

Санкт-Петербургский государственный университет
Математико-Механический факультет
Кафедра астрофизики

Шульман Сергей Георгиевич

**ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ В
ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ В ОТСУТСТВИЕ
АКСИАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ**

Дипломная работа

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

Рецензент:
к.ф.-м.н. Потравнов И. С.

Санкт-Петербург
2016

SAINT-PETERSBURG STATE UNIVERSITY

Mathematics and Mechanics Faculty

The Department of Astrophysics

Sergei Shulman

**FORMATION OF RESONANCE LINES IN MEDIA
WITH NON-AXISYMMETRIC MOTIONS**

Graduation Thesis

Scientific supervisor:
professor Vladimir Grinin

Reviewer:
Dr. Ilya Potravnov

Saint-Petersburg

2016

Оглавление

1	Введение	2
1.1	Наблюдения RZ Psc	3
1.2	Свойства абсорбционных компонент	5
2	Содержание	6
3	Методика расчётов	7
3.1	Аппроксимация рассеивающей среды	8
3.2	Статистический метод	8
3.3	Преимущества над методом Монте-Карло	10
3.4	Физические основы метода	11
4	Тестирование программы	14
4.1	Сферическая расширяющаяся оболочка	14
4.2	Расширяющееся кольцо	17
4.3	Вращающееся кольцо	19
4.4	Результаты тестирования	21
5	Взаимодействие в режиме магнитного пропеллера	22
5.1	Баллистическое приближение	22
5.2	Скорость движения вещества	27
5.3	Спектры	29
5.4	Темп истечения вещества	35
5.5	Результаты моделирования	36
6	Слабый конический ветер	37
6.1	Геометрическая форма поверхности	37
6.2	Спектры	38
7	Заключение	41

1 Введение

В спектрах некоторых молодых звёзд наблюдаются узкие смещённые в коротковолновую сторону спектра абсорбционные компоненты в линиях резонансного дублета натрия. Для ряда объектов выявлена быстрая переменность абсорбционных компонент. Такие особенности линий резонансного дублета натрия наблюдаются у RZ Psc [21], MWC 480 [19], BBW 76 [12], NY Ori [6] и других звёзд [2, 7].

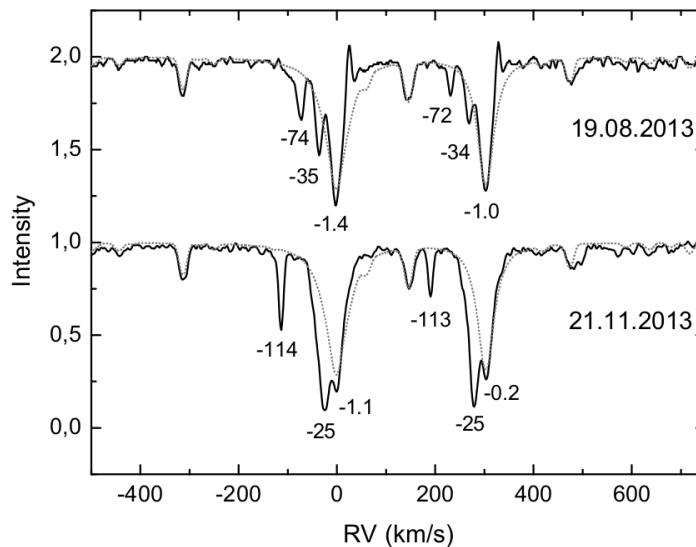


Рис. 1: Участок спектра RZ Psc в окрестности резонансного дублета натрия D Na I. Пунктиром показан синтетический спектр. Лучевые скорости узких абсорбционных компонент линий натрия указаны на графике [18].

В литературе обсуждалась возможность образования дискретных абсорбционных компонент в неоднородных структурах плотного дискового ветра [3, 19]. При таком объяснении наблюдаемых особенностей линий резонансного дублета натрия в спектрах звёзд так же должны наблюдаться признаки интенсивного дискового ветра. Для части изучаемых объектов это действительно так (например, для RY Ori, BBW 76 и MWC 480). В то же время в спектре RZ Psc отсутствуют признаки дискового ветра: эмиссия в линии H α и запрещённой линии [OI] 6300 Å. Следовательно, для RZ Psc нужен другой механизм образования дискретных абсорбционных компонент.

В качестве такого механизма в работе Гринина и др. [18] было пред-

ложено рассеяние излучения звезды в струе, образуемой отбрасываемым от звезды веществом при взаимодействии вращающейся магнитосферы с аккреционным диском в режиме магнитного пропеллера.

В данной работе реализован статистический метод расчёта взаимодействия излучения с оптически полутонким веществом, занимающим в пространстве область произвольной геометрии и произведены расчёты спектра звезды, получаемого при разной геометрии поглощающего вещества в предположении о малой оптической толщине рассеивающего вещества. Данный метод использовался для объяснения наблюдаемых спектральных особенностей RZ Psc.

Полученные в работе модельные спектры сравнивались с наблюдательными, полученными И. С. Потравновым, Д. Н. Шаховским, И. В. Ильиным и Д. Е. Мкртичаном для звезды RZ Psc, для которой мы обладаем наибольшим объёмом наблюдательной информации.

1.1 Наблюдения RZ Psc

Представленные на рис. 1 спектры RZ Psc были получены на телескопе 2.56-м Обсерватории Nordical Optical Telescope 19 августа и 21 ноября 2013 г. с помощью эшелюного спектрографа FIES. Выполненные наблюдения показали, что в линиях резонансного дублета натрия присутствуют переменные абсорбционные компоненты.

Для их изучения было проведено две серии наблюдений. Первая из них была проведена в сентябре 2014 И. С. Потравновым и Д. Н. Шаховским на 2.6 метровом телескопе Крымской астрофизической обсерватории с эшелюным спектрографом ESPL. Вторая серия наблюдений прошла в декабре 2014 года на 2.4 метровом телескопе Таиландской национальной обсерватории с применением эшелюного спектрографа MRES. Вторую серию наблюдений провёл Д. Е. Мкртичан.

На рис. 2 показаны результаты этих наблюдений для линий резонансного дублета натрия. Кроме переменных компонент в линиях натрия было замечено наличие слабых дискретных абсорбционных компонент в линиях кальция и калия [10]. Эти компоненты также демонстрируют переменность.

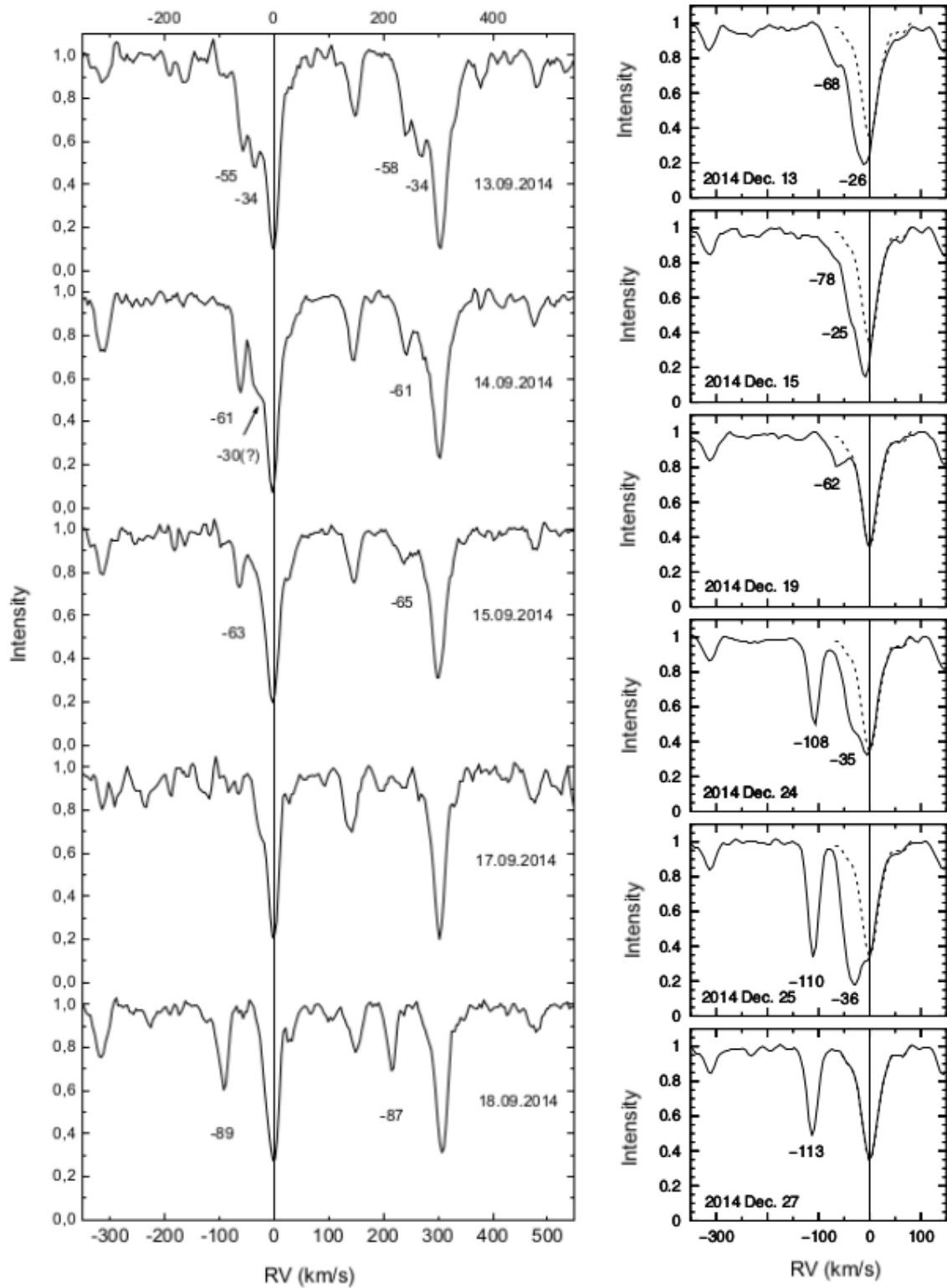


Рис. 2: Наблюдения резонансного дублета натрия в спектре RZ Psc в сентябре (слева) и декабре (справа) 2014 года [10].

Кроме приведённых выше спектров нам потребуются физические характеристики звезды, используемые в дальнейшем моделировании околозвёздного вещества.

В работе И. С. Потравнова [10] на основе работ [9, 22] и эволюционных треков [15] представлены следующие данные:

- Расстояние: ~ 160 пк
- Светимость: $0.7L_{\odot}$
- Радиус: $\sim 0.9R_{\odot}$
- Угол наклона луча зрения к оси вращения звезды: $i \sim 70^{\circ}$
- $V \sin i = 12$ км/с
- Период вращения: $T \sim 3.6$ дня
- Возраст 25 ± 5 Мюр

1.2 Свойства абсорбционных компонент

При анализе согласуемости результатов, получаемых в рассматриваемых в этой работе моделях образования дискретных абсорбционных компонент, с наблюдениями мы будем опираться на некоторые замеченные свойства компонент:

- В спектрах присутствует не более 2 смещённых компонент
- Смещение компонент соответствует скоростям до 110 км/с
- При сравнении с синтетическим спектром может наблюдаться очень слабая эмиссия
- Высокоскоростная компонента может наблюдаться несколько дней подряд

Кроме этого, следует помнить, что у звёзд с таким эволюционным статусом, как RZ Psc аккреция становится нестабильна, что, в свою очередь, приводит к нестабильности истечения вещества.

В данной работе мы рассмотрим два варианта геометрии рассеивающей поверхности и проанализируем их соответствие наблюдениям.

2 Содержание

Дипломная работа состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка цитируемой литературы. Полный объём диплома составляет 46 страниц, включая 21 рисунок и список литературы из 27 наименований.

Во **Введении** приводится краткое описание проблемы образования дискретных абсорбционных компонент в линии резонансного дублета натрия. Приводятся наблюдательные данные и ставится задача по построению модели образования наблюдаемых компонент.

В **первой главе** даётся описание использованного для расчёта переноса излучения статистического метода анализа неопределённостей. Проводится сравнение данного метода с широко используемым методом Монте-Карло. Рассмотрены основные использованные физические соотношения.

Во **второй главе** демонстрируются результаты тестирования программы, реализующей описанный в первой главе метод. Для тестирования использовались пространственные распределения рассеивающего вещества, для которых правильные спектры известны из теоретических соображений. Делаются выводы о возможности применения метода.

В **третьей главе** рассматривается образующаяся при взаимодействии магнитосферы и аккреционного диска в режиме магнитного пропеллера струя и анализируется возможность образования в ней абсорбционных компонент.

В **четвёртой главе** изучается образование абсорбционных компонент в сплошной рассеивающей поверхности, образующейся при истечении вещества в виде слабого конического ветра.

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

3 Методика расчётов

В данной работе при изучении рассеяния в спектральной линии предполагается, что рассеивающая среда имеет малую оптическую толщину в рассматриваемой линии и пренебрежимо малую толщину в континууме. По этой причине будут рассматриваться исключительно рассеяния в линии. Индикатриса рассеяния считается сферической. Вероятность выживания фотона равна единице, поскольку мы рассматриваем резонансную линию с основного состояния. Частота фотона, взаимодействующего с движущейся средой, изменяется согласно эффекту Доплера.

Процесс переноса излучения моделируется путём учёта траекторий движения отдельных фотонов. В большинстве случаев достаточно ограничиться только учётом однократных рассеяний, хотя реализованный алгоритм позволяет учитывать и кратные рассеяния.

