линейной поляризации должно иметь существенно большую степень поляризации, чем затмение с такими отклонениями, как наблюдались у UX Ori и WW Vul. Тем не менее, у этих звёзд не наблюдались существенно большие значения степени линейной поляризации, чем во время обсуждаемых затмений.

Это означает, что модель с постоянными формами диска и возмущения не может объяснить наблюдаемую переменность параметров поляризации. Темп аккреции у звёзд типа Ae/Be Херbiga обладает известной переменностью [43, 52]. Следовательно, интенсивность дискового ветра, создающего утолщение в центральных областях диска, также может меняться. Результаты моделирования показывают, что при одной и той же форме возмущения может быть получена высокая степень поляризации излучения, когда интенсивность дискового ветра мала, и большое отклонение плоскости линейной поляризации, когда дисковый ветер становится более плотным. Очень сильное возмущение также может приводить к отклонениям более  $60^\circ$ .

Также возможно изменение формы возмущения: в минимуме блеска можно ожидать компактное высокое возмущение, а после прохождения минимума возможно протяжённое менее высокое возмущение, охватывающее большую часть диска. В целом, изменения формы возмущения качественно согласуются с работами по моделированию циклонов в диске [4, 67].

Изменение формы возмущения и плотности дискового ветра качественно согласуются с тремя особенностями наблюдений, которые плохо объяснимы в рамках модели с постоянной формой возмущения. Во-первых, при неизменной форме возмущения, можно ждать второго глубокого минимума с последующим отклонением плоскости линейной поляризации через

один период обращения возмущения вокруг звезды. Вторым глубоким минимумом наблюдался в одном из затмений UX Ori, в остальных случаях его не было. Во-вторых, такое возмущение должно давать до глубоко минимума такое же по амплитуде отклонение позиционного угла, как и после минимума, но направленное в другую сторону. В-третьих, после глубокого минимума UX Ori и WW Vul медленно возвращаются к своей максимальной яркости. Во время максимального отклонения плоскости линейной поляризации блеск этих звёзд всё ещё был ослаблен, что может быть связано с увеличившейся интенсивностью дискового ветра, частично затмевающего звезду.

## 4.5 Модель с переменным темпом истечения вещества

При моделировании затмения с переменным темпом истечения вещества мы будем опираться на наблюдения WW Vul, поскольку изменения позиционного угла линейной поляризации были меньше, чем у UX Ori. Следовательно, получить такие изменения должно быть проще. Для пересчёта долготы наблюдателя  $\lambda_{obs}$  в дни, прошедшие после минимума, кроме расстояния до центра возмущения, являющегося параметром модели, нам потребуется масса звезды. Montesinos et al. [44] приводят для массы WW Vul значение в  $2.5 M_{\odot}$ , а Arun et al. [1] оценивают её в  $2.58 M_{\odot}$ .

При сравнении модельных графиков затмений с наблюдениями WW Vul, последние выровнены так, что отсчёт времени начинается с минимума блеска (J.D. 2447017), ослабление блеска считается относительно минимального значения звёздной величины до затмения ( $10.31^m$ ), а за начало отсчёта позиционного угла мы приняли среднее значение позиционного угла до затмения ( $161.3^{\circ}$ ). Такой выбор нормировки содержит некоторые допущения (считаем, что глубокий минимум начинается со слабым ветром), но позволяет сравнивать модель и наблюдения. Кроме того, модельные графики затмений всегда получаются гладкими, а в наблюдениях присутствует случайная компонента, которая ожидаема для нестационарных процессов, но не рассматривается в нашей модели.

Для получения близкой к наблюдаемой формы затмения в первую оче-

редь следует отталкиваться от трёх характеристик кривой затмения: глубины наблюдаемого минимума, максимальной степени поляризации и продолжительности минимума. На основании результатов, использованных при построении графика 32, мы подобрали значения темпа истечения вещества, высоты возмущения и расстояния от звезды до центра возмущения, при которых изменение видимой звёздной величины и максимальная степень поляризации близки к наблюдаемым. Для сравнения значений глубины минимума и степени поляризации использовалось среднеквадратическое отклонение для нормированных величин.

После этого мы подбирали  $\sigma_{clot}$ , чтобы модельная продолжительность глубокого минимума равнялась наблюдаемой. Важно понимать, что выбор этих четырёх параметров не является однозначным (особенно, если допустить варьирование параметров пыли и модели диска), и возможно множество решений, дающих схожие по форме затмения. В завершении моделирования мы увеличивали темп истечения вещества, чтобы получить большие отклонения позиционного угла линейной поляризации.

На рис. 33 слева представлены результаты для диска, описанного в разделе 4.2.1, с ветром модели C с темпом истечения вещества от  $1.05 \cdot 10^{-8}$  до  $2.2 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год и следующими параметрами возмущения:  $r_{conc} = 3$  а.е.,  $\sigma^2 = 0.002$  и  $h_{conc} = 100$ . Для этой модели с темпом истечения вещества  $1.05 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год мы получаем неплохое соответствие ослабления блеска и достаточно высокую степень поляризации в минимуме блеска для рассматриваемых параметров пыли и диска. Тем не менее, данная модель диска при любых параметрах возмущения в наилучшем приближении даёт модельные затмения глубже наблюдаемых, а степень поляризации в минимуме блеска — меньше наблюдавшейся (при высоком темпе истечения вещества и глубина минимума, и степень поляризации могут быть значительно меньше наблюдаемых).

Глубина затмения и степень поляризации в минимуме блеска сильно зависят от параметров пыли, модели диска и модели утолщения в центральных областях диска. Основываясь на результатах моделирования, мы получили, что диск с моделью из раздела 4.2.1 оказывается слишком толстым

для хорошего соответствия модели и наблюдений. Параметры пыли и форму утолщения в центральных областях диска мы оставили без изменений. Как уже было отмечено выше, решение данной задачи не единственно. Варьирование всех параметров делает её излишне сложной с вычислительной точки зрения.

