

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ



На правах рукописи

Додин Александр Владимирович

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В
АККРЕЦИОННЫХ ПЯТНАХ ЗВЕЗД ТИПА
Т ТЕЛЬЦА НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ИХ СПЕКТРОВ**

01.03.02 – Астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Ламзин Сергей Анатольевич

Москва

2013 г.

Оглавление

Введение	4
Цель работы, ее актуальность, научная новизна, выносимые на защиту результаты и список публикаций	11
Глава 1. Структура и спектр излучения зоны аккреции в ЛТР приближе- нии	18
1.1. Проблема вуалирования в магнитосферной модели	18
1.2. Постановка задачи и входные параметры	21
1.3. Расчет структуры и спектра зоны перед фронтом УВ	24
1.4. Расчет вертикальной структуры горячего пятна	26
1.5. Зависимость вертикальной структуры горячего пятна от параметров УВ	32
1.6. Расчет спектра	36
1.7. Сравнение ЛТР спектра с наблюдениями для звезд с высоким вуалированием	40
1.8. Относительный вклад линий и континуума в эффект вуалирования	43
1.9. Вуалирование в ИК области спектра	47
1.10. Влияние эмиссионных линий на определение параметров звезды.	52
1.11. Неоднозначность определения параметров горячего пятна по ЛТР спектрам	56
1.12. Результаты Главы 1	59
Глава 2. Учет отклонений от ЛТР для атомов He и Ca	61
2.1. Метод расчета населенностей уровней He I и He II	61
2.2. Расчет населенностей уровней Ca I и Ca II	69
2.3. Моделирование спектра Ca I, Ca II и других линий фотосферы	74
2.4. Моделирование спектра He I и He II	77
2.5. Сравнение расчетных спектров с наблюдаемыми	80
2.6. Результаты Главы 2	94

Глава 3. Измерения магнитного поля в аккреционной зоне	95
3.1. Магнитное поле звезд DO Tau, DR Tau, DS Tau	95
3.1.1. Наблюдения и их обработка	95
3.1.2. Результаты	99
3.2. Спектрополяриметрический мониторинг RW Aur	104
3.2.1. Характеристика звезды RW Aur	104
3.2.2. Наблюдения и обработка результатов	106
3.2.3. Результаты измерений	108
3.2.4. Магнитное поле в области горячих пятен	111
3.2.5. Магнитное поле вблизи внешней границы магнитосферы и в ветре . . .	118
3.3. Результаты Главы 3	122
Заключение	123
Список литературы	127

Введение

Изначально выделение звезд типа Т Тельца в отдельный класс переменных звезд было проведено на основе спектральных признаков: Джой (1945) [54], изучая спектральные особенности переменных звезд, взял за основу принадлежности к новому классу чисто спектроскопические критерии: наличие эмиссии в линиях H_α и Fe I, а также класс светимости IV-V. Позднее Хербиг [61] составил первый каталог этих звезд и уточнил критерии принадлежности к типу, которые до сих пор не потеряли актуальности:

наличие близости темной или отражательной туманности;

спектральный класс F5-M, класс светимости IV-V;

эмиссия в линиях H, He I, а также нейтральных и однократно ионизованных металлов;

сильная линия поглощения Li I 6707Å.

Дополнительно отметим, что эмиссионные линии могут показывать очень сложную структуру, в которой можно выделить узкий эмиссионный компонент, широкий компонент и ещё один широкий компонент с P Cygni и/или обратным P Cygni профилем. Вклад в профиль от каждой из этих компонент различен для различных линий, а для одних и тех же линий изменяется от звезды к звезде. Кроме того, узкие и широкие компоненты линий показывают различный характер переменности. Помимо сложной структуры эмиссионных линий, для абсорбционного спектра характерно так называемое явление вуалирования, которое заключается в том, что абсорбционные линии фотосферы имеют заметно меньшую глубину по сравнению с линиями звезд главной последовательности тех же спектральных классов.

Звезды типа Т Тельца хорошо вписываются в современную физическую картину звездной эволюции, занимая место, отведенное для молодых и маломассивных звезд: темные и отражательные туманности – остатки газопылевого облака, из которого сформировались звезды; линия Li свидетельствует о молодости этих объектов, поскольку теоретические расчеты предсказывают его быстрое выгорание (Скуманич, 1972 [100]); положение на диаграмме ГР соответствует теоретически рассчитанному положению звезд с массой менее 2-3 солнечных

ных масс (Хаяши, 1966 [60]). Эти звезды находятся на стадии гравитационного сжатия на пути к главной последовательности. Будучи молодыми объектами, звезды типа Т Тельца имеют металличность, близкую к солнечной. С физической точки зрения, к звездам типа Т Тельца можно отнести любые звезды малой массы, находящиеся на указанной эволюционной стадии, однако наличие сильных эмиссионных линий требует, помимо молодости этих объектов, присутствия определенного рода активности. В связи с этим для описания звезд, обладающих такой активностью, проявляющейся в наличии эмиссионных линий, часто уточняют: классические звезды типа Т Тельца (CTTS). Звезды, не показывающие достаточно сильных эмиссионных линий, но удовлетворяющие критериям молодости и имеющие соответствующее положение на диаграмме Г-Р, именуют звездами Т Тельца со слабыми линиями (WTTS). Условную границу между этими типами проводят по эквивалентной ширине линии H_α : CTTS имеют эквивалентную ширину более $5 - 10 \text{ \AA}$ (Берту, 1989 [9]). Звезды типа Т Тельца, как правило относительно слабые объекты, слабее 10^m , поэтому для детального изучения доступно всего около сотни звезд (Хербст и др., 1994 [64]).

Со времени открытия этих звезд взгляды на природу "определенного рода активности" менялись несколько раз. Уже в пионерской работе Джоя было отмечено, что эмиссионные спектры TTS напоминают спектр солнечной хромосферы. Это сходство дало повод считать, что природа эмиссионного спектра заключается в аномально высокой хромосферной активности молодых звезд малой массы. Однако при объяснении спектра CTTS хромосферная модель столкнулась с серьезными трудностями: мощная хромосфера должны была приводить к сильному рентгеновскому излучению от этих звезд, сравнимому с болометрической светимостью звезды и даже превосходящему ее, что противоречило наблюдениям (Гам, 1980 [35]; Гам и др., 1981 [36]; а также современные рентгеновские наблюдения, описанные ниже). Будучи непригодной для CTTS, хромосферная модель может хорошо объяснить наблюдения менее активных звезд – WTTS. В пользу этого, помимо прочего, свидетельствует уже хорошо подтвержденная пятенная активность этих звезд (см. например, Штрасмайер и др., 1994 [106]; Соколов и др., 2008 [102]).

Модель хромосферной активности CTTS сменилась аккреционными моделями. В этих моделях звезда окружена аккрецирующим протопланетным диском, который в настоящее время виден на изображениях некоторых звезд Т Тельца и проявляет себя в спектре, являясь причиной инфракрасного избытка излучения. В первых моделях (Линден-Белл и Прингл, 1974 [82]) диск доходил практически до поверхности звезды, где в узком поясе выделялась вся кинетическая энергия кеплеровского вращения. Берту (1988) [8], Базри и Берту (1989) [6] рассчитали спектр излучения аккреционного диска с учетом вклада пограничного слоя, что

позволило авторам сравнивать расчеты с наблюдениями нескольких CTTS в диапазоне длин волн от 0,1 до 100 мкм. Наблюдаемые потоки $F_\lambda(\lambda)$ в разных спектральных диапазонах, использованные в этих работах, были получены не одновременно, поэтому небольшие отличия расчетного спектра от наблюдаемого можно было объяснить переменностью. Это позволило авторам сделать вывод, что модель аккреционного диска с пограничным слоем позволяет объяснить наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре CTTS. Характерный темп аккреции \dot{M}_{ac} для исследованных звезд оказался $\sim 10^{-7} M_\odot/\text{год}$. Однако авторы не ограничились этим заключением и отметили, что данная модель нуждается в усовершенствовании, поскольку предполагает аксиальную симметрию излучающей области, что не позволяет объяснить ряд явлений, наблюдаемых у CTTS. Отметим лишь два из них:

1) у нескольких CTTS наблюдаются периодические вариации блеска, которые проще всего было объяснить наличием на поверхности этих звезд горячих ($T > T_{ef}$) пятен, ориентация которых относительно наблюдателя меняется при вращении звезды. Этот факт не удается объяснить, если эмиссия в континууме у этих звезд формируется в пограничном слое.

2) профили многих эмиссионных линий в спектрах CTTS имеют асимметричную форму. При этом особое внимание обращалось на звезды типа YY Ori, у которых наблюдалось падение вещества со скоростью, близкой к второй космической.

В работе Берту и др. (1988) [8] высказано предположение, что причиной асимметрии аккреции является магнитное поле звезды, при условии, что магнитная ось наклонена к оси вращения. Эти идеи получили развитие сначала в простых моделях (Камензинд, 1990 [18]; Кенигл, 1991 [71]), а в настоящее время в численном моделировании взаимодействия диска и магнитосферы звезды (Романова и др., 2003 и 2004 [92, 93]).

Магнитное поле звезды будет препятствовать радиальному движению плазмы диска, в результате чего на расстоянии от звезды менее чем радиус остановки (примерно равный альфвеновскому радиусу, см. Липунов, 1987 стр. 81–84 [125]) движение вещества будет контролироваться магнитным полем. Вблизи радиуса остановки вещество диска должно замедлиться до линейной скорости вращения звезды на радиусе остановки: можно сказать, что пограничный слой для замагниченной звезды переносится с ее поверхности на границу магнитосферы. В этом пограничном слое, по-видимому, формируются широкие эмиссионные компоненты (Гомез де Кастро и фон Рековски, 2011 [43]). Часть вещества отбрасывается прочь от звезды, формируя истечение, часть стекает по магнитному полю к звездной поверхности.

Таким образом, важнейшим компонентом активности является магнитное поле звезды:

оно управляет аккрецией, оно, по крайней мере частично¹, ответственно за формирование истечения. Кроме того, взаимодействие звезды через магнитное поле с диском и ветром перераспределяет угловой момент между этими компонентами. Поэтому вопрос о величине и топологии магнитного поля является ключевым для физики молодых звезд.

Существуют две принципиально различные методики измерения магнитного поля. Первая основывается на зеемановском уширении линий в неполяризованном свете, однако эта методика не чувствительна к топологии поля. Другая методика основывается на анализе поляризованного света в спектральных линиях и позволяет делать выводы о топологии поля, однако она подвержена эффекту взаимной компенсации полей с противоположными знаками, что приводит к ошибке в измерении абсолютной величины поля.

На данный момент магнитное поле было обнаружено примерно у 40 классических TTS. Эти измерения существенно отличаются по методике определения поля, что приводит к тому, что поле определенное в различных работах, часто относится к различным пространственным областям. Для звезд CV Cha и CR Cha (Хусейн и др., 2009 [67]), TW Hya (Донати и др., 2011, [31]), V2129 Oph (Донати и др. 2011 [30]), V2247 Oph (Донати и др., 2010 [28]), AA Tau (Донати и др., 2010 [29]), BP Tau (Донати и др., 2008 [26]) построено распределение поля в фотосфере на основе анализа поляризованного излучения. Еще для 26 звезд поле измерено по зеемановскому уширению линий в неполяризованном свете (Джонс-Крулл, 2007, [52]; Янг и Джонс-Крулл, 2011 [111]). По узким эмиссионным линиям, которые образуются в зоне аккреции, поле было измерено всего для 10 звезд: GM Aur (Симингтон и др., 2005 [107]), TW Hya (Донати и др., 2011 [31]), V2129 Oph (Донати и др. 2011 [30]), AA Tau (Донати и др., 2010 [29]), BP Tau (Донати и др., 2008 [26]; Симингтон и др., 2005 [107]; Чунтонов и др., 2007 [133]), RW Aur (Симингтон и др., 2005 [107]), DF Tau, DN Tau, GG Tau (Симингтон и др., 2005 [107]), T Tau (Смирнов и др., 2004 [131]). В диссертации представлены результаты измерений поля еще для 4-х звезд: DO Tau, DR Tau, DS Tau и RW Aur.