Алгоритм вычислений спектра включает в себя следующие этапы:

- Излучение фотонов в заданном интервале длин волн точечным или протяжённым источником
- Учёт однократных или многократных рассеяний фотонов
- Регистрация фотонов одним или несколькими спектрографами, расположенными вокруг изучаемого объекта. Одновременное использование сразу нескольких спектрографов позволяет сразу же получать спектры при наблюдениях с разных сторон. В частности, для объектов, спектральная переменность которых может быть связана со вращением, можно получить спектры, соответствующие одному положению наблюдателя и разным фазам исследуемой системы.

В основу методики учёта рассеяний фотонов положен статистический метод анализа неопределённостей, сочетающийся с аппроксимацией геометрически тонкой рассеивающей среды множеством плоских рассеивающих площадок [27].

Ниже мы более подробно остановимся на особенностях аппроксимации рассеивающей поверхности, статистическом методе и физических соотношениях.

3.1 Аппроксимация рассеивающей среды

В начале работы задаётся геометрия рассеивающей поверхности. Рассеивающая среда представляется в виде множества отдельных треугольников, для каждого из которых известно положение вершин в пространстве, направление движения вещества, находящегося в вершинах, и плотность вещества. При таком представлении можно достичь очень детального описания сложных геометрических фигур, в частности, на луче зрения может находиться сразу несколько движущихся с разными скоростями рассеивающих площадок различной плотности, что даёт возможность получать несколько имеющих разные глубины компонент поглощения в одной спектральной линии.

В дальнейшем, при учёте взаимодействия фотонов с рассеивающими площадками, значения скоростей движения вещества в вершинах площадок аппроксимируются для точки взаимодействия. При аппроксимации считается, что вершины треугольника и точка взаимодействия лежат на поверхности эллипсоида, что даёт в случаях простых геометрий возможность получать качественные спектры даже при сравнительно малом числе аппроксимирующих площадок, которое может составлять всего около десятка.

3.2 Статистический метод

При использовании статистического метода учёта неопределённостей проводится дискретизация характеристик излучаемых фотонов:

- Изучаемая область длин волн делится на равномерные интервалы.
- Все возможные направления излучения фотонов представляются единичными векторами, выходящими из центра сферы. Задача о дискретизации направлений сводится к задаче о равномерном разбиении поверхности единичной сферы. За основу такого разбиения принимаются двадцать сферических треугольников, вершины которых совпадают с вершинами правильного октаэдра, вписанного в сферу. После этого каждый из получаемых треугольников может делиться

на четыре равных треугольника. Процедура деления треугольников может повторяться многократно, для получения более мелкого разбиения. В итоге множеством всех возможных направлений излучения фотона станут вектора, идущие из центра сферы в барицентры треугольников её составляющих. Повышение числа направлений позволяет учитывать мелкие особенности геометрии рассеивающей среды, а также получать более качественные спектры.

Метод позволяет оптимально учитывать все возможные в рамках предложенной дискретизации траектории движения фотонов. Для этого в каждом интервале длин волн рассматриваются фотоны, излучённые во всех возможных направлениях. Всем таким фотонам присваиваются равные статистические веса. Отдельно следует отметить, что статистические веса фотонов, испускаемых на разных длинах волн могут быть различны, что позволяет учитывать атмосферные спектральные линии.

В случае, когда у фотона есть вероятность рассеяться на околозвёздной среде, производится разделение фотона на нерассеявшийся фотон, со статистическим весом первоначального фотона, умноженным на вероятность не рассеяться, и множество рассеявшихся фотонов, движущихся во всех возможных направлениях. Статистические веса рассеявшихся фотонов равны между собой, а в сумме со статистическим весом нерассеявшегося фотона они равны статистическому весу фотона, взаимодействующего с рассеивающей средой.

Регистрирующие фотоны спектрографы имеют шкалы, соответствующие дискретизации фотонов по длинам волн и суммируют статистические веса приходящих фотонов во всех интервалах длин волн. В тех случаях, когда рассеивающая среда оптически тонкая и рассеяние происходит в линиях, статистические веса двукратно рассеявшихся фотонов будут гораздо меньше весов однократно рассеявшихся фотонов и, в свою очередь, гораздо меньше весов нерассеявшихся фотонов, что делает оправданным ограничение числа учитываемых рассеяний. Учёт каждого последующего рассеяния будет давать поправку к получаемому результату, вклад которой уменьшается с числом рассеяний.

При таком подходе к вычислению спектров, качество результатов зависит от уровня дискретизации по длинам волн и направлениям и числа учитываемых рассеяний. Спектральное разрешение в первую очередь определяется дискретизацией по длинам волн, но из-за изменения длин волн при рассеяниях, дискретизация по направлениям также будет вносить существенный вклад. Пространственное разрешение очевидным образом связано с дискретизацией направлений излучения фотонов, которая особенно важна при малых рассеивающих площадках.

3.3 Преимущества над методом Монте-Карло

По своей концепции моделирования процессов переноса излучения, основанной на отслеживании отдельных фотонов, представленный метод во многом близок к широко распространённому в астрофизических задачах переноса излучения методу Монте-Карло, в котором рассматриваются случайные фотоны. Однако рассмотренный в данной работе метод имеет ряд заметных преимуществ над методом Монте-Карло. В основном эти преимущества приводят к более рациональному использованию вычислительных ресурсов и дают очень существенный выигрыш в быстродействии расчётной программы.

Ниже мы рассмотрим основные причины, приводящие к гораздо большей скорости работы программы, использующей статистический метод, а не метод Монте-Карло:

- Отсутствие случайных шумов, возникающих при генерации случайных чисел. Как результат, нет необходимости в многократном излучении фотонов с близкими характеристиками для повышения отношения сигнала к шуму.
- Рациональный учёт длин волн и направлений, на которых не происходит рассеяний. При использовании метода Монте-Карло, нужно испустить много фотонов в направлении рассеивающей среды, чтобы при случайных рассеяниях получить все возможные реализации. При этом, если не обрабатывать геометрические свойства среды отдельно,

в направлении, движущийся в котором фотон не может рассеяться, будет испущено примерно столько же фотонов, как в направлении, в котором рассеяния происходят. В нашем случае в тех направлениях, в которых нет рассеивающего вещества, фотоны не испускаются вообще, а если рассеивающая среда есть, но она не рассеивает излучение на определённой длине волны, то туда будет испущен ровно один фотон с такой длиной волны. И только тогда, когда рассеяние происходит, начинается учёт большего числа фотонов.

- Движение фотонов на разных длинах волн по одним и тем же направлениям позволяет оптимизировать процесс обработки взаимодействия фотонов с рассеивающей средой, поскольку можно заранее определить, в какие части рассеивающей среды будут попадать испущенные в данном направлении фотоны.

Вводимая дискретизация не является недостатком метода по сравнению с использованием метода Монте-Карло. Дискретизация по длинам волн также присутствует при использовании метода Монте-Карло, но может вводиться только на стадии регистрации фотонов, поэтому можно считать, что в этом отношении методы равнозначны. Может показаться, что дискретизация по направлениям делает метод хуже. Действительно, при использовании метода Монте-Карло, возможно большее число направлений движений фотонов, но необходимость набирать статистику фотонов для подавления шумов нивелирует это обстоятельство. Статистический метод позволяет расположить возможные направления движений фотонов настолько плотно, насколько это требуется, предоставляя заметную гибкость настроек пространственного и частотного разрешения задачи.

Многokратный выигрыш во времени работы программы позволяет проводить более детальное моделирование, что, в свою очередь, может давать преимущества в качестве получаемого результата.

3.4 Физические основы метода

Предложенный метод учёта переноса излучения в тонких рассеивающих средах преимущественно опирается на геометрические соотношения,

используемые для построения сетки направлений движения фотонов, проверки условий пересечения фотонами рассеивающих площадок, аппроксимации координат и скоростей внутри рассеивающих площадок и других подобных задач. Здесь мы не будем вдаваться в эти технические детали и рассмотрим только физические соотношения, применяемые в момент рассеяния фотона.

Наиболее важным для получения дискретных абсорбционных компонент физическим эффектом является эффект Доплера, приводящий к смещению компонент относительно частоты поглощения линии. Фотон, излучённый на длине волны λ_0 реагирует с движущейся средой, как фотон с длиной волны

$$\lambda_{scat} = \lambda_0 \left(1 + \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}}{c} \right), \quad (1)$$

где c — скорость света, \mathbf{n} — направление движения фотона, а \mathbf{v} — вектор скорости движения вещества относительно звезды.

Аналогично получается длина волны фотона после рассеяния, с которой его регистрирует неподвижный наблюдатель:

$$\lambda_{obs} = \lambda_{scat} \left(1 - \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}}{c} \right), \quad (2)$$

Знак в формуле изменился из-за того, что изначально положительное произведение $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$ отвечало удалению приёмника излучения от источника, а после рассеяния стало соответствовать приближению источника к приёмнику.

Эффект Доплера для длин волн фотонов определяет положения компонент линии поглощения. Их форма зависит от профиля коэффициента поглощения в частотах спектральной линии. В данной работе мы рассматривали доплеровский профиль линий, возникающий из-за тепловых движений вещества в рассеивающей среде. Подробно теория профилей спектральных линий рассмотрена в книге Д. И. Нагирнера «Лекции по теории переноса излучения» [20]. Ниже мы приведём, лишь краткое описание формы доплеровского профиля.

Коэффициент поглощения в спектральной линии выражается по формуле

$$a_\nu^L = n \cdot k_{\nu_0} \cdot a(x), \quad (3)$$

где n — концентрация поглощающих атомов, $\nu = c/\lambda$ — частота фотона, k_{ν_0} — коэффициент поглощения, рассчитанный на один поглощающий атом, а

$$a(x) = e^{-x^2} \quad (4)$$

является доплеровским профилем поглощения, в котором x — безразмерное расстояние от центра линии

$$\begin{aligned} x &= \frac{\nu - \nu_0}{\Delta_D}, \\ \Delta_D &= \frac{\nu_0 \bar{v}}{c}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь Δ_D — доплеровская ширина профиля, а \bar{v} — среднеквадратическая скорость теплового движения вещества, используя длины волн вместо частоты это можно переписать в виде

$$x = \frac{c}{\bar{v}} \left(\frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda} \right). \quad (6)$$

Безразмерное расстояние от центра линии в форме (6) использовано в программе для получения профиля абсорбционных линий, поскольку является более удобным с вычислительной точки зрения для линий в оптической области спектра.

4 Тестирование программы

Вычислительные свойства программы будут продемонстрированы для трёх простых случаев переноса излучения в движущихся оболочках, для которых правильные результаты известны из теоретических соображений. Модельные спектры будут представлены для разных степеней детализации.

Для определённости, мы будем рассматривать профиль линии D Na I 5889.95 \AA , возникающей в сферически симметричной тонкой расширяющейся оболочке, расширяющемся кольце и кольце, вращающемся с постоянной угловой скоростью. Во всех трёх случаях будем считать, что геометрические размеры звезды существенно меньше размеров оболочек.

4.1 Сферическая расширяющаяся оболочка

В данном разделе мы рассмотрим результаты работы программы в случае оптически тонкой расширяющейся со скоростью 200 км/с сферической оболочки. В этой задаче должен получаться классический профиль типа P Cygni: смещённый в коротковолновую область спектра доплеровский профиль поглощения, образующийся в быстро движущемся по направлению к наблюдателю веществе, и широкая равномерная эмиссия.

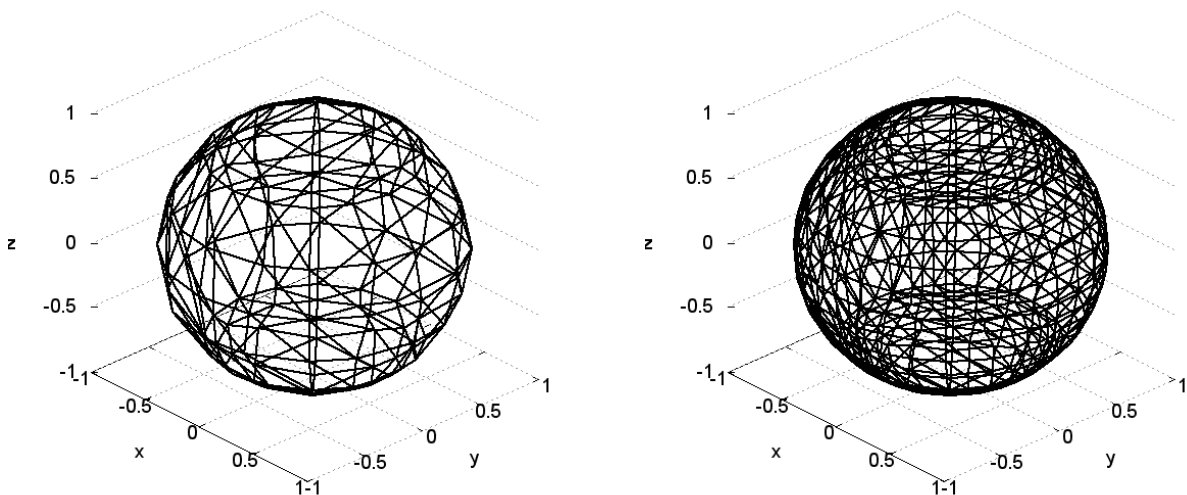


Рис. 3: Аппроксимация сферы с использованием 256 (слева) и 1024 (справа) треугольников.

Спектры моделировались при использовании аппроксимации сферы с использованием 16, 64, 256 и 1024 треугольников. Последние два варианта показаны на рис. 3. Для дискретизации по направлениям применялись сетки с 20, 80, 320 и 1280 возможными направлениями испускания фотонов.

В зависимости от степени детализации сферы и направлений испускания фотонов, результат моделирования может быть различен. Сначала, при увеличении детализации, получаемые результаты могут меняться, а потом, начиная с определённого уровня, дальнейшее увеличение детализации не приносит заметных изменений в модельные спектры. Данное обстоятельство является наглядной демонстрацией сходимости метода.