Мы рассмотрели модель более тонкого диска со следующими параметрами:  $h_0 = 0.03$  а.е.,  $h_{w0} = 0.085$ . Для этого диска мы приняли угол между направлением на наблюдателя и осью диска равным  $72^\circ$  (при большем угле край диска начинает существенно экранировать звезду). В этом случае наилучшее соответствие модели наблюдениям получается при темпе истечения вещества  $5.5 \cdot 10^{-9} M_\odot$  в год и следующих параметрах возмущения ветра:  $r_{conc} = 1$  а.е.,  $\sigma^2 = 0.006$  и  $h_{conc} = 30$ . Возмущение находится ближе к звезде, поэтому совершает полный оборот вокруг неё быстрее, следовательно, для получения минимума такой же продолжительности нужно более протяжённое возмущение. Высоту возмущения также удалось сделать заметно меньше, чем в предыдущей модели. На рис. 33 справа показаны модельные графики затмений при такой форме возмущения для разных темпов истечения вещества. Если не считать случайной составляющей наблюдательных данных, в минимуме блеска удалось добиться неплохого соответствия.

Временное увеличение темпа истечения вещества позволяет добиться заметных отклонений позиционного угла линейной поляризации после минимума блеска и объясняет медленное восстановление яркости звезды после затмения. Тем не менее, во всех рассмотренных нами моделях мы получаем либо корректные ослабления блеска после прохождения глубокого минимума и слишком слабые отклонения позиционного угла, либо наблюдаемые изменения позиционного угла и слишком сильные ослабления блеска. Чтобы избежать этого несоответствия, мы также рассмотрели модель с переменным темпом истечения вещества и изменяемой формой возмущения.

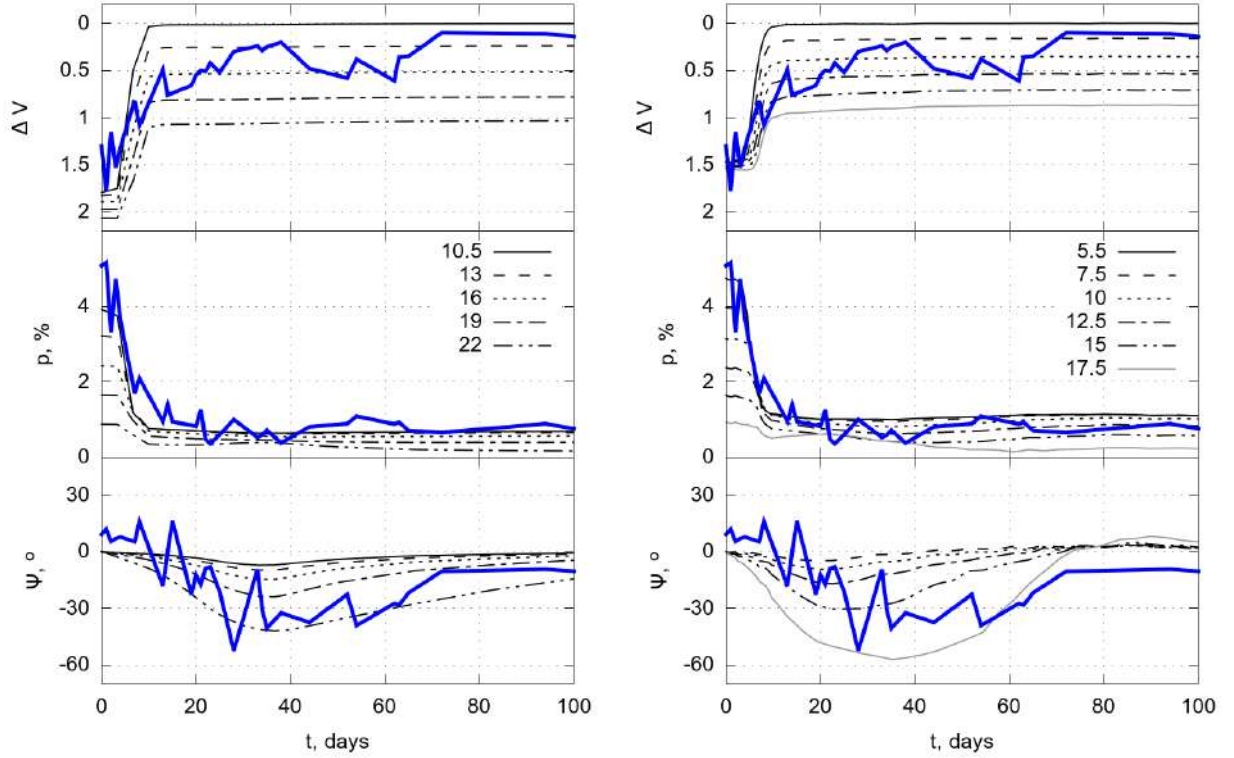


Рис. 33: Сравнение модельных затмений, полученных с разными темпами истечения вещества и постоянной моделью возмущения, с наблюдениями WW Vul (синяя линия). На левом графике показаны результаты для более толстого диска с направлением на наблюдателя, составляющим угол  $68^\circ$  с осью диска. На правом графике показаны результаты для более тонкого диска с направлением на наблюдателя, составляющим угол  $72^\circ$  с осью диска. В обоих случаях темп истечения вещества указан в единицах  $10^{-9}M_\odot$  в год.