При типичном значении поля и темпе аккреции альфвеновский радиус составляет несколько радиусов звезды. Вещество, падающее с такого расстояния, успевает набрать скорость в несколько сотен км/с у звездной поверхности, налетая на которую, газ тормозится в аккреционной ударной волне (УВ). Наиболее детальные расчеты структуры ударной волны представлены в работе Ламзина (1998) [123].

Энергия аккрецируемого газа выделяется за фронтом ударной волны в виде ультрафиолетового и рентгеновского излучения, которое поглощаются и переизлучаются налетающим

¹Часть истечения может создаваться так называемым дисковым ветром, см. например, Кван и Тадемару (1995) [77]

Таблица 1: Концентрация газа за фронтом ударной волны N_0 из рентгеновских наблюдений

Звезда	$N_0, \text{см}^{-3}$	Ссылка
BP Tau	$3 \cdot 10^{11}$	Шмитт и др. (2005) [98]
V4046 Sag	$(0.3 - 1) \cdot 10^{12}$	Гюнтер и др. (2006) [47]
RU Lup	$3 \cdot 10^{11}$	Робрейд и Шмитт (2007) [91]
MP Mus	$5 \cdot 10^{11}$	Аргироффи и др. (2007) [3]
TW Hya	10^{13}	Кастнер и др. (2002) [68]

газом.

Звезды типа Т Тельца излучают в рентгеновском диапазоне порядка $10^{28} - 10^{31}$ эрг/с (Гюдель и Теллеси, 2007 [46]). В рентгеновском спектре CTTS выделяют как минимум две составляющие (Робрейд и Шмитт, 2006 [90]; Брикхаус и др., 2010 [12]): одна – разряженная и горячая с температурой ~ 10 МК, при которой формируются линии ионов Mg XII, Si XIII и Si XIV, другая – более плотная с температурой около 3 МК (выделенная по линиям O VIII, Ne IX и Mg XI). В Табл. 1 представлены измеренные плотности газа в области формирования холодной компоненты рентгеновского излучения, которую связывают с зоной за фронтом ударной волны.

Из таблицы видно, что измеренные плотности все же оказываются меньше того значения, которое необходимо для объяснения оптических спектров, т.е. наблюдаемые плотности должны быть, по крайней мере, больше чем $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и около $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Здесь стоит отметить, что методика измерения плотности по соотношению между рентгеновскими линиями имеет ряд недостатков, один из которых заключается в том, что увеличение поля излучения в ультрафиолете приводит к таким же изменениям в соотношении рентгеновских линий, как и при увеличении электронной концентрации.

Кроме этого, в работе Брикхаус и др. (2010) [12] высказано предположение, что часть мягкого рентгеновского излучения формируется в локальной аккреционно-индуцированной короне в областях, прилежащих к зоне аккреции. Температура этих областей соответствует температуре возникновения иона O VII.

Содержание химических элементов в аккрецируемом газе, вообще говоря, может отличаться от их содержания в звезде. В перечисленных работах по определению плотности за фронтом ударной волны также приведены аргументы в пользу пониженного содержания некоторых элементов (Fe, Si, Mg). Отличие содержания химических элементов от их содержа-

ния в звезде может иметь простое объяснение: перечисленные химические вещества, помимо прочих, входят в состав пылинок, которые, слипаясь, образуют крупные тела. Эти крупные тела не участвуют в процессе аккреции, приводя к понижению металличности аккрецируемого вещества. В диссертации будет рассмотрен вопрос истощения кальция в аккрецируемом газе, однако нам в большинстве случаев удастся объяснить спектр с содержанием Ca, близким к солнечному.

В простых моделях ударной волны (Кальвет и Гуллбринг, 1998 [16]; Ламзин, 1998 [123]) часть рентгеновского излучения может выходить через боковую стенку аккреционной колонки, однако в работе Дрейк (2005) [32] замечено, что это не совсем так, поскольку налетающий газ "продавливает" атмосферу звезды, и ударная волна устанавливается в глубоких слоях атмосферы, так что при моделировании выходящего рентгеновского излучения нужно учитывать не только поглощение налетающим газом, но и поглощение атмосферой звезды. Причем, чем больше плотность падающего газа, тем глубже в атмосфере устанавливается ударная волна, и тем сильнее поглощается рентгеновское излучение в ней, что в итоге приводит к систематическому занижению плотности падающего газа, если ее определять по рентгеновским линиям. Несмотря на всю справедливость этого замечания, выполнить конкретные расчеты для поглощения рентгеновского излучения пока затруднительно, поскольку реальное пятно не является однородным, и следовательно, ударная волна будет находиться на разных высотах в атмосфере звезды, если вообще можно говорить о каком-то ее положении. Дело в том, что в ряде работ (Колдоба и др., 2008 [70]; Сакко и др., 2010 [95]) рассматривается вопрос о неустойчивости ударной волны, при котором положение ее фронта совершает колебания. Возможно, эти колебания объясняются тепловой неустойчивостью горячего газа, то есть вызваны особенностями кривой охлаждения, которая в приведенных работах зависит только от температуры, что справедливо только в стационарной ситуации. В случае ударной волны статистическое равновесие населенности атомных уровней не достигается, и следовательно, функция охлаждения в произвольной точке в зоне оседающего газа будет зависеть не только от температуры, но также от предшествующего состояния газа. Задача об устойчивости ударной волны в отсутствие статистического равновесия до сих пор никем не решалась, и поэтому вопрос об устойчивости ударной волны остается открытым. Кроме того, предсказываемые колебания ударного фронта на характерных временах от 10^{-2} до $4 \cdot 10^3$ с (Сакко и др., 2010 [95]) до сих пор не обнаружены.

Если сверху излучение поглощается налетающим газом, то снизу – звездной атмосферой, что приводит к появлению на поверхности горячего пятна. Структура ударной волны и горячего пятна была рассчитана в работе Кальвет и Гуллбринг (1998) [16]. Расчет спектра

излучения горячего пятна был произведен только для континуума. Эти расчеты позволили количественно интерпретировать явление вуалирования и одновременно воспроизвести распределение энергии в спектре в видимой и ультрафиолетовой области, определить величину межзвездного поглощения и некоторые свойства аккреционной области: относительную площадь пятна и плотность потока энергии, которая определяет температуру горячего пятна. Использование спектрофотометрических данных и позволило авторам определить радиусы звезд и темпы аккреции. Все перечисленные параметры звезд должны определяться одновременно, и ошибка в одном параметре переносится на другие.

Одной из ключевых наблюдаемых характеристик спектра CTTS, необходимых для определения вышеуказанных параметров, является вуалирование. С самых пионерских работ считалось, что явление вуалирования заключается в наличии дополнительного излучения в континууме, источником которого в современной модели является горячее пятно. Однако в работах Петрова и др. (2001, 2011) [87, 88], Гама и др. (2008) [37] было показано, что часть вуалирования обусловлена наличием эмиссионных линий внутри фотосферных абсорбций. В диссертации будет рассмотрен вопрос о том, какую именно роль могут играть эти эмиссионные линии в вуалировании, а следовательно, и в определении темпа аккреции и величины поглощения.

Помимо спектра, содержащего в себе разнородные спектральные особенности, звезды типа Т Тельца часто проявляют себя как неправильные переменные звезды. Сложное фотометрическое поведение этих звезд вызвано одновременным действием различных механизмов переменности:

1. Наличие горячих аккреционных пятен.

2. Наличие холодных пятен на поверхности наподобие солнечных, но гораздо больших размеров. О наличии таких пятен можно судить по молекулярным полосам TiO в спектрах звезд с эффективной температурой выше, чем температура, при которой наблюдаются эти полосы (Хербст и Левро, 1990 [63]). Холодные пятна дают меньший вклад в общий поток, чем горячие пятна, и следовательно, роль холодных пятен меньше, чем горячих.

CTTS должны проявлять пятенную и хромосферную активность примерно с той же мощностью, как и WTTS, то есть давать небольшой вклад в наблюдаемые потоки эмиссионных линий на уровне нескольких процентов. В работах группы Донати (см. [26, 28, 29, 30, 31]) авторы при картировании звезды видят холодное пятно, при этом часто это пятно совпадает или находится вблизи зоны аккреции. В диссертации будут представлены некоторые аргументы, ставящие под сомнение правильность методики картирования аккрецирующих звезд, тем не менее наличие холодных пятен и даже их ассоциация с зоной аккреции кажется

вполне естественной.

3. Горячие пятна меняют общую яркость звезды не только из-за изменения их положения при вращении звезды, но и из-за изменений темпа аккреции, которые приводят к изменениям температуры пятна.

4. Изменение околозвездной экстинкции и затмения пылевыми облаками. Эти явления могут вызываться прохождением неоднородностей аккреционного диска при наблюдении звезды под большим углом к оси вращения диска (например, Бовье и др. 2007 [11]) или наличием пылевых облаков в ветре (Тамбовцева и Гринин, 2008 [108]).

5. Специфическим видом фотометрической переменности является переменность широких эмиссионных линий, которые могут давать заметный вклад в фотометрические величины (Петров и др. 2001 [87]).

Часто, находясь глубоко в газопылевом облаке, звезды типа Т Тельца могут испытывать сильное межзвездное поглощение, причем закон межзвездного покраснения может отличаться от среднего (Кальвет и др., 2004 [17], см. однако Ламзин, 2006 [124]). В диссертации будет предложен алгоритм, который при должной доработке и адекватном наблюдательном материале, возможно, позволит найти истинный закон поглощения.

Цель работы, ее актуальность, научная новизна, выносимые на защиту результаты и список публикаций

Цель работы – количественная интерпретация спектров CTTS в рамках модели магнитосферной аккреции на основе расчетов спектра излучения аккреционной зоны; определение физических условий в аккреционной зоне. Достижение поставленной цели предусматривает решение следующих основных **задач**:

1. Расчет структуры и спектра аккреционного пятна для набора параметров падающего газа и подлежащей звезды.
2. Расчет спектра звезды с аккреционным пятном.
3. Поиск и подготовка наблюдаемых спектров звезд типа Т Тельца для сравнения с модельными спектрами.
4. Определение параметров падающего газа, размеров и ориентации аккреционного пятна для каждого отобранного наблюдаемого спектра, путем сравнения с теоретическим.

Актуальность работы. Нет сомнений в том, что эмиссия в линиях и континууме, наблюдаемая в спектрах классических звезд типа Т Тельца (CTTS), обусловлена аккрецией вещества протопланетного диска на молодые звезды малой массы и сопровождающим этот процесс истечением вещества. Наблюдения показывают, что эмиссионные линии в оптических спектрах CTTS состоят из двух компонент: узкого ($FWHM \sim 30$ км/с) и широкого ($FWHM \sim 100$ км/с), которые формируются в различных пространственных областях. Можно считать доказанным, что узкие компоненты эмиссионных линий формируются в атмосфере CTTS, прогреваемой излучением аккреционной UV: наблюдательные аргументы в пользу этой точки зрения приведены в работах Петрова и др. 2001, 2011 [87, 88]; Гама и др. 2008 [37], а также в диссертации. Представленные в диссертации ЛТР-расчеты в рамках простой модели круглого однородного пятна согласуются с наблюдаемым спектром узких компонент: для всех рассмотренных в диссертации CTTS удастся подобрать модель, спектр которой похож на наблюдаемый, по крайней мере в том, что линии, показывающие эмиссию в наблюдаемых спектрах, показывают эмиссии и в моделях, а проведенные не-ЛТР расчеты для атомов Ca и He позволяют количественно интерпретировать наблюдаемые спектры. Широкие компоненты, по-видимому, образуются в магнитосфере звезды на значительном ($\sim 1-3R_*$) расстоянии от фотосферы – см., например, Гомес де Кастро и Вердуго (2003) [42] и раздел 3.2.5. диссертации. Заметный вклад в широкие компоненты некоторых линий может также давать истекающее вещество.