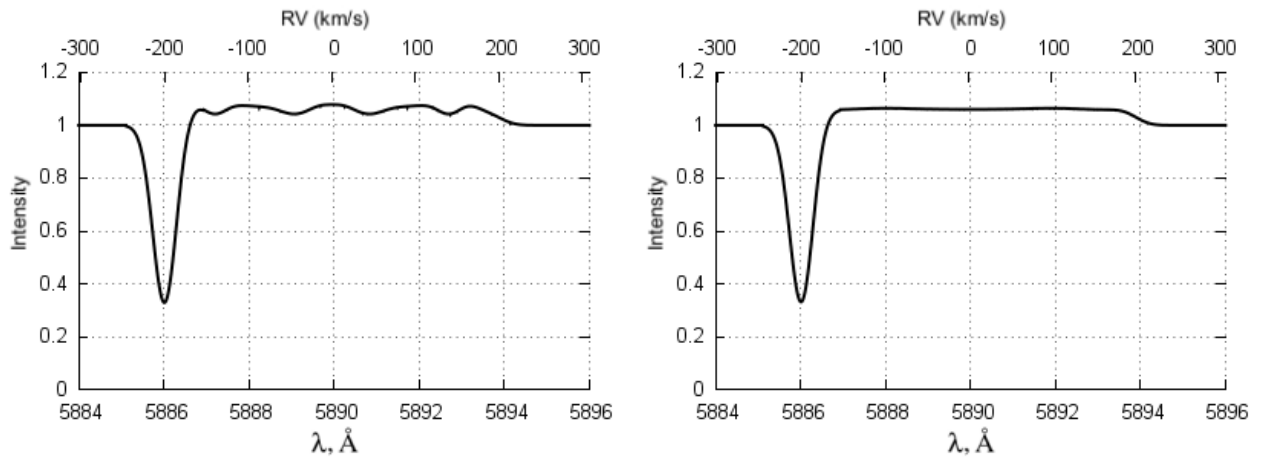


Рис. 4: Нормированные спектры для случая однократного рассеяния на поверхности расширяющейся сферы для моделей с 80 направлениями (слева) и 1280 направлениями (справа).

Моделирование спектров для случая однократного рассеяния показало, что получаемые спектры не зависят от числа аппроксимирующих сферу рассеивающих площадок. Такое свойство достигается путём использования внутри каждой рассеивающей площадки механизма аппроксимации координат и скоростей, учитывающего, что точка рассеяния должна находиться на сфере.

Количество используемых в модели направлений движения фотонов имеет определяющее значение для качества модельного спектра (влияние дискретизации по длинам волн очевидно: чем больше интервалов в разбиении, тем выше разрешение спектра). При моделировании с 20 и 80 направлениями эмиссионная часть спектра имеет противоестественный вол-

нистый вид. При использовании 320 направлений спектр приобретает ожидаемый вид, сохраняя лишь небольшие признаки неровностей, а при 1280 направлениях и они пропадают. В последних двух случаях получаемый вид модельных спектров соответствует теоретически ожидаемому. Нормированные спектры для случаев 80 и 1280 направлений представлены на рис. 4.

Волны, получаемые на спектре при низком пространственном разрешении модели легко объяснимы. При рассеяниях у нас образуются новые фотоны, с фиксированными длинами волн. При малом количестве возможных направлений у фотонов будет мало различных длин волн, что даст на спектре пики, соответствующие длинам волн фотонов, полученных при рассеянии фотона в центре абсорбционного профиля. При увеличении количества направлений распределение рассеявшихся фотонов становится более однородным и спектр сглаживается.

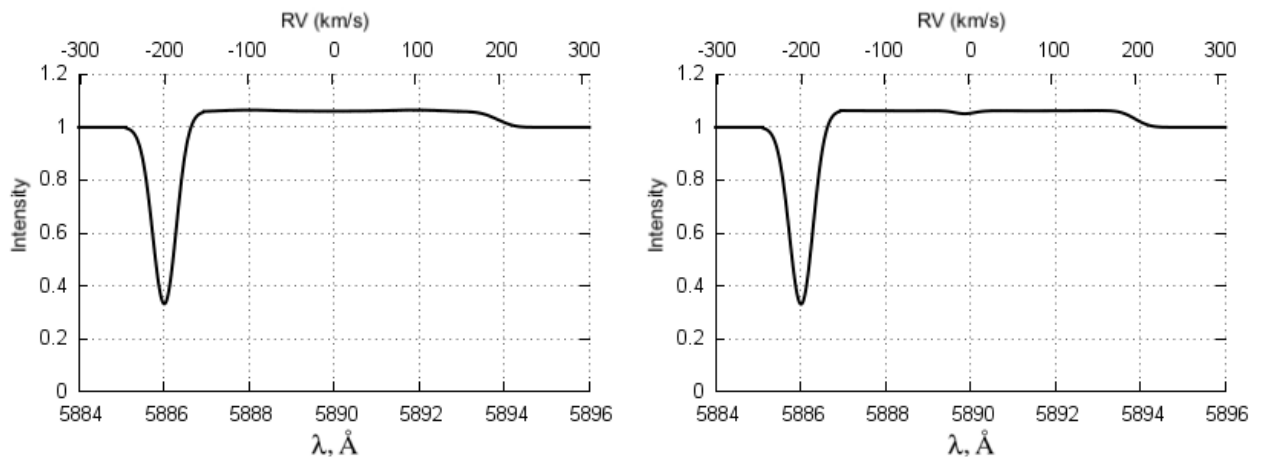


Рис. 5: Нормированные спектры для случая двукратного рассеяния в расширяющейся сфере для моделей с 1280 направлениями. На левом графике представлен результат для сферы, аппроксимированной 16 треугольниками, а на правой — 1024.

При моделировании спектров с учётом двукратных рассеяний, аппроксимация рассеивающей сферы начинает влиять на результат. Это связано с тем, что фотон, рассеявшийся внутри сферы под малым углом к её поверхности, пересечёт её поверхность ещё раз под малым углом к ней, т.е. почти перпендикулярно вектору скорости в этой точке. На спектрах этот эффект становится заметен только при аппроксимации сферы большим

числом рассеивающих площадок.

Так при аппроксимации сферы 16 площадками, спектры в случаях однократного и двукратного рассеяний будут практически идентичны. А при увеличении числа рассеивающих площадок эмиссия в спектре на длине волны, соответствующей нулевому смещению начнёт ослабевать, и, начиная с 256 площадок, стабилизируется. Спектры для двукратного рассеяния продемонстрированы на рис. 5.

4.2 Расширяющееся кольцо

Расширяющееся кольцо получается из сферы, путём отрезания близких к полюсам частей. Скорость удаления вещества от звезды осталась равной 200 км/с. С уменьшением площади рассеивающей поверхности уменьшилось и число используемых при её аппроксимации площадок. Моделирование проводилось с использованием разбиения кольца на 8, 32, 128 и 512 частей. Рис. 6 содержит представления кольца 128 и 512 рассеивающими площадками.

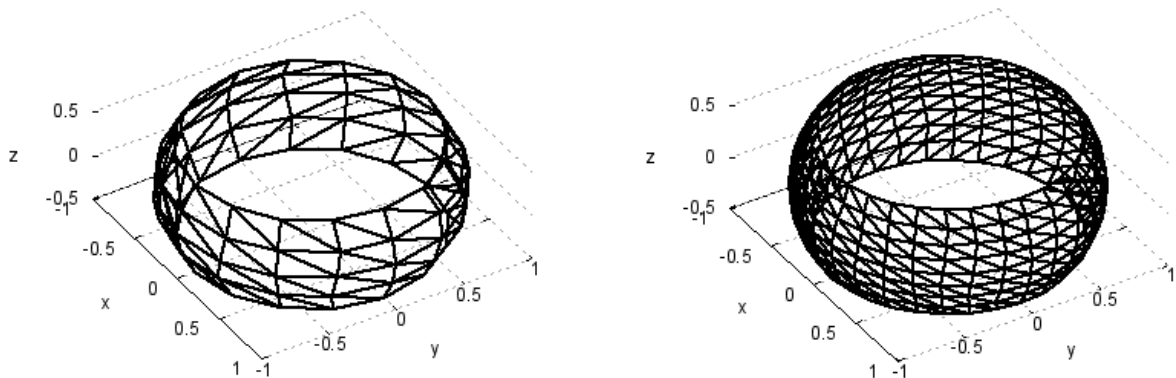


Рис. 6: Аппроксимация кольца с использованием 128 (слева) и 512 (справа) рассеивающих площадок.

При такой геометрии рассеивающей поверхности получаемые спектры будут различаться в зависимости от положения наблюдателя. Для наблюдателя, находящегося на экваторе системы, спектр должен получаться похожим на тот, что был в случае сферы, но с меньшей эмиссией в центре. При наблюдениях с полюсов системы, в спектре не будет абсорбции, а будет только эмиссия.

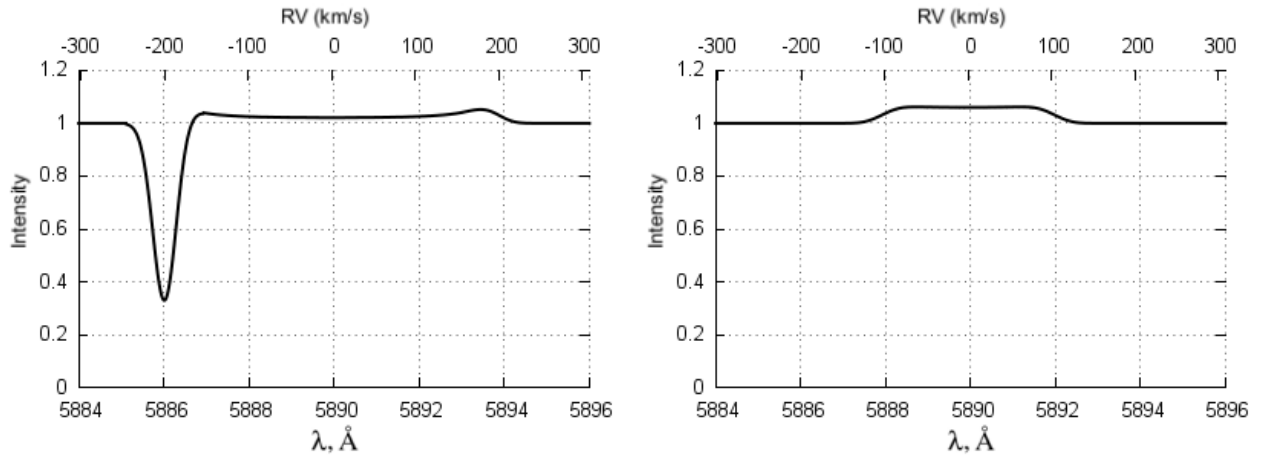


Рис. 7: Нормированные модельные спектры для случая однократного рассеяния в расширяющемся кольце, получаемые при наблюдениях с экватора (слева) и полюса (справа).

Как и для сферы, при однократных рассеяниях результат не зависит от качества детализации рассеивающей поверхности. Получаемые спектры зависят только от уровня дискретизации по направлениям. При использовании не менее 320 направлений получаемые спектры имеют правильный вид и их качество перестаёт меняться с увеличением количества направлений. Такие спектры показаны на рис. 7.

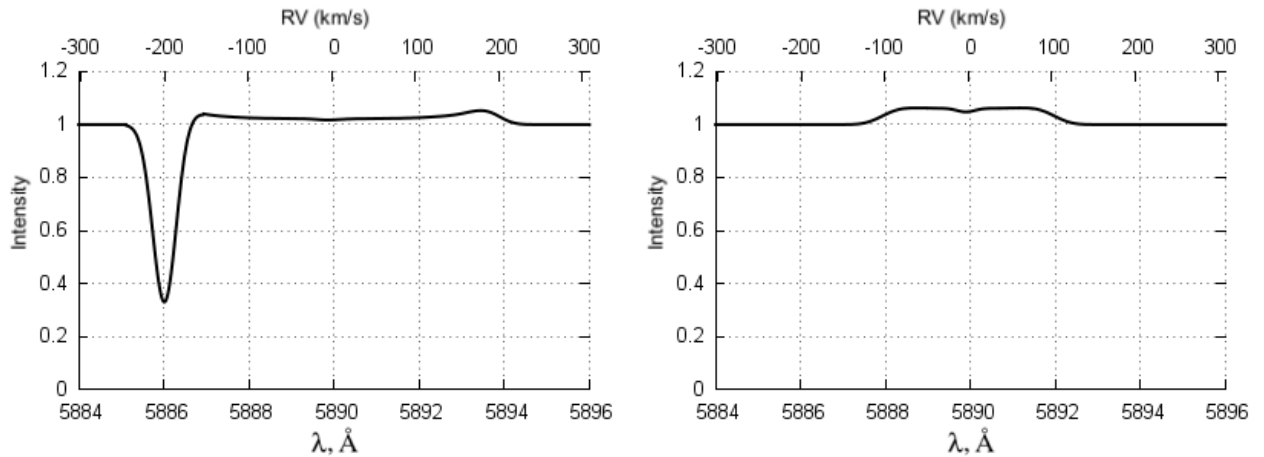


Рис. 8: Нормированные модельные спектры для случая двукратного рассеяния в расширяющемся кольце, получаемые при наблюдениях с экватора (слева) и полюса (справа).

При учёте двукратных рассеяний качество аппроксимации рассеивающего кольца начинает влиять на результат. Моделирование двукратных рассеяний уменьшает эмиссию с нулевым смещением по сравнению с ана-

логичными спектрами для однократного рассеяния. В спектрах, получаемых при наблюдениях с экватора этот эффект не очень заметен, поскольку эмиссия в центральной части спектра изначально не очень сильная. В тоже время, спектры, получаемые при наблюдениях с полюса и состоящие преимущественно из эмиссии на малых смещениях, меняются весьма заметно, что хорошо видно на рис. 8.