#### 4.6 Модель с изменяемой формой возмущения

Чтобы добиться лучшего соответствия изменений параметров поляризации после глубокого минимума, мы рассмотрели модель с переменной формой возмущения. За основу мы взяли модель более тонкого диска из предыдущего раздела, дающую хорошее соответствие в минимуме блеска. В данном разделе мы дополнительно рассмотрели три темпа истечения вещества:  $7.5 \cdot 10^{-9}$ ,  $10 \cdot 10^{-9}$  и  $12.5 \cdot 10^{-9} M_\odot$  в год, шесть значений  $\sigma_{clot}^2$ : 0.01, 0.025, 0.05, 0.075, 0.1 и 0.125 а.е.<sup>2</sup> и три значения  $h_{clot}$ : 10, 20, 30.

Моделирование затмений с такими темпами истечения вещества и параметрами возмущения даёт довольно широкий разброс кривых блеска и параметров поляризации. Анализ этих кривых позволяет подобрать такие изменения параметров возмущения и темпа истечения вещества, чтобы модельный график затмения примерно соответствовал наблюдениям. На рис. 34 показаны графики для моделей с неизменяемым темпом истечения вещества и параметрами возмущения и полученная на их основе аппроксимация наблюдений. В нашей аппроксимации  $\sigma_{clot}^2$  постоянно растёт, увеличиваясь от 0.006 до 0.1. Следует отметить, что наше возмущение устроено так, что при увеличении  $\sigma_{clot}^2$  высота возмущения уменьшается. Таким образом, эти изменения соответствуют расплыванию горба.

Темп истечения вещества сначала увеличивается от  $5.5 \cdot 10^{-9}$  до  $12.5 \cdot 10^{-9} M_{\odot}$  в год при  $t = 60$  дней, после чего убывает. Такие изменения хорошо согласуются с плавным и долгим выходом из минимума блеска, но дают низкую степень поляризации от 45 до 65 дней. Это несоответствие может быть объяснено дополнительным возмущением, поглощающим немного излучения звезды, тем самым увеличивая степень поляризации. Тем не менее, мы ограничиваемся рассмотрением только одного возмущения диска. После большого отклонения позиционного угла, мы также уменьшили высоту возмущения  $h_{clot}$ .

Вторым несоответствием нашей модели наблюдениям является отклонение позиционного угла линейной поляризации в минимуме блеска и после прохождения затмения. У WW Vul и UX Ori присутствует заметная переменность позиционного угла линейной поляризации как во время затмений, так и во время постоянной светимости. Эта особенность заслуживает отдельного изучения. Возможно, она также связана с возмущениями диска.

Несмотря на эти два отклонения модели от наблюдений, мы получили близкую к наблюдаемой форму затмения с характерными значениями глубины и продолжительности минимума, степени поляризации и величины отклонения позиционного угла линейной поляризации.



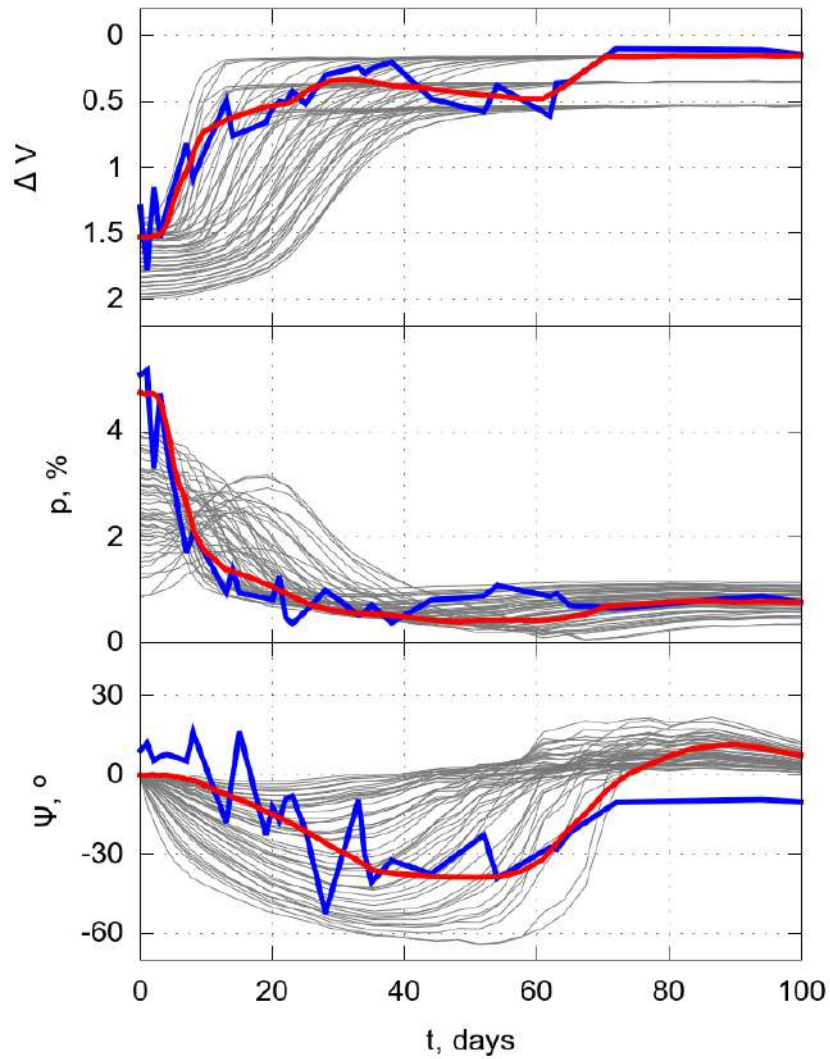


Рис. 34: Моделирование затмения WW Vul с переменным темпом истечения вещества и параметрами возмущения для тонкого диска с направлением на наблюдателя, составляющим угол  $72^\circ$  с осью диска. Синим показаны наблюдения, серыми линиями — графики для моделей с постоянными темпом истечения вещества и параметрами возмущения, красным — полученное модельное приближение.