В последние несколько лет Ж.-Ф. Донати с коллегами опубликовал серию работ по доплеровскому картированию CTTS, используя для этих целей абсорбционные линии фотосферы и узкие компоненты эмиссионных линий – см. обзор Донати и Ландстрит (2009) [27] и приведенные там ссылки. Эти работы широко цитируются, а полученная информация используется для глобальных выводов о структуре магнитного поля молодых звезд и характере их взаимодействия с протопланетным диском – см., например, Донати и др. (2010) [29]. Однако достоверность результатов, полученных в работах группы Донати, вызывает у нас серьезные сомнения по следующим причинам:

1) Основа доплеровского картирования – информация о зависимости спектральной интенсивности I_ν от косинуса угла μ между локальной нормалью к поверхности и лучом зрения, т.е. $I_\nu = I_\nu(\mu)$. Группа Донати не располагает для зоны аккреции такими зависимостями, которые принципиально отличаются от зависимостей для обычной звездной атмосферы, поскольку, как показано в диссертации, в горячем пятне имеет место не потемнение к краю,

как в невозмущенной атмосфере, а "осветление", из-за того, что температура в горячем пятне растет наружу.

2) Принято считать, что наблюдаемое уменьшение глубины фотосферных линий в спектрах СТТС по сравнению со звездами главной последовательности тех же спектральных классов вызвано тем, что на фотосферный спектр молодой звезды накладывается т.н. вуалирующий континуум (Хартиган и др., 1989, [56]). Однако наблюдения и расчеты, представленные в диссертации, показали, что существенный вклад в вуалирование вносят эмиссионные линии, возникающие в горячем пятне и частично заполняющие фотосферные линии. В диссертации показано, что степень вуалирования линиями, как правило, отличается в несколько раз даже в пределах узкого спектрального диапазона. Иными словами, эмиссия в линиях искажает профили разных фотосферных линий в различной степени. Между тем группа Донати для доплеровского картирования использует т.н. LSD метод, суть которого сводится к анализу единственного профиля, который получается усреднением большой совокупности фотосферных линий, естественно, без учета искажения их профилей эмиссионными линиями горячего пятна.

В диссертации показано, что если не учитывать вуалирование фотосферного спектра эмиссионными линиями горячего пятна, то возникают непредсказуемые ошибки в оценках параметров аккреционного пятна и таких параметров звезды, как T_{ef} , $v \sin i$, A_V . Иными словами, есть основания полагать, что все измерения этих параметров, выполненные до сих пор, являются в той или иной мере неточными. И напротив, учет вуалирования линиями решает как проблему немоного распределения вуалирования, описанную в работе Стемпельса и Пискунова (2003) [105], так и проблему вуалирования в ИК области, поставленную в работе Фишера и др. (2011) [34]. Воспроизведение наблюдаемого спектра эмиссионных линий позволяет получить оценки параметров аккреционной зоны, которые не зависят от неопределенности в величине и законе межзвездного поглощения, более того, при наличии спектров СТТС в абсолютных единицах, можно восстановить сам закон межзвездного поглощения в направлении на изучаемые СТТС.

В последнее десятилетие рядом авторов были выполнены трехмерные численные МГД-расчеты, моделирующие процесс магнитосферной дисковой аккреции на звезды различных типов: от нейтронных звезд и белых карликов до СТТС – см. обзор Романовой и др. (2009) [94] и приведенные там ссылки. Из-за сложности расчетов авторы вводят различные упрощения, оправданность которых можно выяснить только путем сравнения получаемых результатов с наблюдениями. Метод доплеровского картирования – весьма перспективный подход для такого сравнения, а СТТС – самые подходящие объекты, поскольку в спектрах этих звезд

проявляются все составляющие аккреционного потока: от точки остановки на границе магнитосферы до поверхности звезды – см. работу Аленкар (2007) [2] и приведенные там ссылки. При этом многие CTTS удалены от Солнца на расстояние менее 150 пк, что позволяет получать для них спектры высокого качества, необходимые для доплеровской томографии. Поняв физику магнитосферной аккреции в случае CTTS, можно использовать полученные результаты и для звезд других типов.

Научная новизна Основные результаты работы являются новыми и заключаются в следующем:

- Получена зависимость $I(\mu)$ для зоны аккреции CTTS в линиях и континууме.
- В рамках модели магнитосферной аккреции удается одновременно воспроизвести фотосферный спектр, вуалирование и спектр узких компонент эмиссионных линий, путем подбора физических параметров ударной волны.
- По оптическим спектрам CTTS определено среднее по области аккреции значение концентрации падающего газа, которое для большинства звезд составило около 10^{13} см^{-3} или более.
- Найдено объяснение немонотонного распределения вуалирования с длиной волны и степени вуалирования в ИК области.
- Вычисление спектра звезды с аккреционной зоной позволило выделить широкий эмиссионный компонент у линии He II 4686 Å.
- В спектрах CTTS найдены наблюдаемые проявления неоднородности аккреционной зоны.
- Проведен спектрополяриметрический мониторинг звезды RW Aur и найдено, что звезда имеет две зоны аккреции с противоположной полярностью магнитного поля. Обнаружено магнитное поле в ветре звезды RW Aur.

Практическая и научная значимость полученных результатов определяется возможностью их применения для количественной интерпретации наблюдений индивидуальных CTTS. Особый интерес в этой связи представляет использование результатов расчета спектра аккреционной зоны в комбинации с недавно появившимися численными 3D-моделями аккреции на замагниченную звезду.

Полученные модели в перспективе могут быть использованы при проведении доплеровского картирования и магнитного доплеровского картирования. Аккуратное воспроизведение спектра фотосферы и аккреционной зоны позволяют найти новые и уточнить профили известных линий, область формирования которых не относится к звезде и зоне аккреции. Это может быть использовано при изучении широких компонент линий, образующихся в истечении. Полученные результаты могут быть использованы для определения межзвездной экстинкции в направлении на молодые звезды.

В соответствии со сказанным, результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы во всех научных учреждениях, где изучают проблемы звездообразования, звездного магнетизма, а также теорию магнитосферной аккреции.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Рассчитаны спектры интенсивности излучения горячего пятна, возникающего на поверхности CTTS в результате прогрева ее атмосферы излучением аккреционной ударной волны.
2. Показано, что вуалирование спектров CTTS происходит не только континуумом, но и эмиссионными линиями, которые формируются в горячем пятне, причем относительный вклад линий в вуалирование возрастает с уменьшением плотности потока аккреционной энергии.
3. Найдено, что средняя плотность вещества перед фронтом ударной волны для большинства звезд составляет около 10^{13} см^{-3} .
4. Показано, что учет не-ЛТР эффектов при расчете спектра линий Ca I позволяет воспроизвести наблюдения для всех исследованных CTTS (9 звезд).
5. У звезды RW Aur A обнаружена переменная средняя продольная составляющая магнитного поля в зоне аккреции с напряженностью до 1.5 кГс и в ветре до 0.8 кГс.

Апробация результатов.

Излагаемые в диссертации результаты были опубликованы в 2012-2013 гг. в 6 статьях рецензируемых журналов:

1. Додин А.В., Ламзин С.А., Чунтонов Г.А. *Магнитное поле молодой звезды RW Aur. Письма в Астрономический журнал*, 38, 194 (2012).

2. Додин А.В. и Ламзин С.А. *Интерпретация эффекта вуалирования фотосферного спектра звезд типа Т Тельца в рамках аккреционной модели. Письма в Астрономический журнал*, 38, 727 (2012).
3. Бисикало Д.В., Додин А.В., Кайгородов П.В., Ламзин С.А., Малоголовец Е.В., Фатеева А.М. *Реверсное вращение аккреционного диска RW Aur A: наблюдения и физическая модель. Астрономический журнал*, 89, 761 (2012).
4. Додин А.В., Ламзин С.А., Ситнова Т.М. *He-LTP моделирование узких эмиссионных компонент линий He и Ca в оптических спектрах классических звезд Т Тельца. Письма в Астрономический журнал*, 39, 353 (2013).
Доступно по адресу <http://arxiv.org/abs/1302.1825>.
5. Додин А.В. и Ламзин С.А. *О природе вуалирования спектров классических звезд Т Тельца в ближней инфракрасной области. Письма в Астрономический журнал*, 39, в печати (2013).
Доступно по адресу <http://arxiv.org/abs/1302.5357>.
6. Додин А.В., Ламзин С.А., Чунтонов Г.А. *Результаты измерения магнитного поля молодых звезд DO Tau, DR Tau, DS Tau. Астрофизический бюллетень*, 68, в печати (2013).
Доступно по адресу <http://arxiv.org/abs/1303.0826>.

Результаты исследований, представленных в диссертации, опубликованы в материалах конференций:

1. Dodin A.V., Chountonov G.A., Lamzin S.A. *Magnetic field of young star RW Aur*. In "Magnetic Stars" Proceedings of the International Conference. Nizhniy Arkhyz, 2011.
2. Материалы Международного молодежного научного форума "ЛОМОНОСОВ-2010 Москва, 12-15 апреля, 2010. / Отв. ред. И.А. Алешковский, П.Н. Костылев, А.И. Андреев, А.В. Андриянов. [Электронный ресурс] – М.: МАКС Пресс, 2010. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM); 12 см. ISBN 978-5-317-03197-8 Доступно по адресу <http://lomonosov-msu.ru/rus/archive.html>

Результаты также докладывались на:

1. Всероссийской молодежной астрономической конференции "Наблюдаемые проявления эволюции звезд" 15-19 октября 2012, САО РАН.

2. Семинарах "Магнитоплазменные процессы в релятивистской астрофизике" в 2011, 2012, 2013 гг.

Личный вклад автора в совместных работах. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, вклад диссертанта в работах 1-2 и 4-7 был определяющим. В работах 1 и 6 наблюдения и редукция выполнялась соавторами. В работе 3 автору принадлежит только обработка наблюдательных данных. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором. Соискатель в равной степени с другими соавторами участвовал в постановке задач, имея определяющую роль на этапах разработки методов, их тестирования, проведения расчетов, получения и представления результатов и выводов. Автором модифицированы программы ATLAS9, SYNTHЕ, DETAIL для расчета структуры и спектра аккреционной зоны. Автором написаны программы для подбора теоретических моделей, описывающих наблюдаемые спектры, и программы для измерения магнитного поля.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка литературы. Список использованной литературы содержит 133 наименования. Текст диссертации содержит 137 страниц машинописного текста, включая 56 рисунков и 11 таблиц.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. В первой главе приводятся расчеты структуры и спектра горячего аккреционного пятна в ЛТР приближении, описывается метод вычисления суммарного спектра звезды и аккреционной области на ее поверхности. Полученные теоретические спектры качественно сравниваются с наблюдаемыми. Описываются наблюдаемые эффекты, которые связаны с эмиссионными линиями, возникающими в горячем пятне. Предложено простое решение проблемы вуалирования в ИК области. Обоснована необходимость не-ЛТР моделирования спектра.

Во второй главе описываются методы расчета не-ЛТР населенностей уровней и спектров атомов гелия и кальция и их первых ионов. Описывается способ определения физических параметров зоны аккреции. С использованием этого метода определяются параметры для 9-ти звезд.

Третья глава посвящена изучению магнитных полей в зоне аккреции CTTS. Описываются методы измерения индукции поля и их тестирование. Приведены результаты измерения магнитного поля звезд DO Tau, DR Tau и DS Tau. Основная часть главы посвящена результатам спектроскопического мониторинга звезды RW Aur A.

Глава 1. Структура и спектр излучения зоны аккреции в ЛТР приближении

1.1. Проблема вуалирования в магнитосферной модели

Еще Джой (1949) [55] заметил, что глубины и эквивалентные ширины фотосферных линий в спектрах звезд типа Т Тельца меньше, чем у звезд главной последовательности тех же спектральных классов, особенно в области коротких длин волн. Этот эффект принято объяснять тем, что абсорбционные линии фотосферы звезды "вуалируются" эмиссионным континуумом, представления о природе которого менялись по мере изменения взглядов на причину активности звезд Т Тельца (см. Введение).

В этой главе все расчеты будут производиться в общепринятой модели аккреции, которая предполагает, что вещество из внутренних областей диска вмораживается в силовые линии магнитного поля и вдоль них соскальзывает к звезде, разгоняясь гравитацией до скорости $V_0 \sim 300$ км/с. У поверхности звезды возникает ударная волна (УВ), на фронте которой скорость вещества уменьшается примерно в 4 раза, а газ скачком нагревается до температуры $\sim 10^6$ К. Вещество за фронтом УВ, постепенно высвечивая тепловую энергию в УФ и рентгеновском диапазоне, остывает и, уменьшая свою скорость, оседает на поверхность звезды.