4.3 Вращающееся кольцо

Вращающееся кольцо по своей геометрической форме идентично расширяющемуся кольцу (см. рис. 6). При этом вектор скорости вещества во вращающемся кольце параллелен его экваториальной плоскости и направлен по касательной к поверхности кольца. Модуль вектора скорости, как и раньше, принимался равным 200 км/с. Описанный вариант расположения и движения вещества с широким и тонким кольцом не является реалистичным с физической точки зрения и рассматривается исключительно из-за простой формы создаваемого спектра, позволяющей тестировать расчётную программу.

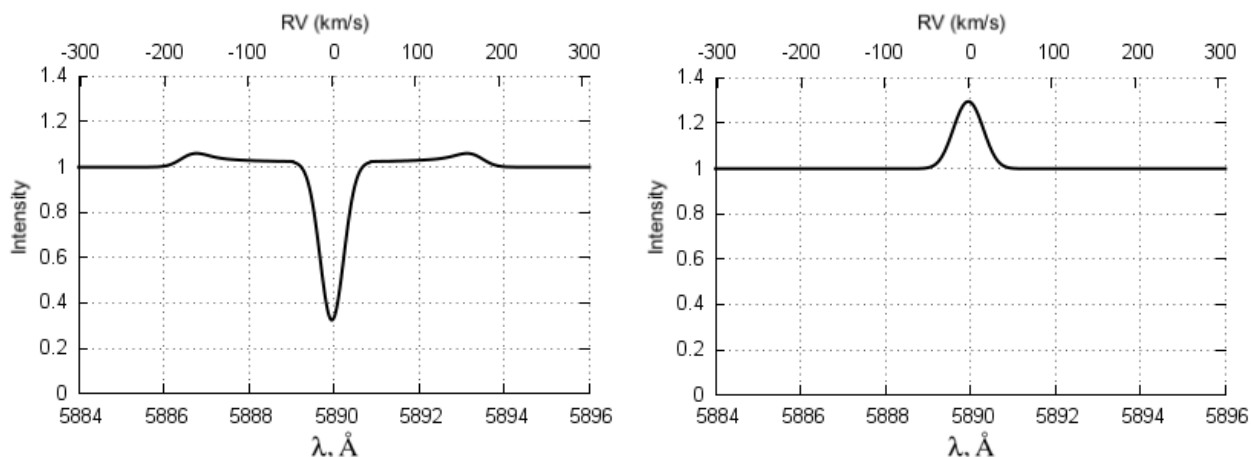


Рис. 9: Нормированные модельные спектры для случая однократного рассеяния на поверхности вращающегося кольца, получаемые при наблюдениях с экватора (слева) и полюса (справа).

При таком сочетании пространственном распределении вещества и его поля скоростей, спектр системы, наблюдаемый с экватора, будет иметь несмещённую абсорбционную компоненту, окружённую широкими эмисси-

онными крыльями. При наблюдениях с полюса, будет несмещённый эмиссионный пик, с доплеровским профилем. Это объясняется тем, что скорость движения всего вещества в задаче оказывается ортогональна лучу зрения.

Зависимость качества получаемых спектров от параметров дискретизации получилась аналогичной двум предыдущим случаям. Получаемые для случая однократных рассеяний в данной задаче спектры представлены на рис. 9.

Влияние кратных рассеяний в данной задаче менее заметно и более сложно, чем в предыдущих. На спектрах, получаемых при наблюдениях и с экватора, и с полюсов эмиссия ослабевает во всех областях, где она наблюдается. Рис. 10 демонстрирует изменившиеся участки спектра. Пунктирной линией показан спектр, полученный в предположении однократных рассеяний, а сплошной — получаемый с учётом кратных рассеяний.

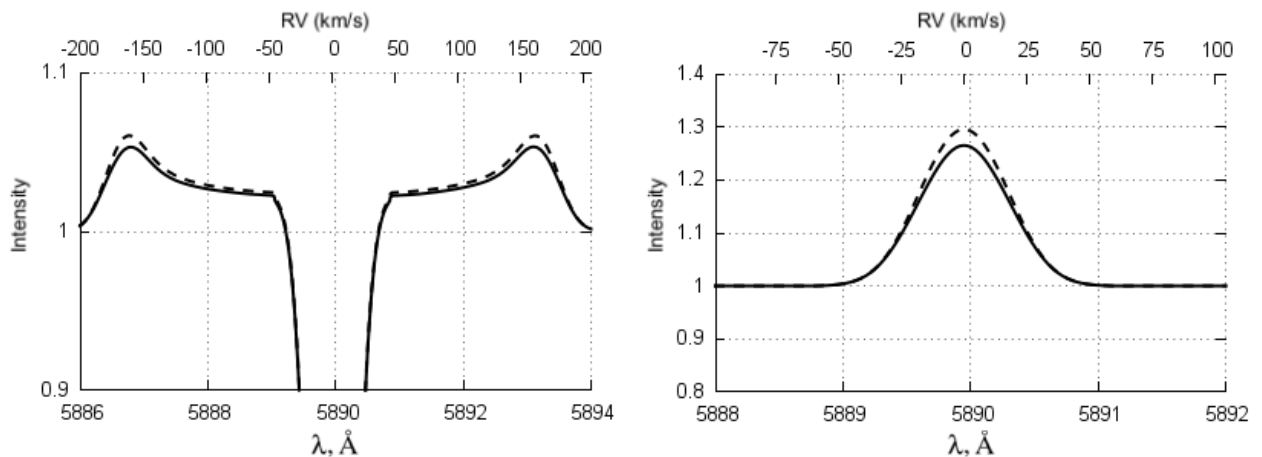


Рис. 10: Сравнение модельных спектров для случаев однократного (пунктирные линии) и двукратного (сплошные линии) рассеяний на поверхности вращающегося кольца, получаемые при наблюдениях с экватора (слева) и полюса (справа).

Увеличение эмиссии происходит при наблюдениях под средними углами. Пример эмиссионного спектра при наблюдении под углом в 45° к экваториальной плоскости представлен в левой части рис. 11. В правой части рис. 11 по аналогии с рис. 10 для демонстрации их различий крупно показана эмиссионные спектры для однократного и двукратного рассеяний.

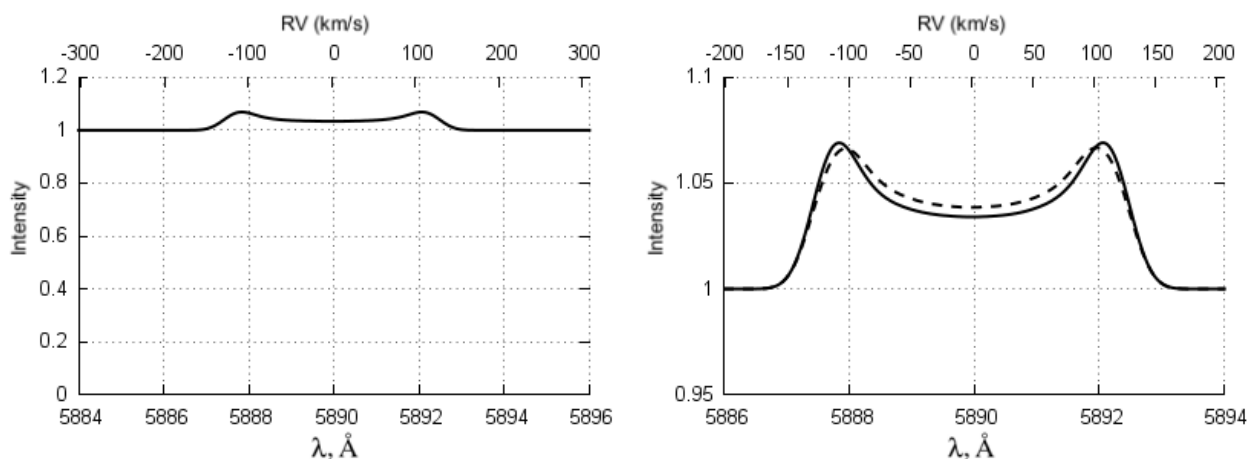


Рис. 11: Модельный спектр для случая однократного рассеяния при наблюдениях под углом в 45° к плоскости экватора (слева) и его сравнение с показанным пунктиром спектром, полученным с учётом двукратных рассеяний (справа).

4.4 Результаты тестирования

Тестирование программы на трёх простых задачах позволило сделать несколько важных для дальнейшей работы выводов:

- Во всех случаях результат работы соответствует ожидаемому
- При увеличении пространственного разрешения результат сначала улучшается до нужного, а потом стабилизируется.
- Детальное описание рассеивающей поверхности нужно только при учёте кратных рассеяний.
- Кратные рассеяния вносят в результат поправки только при прохождении рассеявшегося фотона через поверхность, близкую по скорости той, на которой он уже рассеялся.

Отдельно следует отметить, что расчётное время для всех задач данной главы не очень велико: для задач с подробным анализом двукратных рассеяний оно составляло до 8 часов, а при учёте только однократных рассеяний никогда не превышало нескольких минут. Всё вместе это позволяет в дальнейшем использовать данную программу для новых задач.

5 Взаимодействие в режиме магнитного пропеллера

В спектрах многих молодых звёзд одновременно наблюдаются и признаки аккреции вещества, и признаки истечения вещества [1, 4]. По современным представлениям наблюдаемая сложная картина движений околозвёздного вещества возникает при взаимодействии аккреционного диска с магнитосферой звезды [5, 13, 14]. Считается, что при некоторых условиях, взаимодействие происходит в режиме магнитного пропеллера и отбрасываемое вещество может принимать форму струи, изогнутой по спирали.

Основываясь на этом, в работе Гринин и др. [18] было выдвинуто предположение, что исследуемые нами абсорбционные компоненты возникают в струе, образованной отбрасываемым от звезды веществом. Такая геометрия позволяет легко объяснять отсутствие признаков дискового ветра и эмиссии в линиях резонансного дублета натрия.

Движение вещества за границами альфвеновского радиуса не контролируется магнитосферой. Более того, поскольку в спектрах наблюдается многокомпонентная структура только в резонансных линиях натрия, можно сделать вывод о низкой плотности вещества. Основываясь на этих двух соображениях, движение вещества рассматривается в баллистическом приближении, как это часто делается в астрофизических задачах по изучению выбросов [11, 16].

5.1 Баллистическое приближение

Форма струи, получаемой при рассмотрении выброса вещества в баллистическом приближении, подробно изложена в нашей статье [26]. Здесь же мы ограничимся кратким описанием основного результата.

Для удобства математического описания примем, что струя выбрасывается из точки в аккреционном диске с начальной скоростью V_0 под некоторым углом к экваториальной плоскости диска. Точка выброса, находящаяся на расстоянии R_0 от звезды, вращается с угловой скоростью звезды (и магнитосферы) Ω в том же направлении, в котором вращается вещество

аккреционного диска. Из противоположной точки происходит аналогичный выброс струи во второе полупространство.

Выброс, происходящий со скоростью $V_0 = \beta V_I$, где V_I — скорость кругового вращения, направлен так, что угол между радиус-вектором \mathbf{R}_0 и вектором \mathbf{V}_0 равен η , а угол между плоскостью, образуемой векторами \mathbf{R}_0 и \mathbf{V}_0 и плоскостью диска — α . Введённый параметр β — это скорость выброса в скоростях кругового движения. Нас интересует удаляющийся от звезды поток вещества, поэтому $\beta > 1$.

Введём ортонормированную вращающуюся систему координат с началом в центре звезды. Оси Ox , Oy и Oz образуют правую тройку векторов. При этом ось Ox совпадает с радиус-вектором точки выброса, а ось Oy лежит в плоскости диска и сонаправлена с направлением движения точки выброса (для определённости будем рассматривать тот из симметричных выбросов, который происходит в положительное полупространство). Тогда, в выбранной системе координат, вектора \mathbf{R}_0 и \mathbf{V}_0 имеют следующие компоненты:

$$\begin{aligned}\mathbf{R}_0 &= (R_0, 0, 0), \\ \mathbf{V}_0 &= \beta V_I (\cos \eta, \cos \alpha \sin \eta, \sin \alpha \sin \eta).\end{aligned}\tag{7}$$

Расширение струи учитывается путём испускания пучка траекторий, выпущенных из одной точки с разными скоростями. Эти скорости выброса получаются путём прибавления к скорости выброса \mathbf{V}_0 среднеквадратической скорости теплового движения V_τ , также измеряемую в скоростях кругового движения: $V_\tau = \gamma V_I$.

Вектора скоростей теплового движения вещества изотропно распределены в пространстве, поэтому вектор тепловой скорости движения для отдельных частиц вещества будет

$$\mathbf{V}_\tau = \gamma V_I (\cos \varphi, \cos \lambda \sin \varphi, \sin \lambda \sin \varphi),\tag{8}$$

где $\varphi \in [0, \pi]$, а $\lambda \in [-\pi, \pi]$.