## 4.7 Обсуждение

Мы рассмотрели затмение звезды крупномасштабным возмущением диска. Были изучены модели с тонким диском и модели с диском с утолщением в зоне сублимации пыли, моделируемым дисковым ветром. Было получено, что крупномасштабное возмущение диска может вызвать глубокий

минимум блеска звезды, после которого произойдет временное отклонение позиционного угла линейной поляризации.

Модель тонкого диска не даёт таких сильных отклонений позиционного угла, какие наблюдались у UX Ori [24] и WW Vul [90]. Утолщение в центральных областях диска позволяет получить изменения позиционного угла линейной поляризации порядка  $60^\circ$ . Моделирование показало, что при неизменяемом темпе истечения вещества, определяющем утолщение диска, и параметрах возмущения невозможно получить одновременно высокую степень поляризации в минимуме блеска и отклонения позиционного угла после прохождения минимума.

Моделирование вызванного возмущением диска затмения звезды с утолщённым диском с учётом изменений темпа истечения вещества и формы возмущения диска позволили получить близкую к наблюдаемой форму затмения WW Vul. При этом мы начали с компактного сильного возмущения, которое потом размывалось, становилось протяжённой и ниже. В модели мы получили соответствие глубины затмения, степени поляризации, продолжительности глубокого минимума, плавного выхода из затмения и отклонений позиционного угла линейной поляризации. Это означает, что модель затмения звезды с крупномасштабным возмущением диска может объяснять необычные наблюдаемые затмения.

Расчёты продемонстрировали важность задачи с затмением в варианте нестационарного экрана. Это делает актуальным рассмотрение физических моделей затмений такого сорта. Последний раздел этой главы — это численный эксперимент, нацеленный на изучение возможностей нестационарных решений при моделировании наблюдаемых параметров поляризации при продолжительных затмениях. Он показывает, как должны меняться параметры рассмотренной простой модели, чтобы обеспечить хорошее согласие с наблюдениями. Часть изменяемых в модели параметров могут быть получены в ходе спектроскопических наблюдений. Получаемые в их ходе оценки темпов аккреции и истечения вещества при выходе из исследуемых минимумов могут дать очень важную информацию для понимания протекающих в системе физических процессов.

## Заключение

Основной целью данного исследования является изучение и моделирование затмений молодых звёзд типа Ae/Be Хербига, которые не укладываются в консервативную модель затмения, предполагающую, что звезда, окружённая геометрически тонким flared диском, затмевается компактным газопылевым облаком. Для проведения моделирования предложен оригинальный метод, позволяющий ускорить расчёт переноса излучения в околозвёздной среде. Данный метод, описанный в первой главе настоящей работы, реализован в виде вычислительной программы, протестирован и использован для численного моделирования затмений компактным газопылевым облаком звёзд, окружённых диском с утолщением в зоне сублимации пыли, и затмений крупномасштабным возмущением диска.

Основные полученные в диссертации результаты заключаются в следующем:

1. Моделирование переноса излучения точечного источника путём учёта траекторий пучков фотонов с принимающими ряд дискретных значений параметрами и статистическими весами, выбранными на основе теоретических распределений вероятности, является более эффективным, чем моделирование пучков фотонов со случайными параметрами.
2. Утолщение диска в зоне сублимации пыли может придавать затмению компактным газопылевым облаком качественно новые свойства по сравнению с моделью, рассматривающей геометрически тонкий flared диск. Возможно изменение на  $90^\circ$  позиционного угла линейной поляризации при изменении длины волны наблюдения; во время затмения степень поляризации системы может оставаться неизменной или меняться в небольших пределах; флуктуации темпа аккреции могут приводить к большому разбросу наблюдаемых при одном и том же уровне блеска параметров поляризации; во время затмения показатели цвета звезды могут монотонно уменьшаться, в такой ситуации покраснение звезды не будет наблюдаться. Все эти полученные в мо-

дели особенности ранее наблюдались у некоторых звёзд типа Ae/Be Хербига.

3. Возможно затмение звезды, вызванное увеличением плотности утолщения в центральных областях диска из-за роста темпа истечения вещества. При таком затмении степень поляризации тонкого диска может сначала немного увеличиться, а потом уменьшиться до нуля. После этого диск станет геометрически толстым, его излучение будет поляризовано вдоль его плоскости, а степень поляризации системы будет увеличиваться при дальнейшем ослаблении блеска звезды.
4. Крупномасштабное возмущение диска может приводить к продолжительному и глубокому минимуму блеска звезды с последующим сильным изменением позиционного угла линейной поляризации. При этом чем больше утолщение диска в зоне сублимации пыли, тем меньше наблюдаемая в минимуме блеска степень линейной поляризации и больше отклонение позиционного угла, наблюдаемое после прохождения минимума блеска. В модели с постоянным темпом истечения вещества, определяющим утолщение в центральных областях диска, и постоянными параметрами крупномасштабного возмущения оказывается невозможно добиться одновременно такой высокой степени линейной поляризации в минимуме блеска и такого сильного отклонения позиционного угла после прохождения минимума, какие наблюдались у UX Ori и WW Vul.
5. Изменение плотности утолщения диска в зоне сублимации пыли и изменения формы возмущения позволяет получить и высокую степень линейной поляризации в минимуме блеска, и сильное отклонение плоскости линейной поляризации после его прохождения. Изменений только плотности утолщения или формы возмущения оказывается недостаточно для получения в модели соответствия наблюдениям по всем параметрам фотополариметрической переменности.