Половина потока коротковолнового излучения УВ из зоны охлаждения уходит вверх, нагревая и ионизуя газ перед ее фронтом, а вторая половина облучает звезду, создавая на ее поверхности т.н. горячее пятно. Оценки (Кенигл, 1991 [71]; Ламзин, 1995 [78]) и численные расчеты (Калвет и Гуллбринг, 1998 [16]) показывают, что у классических звезд Т Тельца (CTTS) при концентрации частиц в набегающем на фронт газе N_0 свыше $\sim 10^{13}$ см $^{-3}$ область перед фронтом УВ становится непрозрачной в оптическом континууме. Это значит, что при $\lg N_0 > 13$ фотосфера УВ должна располагаться перед ее фронтом, а при меньших значениях

N_0 – за фронтом.

Сейчас уже нет сомнений, что т.н. узкие компоненты эмиссионных линий в спектрах CTTS образуются внутри горячего пятна – см. Додин и др. (2012) [117] и приведенные там ссылки. Возможность наблюдать эти компоненты означает, что фотосфера UV находится в еще более глубоких слоях, т.е. в горячем пятне, а не перед фронтом. Поскольку в пятне высвечивается половина кинетической энергии аккрецируемого вещества, естественно предположить, что именно фотосфера горячего пятна является источником вуалирующего континуума.

Если принять, что *все* падающее на атмосферу звезды коротковолновое излучение UV переизлучается наружу в форме эмиссионного континуума, то можно найти темп аккреции вещества на звезду \dot{M} из соотношения $L_c = 0.5 \cdot \dot{M} V_0^2 / 2$, где L_c – болометрическая светимость вуалирующего континуума, которая, как и скорость газа перед фронтом UV, определяется из анализа спектра. По сути дела, для большинства CTTS оценки величины \dot{M} получены именно таким образом – см., например, Валенти и др. (1993) [109]; Хартиган и др. (1995) [57]; Гуллбринг и др. (1998) [44]; Гуллбринг и др. (2000) [45].

Единственный на сегодняшний день расчет вертикальной структуры горячего пятна и спектра вуалирующего континуума был выполнен Калвет и Гуллбринг (1998) [16] без учета излучения в линиях. Сравнение расчетного спектра с наблюдаемым позволило не только определять темп аккреции и размеры горячего пятна, но и самосогласованным образом находить спектральный класс звезды и величину межзвездного покраснения, которые используются для определения спектра эмиссионного континуума из наблюдений. Более того, как раз для CTTS с сильным вуалированием пока нет другого способа сколь-нибудь надежно определять спектральный класс и степень межзвездного покраснения.

Метод выделения вуалирующего континуума, основанный на сопоставлении эквивалентных ширин фотосферных линий в спектрах CTTS и звезды сравнения, был предложен Хартиганом и др. (1989) [56] и с небольшими модификациями используется до сих пор. Из анализа спектра звезды BP Tau Хартиган и др. пришли к выводу, что вуалирование обусловлено именно эмиссионным континуумом, а не является следствием того, что на фотосферные линии накладываются слабые эмиссионные линии, уменьшая тем самым их глубину.

Однако Петров и др. (2001) [87] обнаружили, что в спектре RW Aur наличие эмиссионных линий внутри фотосферных приводит к заметным наблюдаемым эффектам, а в работах Гама и др. (2008) [37] и Петрова и др. (2011) [88] было показано, что у нескольких CTTS с сильным вуалированием эмиссия в линиях вносит существенный вклад в уменьшение глубины фотосферных линий. С теоретической точки зрения наличие эмиссионных линий в

спектре излучения горячего пятна представляется вполне естественным, поскольку температура над фотосферой пятна увеличивается наружу. Резонно предположить, что наиболее сильные из этих линий проявляются в спектрах СТТС в виде узких эмиссионных компонент, а более слабые в той или иной мере блендируют линии фотосферы.

Поскольку до сих пор вклад линий в вуалирование не учитывался, можно заключить, что интенсивность эмиссионного континуума в спектрах СТТС систематически завышалась, и потому все имеющиеся оценки темпа аккреции также завышены.

В этой главе мы построим ЛТР модель горячего пятна и рассчитаем его спектр, с целью выяснения его чувствительности к отдельным параметрам ударной волны, а также для выяснения вопроса о том, насколько учет эмиссии в линиях может изменить имеющиеся оценки темпа аккреции, а также эффективной температуры СТТС и величины межзвездной экстинкции.

1.2. Постановка задачи и входные параметры

Для расчета спектра излучения горячего пятна нужно решить задачу о прогреве атмосферы молодой звезды излучением аккреционной УВ. Прогрев атмосферы звезды внешним излучением изучался во многих работах, посвященных эффекту отражения в двойных системах – см. монографию Сахибуллина (1997) [130] и приведенные в ней ссылки. Однако непосредственно использовать эти расчеты для определения спектра излучения горячих пятен СТТС невозможно по следующим причинам. Во-первых, различен спектральный состав излучения горячих спутников звезд и аккреционной УВ. Во-вторых, в нашем случае прогреваемая атмосфера непосредственно примыкает к области, которая служит источником облучения. Следовательно, на каждую точку горячего пятна будет падать излучение со всех сторон, тогда как излучение от горячего спутника приходит в каждую точку атмосферы соседней звезды в виде почти параллельного потока. По той же причине в нашем случае давление на внешней границе прогреваемой атмосферы должно быть равно не нулю, а давлению, которое устанавливается вдали за фронтом УВ (Зельдович и Райзер, 1966 [122]):

$$P_0 = \rho_0 V_0^2, \quad (1.1)$$

где $\rho_0 = 1.3m_p N_0$ плотность газа (с солнечным обилием элементов) перед фронтом.

Предположим, что прогреваемая атмосфера стационарна и состоит из плоскопараллельных слоев газа с солнечным обилием химических элементов. Спектр излучения области за фронтом УВ был взят из работы Ламзина (1998) [123], в которой задача о структуре УВ решалась при аналогичных предположениях. Если не учитывать влияние силы тяжести на движение газа, то в случае СТТС структура аккреционной УВ практически однозначно определяется значениями плотности N_0 и скорости V_0 газа перед фронтом. При этом спектр излучения области за фронтом УВ зависит, главным образом, от величины V_0 : чем она больше, тем выше максимальная температура за фронтом и тем более жестким становится спектр (см. Рис. 1.1). От параметра N_0 зависят геометрические размеры области прогрева перед фронтом УВ и области охлаждения за фронтом, а также величина P_0 в соотношении (1.1). Поток аккреционной энергии мы будем характеризовать величиной (см. Ламзин, 1998 [123]):

$$F_{ac} = \frac{\rho_0 V_0^3}{4}. \quad (1.2)$$

На атмосферу звезды падает излучение как из области за фронтом УВ, так и из зоны перед фронтом. Излучение зоны за фронтом практически полностью состоит из квантов с энергией от 5 эВ до 1 кэВ. Для уменьшения затрат компьютерного времени в работе Ламзина

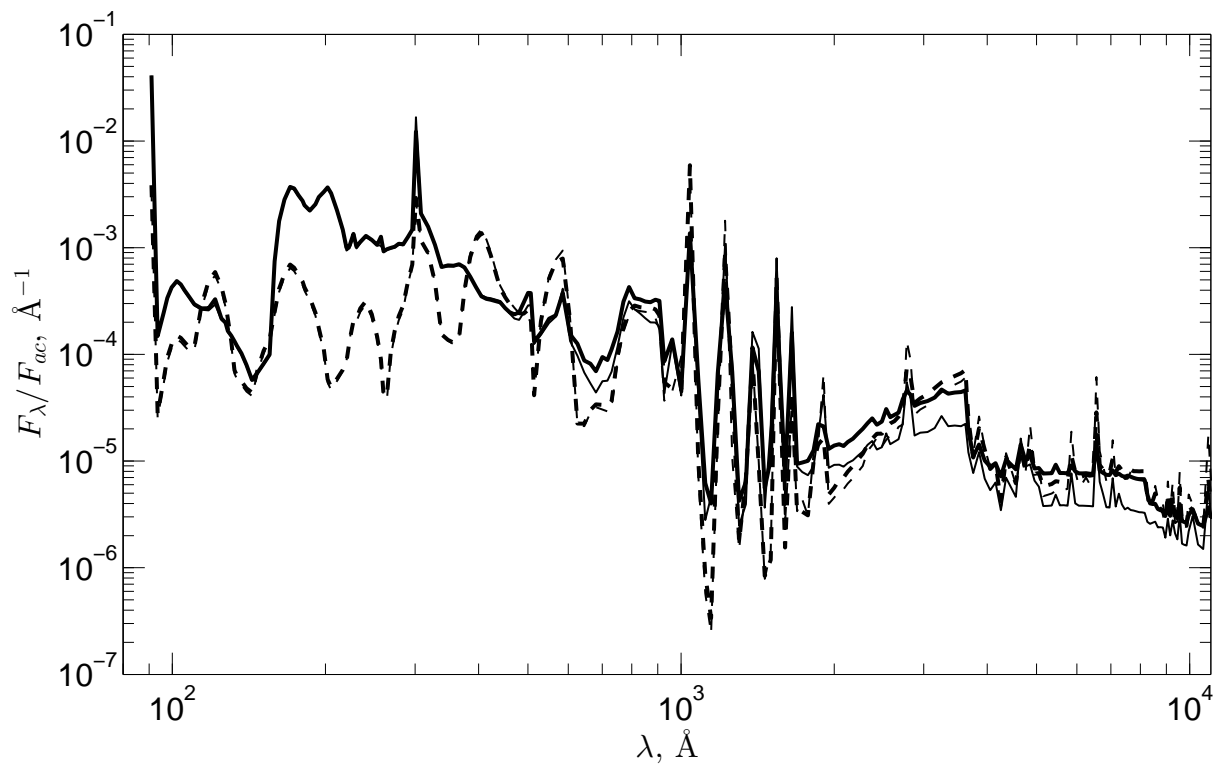


Рис. 1.1: Зависимость вида спектра входящего излучения от параметров аккреции: тонкая линия – $\lg N_0 = 11.5$, жирная – $\lg N_0 = 12.5$; сплошная линия – $V_0 = 400$ км/с, штриховая линия – $V_0 = 200$ км/с.

(1998) [123] этот диапазон был разделен на несколько десятков энергетических интервалов, каждый из которых рассматривался как псевдолиния с частотой ν_i , равной среднему значению частоты внутри интервала, и с потоком F_i , равным суммарному потоку реальных линий и континуума, попадающих в данный интервал. Спектральная плотность потока F_ν^i , которая нужна для наших расчетов, получена делением F_i на ширину $\Delta\nu_i$ соответствующего интервала.

Спектр излучения, выходящего из зоны перед фронтом, в работе Ламзина (1998) [123] не вычислялся, поэтому он был рассчитан отдельно, по методике, описанной в разделе 1.3.. Вещество в этой зоне не только излучает в направлении звезды, но и поглощает выходящее из горячего пятна излучение, меняя его спектр.

Принимая во внимание величину гравитационного потенциала СТТС, мы будем использовать значения V_0 в интервале от 200 до 400 км/с. Что касается интервала значений N_0 , то, в соответствии со сказанным в разделе 1.1., верхней границей интервала примем величину $\lg N_0 = 13$, а в качестве нижней $\lg N_0 = 11$, поскольку при меньших значениях плотности, как мы увидим в дальнейшем, проявление аккреции, будет практически незаметным. Кроме параметров V_0 и N_0 для расчета вертикальной структуры и спектра излучения горячего пятна, необходимо дополнительно задать эффективную температуру звезды T_{ef} , ускорение силы тяжести g на ее поверхности и скорость микротурбулентности V_{mic} в прогреваемой атмосфере. В наших расчетах величина T_{ef} варьировалась в диапазоне от 3750 до 5000 К, однако всегда полагалось $\lg g = 4.0$ и $V_{mic} = 2$ км/с, чтобы уменьшить число свободных параметров.