В итоге, вектор скорости выброса имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\mathbf{V} &= V_I (\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi, \beta \cos \alpha \sin \eta + \gamma \cos \lambda \sin \varphi, \beta \sin \alpha \sin \eta + \gamma \sin \lambda \sin \varphi), \\ V^2 &= V_I^2 (\beta^2 + \gamma^2 + 2\beta\gamma (\cos \eta \cos \varphi + \sin \eta \sin \varphi \cos(\alpha - \lambda))).\end{aligned}\tag{9}$$

Похожая задача решалась С. А. Орловым и К. В. Холшевниковым [8, 23, 24] для выброса пыли с поверхности астероида. Мы выполнили подобную работу и после некоторых преобразований, использующих небесномеханические соотношения для движения по эллипсу и гиперболе (см., например, [25]), получили окончательный вид для составляющих пучёк траекторий:

$$\mathbf{R} = \frac{R_0 A^2}{B} \begin{pmatrix} \cos i \sin u \sin \theta + \cos u \cos \theta \\ \cos i \sin u \cos \theta - \cos u \sin \theta \\ \sin i \sin u \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где наклон орбиты к плоскости диска i и эксцентриситет орбиты e описываются выражениями

$$\begin{aligned} \cos i &= \frac{\beta \cos \alpha \sin \eta + \gamma \cos \lambda \sin \varphi}{A}, \\ \sin i &= \frac{\beta \sin \alpha \sin \eta + \gamma \sin \lambda \sin \varphi}{A}, \\ e &= \sqrt{1 + A^2 (A^2 + (\beta \cos \eta + \lambda \cos \varphi)^2 - 2)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Угол θ имеет различные выражения в зависимости от значения β . При $\beta < \sqrt{2}$ он определяется как

$$\begin{aligned} \theta &= C \left[\frac{\sqrt{1-e^2}}{A} (\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi) - \arcsin \frac{\sqrt{1-e^2} (\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi)}{eA} + E - \right. \\ &\quad \left. - e \sin E + \Theta(-E) \Theta \left(u - \operatorname{atan}_2 \left(-\frac{A(\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi)}{e}, \frac{A^2 - 1}{e} \right) \right) 2\pi \right], \\ E &= \operatorname{atan}_2 \left(\frac{\sqrt{1-e^2} ((A^2 - 1) \sin u + A(\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi) \cos u)}{eB}, \right. \\ &\quad \left. \frac{(A^2 - 1) \cos u - A(\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi) \sin u + e^2}{eB} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

где E — эксцентрическая аномалия, $\operatorname{atan}_2(\sin, \cos)$ — функция, возвращающая значение угла по его синусу и косинусу в диапазоне $[-\pi, \pi)$ и

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases} \quad \text{— функция Хевисайда. В случае } \beta > \sqrt{2} \text{ соотно-}$$

шение для θ становится проще:

$$\theta = C \left[\frac{\sqrt{e^2 - 1} ((A^2 - 1) \sin u + A (\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi) \cos u)}{B} - \operatorname{arsh} \left(\frac{\sqrt{e^2 - 1} ((A^2 - 1) \sin u + A (\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi) \cos u)}{eB} \right) + \operatorname{arsh} \left(\frac{\sqrt{e^2 - 1} (\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi)}{eA} \right) - \frac{\sqrt{e^2 - 1}}{A} (\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi) \right]. \quad (13)$$

В формулах выше использовались обозначения:

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{\beta^2 \sin^2 \eta + \gamma^2 \sin^2 \varphi + 2\beta\gamma \sin \eta \sin \varphi \cos(\alpha - \lambda)}, \\ B &= 1 + (A^2 - 1) \cos u - A (\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi) \sin u, \\ C &= \frac{W}{\varkappa} \left(\frac{R_0}{|A^2 + (\beta \cos \eta + \gamma \cos \varphi)^2 - 2|} \right)^{\frac{3}{2}}, \end{aligned} \quad (14)$$

где $\varkappa = \sqrt{GM}$ — гравитационный параметр (G — гравитационная постоянная. Массу звезды M считаем известной).

Мы считаем, что $\gamma < \beta - 1$ и все частицы ускорились. Следует отметить, что при β близких к $\sqrt{2}$ возможна ситуация, когда часть траекторий являются эллиптическими, а часть — гиперболическими. Мы не видим в этом случае существенных проблем и при численном моделировании разграничиваем эти траектории, сравнивая по модулю V и $\sqrt{2}V_I$.

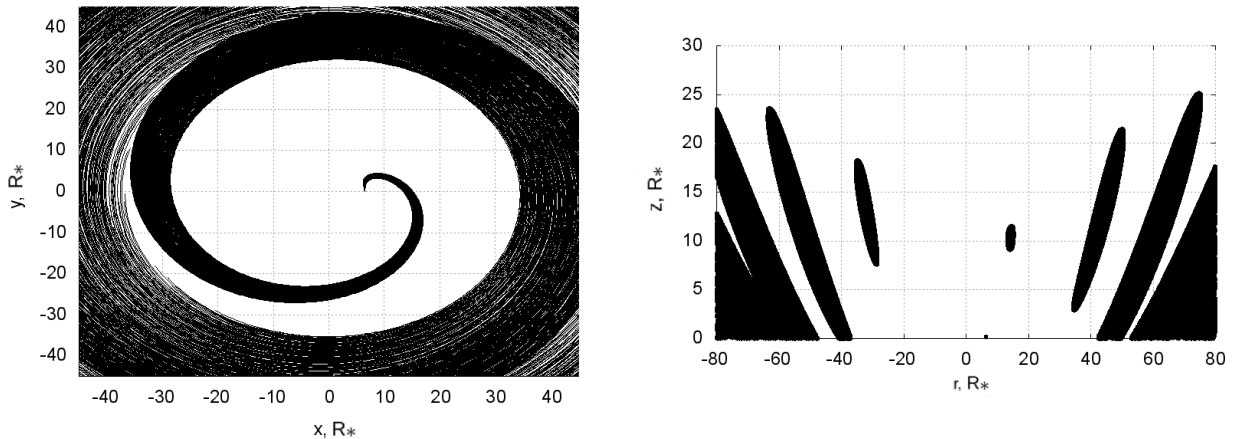


Рис. 12: Первые витки струи при $\eta = 90^\circ$: вид струи сверху (слева) и сечение струи плоскостью $y = 0$ (справа).

Пространственная форма струи зависит от параметров выброса. На рис. 12, 13, 14 представлены возможные варианты вида сверху нескольких первых витков струи и их сечения плоскостью $y = 0$, полученные при

постоянных значениях параметров: $\alpha = 40^\circ$, $\beta = 1.35$, $\gamma = 0.05$. И различных значениях параметра η .

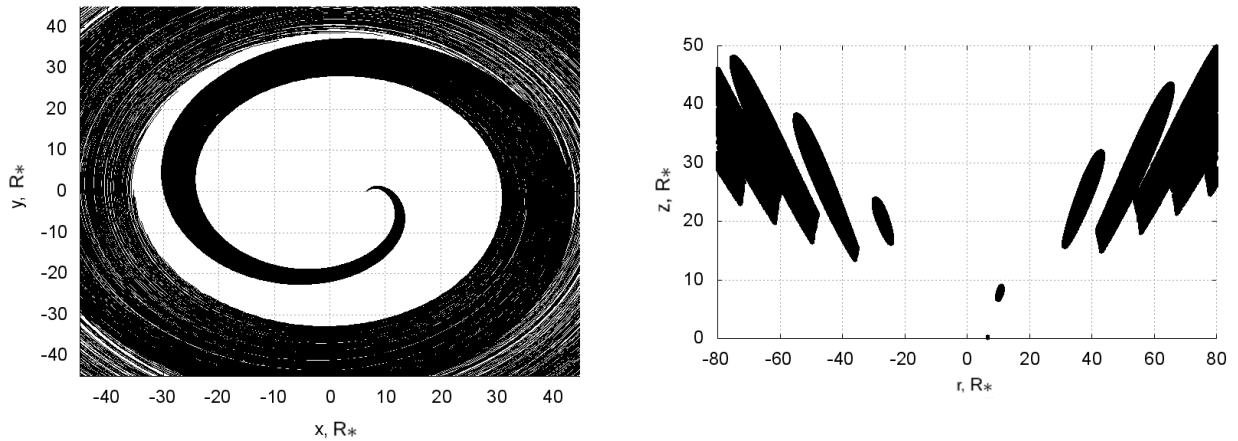


Рис. 13: Первые витки струи при $\eta = 75^\circ$: вид струи сверху (слева) и сечение струи плоскостью $y = 0$ (справа).

Расширение струи сопровождается заметным уменьшением плотности вещества в ней, что должно приводить к тому, что в дальних витках спирали абсорбционные компоненты образовываться не будут. Сечение струи показывает, что, начиная с определённого момента, витки начинают накладываться друг на друга. На рис. 12 хорошо заметно, что спиральная ветвь начинает закручиваться против часовой стрелки, а потом разворачивается и начинает закручиваться по часовой стрелке (вращение звезды происходит против часовой стрелки).

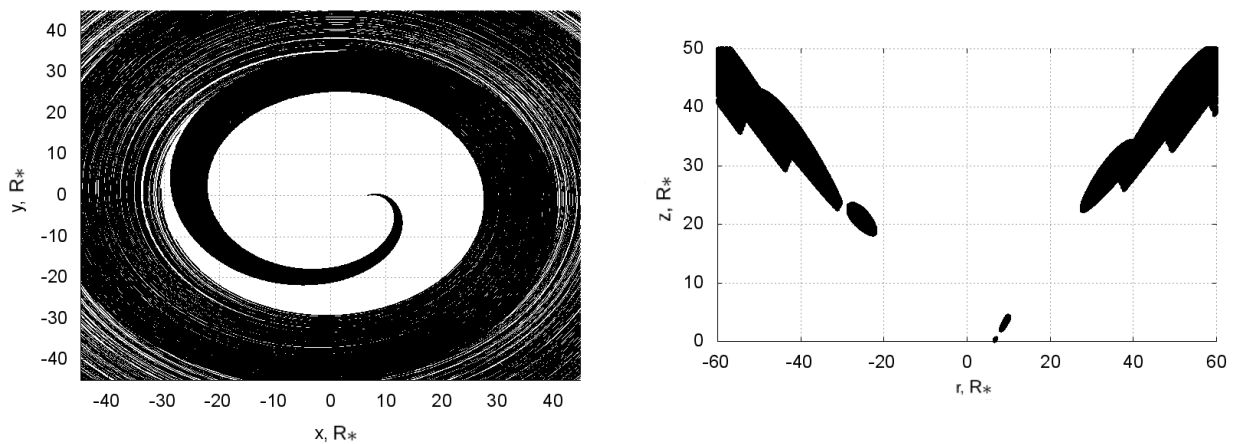


Рис. 14: Первые витки струи при $\eta = 60^\circ$: вид струи сверху (слева) и сечение струи плоскостью $y = 0$ (справа).

Также можно обратить внимание, что при уменьшении η интересую-

щие нас витки струи поднимаются над плоскостью диска. В результате становится возможно попадание на луч зрения всех начальных витков (см. рис. 13 и 14). При значении η , близком к 90° , когда в момент выброса вектор скорости ортогонален радиус-вектору, ситуация сильно отличается: луч зрения не может одновременно проходить сквозь самый первый виток струи и через последующие (см. рис. 12). Как мы увидим в дальнейшем, высокоскоростная абсорбционная компонента может образовываться только в ближайшем к звезде витке струи. Следовательно, при рассмотрении возможности возникновения исследуемой абсорбции в струе следует рассматривать только струи, получаемые при η , заметно меньшем 90° .

Тогда изгиб первого витка струи будет существенно меньше, из-за этого возможность образования в нём дополнительного абсорбционного компонента не реализуется.

5.2 Скорость движения вещества

Положение дискретных абсорбционных компонент в спектре определяется значениями радиальной скорости движения вещества во взаимодействующей с излучением части струи. В соответствии с эффектом Доплера абсорбционные линии в спектре будут смещаться пропорционально этой скорости, из-за чего мы увидим в спектре не одну линию поглощения, получившуюся слиянием нескольких, возникших при всех пересечениях струи лучом зрения, а несколько различных дискретных компонент, расположение которых будет меняться со временем.

Проще всего выразить радиальную скорость движения вещества через полную и трансверсальные скорости, которые, в свою очередь, связаны с интегралами энергии и площадей.

Интегралы движения имеют вид:

$$\begin{aligned}
 h &= \left(V^2 - \frac{2\kappa^2}{R_0} \right) \frac{1}{\kappa^2} = (\beta^2 + \gamma^2 + 2\beta\gamma (\cos \eta \cos \varphi + \sin \eta \sin \varphi \cos(\alpha - \lambda)) - 2) \frac{V_I^2}{\kappa^2}, \\
 \mathbf{c} &= \frac{\mathbf{R}_0 \times \mathbf{V}}{\kappa} = \frac{R_0 V_I}{\kappa} (0, -\beta \sin \alpha \sin \eta - \gamma \sin \lambda \sin \varphi, \beta \cos \alpha \sin \eta + \gamma \cos \lambda \sin \varphi), \\
 c &= \frac{\kappa}{V_I} \sqrt{\beta^2 \sin^2 \eta + \gamma^2 \sin^2 \varphi + 2\beta\gamma \sin \eta \sin \varphi \cos(\alpha - \lambda)}
 \end{aligned} \tag{15}$$

Из интеграла площадей получаем трансверсальную компоненту скорости движения

$$v_t = \frac{\varkappa c}{r}, \quad (16)$$

а из интеграла энергии — полную скорость

$$v^2 = \varkappa^2 \left(\frac{2}{r} + h \right), \quad (17)$$

что даёт нам соотношение для радиальной скорости

$$v_r = \sqrt{v^2 - v_t^2} = \varkappa \sqrt{\frac{2}{r} + h - \frac{c^2}{r^2}}. \quad (18)$$

Эта формула позволяет как непосредственно получать зависимость скорости от расстояния до звезды, так и выражать её через аномалии или аргумент широты. На рис. 15 показана зависимость радиальной скорости от расстояния до звезды при разных значениях параметров выброса.