Полученные в диссертации результаты могут быть использованы для изучения затмений молодых звёзд и объяснения физических причин на-

блюдаемой фотополариметрической переменности. Наши результаты позволяют объяснить ряд наблюдаемых особенностей, которые не укладываются в описывающую большинство затмений консервативную модель.

Автор выражает глубокую признательность

- Научному руководителю, доктору физ.-мат. наук, Владимиру Павловичу Грину за руководство работой, интересные обсуждения и ценные советы.
- Кандидату физ.-мат. наук Алле Николаевне Ростопчиной-Шаховской за предоставленные архивные наблюдения глубоких минимумов звёзд UX Ori и WW Vul.
- Кафедре теоретической астрофизики СПбГУ за приобретённые знания и ценный опыт.
- Своей семье, друзьям и коллегам за понимание и поддержку.

## Список литературы

- [1] Arun R., Mathew B., Manoj P. et al. On the Mass Accretion Rate and Infrared Excess in Herbig Ae/Be Stars // *Astron. J.* — 2019. — Vol. 157. — P. 159.
- [2] Bally J., Lada C. J. The high-velocity molecular flows near young stellar objects // *Astrophys. J.* — 1983. — Vol. 265. — P. 824–847.
- [3] Bans A., Königl A. A Disk-wind Model for the Near-infrared Excess Emission in Protostars // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 758. — P. 100.
- [4] Barge P., Ricci L., Carilli C. L., Previn-Ratnasingam R. Gaps and rings carved by vortices in protoplanetary dust // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 605. — P. A122.
- [5] Bastien P., Landstreet J. D. Polarization observations of the T Tauri stars RY Tauri, T Tauri, and V866 Scorpii // *Astrophys. J.* — 1979. — Vol. 229. — P. L137–L140.
- [6] Berger M. J., Colella P. Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics // *J. Comput. Phys.* — 1989. — Vol. 82. — P. 64–84.
- [7] Blandford R. D., Payne D. G. Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets // *MNRAS.* — 1982. — Vol. 199. — P. 883–903.
- [8] Cauley P. W., Johns-Krull C. M. Optical Mass Flow Diagnostics in Herbig Ae/Be Stars // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 810. — P. 5.
- [9] Chiang E. I., Goldreich P. Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 490. — P. 368–376.
- [10] Chiang E. I., Goldreich P. Spectral Energy Distributions of Passive T Tauri Disks: Inclination // *Astrophys. J.* — 1999. — Vol. 519. — P. 279–284.

- [11] Code A. D., Whitney B. A. Polarization from Scattering in Blobs // *Astrophys. J.* — 1995. — Vol. 441. — P. 400.
- [12] D’Alessio P., Cantö J., Calvet N., Lizano S. Accretion Disks around Young Objects. I. The Detailed Vertical Structure // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 500. — P. 411–427.
- [13] Delaunay B. Sur la sphère vide // *Bulletin de l’Académie des Sciences de l’URSS, Classe des sciences mathématiques et naturelles.* — 1934. — Vol. 6. — P. 793–800.
- [14] Dodin A., Grankin K., Lamzin S. et al. Analysis of colour and polarimetric variability of RW Aur A in 2010-2018 // *MNRAS.* — 2019. — Vol. 482. — P. 5524–5541.
- [15] Dullemond C. P. The 2-D structure of dusty disks around Herbig Ae/Be stars: I. Models with grey opacities // *Astron. Astrophys.* — 2002. — Vol. 395. — P. 853–862.
- [16] Dullemond C. P., Dominik C., Natta A. Passive Irradiated Circumstellar Disks with an Inner Hole // *Astrophys. J.* — 2001. — Vol. 560. — P. 957–969.
- [17] Dullemond C. P., Monnier J. D. The Inner Regions of Protoplanetary Disks // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 48. — P. 205–239.
- [18] Flaherty K. M., Muzerolle J. Modeling Mid-infrared Variability of Circumstellar Disks with Non-axisymmetric Structure // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 719. — P. 1733–1749.
- [19] Fromang S., Latter H., Lesur G., Ogilvie G. I. Local outflows from turbulent accretion disks // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 552. — P. A71.
- [20] Geuzaine C., J.-F. Remacle. Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities //

International Journal for Numerical Methods in Engineering. — 2009. — Vol. 79. — P. 1309–1331.

- [21] Górski K. M., Hivon E., Banday A. J. et al. HEALPix: A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 622. — P. 759–771.
- [22] Grady C. A., Perez M. R., The P. S. et al. The  $\beta$  Pictoris phenomenon among young stars. II. UV observations of the Herbig AE star UX Orionis // *Astron. Astrophys.* — 1995. — Vol. 302. — P. 472.
- [23] Grinin V. UX Ori-Type Stars // *Stars: From Collapse to Collapse* / Ed. by Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin. — Vol. 510 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. — 2017. — P. 32.
- [24] Grinin V. P. Polarimetric activity of Herbig Ae/Be stars // *The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars* / Ed. by P. S. The, M. R. Perez, E. P. J. van den Heuvel. — Vol. 62 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. — 1994. — P. 63.
- [25] Grinin V. P. Photopolarimetric Activity of Pre-Main-Sequence Stars (Invited Review) // *Disks, Planetesimals, and Planets* / Ed. by G. Garzón, C. Eiroa, D. de Winter, T. J. Mahoney. — Vol. 219 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. — 2000. — P. 216.
- [26] Grinin V. P., Kiselev N. N., Minikulov N. Kh. et al. The investigations of ‘zodiacal light’ of isolated AE-Herbig stars with non-periodic Algol-type minima // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* — 1991. — Vol. 186. — P. 283–298.
- [27] Grinin V. P., Kolotilov E. A., Rostopchina A. Dust around young stars. Photopolarimetric observations of the T Tauri star BM Andromedae // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* — 1995. — Vol. 112. — P. 457.
- [28] Grinin V. P., The P. S., de Winter D. et al. The  $\beta$  Pictoris phenomenon