1.3. Расчет структуры и спектра зоны перед фронтом УВ

В работе Ламзина (1998) [123] рассчитывалось излучение УВ в области длин волн короче $\simeq 2000 \text{ \AA}$, где интенсивность излучения фотосфер СТТС мала. В оптическом диапазоне, который мы здесь рассматриваем, кроме горячего пятна заметный вклад в излучение дает лишь зона перед фронтом УВ. Однако в данной работе для нас более важно то, что область перед фронтом половину входящего в нее коротковолнового излучения УВ (после соответствующей переработки) переизлучает в направлении звезды. Чтобы учесть этот эффект мы не стали модифицировать программу Ламзина, а воспользовались программой CLOUDY (Ферланд и др., 1998 [33]), которую также применяли в своих расчетах Калвет и Гуллбринг (1998) [16].

Программа CLOUDY предназначена для расчета термической структуры и спектра излучения газового слоя, на который извне падает излучение с заданным спектром. Расчеты проводились для плоскопараллельного слоя с солнечным обилием элементов, предполагая, что внешнее излучение представляет собой сумму излучений, приходящих от зоны за фронтом УВ и горячего пятна. При этом для простоты предполагалось, что пятно излучает как черное тело с эффективной температурой T_{sp} , определяемой соотношением:

$$\sigma T_{sp}^4 = \sigma T_{ef}^4 + F_{ac}.$$

Спектр излучения зоны за фронтом УВ взят из работы Ламзина (1998) [123] для тех же значений V_0 и N_0 , которые использовались для расчета структуры горячего пятна.

Предполагалось, что интенсивность излучения зоны за фронтом УВ одинакова во всех направлениях. Тогда для интенсивности излучения, входящего в зону перед фронтом УВ, можно написать:

$$I_\nu = \frac{F_{ac}}{\pi} + B_\nu(T_{sp}).$$

Отметим, что в рамках изотропного приближения мы несколько занижаем плотность излучения в слоях, примыкающих к фронту УВ, одновременно завышая ее в более отдаленных слоях.

Входным параметром программы CLOUDY служит не интенсивность внешнего излучения I_ν , а ее усредненное по телесному углу 4π значение:

$$4\pi J_\nu = \int_{4\pi} I_\nu d\Omega = 2\pi \int_0^1 \left[\frac{F_{ac}}{\pi} + B_\nu(T_{sp}) \right] d\mu = 2F_{ac} + 2\pi B_\nu(T_{sp}).$$

В качестве толщины слоя H принималось расстояние от фронта УВ до точки, в которой температура газа падает от максимального значения до 6000 К. При ожидаемом диаметре

поперечного сечения аккреционной колонки $\gtrsim 3 \times 10^{10}$ см (доля поверхности звезды $f \gtrsim 0.03$) слой нельзя рассматривать как плоскопараллельный при толщине $H \gtrsim 10^{10}$ см. Эта величина ограничивала толщину слоя, даже если при этом температура на его внешней границе превышала 6000 К. В зависимости от модели слой имеет толщину $H = 5 \times 10^9 - 10^{10}$ см.

В программе CLOUDY предполагается, что облучаемый слой газа неподвижен, тогда как газ перед фронтом УВ падает на звезду со скоростью $V_0 \sim 300$ км/с. Поскольку установление теплового и ионизационного равновесия происходит за конечное время, распределения температуры в неподвижном и движущемся газе должны отличаться – подробнее см. Ламзин (1998) [123]. Проверка однако показала, что эти отличия практически не влияют на конечный результат – тепловую структуру горячего пятна и его спектр.

Для расчета прогрева звездной атмосферы нам нужно определить ту часть излучения зоны перед фронтом УВ, которая направлена к звезде. Предполагая, что это излучение изотропно, имеем следующее соотношение, связывающее его интенсивность $I_\nu^{pre}(\mu)$ с величиной $4\pi J_\nu$, которую рассчитывает программа CLOUDY:

$$I_\nu^{pre}(\mu) = \frac{4\pi J_\nu}{2\pi}.$$

Излучение горячего пятна по пути к наблюдателю проходит через область перед фронтом УВ. Результирующий спектр представляет собой сумму собственного излучения области и частично поглощенного в ней излучения пятна:

$$I_\nu(\mu) = I_\nu^{spot}(\mu) e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu}} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(t) e^{\frac{t-\tau_\nu}{\mu}} dt,$$

где $I_\nu^{spot}(\mu)$ – интенсивность излучения выходящая из горячего пятна, τ_ν – оптическая толщина зоны перед фронтом УВ при $\mu = 1$, а $S_\nu(\tau_\nu)$ – функция источника в зоне перед фронтом УВ, которая рассчитывалась с помощью программы CLOUDY только для континуума.

При малых μ плоскопараллельное приближение перестает выполняться из-за конечного поперечного сечения аккреционной колонки. Значение $\mu_{||}$, при котором около половины пятна наблюдается через боковую стенку, можно оценить по формуле:

$$\mu_{||} = \left[1 + \frac{2f(1-2f)}{(H/R_*)^2} \right]^{-0.5},$$

где H/R_* – отношение толщины зоны перед фронтом ударной волны к радиусу СТТС, характерная величина которого $\sim 10^{11}$ см. У наших моделей плоскопараллельное приближение выполняется для $\mu \gtrsim 0.5$ при $f \sim 0.03$.

1.4. Расчет вертикальной структуры горячего пятна

Для расчета структуры атмосферы, прогреваемой внешним излучением, мы использовали свободно распространяемый код программы ATLAS9 (Куруц, 1993 [76]; Сбодонэ и др., 2004 [96]; Кастелли и Куруц, 2004 [20]), в который были внесены изменения, указанные ниже. Детальное описание программы приведено в работе Куруца (1970) [75], а мы только отметим некоторые ее особенности, существенные для нашей задачи.

Исходная версия программы ATLAS9 рассчитывает стационарные плоскопараллельные ЛТР-модели гидростатически равновесных атмосфер с постоянным по глубине потоком энергии, переносимым излучением и конвекцией. Уравнения, описывающие условие механического равновесия и перенос излучения, имеют вид:

$$\frac{dP}{dz} = -g\rho, \quad \frac{d\tau_\nu}{dz} = -\rho\chi_\nu.$$

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu, \quad S_\nu = (1 - \alpha_\nu) B_\nu + \alpha_\nu J_\nu.$$

Здесь P – давление газа, τ_ν и χ_ν – оптическая толщина и коэффициент поглощения (линии + континуум) на частоте ν соответственно, $I_\nu(\tau_\nu)$ – интенсивность излучения, $S_\nu = S_\nu(\tau_\nu)$ – функция источника, $J_\nu(\tau_\nu) = \int I_\nu d\Omega/4\pi$ – усредненная по телесному углу Ω интенсивность излучения, α_ν – отношение коэффициента рассеяния к полному (в линиях и континууме) коэффициенту поглощения, $B_\nu = B_\nu(T)$ – функция Планка.

Соотношение, выражающее закон сохранения энергии, имеет вид:

$$H_{conv}(\tau_{Ross}) + H_{rad}(\tau_{Ross}) = \frac{\sigma T_{ef}^4}{4\pi}, \quad (1.3)$$

где H_{conv} и H_{rad} – потоки тепла на Росселандовой оптической толщине τ_{Ross} , переносимые конвекцией и излучением соответственно. Конвекция описывается в программе в рамках теории пути перемешивания. В наших расчетах мы принимаем отношение длины пути перемешивания к шкале высот по давлению $l/H_p = 1.25$.

Покровный эффект учитывается в программе т.н. ODF-методом для 337 частотных интервалов в диапазоне длин волн λ от 91 Å (136 эВ) до 160 мкм. С помощью интерполяции спектр излучения УВ из работы Ламзина (1998) [123] пересчитывался на эти частотные интервалы. Чтобы не менять существенным образом исходную программу, мы не рассматривали перенос излучения с $\lambda < 91$ Å, добавляя энергию излучения УВ в этом диапазоне частотной ячейке с $\lambda = 91$ Å. Мы полагаем, что такое упрощение не приводит к существенной ошибке, поскольку даже при $V_0 = 400$ км/с в области с $\lambda < 91$ Å сосредоточено менее 10 %

боллометрической светимости УВ. Несколько примеров распределения энергии в спектре при различных параметрах аккреции представлено на Рис. 1.1.

Чтобы учесть внешнее излучение, нужно знать, как меняется его интенсивность I_ν^0 в зависимости от угла падения θ на (плоскую) атмосферу, а точнее – функцию $I_\nu^0(\mu)$, где $\mu = \cos\theta$. Примем, что нормаль к поверхности атмосферы направлена наружу. Тогда излучению, падающему на атмосферу извне, будут соответствовать значения $\mu < 0$, а излучению, выходящему из атмосферы наружу, $\mu > 0$.

Из расчетов Ламзина (1998) [123], а также Калвет и Гуллбринга (1998) [16] следовало, что на всех частотах оптическая толщина зоны за фронтом в направлении, перпендикулярном фронту, $\tau_{sh}^0 \ll 1$. На этом основании в указанных работах предполагалось, что зона за фронтом полностью прозрачна для излучения горячего пятна и области перед фронтом, а излучение из зоны охлаждения уходит в виде двух равных по величине потоков F_ν^{sh} , один из которых направлен к звезде, а второй – от звезды. Для удобства в дальнейшем будем полагать, что $F_\nu^{sh} > 0$. Тогда выражение для $I_\nu^0(\mu)$ можно записать в виде:

$$I_\nu^0(\mu) = \frac{I_\nu^{sh}(-1) + I_\nu^{pre}(-1)}{-\mu}, \quad I_\nu^{sh}(-1) = \frac{F_\nu^{sh}}{2\pi}. \quad (1.4)$$

Здесь I_ν^{pre} – интенсивность излучения, приходящего от области перед фронтом УВ (см. 1.3.), а второе соотношение получается из условия:

$$F_\nu^{sh} = - \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^0 \frac{I_\nu^{sh}(-1)}{-\mu} \mu d\mu = 2\pi I_\nu^{sh}(-1),$$

Знак минус учитывает, что, по определению, $F_\nu^{sh} > 0$.

Однако плоский слой бесконечной протяженности не может быть оптически тонким во всех направлениях: какой бы малой ни была величина τ_{sh}^0 , для направлений с $|\mu| < \tau_{sh}^0$ оптическая толщина τ_{sh} превысит 1. В реальности максимальное значение τ_{sh} ограничено конечными размерами горячего пятна и/или кривизной поверхности звезды. Важно отметить, что адекватно учесть эти факторы при расчете структуры и спектра излучения УВ – нетривиальная задача, поскольку одновременно следовало бы принять во внимание возможность ухода квантов через боковые стенки аккреционной струи, а также изменение значений N_0 и V_0 поперек аккреционной колонки, которое, в свою очередь, зависит от геометрии магнитного поля звезды. В таком случае пришлось бы решать трехмерную задачу радиационной газодинамики с большим числом свободных параметров.

Мы поступили следующим образом. Вначале рассчитали вертикальную структуру пятна, используя зависимость (1.4) и полагая, что $|\mu| \geq 0.01$. После этого мы повторили расчеты, предполагая, что интенсивность излучения, облучающего атмосферу звезды, не зависит от

направления:

$$I_\nu^0(\mu) = const = \frac{F_\nu^{sh}}{\pi} + I_\nu^{pre}, \quad (1.5)$$

где I_ν^{pre} – (изотропная) интенсивность излучения от области перед фронтом УВ.

Увеличение τ_{sh} при уменьшении $|\mu|$ должно сопровождаться уменьшением интенсивности выходящего излучения при $\theta \rightarrow \pi/2$ и, тем самым, степени его анизотропии по сравнению с оптически тонким слоем. Поэтому резонно ожидать, что в реальной ситуации зависимость $I_\nu^0(\mu)$ должна находиться между первым и вторым случаем. Забегая вперед, скажем, что различия в вертикальной структуре пятна при зависимостях (1.4) и (1.5) оказались сравнительно малыми.

Чтобы учесть внешнее излучение, в процедуре JOSH программы ATLAS9 мы добавили соответствующие слагаемые в правую часть выражений для средней интенсивности J_ν и потока H_ν , которые приобрели следующий вид:

$$J_\nu(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_0^\infty S_\nu(t) E_1(|\tau_\nu - t|) dt + J_\nu^0(\tau_\nu) \equiv \Lambda[S] + J_\nu^0, \quad (1.6)$$

$$H_\nu(\tau_\nu) \equiv \int_{4\pi} \mu I_\nu \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \int_0^\infty S_\nu(t) E_2(|\tau_\nu - t|) dt + H_\nu^0(\tau_\nu),$$

где $E_n(x) = \int_1^\infty e^{-xt} dt/t^n$ – интегральная показательная функция. Второе равенство в (1.6) – принятая форма записи этого соотношения в виде т.н. Λ -оператора.