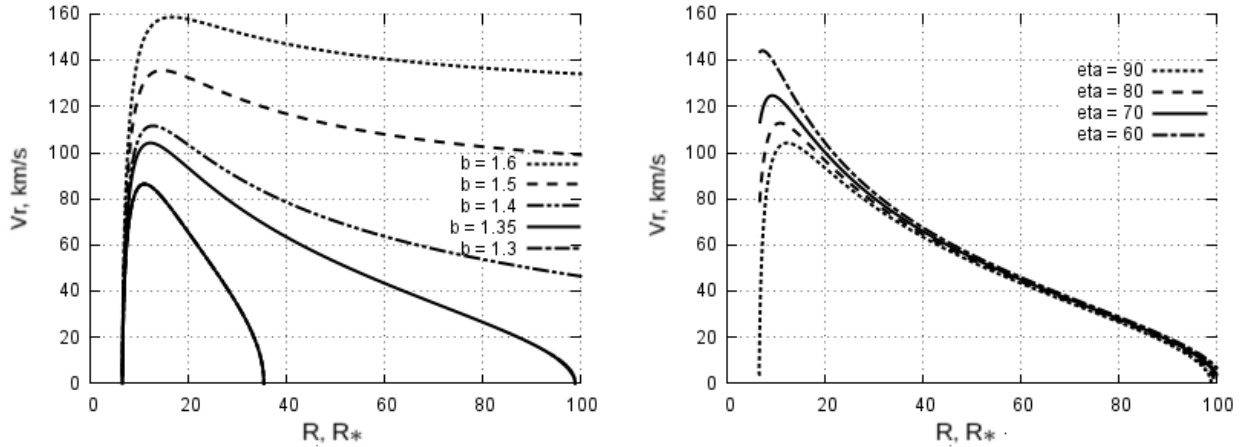


Рис. 15: Зависимость скорости движения вещества от расстояния до звезды при разных значениях параметра выброса. Слева показаны графики для $\eta = 90^\circ$ и β принимающих значения 1.6, 1.5, 1.35 и 1.3. Справа представлены скорости движения при $\beta = 1.35$ и η равном 90° , 80° , 70° и 60° .

Графики зависимости скорости движения вещества от расстояния до звезды позволяют сильно ограничить диапазон возможных значений безразмерной скорости выброса β . При значениях $\beta > 1.4$ скорость движения слабо убывает с расстоянием, как следствие, радиальные скорости движения в первых плотных витках будут примерно одинаковы и велики по модулю. В результате будут образовываться линии поглощения со смещениями,

большими наблюдаемых. Разгон вещества происходит близко к звезде и, как обсуждалось, в прошлом разделе, может не попадать на луч зрения при $\eta \sim 90^\circ$. При меньших η , как видно по графикам на рис. 15, малых радиальных скоростей в начале движения выброшенного вещества практически нет. Скорости движения вещества во время фазы его взаимодействия с магнитосферой заслуживают быть темой отдельного исследования и тут мы её опускаем.

При малых значениях скорости выброса, радиальной компоненты скорости будет не хватать для образования компонент со смещениями порядка 100–110 км/с. При этом следует помнить, что уменьшение η приводит к увеличению радиальной скорости движения вещества.

Из изложенного выше следует, что исследовать перенос излучения следует в струе, образующейся при выбросе с $\beta \sim 1.35$ и $\eta \sim 70^\circ$.

5.3 Спектры

Для получения спектров с дискретными абсорбционными компонентами мы брали за основу синтетический спектр RZ Psc, предоставленный И. С. Потравновым, на который накладывали абсорбционные детали, возникающие в околзвёздной среде.

После анализа результатов тестирования программы и свойств нашей задачи, были сделаны выводы о необходимых значениях параметров расчётов при моделировании абсорбционных спектров, возникающих в витках описанной выше струи.

На полученных нашими коллегами спектрах практически отсутствует эмиссия в линиях резонансного дублета натрия. Избыток в наблюдаемых спектрах по сравнению с синтетическим может иметь целый ряд причин: его может давать свет натриевых фонарей вблизи обсерватории Nordic Optical Telescope, неЛТР эффекты в резонансной линии или возможным стационарным вкладом межзвёздного компонента. Даже, если считать, что избыток излучения в красном крыле линий связан именно со струёй, его малая величина позволяет при моделировании спектров ограничиться только однократными рассеяниями, поскольку, как мы показали в главе про тести-

рование программы, двукратные рассеяния начинают оказывать влияние на результат только при сильной эмиссии в линии. Модель со струёй изначально строилась для получения слабой эмиссии. Как мы увидим дальше, в спектрах действительно будет слабая эмиссия и ограничение однократными рассеяниями является оправданным для данной задачи.

Пространственной детализации задачи при вычислениях уделяется много внимания. Рассеивающая струя имеет сложную форму, поэтому для её аппроксимации используется много площадок. Для дискретизации направлений используются очень подробные сетки, в которых не менее 80 тысяч возможных направлений движения фотонов. Такая степень дискретизации направлений позволяет чувствовать на спектрах маленькие по геометрическим размерам части рассеивающей поверхности.

На наблюдаемых спектрах почти всегда присутствуют компоненты со скоростью более 50 км/с. Такие компоненты могут образовываться только в первых витках струи, следовательно, они должны попадать на луч зрения. При вращении звезды и связанной с ней струи вокруг оси вращения звезды, луч зрения, наклонённый по отношению к плоскости диска, должен оставаться пересекающим первые витки струи. Такое условие накладывает очень сильные ограничения на параметры выброса и угол наблюдений.

В ситуации, когда удаётся добиться попадания первых витков струи на луч зрения на протяжении большей части периода вращения, последующие витки струи также попадают на луч зрения. Плотность в них существенно ниже, но её может быть достаточно для образования абсорбционных деталей. Таким образом, на спектре может присутствовать более двух абсорбционных компонент.

Оптическая толщина каждой из рассеивающих площадок, составляющих струю, получалась исходя из количества попадающего в неё вещества и геометрических размеров. С удалением от звезды площадь аппроксимирующих струю площадок увеличивается, а вещества в них становится меньше, что даёт сильное уменьшение оптической толщины.

В ходе продолжительного моделирования спектров для разных комбинаций параметров не удалось добиться полного соответствия модельных спектров наблюдаемым, хотя во многих случаях они сильно похожи.

На рис. 16 и 17 представлены спектры, соответствующие одному периоду обращения звезды для параметров выброса: $\alpha = 30^\circ$, $\eta = 64^\circ$, $\beta = 1.37$, $\gamma = 0.05$, $R_0 = R_*$ и луче зрения, образующем с осью вращения звезды угол 72° , что соответствует полученному из наблюдений углу наклона $\sim 70^\circ$.

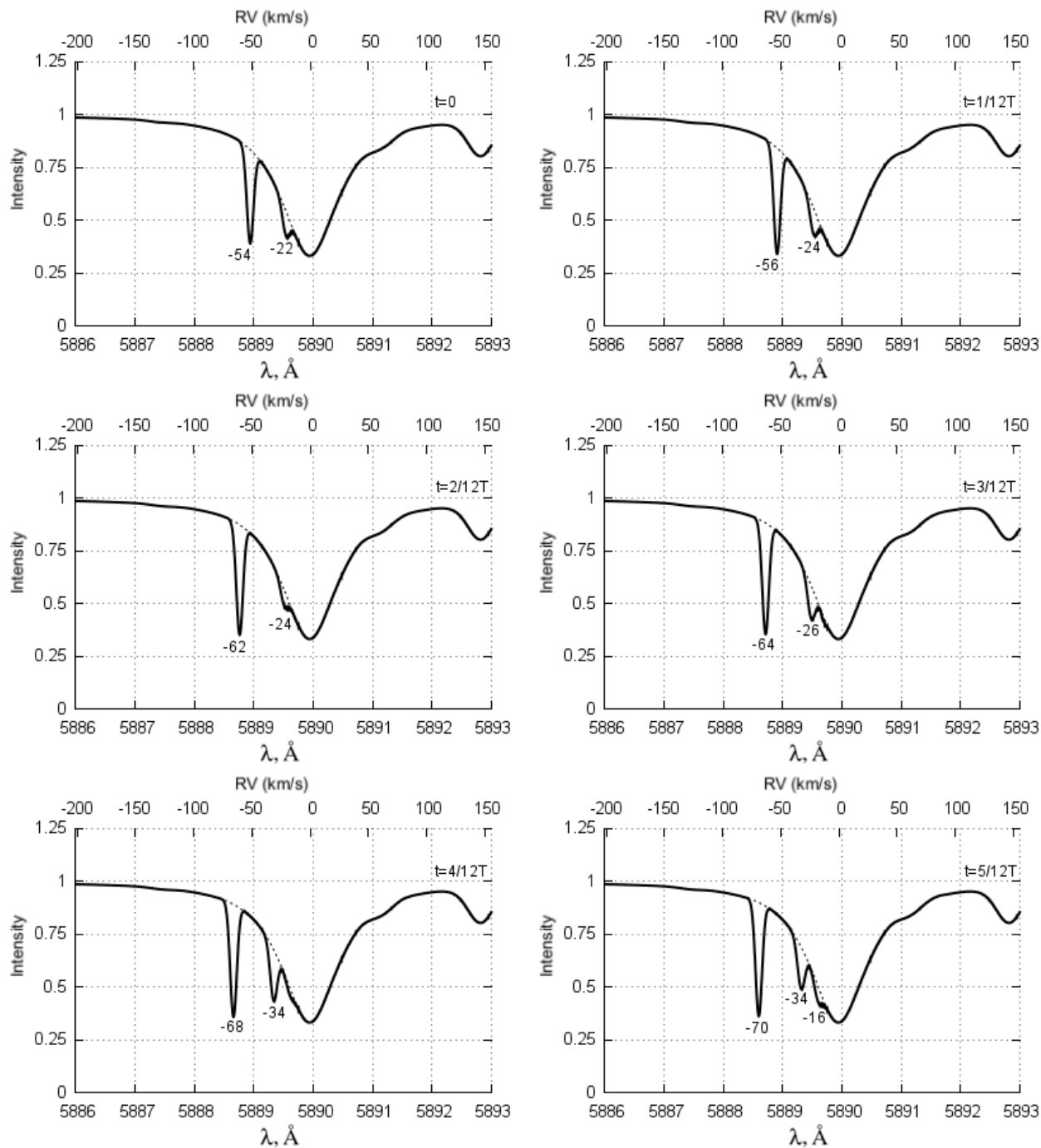


Рис. 16: Модельные спектры с абсорбционными компонентами, соответствующие разным моментам первой половины периода вращения звезды. Синтетический спектр RZ Psc показан пунктиром.

Представленное решение, на наш взгляд, наилучшим образом соответ-

ствуют наблюдательным данным. На полученных спектрах отчётливо видны две или три дискретные абсорбционные компоненты со смещениями, соответствующими скоростям в диапазоне от 20–120 км/с. По спектрам можно проследить возникновение и эволюцию абсорбционных компонент.

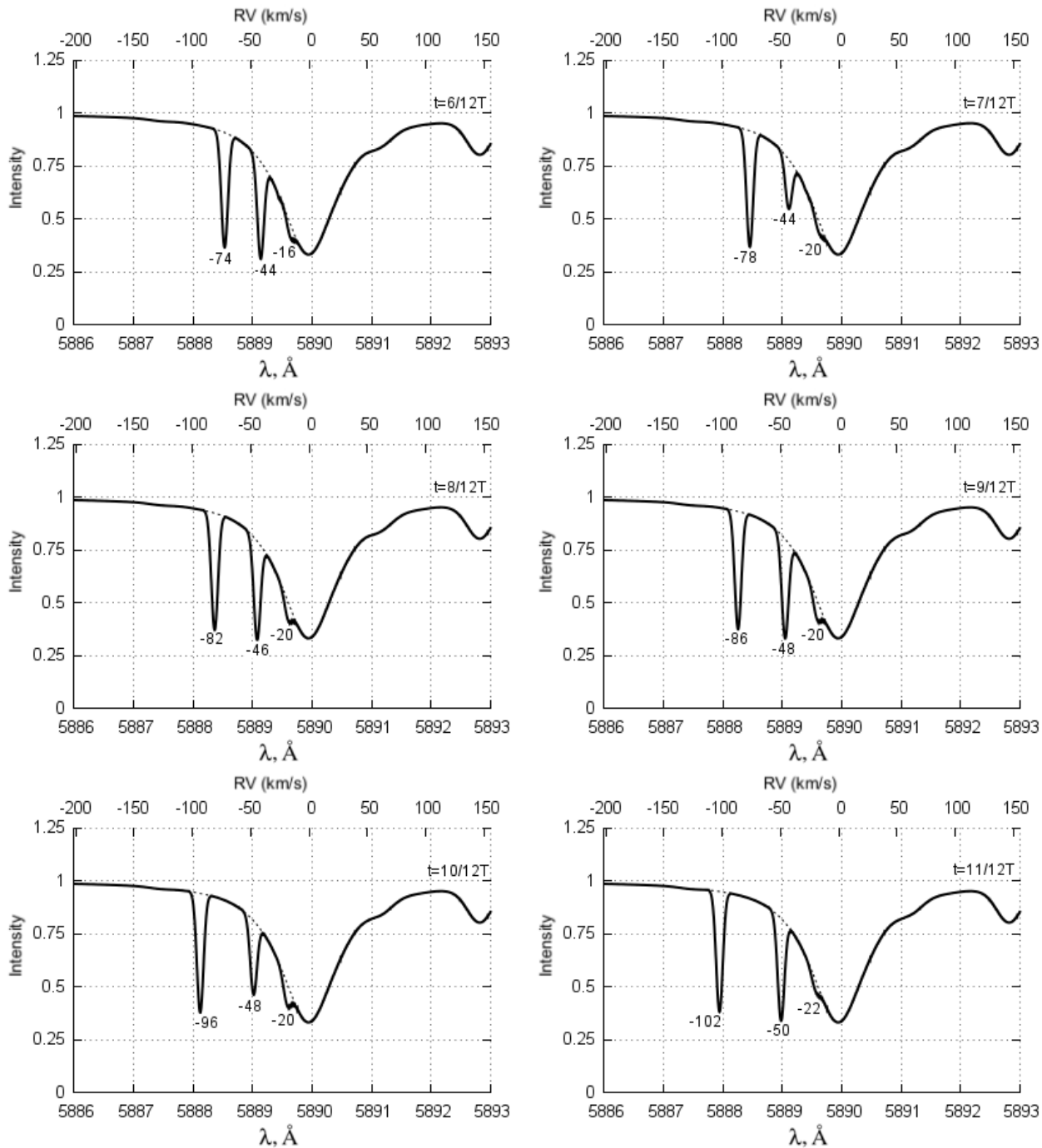


Рис. 17: Тоже, что и на рисунке 16 для второй половины периода вращения звезды.