- among young stars. I. The case of the Herbig AE star UX Orionis // *Astron. Astrophys.* — 1994. — Vol. 292. — P. 165–174.
- [29] Hamilton C. M., Herbst W., Vrba F. J. et al. The Disappearing Act of KH 15D: Photometric Results from 1995 to 2004 // *Astron. J.* — 2005. — Vol. 130. — P. 1896–1915.
- [30] Hartmann L., Kenyon S. J. The FU Orionis Phenomenon // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 34. — P. 207–240.
- [31] Henyey L. G., Greenstein J. L. Diffuse radiation in the Galaxy // *Astrophys. J.* — 1941. — Vol. 93. — P. 70–83.
- [32] Herbig G. H. The properties and problems of T Tauri stars and related objects // *Advances in Astronomy and Astrophysics.* — 1962. — Vol. 1. — P. 47–103.
- [33] Herbig G. H., Petrov P. P., Duemmler R. High-Resolution Spectroscopy of FU Orionis Stars // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 595. — P. 384–411.
- [34] Herbst W., Herbst D. K., Grossman E. J., Weinstein D. Catalogue of UBVRI photometry of T Tauri stars and analysis of the causes of their variability // *Astron. J.* — 1994. — Vol. 108. — P. 1906–1923.
- [35] Ho-Le K. Finite Element Mesh Generation Methods: A Review and Classification // *Comput. Aided Des.* — 1988. — Vol. 20. — P. 27–38.
- [36] Ke T. T., Huang H., Lin D. N. C. Rapid Mid-infrared Variability in Protostellar Disks // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 745, no. 1. — P. 60.
- [37] Kim S.-H., Martin P. G., Hendry P. D. The Size Distribution of Interstellar Dust Particles as Determined from Extinction // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 422. — P. 164.
- [38] Kreplin A., Madlener D., Chen L. et al. Resolving the inner disk of UX Orionis // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 590. — P. A96.

- [39] Kurosawa R., Harries T. J., Symington N. H. On the formation of H $\alpha$  line emission around classical T Tauri stars // MNRAS. — 2006. — Vol. 370. — P. 580–596.
- [40] L'Ecuyer P. Efficient and portable combined random number generators // Communications of the ACM. — 1988. — Vol. 31. — P. 742–751.
- [41] Lazareff B., Berger J.-P., Kluska J. et al. Structure of Herbig Ae/Be disks at the milliarcsecond scale . A statistical survey in the H band using PIONIER-VLTI // Astron. Astrophys. — 2017. — Vol. 599. — P. A85.
- [42] Matthews B. C., Krivov A. V., Wyatt M. C. et al. Observations, Modeling, and Theory of Debris Disks // Protostars and Planets VI. — 2014. — P. 521–544.
- [43] Mendigutía I., Calvet N., Montesinos B. et al. Accretion rates and accretion tracers of Herbig Ae/Be stars // Astron. Astrophys. — 2011. — Vol. 535. — P. A99.
- [44] Montesinos B., Eiroa C., Mora A., Merín B. Parameters of Herbig Ae/Be and Vega-type stars // Astron. Astrophys. — 2009. — Vol. 495, no. 3. — P. 901–917.
- [45] Natta A., Grinin V., Mannings V. Properties and Evolution of Disks around Pre-Main-Sequence Stars of Intermediate Mass // Protostars and Planets IV. — 2000. — P. 559–588.
- [46] Natta A., Prusti T., Neri R. et al. A reconsideration of disk properties in Herbig Ae stars // Astron. Astrophys. — 2001. — Vol. 371. — P. 186–197.
- [47] Natta A., Whitney B. A. Models of scattered light in UXORs // Astron. Astrophys. — 2000. — Vol. 364. — P. 633–640.
- [48] O'Sullivan M., Truss M., Walker C. et al. Modelling the photopolarimetric variability of AA Tau // MNRAS. — 2005. — Vol. 358. — P. 632–640.

- [49] Pascucci I., Wolf S., Steinacker J. et al. The 2D continuum radiative transfer problem. Benchmark results for disk configurations // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 417. — P. 793–805.
- [50] Peest C., Camps P., Stalevski M. et al. Polarization in Monte Carlo radiative transfer and dust scattering polarization signatures of spiral galaxies // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 601. — P. A92.
- [51] Pereyra A., Girart J. M., Magalhães A. M. et al. Near infrared polarimetry of a sample of YSOs // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 501. — P. 595–607.
- [52] Pogodin M. A., Hubrig S., Yudin R. V. et al. Measuring the mass accretion rates of Herbig Ae/Be stars with X-shooter // *Astronomische Nachrichten.* — 2012. — Vol. 333, no. 7. — P. 594–612.
- [53] Potravnov I. S., Mkrtichian D. E., Grinin V. P. et al. Accretion and outflow activity on the late phases of pre-main-sequence evolution: the case of RZ Piscium // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 599. — P. A60.
- [54] Punzi K. M., Kastner J. H., Melis C. et al. Is the Young Star RZ Piscium Consuming Its Own (Planetary) Offspring? // *Astron. J.* — 2018. — Vol. 155. — P. 33.
- [55] Robitaille T.P. HYPERION: An open-source parallelized three-dimensional dust continuum radiative transfer code // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 536. — P. A79.
- [56] Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Lovelace R. V. E. Launching of conical winds and axial jets from the disc-magnetosphere boundary: axisymmetric and 3D simulations // *MNRAS.* — 2009. — Vol. 399. — P. 1802–1828.
- [57] Rostopchina A. N., Grinin V. P., Okazaki A. et al. Dust around young stars. Photopolarimetric activity of the classical Herbig Ae/Be star RR Tauri // *Astron. Astrophys.* — 1997. — Vol. 327. — P. 145–154.