В случае оптически тонкого слоя выражения для J_ν^0 и H_ν^0 имеют вид:

$$J_\nu^0 = \frac{F_\nu^{sh}}{4\pi} E_1(\tau_\nu), \quad H_\nu^0 = -\frac{F_\nu^{sh}}{4\pi} E_2(\tau_\nu),$$

а для изотропного случая

$$J_\nu^0 = \frac{F_\nu^{sh} + \pi I_\nu^{pre}}{2\pi} E_2(\tau_\nu), \quad H_\nu^0 = -\frac{F_\nu^{sh} + \pi I_\nu^{pre}}{2\pi} E_3(\tau_\nu).$$

Было изменено также выражение (1.3): в его правую часть добавлено слагаемое $\int_0^\infty |H_\nu^0| d\nu$, в котором знак модуля учитывает, что $H_\nu^0 < 0$. Отметим, кстати, что величина H_{rad} в соотношении (1.3) – это поток H_ν , проинтегрированный по всем частотам.

Метод решения уравнений, описывающих структуру и поле излучения атмосферы, можно кратко описать следующим образом. Вводится дискретная сетка значений оптической толщи и в ее узлах $\tau_{\nu i}$ ($i = 1, 2, \dots, N$) дифференциальные и интегральные уравнения заменяются алгебраическими, которые затем решаются методом последовательных приближений (Куруц, 1970) [75]. При этом, в частности, Λ -оператор из соотношения (1.6) описывается квадратной матрицей $N \times N$ с элементами Λ_{ij} . Для учета внешнего излучения мы изменили в программе ATLAS9 исходное соотношение, описывающее процесс т.н. Λ -итераций, на:

$$S_{\nu i} = S_{\nu i}^{old} + \frac{(1 - \alpha_{\nu i}) B_{\nu i} + \alpha_{\nu i} \Lambda [S_\nu^{old}]_i + \alpha_{\nu i} J_{\nu i}^0 - S_{\nu i}^{old}}{1 - \alpha_{\nu i} \Lambda_{ii}},$$

где S_ν^{old} – функция источника с предыдущей итерации.

Мы также внесли изменения в процедуру TCORR программы ATLAS9, которая в рамках процесса итерации реализует температурную коррекцию: следуя рекомендации Сахибуллина и Шиманского (1996) [129], мы при малых значениях τ_ν вместо исходного алгоритма применяли т.н. Λ -коррекцию:

$$\Delta T = \frac{\int_0^\infty (J_\nu - B_\nu) \chi_\nu d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} \chi_\nu d\nu},$$

где χ_ν – полный коэффициент поглощения.

В случае моделей с плохой сходимостью итераций мы постепенно уменьшали максимальную величину температурной поправки, что в конечном итоге позволяло получить удовлетворительное решение, однако, число итераций при этом могло доходить почти до 1000.

Заканчивая описание изменений, внесенных в программу ATLAS9, напомним, что при $\tau_\nu = 0$ мы полагали давление газа P_0 равным величине, определяемой соотношением (1.1), а не нулю, как в исходной версии программы. Поскольку нас будут интересовать значения $\lg N_0 \geq 11.0$ и $V_0 \geq 200$ км/с, величина $\lg P_0 \geq 2$.

Для проверки работы нашей программы мы рассчитали модель атмосферы без прогрева и сравнили ее с моделью полученной с немодифицированной программой ATLAS9. Параметры этой модели характерны для CTTS: $T_{ef} = 4100$ К, $\lg g = 4.5$, солнечное обилие элементов. Как видно из Рис.1.2 (см. кривую в правом нижнем углу рисунка), результаты расчетов по двум программам для атмосферы без внешнего облучения и $P_0 = 0$ полностью совпадают.

После этого мы сравнили модель, рассчитанную по нашей версии программы ATLAS9, с расчетами, выполненными Гюнтером и Вавжин (2011) [48] с помощью программы PHOENIX, в которой водород и гелий учитываются без предположения о ЛТР. Рассматривалась звезда с теми же параметрами, что и в предыдущем случае, на которую перпендикулярно поверхности падает чернотельное излучение с $T_B = 20\,000$ К, причем отношение потока F_B внешнего излучения к излучению звезды равно 5.31. Для сравнения с этой моделью мы положили в нашей программе $P_0 = 0$, а также заменили спектр излучения УВ на чернотельный со следующими характеристиками:

$$I_\nu^0(\mu, \varphi) = F_B \delta(\mu + 1) \delta(\varphi), \quad J_\nu^0 = \frac{F_B}{4\pi} e^{-\tau_\nu}, \quad H_\nu^0 = -\frac{F_B}{4\pi} e^{-\tau_\nu},$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция. В нашей программе мы дополнительно задали величину микро-турбулентной скорости $V_{mic} = 1$ км/с и параметр, описывающий конвекцию, $l/H_p = 2$.

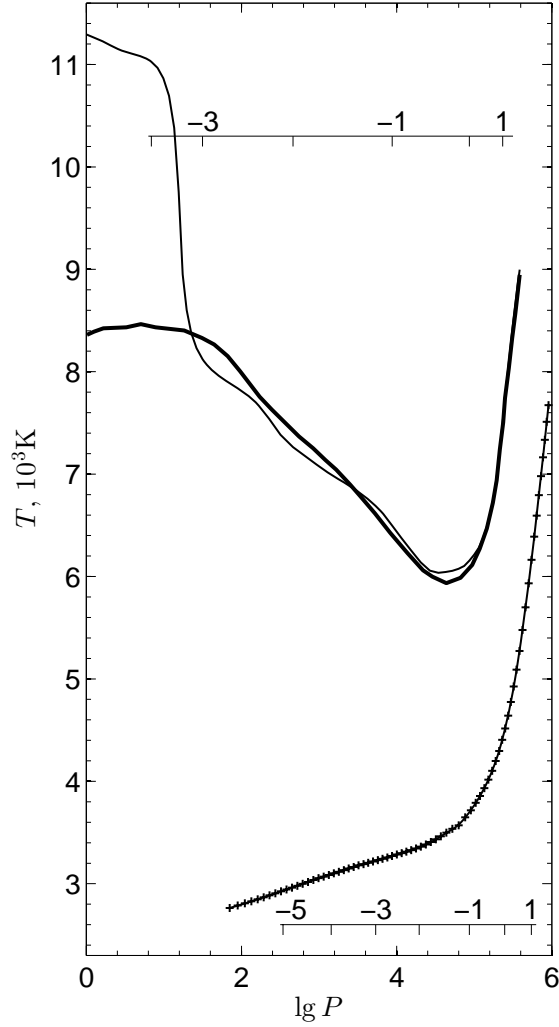


Рис. 1.2: Распределение температуры в атмосфере звезды с $T_{ef} = 4100$ К, $\lg g = 4.5$ в зависимости от давления P (дин/см²). В нижней части рисунка показана структура атмосферы без внешнего нагрева: тонкая сплошная линия – расчет с немодифицированной версией ATLAS9, крестики – наши расчеты. Шкала под кривой – логарифм росселандовой оптической толщи для этих моделей. В верхней части рисунка изображена структура той же атмосферы, но прогреваемой чернотельным излучением с $T_B = 20\,000$ К: сплошная жирная линия – расчеты Гюнтера и Вавжин (2011) [48], тонкая – наши расчеты. Шкала в верхней части рисунка – логарифм росселандовой оптической толщи для моделей с прогревом.

Как видно из Рис.1.2, в области с $\lg P > 2$, которая представляет интерес в задаче о прогреве атмосфер СТТС излучением УВ, отличия температур не превышают 250 К. Модели начинают сильно отличаться при меньших значениях P , которым соответствует оптическая толщина по Росселандову среднему $\lg \tau_{Ross} < -3.3$, т.е. там, где приближение ЛТР мало оправдано, поэтому модель, рассчитанная с помощью программы PHOENIX, должна давать более реалистические результаты, чем программа ATLAS9. Из сказанного следует, что модифицированная нами программа ATLAS9 вполне пригодна для решения поставленной задачи.

1.5. Зависимость вертикальной структуры горячего пятна от параметров УВ

Как уже отмечалось, при расчете прогрева атмосфер СТТС мы использовали таблицы непрозрачности для микротурбулентной скорости 2 км/с и солнечного содержания элементов. Везде ниже, если не оговорено особо, мы принимали $\lg g = 4.0$, а при описании конвекции $l/H_p = 1.25$. Расчеты проводились на сетке из 72 значений росселандовой оптической глубины от $\lg \tau_{Ross} = -5.1$ до $\lg \tau_{Ross} = 2$ с шагом $\Delta \lg \tau = 0.1$. Таким образом, рассматриваемые в дальнейшем модели отличаются друг от друга значениями эффективной температуры звезды T_{ef} и параметрами УВ, т.е. величинами N_0 и V_0 .

Рассмотрим вначале, насколько чувствительна структура атмосфер СТТС, прогреваемых излучением УВ, к угловой зависимости $I_\nu^0(\mu)$. С этой целью мы рассчитали две модели, описывающие прогрев звезды с $T_{ef} = 4000$ К излучением УВ с $V_0 = 400$ км/с и $\lg N_0 = 12.0$, которые отличаются друг от друга только тем, что в первом случае мы использовали зависимость (1.4), а во втором – (1.5).

Поскольку в данной главе мы рассчитываем ЛТР-спектры, основной интерес представляет различие в распределении температуры у этих моделей. На Рис. 1.3 сплошной линией показана относительная разность температур $\Delta T/T$ рассматриваемой пары моделей в функции оптической толщи τ_{Ross} . Видно, что в области $\lg \tau_{Ross} > -4$ при одинаковых значениях τ_{Ross} $\Delta T/T \leq 3\%$. Столь же малое отличие получается и при сравнении пары моделей с другими одинаковыми значениями параметров УВ и T_{ef} звезды, но с разными законами $I_\nu^0(\mu)$ – см., например, штрихпунктирную кривую на том же графике, которая показывает результаты расчета для случая $T_{ef} = 4000$ К, $V_0 = 200$ км/с, $\lg N_0 = 12.9$. Следовательно можно считать, что в задаче о прогреве атмосфер СТТС излучением УВ неопределенность в выборе закона $I_\nu^0(\mu)$ не имеет принципиального значения, и в дальнейшем мы всегда будем предполагать, что интенсивность излучения УВ изотропна, т.е. описывается законом (1.5).

Посмотрим теперь, как меняется структура прогреваемой атмосферы в зависимости от параметров УВ. С этой целью зафиксируем эффективную температуру звезды и рассмотрим пару моделей с разными параметрами N_0 и V_0 , но с одинаковыми¹ значениями потока аккреционной энергии F_{ac} (см. формулу 1.2).

На нижней панели Рис. 1.3 штрихпунктирной линией показана зависимость $T = T(\tau_{Ross})$ для модели с $V_0 = 200$ км/с и $\lg N_0 = 12.9$, а сплошной линией – с $V_0 = 400$ км/с и $\lg N_0 = 12.0$.

¹ При этом поток излучения, падающий на атмосферу звезды, будет немного отличаться у моделей с различными значениями N_0 и V_0 из-за разного вклада излучения области перед фронтом УВ.