При различных параметрах модели получаемые спектры заметно различаются по диапазону скоростей. Во многих случаях на спектрах умень-

шается число высокоскоростных компонент.

Часть из представленных спектров хорошо согласуются с наблюдательными спектрами, например нижние два спектра на рис. 16 дают очень близкое положение компонент по сравнению с наблюдаемым 19 августа 2013 года (см. рис. 1).

Часть наблюдаемых спектров в данной модели получить нельзя. Частично этот недостаток может быть скомпенсирован известным для молодых звёзд с близким к RZ Psc эволюционным статусом явлением неустойчивости аккреции. При переменном темпе аккреции истечение вещества также становится непостоянным. В применении к данной задаче это означает, что параметры модели (скорость и углы выброса и плотность вещества) могут флуктуировать во времени.

Если принять это во внимание, мы получим ситуацию, в которой могут образовываться не все представленные на рис. 16 и 17 абсорбционные компоненты, а лишь часть из них. Тогда последний модельный спектр на рис. 17 с опущенной средней компонентой станет больше соответствовать спектру, полученному 21 ноября 2013 (см. рис. 1), причём к концу периода соответствие только усилится. Спектры из второго ряда рис. 17 без средней компоненты и с более слабой высокоскоростной станут очень близки к спектрам от 13 и 15 декабря 2015 года (см. рис. 2).

Полного соответствия при этом добиться не получится, поскольку даже при незначительных флуктуациях характеристик истечения вещества, самая высокоскоростная компонента появляется лишь один раз за период вращения на сравнительно непродолжительное время. На спектрах высокоскоростная компонента видна 24, 25 и 27 декабря 2014 года. В данной модели её сложно объяснить.

Наиболее разумный вариант объяснения получается, при предположении очень сильной флуктуации параметров выброса, при которой на продолжительное время существенно повысилась скорость выброса, что, как следует из анализа скоростей движения вещества, не будет приводить к образованию низкоскоростных компонент. На спектрах 24 и 25 декабря присутствует низкоскоростная компонента, согласно нашей модели, вещество в которой она образуется было выброшено раньше того, в котором образуется

высокоскоростная компонента, соответственно, можно предположить, что эта компонента возникла в веществе, отброшенном от звезды до усиления выброса. В таком случае эта компонента должна исчезнуть через некоторое время, когда вещество, выброшенное до флуктуации, улетит дальше от звезды. На полученном 27 декабря спектре этой компоненты действительно нет.

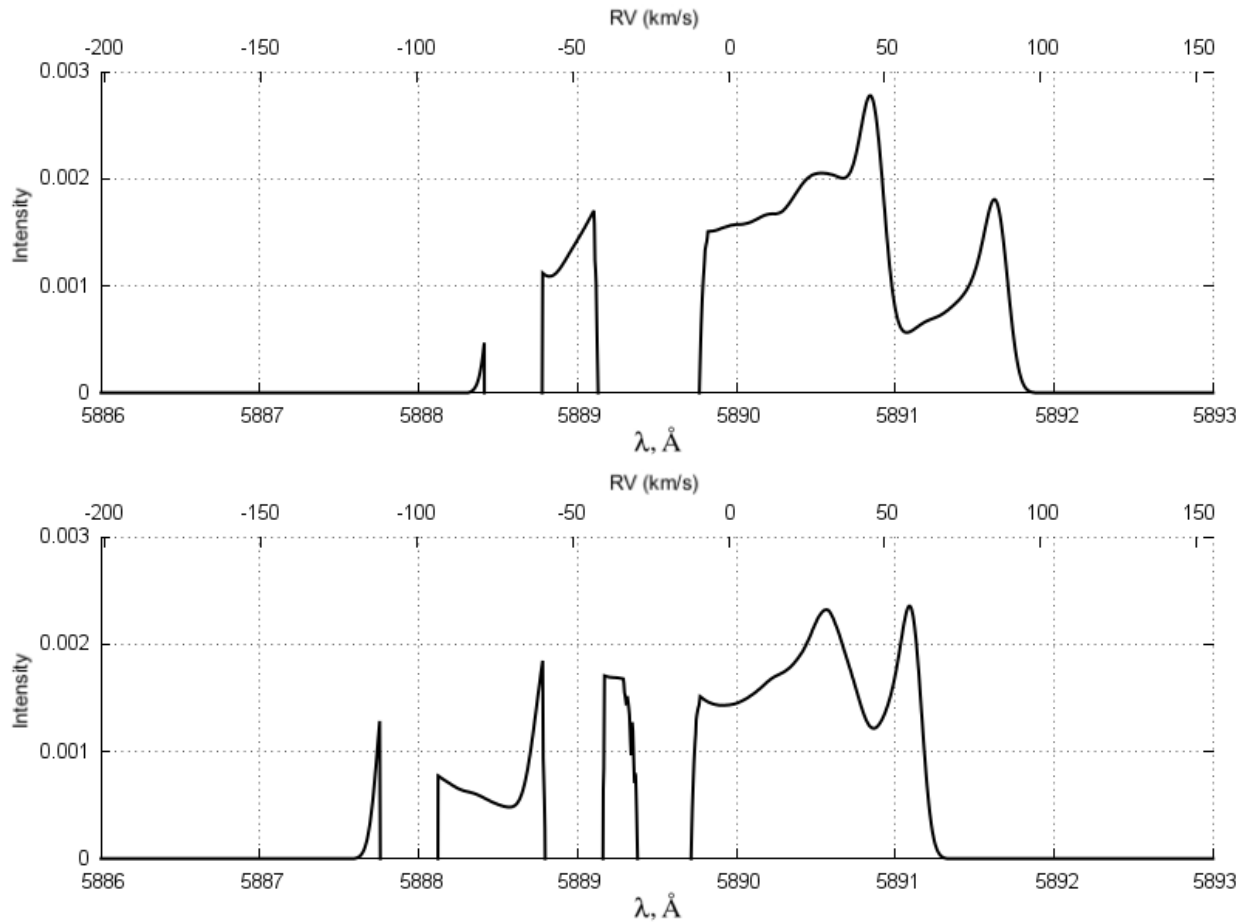


Рис. 18: Разность спектров для $t = 5/12T$ (вверху) и $t = 11/12T$ с рис. 16–17 и синтетического спектра RZ Psc, демонстрирующая возникающую эмиссию. Интенсивность выражена в единицах континуума. Разрывы на графиках соответствуют абсорбционным компонентам.

На модельных спектрах не наблюдается эмиссия в линии резонансного дублета натрия. Кроме линий поглощения отличия модельного спектра с учётом взаимодействия излучения со струёй и синтетическим спектром не видны. Мы построили график разности модельного спектра и синтетического, на котором показана избыточная эмиссия, возникающая при взаимодействии излучения с рассеивающей поверхностью (см. рис. 18). Воз-

никшая в модели эмиссия на три порядка слабее континуума, что делает невозможным её обнаружение при наблюдениях. Из-за несимметричности задача положение эмиссионных крыльев линии заметно меняется в зависимости от фазы.

5.4 Темп истечения вещества

В рамках построенной модели можно оценить темп истечения вещества, достаточный для образования наблюдаемых абсорбционных деталей. Для проведения данной оценки нужны только геометрические свойства струи, значение сечения резонансного рассеяния в линиях натрия и отношение числа атомов натрия к водороду.

Сечение резонансного рассеяния мы оценили как $5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$, а отношение числа атомов $\log(\text{Na}/\text{H}) = -5.75$ [17].

Тогда, выразив концентрацию атомов натрия в струе из её геометрической толщины и сечения рассеяния, мы, с учётом скорости движения вещества в струе, получили число атомов натрия, отбрасываемых от звезды в единицу времени. Используя отношение атомов в межзвёздной среде и массу атома водорода, мы оценили темп истечения вещества. Он составил $10^{-13} M_{\odot}/\text{year}$.

Наблюдаемая ширина узких абсорбционных линий на уровне половины интенсивности составляет 10–15 км/с. Оценочная тепловая скорость движения атомов натрия при предполагаемой температуре струи, составляющей порядка 3000 К, получается существенно ниже: около 1.5 км/с. Это означает, что наблюдаемая ширина линий не может быть вызвана тепловым движением натрия и обусловлена расширением струи. С учётом просветления среды, вызванным градиентом скорости, оптическая толщина газа в частотах линий будет примерно на один порядок меньше, чем в неподвижном слое.

Уменьшение оптической толщины в нашей модели приводит к увеличению темпа истечения вещества. В итоге его можно оценить примерно как $10^{-12} M_{\odot}/\text{year}$.

Такую оценку нельзя считать точной, поскольку в неё входит много

параметров, которые мы знаем лишь приближённо, но эта оценка может играть важную роль при дальнейшем изучении физики взаимодействия звёзд на данном этапе эволюции с околозвёздным веществом.

Также следует отметить, что в работе И. С. Потравнова [10] по слабой эмиссии в линии $H\alpha$ была проведена оценка темпа аккреции на звезду. Полученный темп аккреции составляет $\sim 7 \cdot 10^{-12} M_{\odot}/\text{year}$, что немного больше полученного нами темпа истечения вещества, но близко по порядку величины.

5.5 Результаты моделирования

Проведённый анализ геометрической формы рассеивающей струи, образующейся при взаимодействии магнитосферы с аккреционным диском в режиме магнитного пропеллера, и моделирование переноса излучения дали нам возможность сделать выводы о возникновении абсорбционных компонент в результате такого процесса. Подчеркнём основные результаты этой главы:

- Несколько витков струи могут попадать на луч зрения, в них возможно образование 2–3 абсорбционных компонент
- Эмиссия в модельных спектрах мала.
- Скорости смещения компонент соответствуют наблюдаемым
- Часть наблюдаемых спектров практически в точности соответствует модельным
- В предположении о нестабильности аккреции наблюдаемые спектры укладываются в рамках этой модели, но иногда для этого требуются дополнительные предположения.
- Модельный темп истечения вещества составил порядка $10^{-12} M_{\odot}/\text{year}$.

Таким образом, взаимодействие вращающейся магнитосферы звезды с аккреционным диском в режиме магнитного пропеллера выглядит вполне возможным объяснением наблюдаемых у RZ Psc спектров, хотя полного соответствия в простой модели добиться не удаётся [27].

6 Слабый конический ветер

У многих молодых звёзд наблюдается сильное истечение вещества, образующее форму конуса. Такой дисковый ветер часто называют коническим. Его образование связано с наличием аккреции на звезду. При ослабевании аккреции ветер также должен ослабевать.

Слабый ветер может быть прозрачным для излучения в частотах многих спектральных линий, но при этом всё ещё сохранять непрозрачность в линиях резонансного дублета натрия.

В данном разделе мы проанализируем возможное возникновение наблюдаемых абсорбционных компонент при прохождении излучения звезды через такой ветер.

6.1 Геометрическая форма поверхности

Мы рассмотрим слабое истечение вещества, при котором ветер начинается из всех точек лежащей в плоскости диска окружности с центром в звезде. Скорости движения вещества будем считать не очень высокими, тогда оно будет возвращаться в диск на некотором удалении от звезды.

В такой ситуации ветер образует сплошной купол, поверхность которого может быть дважды пересечена лучом зрения, что и даст желаемые две абсорбционные компоненты.

Геометрическую форму такого купола и скорости движения вещества, составляющего его, можно легко получить на основе соотношений, приведённых в прошлой главе. Купол формируется аналогичным с точки зрения небесной механики выбросом, единственное отличие которого это то, что он производится не из точки, а из окружности. На практике это приведёт к упрощению выражения, поскольку геометрическая форма поверхности приобретёт аксиальную симметрию. В результате для её описания вместо трёх координат x , y , z станет достаточно двух: $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ и z .

Мы не будем останавливаться на преобразовании формул (10)–(14) для этого случая и сразу перейдём к обсуждению получаемых при такой геометрии спектров и анализу их соответствия имеющимся наблюдательным данным.

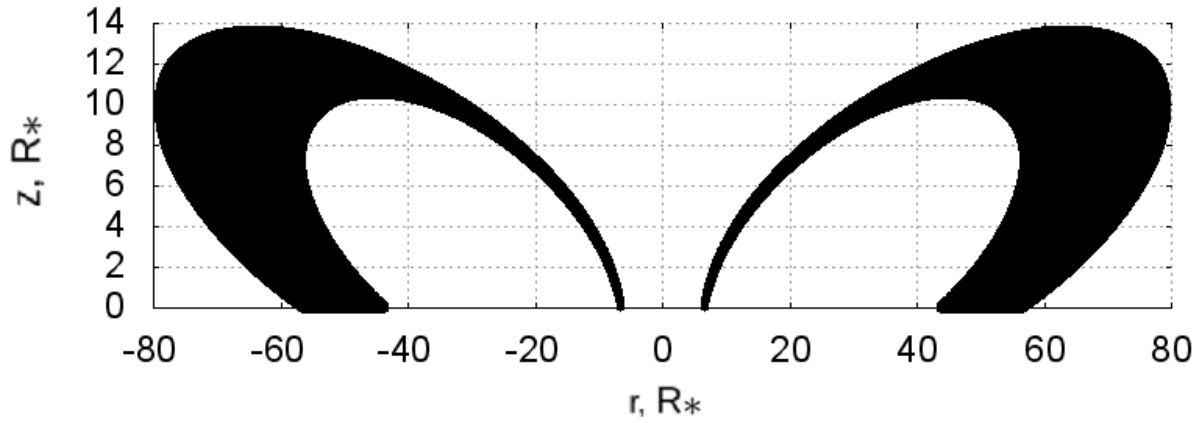


Рис. 19: Возможное сечение купола плоскостью, проходящей через звезды перпендикулярно плоскости диска.