- [58] Safier P. N. Centrifugally Driven Winds From Protostellar Disks. I - Wind Model and Thermal Structure // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 408. — P. 115–147.
- [59] Safier P. N. Centrifugally Driven Winds from Protostellar Disks. II. Forbidden-Line Emission in T Tauri Stars // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 408. — P. 148–159.
- [60] Schwartz R. D. Herbig-Haro objects // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* — 1983. — Vol. 21. — P. 209–237.
- [61] Shu F., Najita J., Ostriker E. et al. Magnetocentrifugally Driven Flows from Young Stars and Disks. I. A Generalized Model // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 429. — P. 781.
- [62] Shulman S. G. Three-dimensional heuristic radiation transfer method based on enumeration using the directions grid // *Astronomy and Computing.* — 2018. — Vol. 24. — P. 104–116.
- [63] Shulman S. G., Grinin V. P., Potravnov I. S. Propeller regime of the accretion onto young stars in the ballistic approach // *Journal of Physics Conference Series.* — Vol. 661 of *Journal of Physics Conference Series.* — 2015. — P. 012012.
- [64] Steinacker J., Bacmann A., Henning T. Ray tracing for complex astrophysical high-opacity structures // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 645. — P. 920–927.
- [65] Steinacker J., Baes M., Gordon K. D. Three-Dimensional Dust Radiative Transfer\* // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 51. — P. 63–104.
- [66] Steinacker J., Henning Th., Bacmann A., Semenov D. 3D continuum radiative transfer in complex dust configurations around stellar objects and active galactic nuclei. I. Computational methods and capabilities // *Astron. Astrophys.* — 2003. — Vol. 401. — P. 405–418.

- [67] Surville C., Barge P. Quasi-steady vortices in protoplanetary disks. I. From dwarfs to giants // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 579. — P. A100.
- [68] Tambovtseva L. V., Grinin V. P., Weigelt G. Moving shadows on the dusty disks of young stars // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 448. — P. 633–639.
- [69] Tegmark M. An Icosahedron-Based Method for Pixelizing the Celestial Sphere // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 470. — P. L81.
- [70] Teixeira P. S., Lada C. J., Wood K. et al. Infrared Spectrograph Characterization of a Debris Disk Around an M-Type Star in NGC 2547 // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 700. — P. 454–459.
- [71] Turner N. J., Benisty M., Dullemond C. P., Hirose S. Herbig Stars' Near-infrared Excess: An Origin in the Protostellar Disk's Magnetically Supported Atmosphere // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 780. — P. 42.
- [72] Vinković D., Jurkić T. Relation between the Luminosity of Young Stellar Objects and Their Circumstellar Environment // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 658. — P. 462–479.
- [73] Voshchinnikov N. V., Grinin V. P., Karjukin V. V. Monte Carlo simulation of light scattering in the envelopes of young stars // *Astron. Astrophys.* — 1995. — Vol. 294. — P. 547–554.
- [74] Waters L. B. F. M., Waelkens C. Herbig Ae/Be Stars // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* — 1998. — Vol. 36. — P. 233–266.
- [75] Watson A. M., Stapelfeldt K. R., Wood K., Ménard F. Multiwavelength Imaging of Young Stellar Object Disks: Toward an Understanding of Disk Structure and Dust Evolution // *Protostars and Planets V.* — 2007. — P. 523–538.
- [76] Wenzel W., Dorschner J., Friedemann C. Zur Deutung des Lichtwechsels

- von SV Cephei durch zirkumstellare Phänomene // *Astronomische Nachrichten*. — 1971. — Vol. 292. — P. 221.
- [77] White R. L. Polarization in reflection nebulae. I - Scattering properties of interstellar grains // *Astrophys. J.* — 1979. — Vol. 229. — P. 954–961.
- [78] Whitney B. A. Monte Carlo radiative transfer // *Bulletin of the Astronomical Society of India*. — 2011. — Vol. 39. — P. 101–127.
- [79] Whitney B. A., Hartmann L. Model Scattering Envelopes of Young Stellar Objects. I. Method and Application to Circumstellar Disks // *Astrophys. J.* — 1992. — Vol. 395. — P. 529.
- [80] Whitney B. A., Robitaille T. P., Bjorkman J. E. et al. Three-dimensional radiation transfer in young stellar objects // *Astrophysical Journal, Supplement Series*. — 2013. — Vol. 207. — P. 30.
- [81] Wood K. 3D Cartesian Grid: Point Sources. — 2013. — URL: <http://www-star.st-and.ac.uk/~kw25/research/montecarlo/montecarlo.html>.
- [82] Wood K., Bjorkman J. E., Whitney B. A., Code A. D. The Effect of Multiple Scattering on the Polarization from Axisymmetric Circumstellar Envelopes. I. Pure Thomson Scattering Envelopes // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 461. — P. 828.
- [83] Yusef-Zadeh F., Morris M., White R. L. Bipolar reflection nebulae - Monte Carlo simulations // *Astrophys. J.* — 1984. — Vol. 278. — P. 186–194.
- [84] Амбарцумян В. А. Фуоры // *Астрофизика*. — 1971. — Т. 7. — С. 557–572.
- [85] Бердюгин А. В., Бердюгина С. В., Гринин В. П., Миникулов Н. Х. Обнаружение высокой линейной поляризации в глубоких минимумах CQ Tau // *Астрон. журн.* — 1990. — Т. 67. — С. 812.
- [86] Вощинников Н. В. Пыль вокруг молодых звезд. Модель алголеподобных минимумов звезд типа UX Ориона // *Астрофизика*. — 1989. — Т. 30. — С. 509–523.