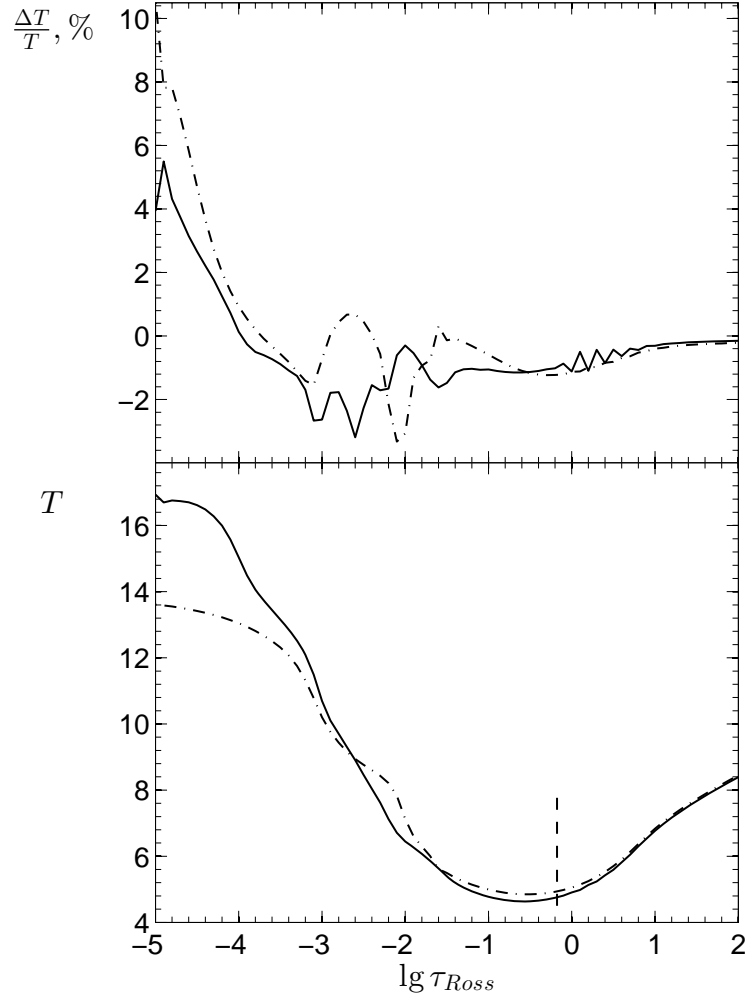


Рис. 1.3: Верхняя панель – относительная разность температур двух моделей, у которых все параметры одинаковы, но разная зависимость $I_{\nu}^0(\mu)$: у одной модели она задается соотношением (1.4), а у второй – (1.5). Сплошная линия – для пары моделей с $V_0 = 400$ км/с и $\lg N_0 = 12.0$, штрихпунктирная – для $V_0 = 200$ км/с и $\lg N_0 = 12.9$. По оси абсцисс отложена оптическая толщина, рассчитанная по Росселандову среднему. Нижняя панель – распределение температуры в атмосфере (10^3 К), прогреваемой излучением УВ с изотропной зависимостью падающего излучения (1.5) и $V_0 = 400$ км/с и $\lg N_0 = 12.0$, – сплошная линия, $V_0 = 200$ км/с и $\lg N_0 = 12.9$ – штрихпунктирная линия. Вертикальной штриховой линией отмечено положение $\tau_{Ross} = 2/3$.

Обе модели рассчитаны для звезды с $T_{ef} = 4000$ К, имеют одинаковую величину F_{ac} , но отличаются спектральным составом излучения УВ и величиной давления P_0 на внешней границе атмосферы.

Из рисунка видно, что в области с $\tau_{Ross} \gtrsim 2/3$ (это значение оптической толщи помечено вертикальной линией на рисунке), т.е. там, где формируется излучение в континууме, отличия моделей сравнительно малы. Иными словами, у моделей с одинаковой величиной F_{ac} (соотношение 1.2) интенсивность и спектр эмиссионного континуума должны быть примерно одинаковыми. Вместе с тем в области формирования эмиссионных линий различия в структуре становятся заметными: при более мягком спектре излучения УВ, т.е. при $V_0 = 200$ км/с в данном случае, слои с умеренно малой оптической толщиной нагреваются несколько сильнее, чем при более жестком спектре, зато при совсем малых значениях τ_{Ross} атмосфера при мягком спектре, наоборот, нагревается в гораздо меньшей степени.

Вполне предсказуемо, что структура прогреваемой атмосферы зависит, главным образом, от мощности внешнего излучения, а точнее, от параметра:

$$K = \frac{F_{ac}}{\sigma T_{ef}^4}. \quad (1.7)$$

Это иллюстрирует Рис. 1.4, на котором показано, как меняются температура газа, его давление и электронная концентрация в зависимости от оптической глубины τ_{Ross} для моделей, которые мы чаще всего будем использовать в дальнейшем. Эти модели пронумерованы на рисунке в порядке возрастания величины K : 1) $V_0 = 200$ км/с, $\lg N_0 = 11.5$ ($K \simeq 0.09$); 2) $V_0 = 400$ км/с, $\lg N_0 = 11.5$ ($K \simeq 0.76$); 3) $V_0 = 200$ км/с, $\lg N_0 = 12.5$ ($K \simeq 0.94$); 4) $V_0 = 400$ км/с, $\lg N_0 = 12.5$ ($K \simeq 7.6$). Во всех случаях $T_{ef} = 4000$ К.

Чем больше K , тем сильнее структура прогреваемой атмосферы отличается от исходной. Вместе с тем из рисунка видно, что при $K < 1$ зависимость $T = T(\tau_{Ross})$ в области с $\tau_{Ross} \gtrsim 2/3$, т.е. там, где формируется континуум, почти такая же, как в невозмущенной атмосфере. Это значит, что существенное уменьшение глубины фотосферных линий за счет эмиссионного континуума может происходить лишь при $K > 1$. Поэтому при интерпретации спектров СТТС с заметным вуалированием Калвет и Гуллбринг (1998) [16], которые в своих расчетах не учитывали эмиссию в линиях, всегда получали большое значение K .

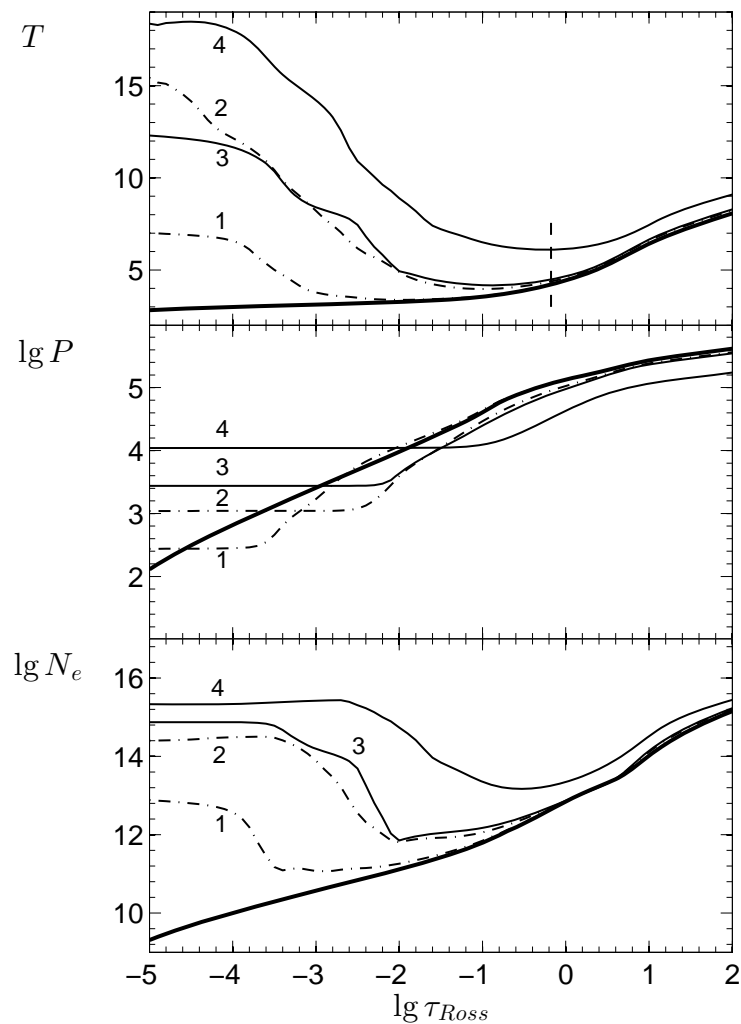


Рис. 1.4: Зависимость модели прогрева атмосферы звезды с $T_{ef} = 4000$ К, $\lg g = 4.0$ от свойств внешнего излучения. τ_{Ross} – росселандова оптическая толщина, вертикальной линией показано значение $\tau_{Ross} = 2/3$. Сверху вниз: распределение температуры (10^3 К), давления (дин/см²) и электронной концентрации (см⁻³). Жирная линия – модель без прогрева, 1 – $V_0 = 200$ км/с, $\lg N_0 = 11.5$; 2 – $V_0 = 400$ км/с, $\lg N_0 = 11.5$; 3 – $V_0 = 200$ км/с, $\lg N_0 = 12.5$; 4 – $V_0 = 400$ км/с, $\lg N_0 = 12.5$.

1.6. Расчет спектра

Определив структуру прогреваемой атмосферы мы рассчитывали спектр выходящего из нее излучения с помощью программы SYNTHЕ, входящей в состав пакета ATLAS9. В отличие от Калвет и Гуллбринга (1998) [16], мы рассчитывали не поток H_ν , а интенсивность выходящего из горячего пятна излучения $I_\nu^{spot}(\mu)$ для 17 значений μ от 1.0 до 0.01.

В расчетах учитывался как континуум, так и все линии атомов, ионов и молекул, доступные в пакете ATLAS9. Спектральное разрешение $R \equiv \lambda/\Delta\lambda$ в расчетах было $\simeq 600\,000$.

Прежде чем достичь наблюдателя, излучение горячего пятна проходит через вещество как за фронтом УВ, так и перед ним. Однако оказалось, что в *видимом* диапазоне при интересующих нас значениях V_0 и N_0 падающий на звезду газ почти не искажает спектр и интенсивность излучения горячего пятна. Главным образом, это обусловлено очень малой оптической толщиной аккрецируемого газа в континууме при $\lambda > 4000 \text{ \AA}$ (Калвет и Гуллбринг, 1998 [16]; Ламзин, 1998 [123]). Что касается линий, то в движущемся к звезде газе они должны быть смещены в красную область, а в оптических спектрах СТТС лишь у очень небольшого числа линий видимого диапазона имеются заметные абсорбционные и/или эмиссионные компоненты в красном крыле – см., например, Петров и др. (2001) [87].

На Рис.1.5 показано, как меняется спектр излучения плоскопараллельного слоя с $T_{ef} = 4000 \text{ K}$ (пунктирная линия) при его нагреве излучением УВ с $K = 0.09, 0.76$ и 7.6 (сплошные кривые). Точнее говоря, на левой панели рисунка приведены зависимости $I_\lambda(\lambda)$ для случая, когда луч зрения образует с нормалью к слою угол $\alpha = 0^\circ$, а на правой – $\alpha = 60^\circ$. Для наглядности спектры нормированы на уровень континуума I_c^0 слоя без внешнего нагрева ($K = 0$).

Рассмотрим вначале поведение спектров в случае $\alpha = 0^\circ$. Видно, что при $K = 0.09$ (нижняя сплошная кривая) интенсивность континуума осталась практически той же, однако глубина некоторых абсорбционных линий, например, Fe I $\lambda 5586.8$ и Ca I $\lambda 5588.8$ заметно уменьшилась. При $K = 0.76$ (средняя сплошная кривая) уровень континуума вырос примерно в 1.6 раза, но глубина абсорбционных линий уменьшилась в еще большей степени, а некоторые из них превратились в эмиссионные. Еще отчетливей этот эффект проявляется в спектре при $K = 7.6$ (верхняя кривая). Если теперь посмотреть на правую панель рисунка, которая соответствует случаю $\alpha = 60^\circ$, то увидим, что качественно картина не изменилась, но по мере увеличения K уровень континуума растет быстрее, а эмиссионные линии появляются уже при $K = 0.09$.