На рис. 19 показан возможный вид сечения купола. При такой геометрии луч зрения всегда будет проходить через одни и те же места в куполе, что при постоянных параметрах купола даст постоянное положение двух абсорбционных компонент. Таким образом, в нашей задаче придётся опираться на нестабильность аккреции, при которой параметры купола будут меняться со временем, давая различные положения компонент.

6.2 Спектры

Для получения спектров с различными положениями абсорбционных компонент нужно изменять параметры ветра, при этом угол между лучом зрения и осью вращения звезды не должен меняться. Мы зафиксировали его значение 70° , что соответствует наиболее вероятному значению угла наклона, полученному из наблюдений. После этого было проведено моделирование спектров для разных параметров истечения.

Варьирование параметров модели позволяет получать различные спектры. Следует помнить, что в нашей модели компонента с меньшей скоростью образуется дальше от звезды, чем высокоскоростная в веществе, начавшем своё движение раньше, быть может, с отличными от дающего высокоскоростную компоненту вещества параметрами.

Временное понижение плотности ветра может быть причиной образования в спектре одной абсорбционной компоненты вместо обычных двух.

Резкое изменение параметров ветра может наоборот дать третью компоненту, но мы считаем такое менее вероятным.

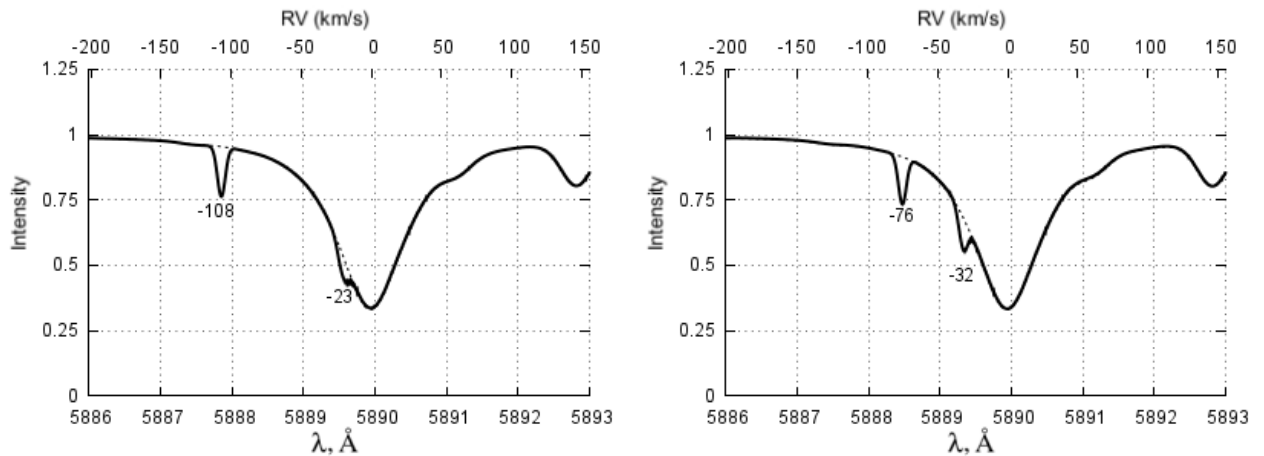


Рис. 20: Модельные спектры с различными вариантами расположения абсорбционных компонент для модели со слабым коническим ветром. Синтетический спектр RZ Psc показан пунктиром.

Среди полученных спектров были отобраны те, что наиболее точно соответствуют наблюдениям, часть этих спектров показаны на рис. 20 и 21.

Рассматриваемая в данной модели геометрическая поверхность занимает больше пространства, чем струя из предыдущей главы. Это может приводить к увеличению эмиссии в линиях изучаемого дублета на модельных спектрах, но, как видно из результатов численных экспериментов, образующаяся эмиссия настолько мала, что никак не проявляет себя на спектрах.

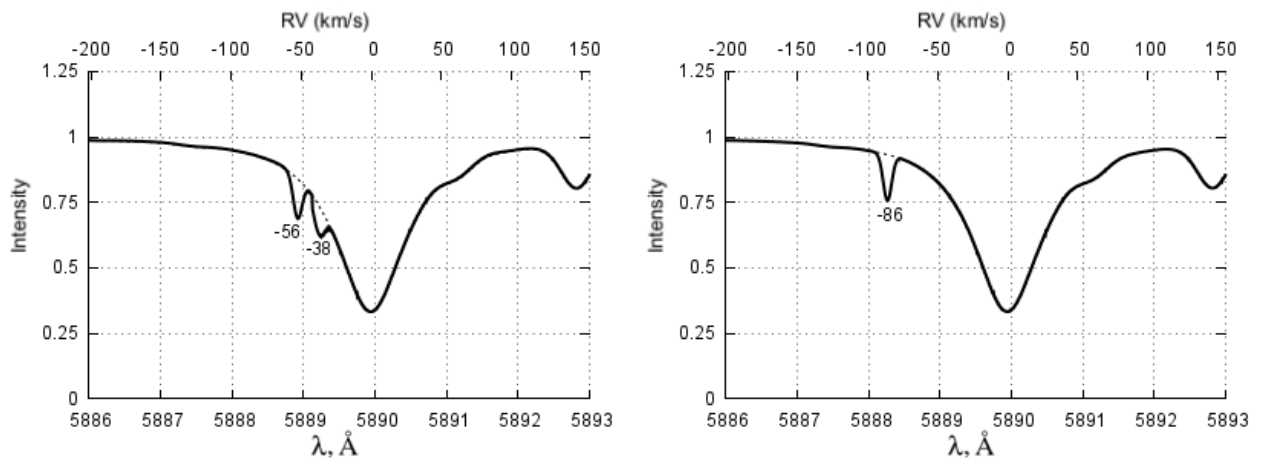


Рис. 21: То же, что и на рис. 20. Справа спектр с одной абсорбционной компонентой из-за неоднородности плотности ветра.

Положения абсорбционных компонент модельных спектров на рис. 20

соответствует положению линий поглощения на спектрах с обсерватории NOT, представленных на рис. 1. Абсорбционные детали на рис. 21 почти точно повторяют положения компонент, наблюдаемые 13 и 18 сентября 2014 года (см. рис. 2). Правый спектр этой пары получен в предположении неоднородной плотности ветра, при которой плотности вещества в месте второго пересечения луча зрения с рассеивающим куполом не хватило для образования линии поглощения.

Перечислим особенности получаемых в данной модели спектров:

- В рассматриваемом ветре возможно образование 1–2 и, возможно, 3 абсорбционных компонент.
- Скорости компонент находятся в соответствующем наблюдениям диапазоне
- Избыточной эмиссии на расчётных спектрах нет. Вычисления показывают, что её интенсивность в 20 раз меньше интенсивности континуума.
- Для согласования с наблюдениями необходима нестабильность аккреции, дающая широкий простор для выбора параметров модели.
- Изменение положения компонент не связано с периодом вращения звезды или другими процессами с заранее известным периодом.

Последние два обстоятельства позволяют с использованием данной модели успешно объяснять наблюдаемые спектры. При этом следует понимать, что они же являются существенным недостатком модели, поскольку слишком широкие возможности выбора параметров истечения вещества и отсутствие сильной связи между спектрами, получаемыми в разные моменты времени, не позволяет проводить полноценное предсказание поведения системы в будущем даже на короткой временной шкале.

Возможно лишь говорить о том, что через некоторое время после появления высокоскоростной компоненты должна наблюдаться низкоскоростная. Время между их появлениями зависит от параметров ветра и может быть различно.

7 Заключение

Данное исследование посвящено изучению переноса излучения в средах с различной геометрией с целью объяснения наблюдаемых в спектрах ряда молодых звёзд и, в частности, RZ Psc дискретных абсорбционных компонент. Исследования в данной области весьма сложны, поскольку предложенная задача относится к широко распространённому в астрофизике классу обратных задач: мы по спектру пытаемся восстановить движение вещества в окрестности звезды.

Опираясь на возможные физические процессы взаимодействия аккреционного диска с магнитосферой звезды было выдвинуто две гипотезы, призванные объяснить полученные в последние годы спектры. Для их проверки был реализован статистический метод анализа неопределённостей в приложении к движению фотонов в среде с малой оптической и геометрической толщиной.

Первая гипотеза основана на взаимодействии в режиме магнитного пропеллера, при котором возможно образование спиралевидной струи из отбрасываемого звездой вещества. Численные эксперименты показали, что в струе могут образовываться наблюдаемые спектральные особенности в предположении о нестабильности истечения вещества, которое связано с нестабильностью аккреции и является обоснованным для молодых звёзд с почти полностью прекратившейся аккрецией. В рамках данной гипотезы в спектрах звезды должна наблюдаться некоторая периодичность, размываемая нестабильностью истечения вещества. Для данной модели истечения вещества была произведена оценка темпа истечения вещества, который составил $\sim 10^{-12} M_{\odot}/\text{year}$.

В основу второй гипотезы положен слабый конический ветер, параметры которого изменяются нестабильной аккрецией. Такая гипотеза позволяет успешно объяснять наблюдаемые спектры RZ Psc, но не применима для других звёзд, у которых наблюдается 3 и более абсорбционных компонент. Эта гипотеза мало подходит для предсказаний характера переменности абсорбционных деталей даже на коротких временных промежутках.

В обеих гипотезах в одном и том же веществе абсорбционные компонен-

ты могут образовываться более одного раза с некоторым промежутком по времени. Так, например, после появления высокоскоростной компоненты должна появляться низкоскоростная. Каждая из гипотез при наших знаниях о системе в состоянии объяснить получаемые в наблюдениях спектры.

Дальнейшее изучение возникновения абсорбционных компонент представляет большой интерес для понимания ряда аспектов физики и эволюции молодых звёзд. Для более детального изучения обсуждаемого явления потребуются подробный спектральный мониторинг RZ Psc и продолжение поиска других объектов с подобными спектральными особенностями.

Для лучшего понимания деталей процесса предполагается проведения более детального моделирования переноса излучения и по возможности магнитогазодинамического моделирования околозвёздного диска. Последнее будет сопряжено с определёнными трудностями, поскольку у нас практически нет информации об окружающем RZ Psc веществе.

Полученные в дипломе результаты могут быть использованы для изучения спектральной переменности молодых звёзд. Открывшиеся вопросы позволяют продолжать активные исследования в данном направлении.

Список литературы

- [1] Alencar S. H. P. and Basri G., *Astron. J.* **119**, 1881 (2000).
- [2] Bastian U., Mundt R., *Astron. Astrophys.* **144**, 57 (1985)
- [3] Beskrovnaya N. G., Pogodin M. A., *Astron. Astrophys.* **414**, 955B (2004)
- [4] Edwards S., Hartigan P., Ghandour L., and Andrusis C., *Astron. J.* **108**, 1056 (1994).
- [5] Hartmann L., Hewett R., and Calvet N., *Astrophys. J.* **426**, 669 (1994).
- [6] Herbig G. H., *Astron. J.* **135**, 637 (2008)
- [7] Herbig G. H., *Astrophys. J.* **138**, 448 (2009)
- [8] Orlov S. A., Kholoshevnikov K. V., *Celest. Mech. Dyn. Astr.* **116**, 35 (2013).
- [9] Pickles A. and Depagne É., *PASP* **122**, 1437 (2010)
- [10] Potravnov I. S., Mkrtichian D. E., Grinin V. P., Ilyin I. V., and Shakhovskoy D. N., *Astron. Astrophys.* (in press)
- [11] Raga A. C, Esquivel A., Velázquez P. F., Cantó J., Haro-Corzo S., Riera A., Rodríguez-González A., *Astrophys. J.* **707**, L6 (2009)
- [12] Reipurth B., Hartmann L., Kenyon S. J., et al., *Astron. J.* **124**, 2194 (2002).
- [13] Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., and Lovelace R. V. E., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399**, 1802 (2009).
- [14] Shu F., Najita J., Ostriker E., Wilkin F., Ruden S., and Lizano S., *Astrophys. J.* **429**, 781 (1994).
- [15] Siess L., Dufour E., and Forestini M., *Astron. Astrophys.* **358**, 593 (2000)
- [16] Tambovtseva L. V., Grinin V. P., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **387** 1313 (2008)
- [17] Аллен К. У., *Астрофизические величины*, М: МИР, 1977.

- [18] Гринин В. П., Потравнов И. С., Ильин И. В., Шульман С. Г., ПАЖ 41, 444-454 (2015)
- [19] Козлова О. В., Гринин В. П., Чунтонов Г. А., Астрофизика **46**, 331 (2003)
- [20] Нагирнер Д. И., Лекции по теории переноса излучения, 2001, Изд. СПбГУ.
- [21] Потравнов И. С., Гринин В. П., Ильин И. В., Астрофизика **56**, 493 (2013).
- [22] Потравнов И. С., Горыня Н. А., Гринин В. П., Миникулов Н. Х., Астрофизика **57**, 533 (2014).
- [23] Орлов С. А., Холшевников К. В., Астрон. вестн. **42**, 99 (2008)
- [24] Орлов С. А., Холшевников К. В., Астрон. вестн. **46**, 223 (2012)
- [25] Субботин М. Ф. Введение в теоретическую астрономию, М.: Наука, 1968
- [26] Шульман С. Г., Астрофизика **58**, 279 (2015)
- [27] Шульман С. Г. (в печати) (2016)