- [87] Вошинников Н. В., Гринин В. П. Пыль вокруг молодых звезд. Модель оболочки Ae-звезды Хербига WW Лисички // Астрофизика. — 1991. — Т. 34. — С. 181–198.
- [88] Гринин В. П. О происхождении голубой эмиссии, наблюдаемой в глубоких минимумах молодых неправильных переменных звезд // Письма в Астрон. журн. — 1988. — Т. 14. — С. 65–69.
- [89] Гринин В. П., Архаров А. А., Барсунова О. Ю. и др. Фотометрическая активность звезды типа UX ORI V1184 TAU в оптической и ближней ИК-областях спектра // Письма в Астрон. журн. — 2009. — Т. 35. — С. 129.
- [90] Гринин В. П., Киселев Н. Н., Минукулов Н. Х., Чернова Г. П. Наблюдения линейной поляризации в глубоких минимумах WW Vul // Письма в Астрон. журн. — 1988. — Т. 14. — С. 514–525.
- [91] Гринин В. П., Потравнов И. С., Ильин И. В., Шульман С. Г. Эффект магнитного пропеллера в спектрах молодых звёзд // Письма в Астрон. журн. — 2015. — Т. 41. — С. 444–454.
- [92] Гринин В. П., Тамбовцева Л. В. Дисковый ветер в молодых двойных системах с маломассивными вторичными компонентами: наблюдательные проявления в оптическом диапазоне // Письма в Астрон. журн. — 2002. — Т. 28. — С. 667–684.
- [93] Гринин В. П., Тамбовцева Л. В., Сотникова Н. Я. Дисковый ветер в молодых двойных системах и природа циклической активности молодых звёзд // Письма в Астрон. журн. — 2004. — Т. 30. — С. 764.
- [94] Демидова Т. В., Гринин В. П., Сотникова Н. Я. Колебания блеска в моделях молодых двойных систем с маломассивными вторичными компонентами // Письма в Астрон. журн. — 2010. — Т. 36. — С. 526–534.

- [95] Демидова Т. В., Сотникова Н. Я., Гринин В. П. Бимодальные колебания блеска в моделях молодых двойных систем // Письма в Астрон. журн. — 2010. — Т. 36. — С. 445–452.
- [96] Киселев Н. Н., Миникулов Н. Х., Чернова Г. П. Сильное увеличение линейной поляризации RZ Psc в глубоком минимуме // Астрофизика. — 1991. — Т. 34. — С. 333–344.
- [97] Петров П. П. Звезды типа Т Тельца // Астрофизика. — 2003. — Т. 46. — С. 611–643.
- [98] Потравнов И. С., Гринин В. П. О кинематическом возрасте звезды RZ Psc // Письма в Астрон. журн. — 2013. — Т. 39. — С. 776.
- [99] Ростопчина А. Н., Гринин В. П., Шаховской Д. Н. Фотополяриметрия классической Ae-звезды Хербига VV Ser // Астрон. журн. — 2001. — Т. 78. — С. 60–70.
- [100] Ростопчина А. Н., Гринин В. П., Шаховской Д. Н. и др. Фотополяриметрическая активность и околозвездное окружение звезды типа Т Тельца CO Ori // Астрон. журн. — 2007. — Т. 84. — С. 60–72.
- [101] Ростопчина А. Н., Гринин В. П., Шаховской Д. Н. и др. Фотополяриметрическая активность Ae-звезды Хербига SV Ser // Астрон. журн. — 2000. — Т. 77. — С. 420–431.
- [102] Ростопчина-Шаховская А. Н., Гринин В. П., Шаховской Д. Н. Необычные повторяющиеся затмения звезды типа UX Ori WW Vul // Астрофизика. — 2012. — Т. 55. — С. 165.
- [103] Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. — М.: МИР, 1979.
- [104] Тамбовцева Л. В., Гринин В. П. Пыль в дисковых ветрах молодых звёзд как источник околозвёздной экстинкции // Письма в Астрон. журн. — 2008. — Т. 34. — С. 259–269.



- [105] Чандрасекхар С. Перенос лучистой энергии. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1953.
- [106] Шаховской Д. Н., Гринин В. П., Ростопчина А. Н. Фотополяриметрическая активность RZ Psc // Астрон. журн. — 2003. — Т. 80. — С. 631–637.
- [107] Шаховской Д. Н., Гринин В. П., Ростопчина А. Н. Анализ исторической кривой блеска звезды типа UX Ori CQ Tau // Астрофизика. — 2005. — Т. 48. — С. 165–174.
- [108] Шаховской Д. Н., Ростопчина А. Н., Гринин В. П., Миникулов Н. Х. Фотополяриметрическая активность Ae-звезды Хербига VX Cas // Астрон. журн. — 2003. — Т. 80. — С. 331–341.
- [109] Шульман С. Г. Взаимодействие аккреционного диска с магнитосферой звезды: эффект магнитного пропеллера в баллистическом приближении // Астрофизика. — 2015. — Т. 58. — С. 279–295.
- [110] Шульман С. Г. Образование резонансных линий в движущихся газовых потоках с большой скважностью // Астрофизика. — 2017. — Т. 60. — С. 205–218.
- [111] Шульман С. Г., Гринин В. П. Влияние дискового ветра на собственную поляризацию молодых звёзд // Письма в Астрон. журн. — 2019. — Т. 45. — С. 435–446.
- [112] Шульман С. Г., Гринин В. П. Влияние крупномасштабных возмущений в околосвёздных дисках на параметры линейной поляризации звёзд типа UX Ori // Письма в Астрон. журн. — 2019. — Т. 45. — С. 716–730.