Эти особенности можно понять, принимая во внимание следующие факты: 1) в ЛТР-

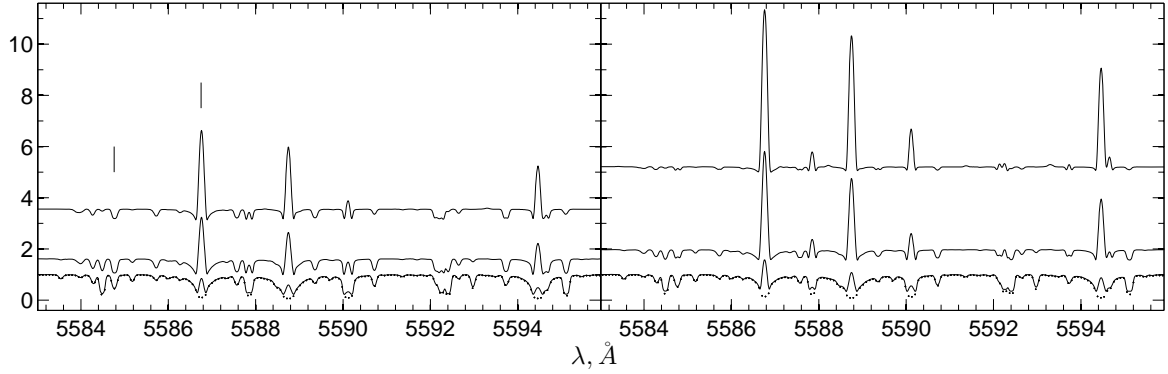


Рис. 1.5: Участок спектра плоского слоя с $T_{ef} = 4000$ К (пунктирная линия) и того же слоя, нагреваемого излучением УВ, при различных значениях K . Левая панель – для слоя, нормаль к поверхности которого образует с лучом зрения угол $\alpha = 0^\circ$, а правая – $\alpha = 60^\circ$. Три кривые на каждой панели соответствуют спектрам моделей со следующими параметрами (снизу вверх): $V_0 = 200$ км/с и $\lg N_0 = 11.5$ ($K \simeq 0.09$), $V_0 = 200$ км/с и $\lg N_0 = 12.5$ ($K \simeq 0.76$), $V_0 = 400$ км/с и $\lg N_0 = 12.5$ ($K \simeq 7.6$). Вертикальными черточками отмечено положение двух линий FeI, у которых величина gf отличается в 160 раз. По оси ординат отложена интенсивность излучения слоя I_λ , нормированная на интенсивность *континуума* слоя без прогрева.

приближении интенсивность излучения на данной длине волны примерно равна величине функции Планка в области, где оптическая толщина $\tau_\lambda \simeq 1$; 2) в атмосфере, прогреваемой излучением УВ, возникает инверсия температуры, причем по мере увеличения K положение температурного минимума смещается в область все бóльших значений τ_{Ross} – см. верхнюю панель Рис.1.4.

При $K \simeq 0.1$ интенсивность излучения пятна в континууме почти не отличается от I_c^0 , поскольку в области $\tau_{Ross} \simeq 1$ температура T_{ef} изменилась очень мало по сравнению с той, которая была при отсутствии нагрева – см. кривую 1 на верхней панели Рис.1.4. Линии образуются при меньших значениях τ_{Ross} , где относительное увеличение температуры больше, поэтому их интенсивность увеличивается в большей степени, чем в соседнем континууме, что приводит к уменьшению глубины линий поглощения, т.е. к вуалированию. В зависимости от того, насколько велик коэффициент поглощения линии, она образуется в области с температурой, которая либо меньше, чем температура в области формирования соседнего континуума, либо больше. В первом случае, линия будет выглядеть как абсорбционная, а во втором – как эмиссионная. При $K = 0.1$ на том участке спектра, который показан на Рис.1.5, эмиссионных линий нет, но они есть в других участках спектра – линия Fe II λ 5234.6, например, а при увеличении K эмиссионные линии появляются и на выбранном участке. Иллюстрацией сказанного может служить поведение двух линий Fe I с $\lambda = 5584.8 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5586.8 \text{ \AA}$, у которых величина $\lg gf$ соответственно равна -2.32 и -0.12.

Если смотреть на слой не вдоль нормали к его поверхности, а под углом, то уровню $\tau_\lambda = 1$ будут соответствовать более внешние слои атмосферы, которые в случае $\mu = 0.5$ имеют более высокую температуру, чем в случае $\mu = 1$. Иными словами, для горячего пятна, как и для солнечной хромосферы, закон $I_\lambda = I_\lambda(\mu)$ соответствует не потемнению, а посветлению к краю, причем из Рис.1.5 видно, что в случае линий зависимость $I(\mu)$ более крутая, чем для континуума. Что касается количественных отличий уровня континуума при одинаковом K , но разных μ , то не следует забывать, что на рисунке кривые $I_\lambda(\lambda)$ нормированы на уровень континуума невозмущенной атмосферы, в которой $I_\lambda(0.5) < I_\lambda(1)$.

Для сравнения расчетов с наблюдениями мы будем предполагать, что на поверхности звезды имеется одно пятно круглой формы, в пределах которого параметры УВ, т.е. значения V_0 и N_0 , одинаковы. Положение пятна в этом случае определяется координатами θ и ϕ его центра, а в случае модели невращающейся звезды – только углом α между нормалью в центре пятна и лучом зрения. Еще одна характеристика пятна f – отношение его площади к площади поверхности всей звезды.

Приходящее к наблюдателю излучение складывается из излучения пятна и невозму-

щенной поверхности звезды. Наблюдаемый поток F_λ получается интегрированием интенсивности $I_\lambda(\mu)$ по телесному углу:

$$F_\lambda = \frac{R_*^2}{d^2} \int I_\lambda(\mu) \mu \sin \theta \, d\phi \, d\theta,$$

где θ, ϕ – сферические координаты точек на поверхности звезды с радиусом R_* , удаленной от нас на расстояние d , а $\mu = \mu(\theta, \phi)$ – косинус угла α между местной нормалью к поверхности и лучом зрения. При расчетах использовалась равномерная координатная сетка по θ, ϕ размером 100×100 , для каждой ячейки которой можно написать:

$$I(\lambda, \theta, \phi) = \begin{cases} I^{star} [\lambda (1 + V_r(\theta, \phi)/c), \mu(\theta, \phi)], & \text{при } \mu > 0, (\theta, \phi) \notin \Pi, \\ I^{spot} [\lambda (1 + V_r(\theta, \phi)/c), \mu(\theta, \phi)], & \text{при } \mu > 0, (\theta, \phi) \in \Pi, \\ 0, & \text{при } \mu \leq 0, \end{cases}$$

где Π – область значений θ, ϕ , в которой задано горячее пятно, V_r – лучевая скорость элемента поверхности звезды. I^{star} и I^{spot} – интенсивности от звезды и пятна соответственно.

1.7. Сравнение ЛТР спектра с наблюдениями для звезд с высоким вуалированием

Указание на наличие эмиссионных линий внутри фотосферных абсорбций было найдено у звезд, спектры которых сильно вуалированы: RU Lup, S CrA NW, S CrA SE (Гам и др., 2008 [37]), DR Tau (Петров и др., 2011, [88]). Для каждой из этих звезд нам удалось подобрать модель, спектр которой, как видно из Рис.1.6, довольно похож на наблюдаемый, по крайней мере, в том, что линии, показывающие эмиссию в наблюдаемых спектрах, показывают эмиссии и в моделях.² В верхней части каждой панели рисунка изображен наблюдаемый спектр, а ниже тонкой сплошной линией показан модельный спектр для звезды с горячим пятном, параметры которого приведены в Табл. 1.1. Оба спектра нормированы на уровень континуума, но для наглядности смещены от значения $F_\lambda/F_\lambda^c = 1$ по вертикали. Кроме того, расчетные спектры были уширены сверткой с гаусианой с $\sigma = 7.5$ км/с, чтобы они имели такое же спектральное разрешение, как и наблюдаемые.

Таблица 1.1: Параметры моделей звезд с сильным вуалированием

№	Звезда	r	f	$\lg N_0$	V_0	$T_{2/3}$	R_*/R_\odot	\dot{M}
1	RU Lup ^a	6	0.12	12.5	400	6100	1.7 ^d	9×10^{-8}
2	S CrA NW ^a	5	0.12	12.5	400	6100	1.2 ^e	5×10^{-8}
3	S CrA SE ^a	8	0.15	12.5	300	5200	1.5 ^e	7×10^{-8}
4	DR Tau ^b	2.5	0.10	12.5	300	5200	1.5 ^b	4×10^{-8}
5	RU Lup ^c	2.2	0.15	12	400	4800	1.7 ^d	4×10^{-8}

Примечание. $T_{2/3}$ – температура горячего пятна на $\tau_{Ross} = 2/3$ в К, R_* – радиус звезды, V_0 – скорость газа в км/с, r – наблюдаемый средний уровень вуалирования в диапазоне соответствующего участка спектра Рис.1.6, \dot{M} – темп аккреции в единицах $M_\odot/\text{год}$. Все аккреционные пятна перпендикулярны лучу зрения: $\alpha = 0^\circ$. Спектры и параметры звезд взяты из работ: а – Гам и др. (2008) [37]; б – Петров и др. (2011) [88]; в – Стемпельс, Пискунов (2003) [105]; д – Стемпельс, Пискунов (2002) [104]; е – Кармона и др. (2007) [19].

Как видно из рисунка, слабые эмиссионные линии прогреваемой атмосферы в той или иной мере блендируют фотосферные абсорбции, а наиболее сильные проявляются в спектрах

² Кроме линии [O I] 5577, которая образуется в ветре CTTS, поэтому в расчетных спектрах у нее не должно быть аналога.

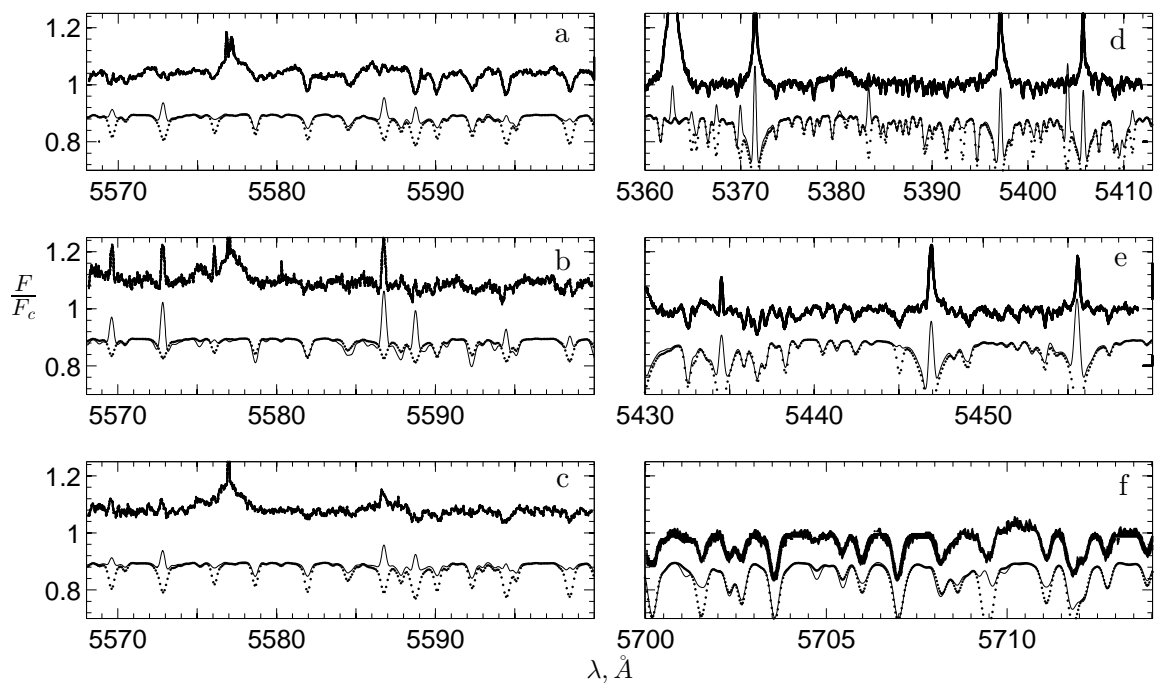


Рис. 1.6: Расчетные и наблюдаемые спектры CTTS с сильным вуалированием. Жирная кривая – наблюдаемый спектр: а – RU Lup, б – S CrA SE, с – S CrA NW (Гам и др., 2008 [37]), d и e – DR Tau (Петров и др., 2011 [88]), f – RU Lup (Стемпельс и Пискунов, 2003 [105]). Тонкой сплошной линией изображены спектры моделей из Табл.1.1, а пунктирной линией – спектры для тех же параметров звезды, но вуалированные только континуумом с величиной r из Табл.1.1. Спектры нормированы на уровень континуума, но смещены по вертикали для удобства сравнения.

в виде т.н. узких эмиссионных компонент. Важно отметить, что расчетная интенсивность узких компонент линий металлов случае DR Tau гораздо меньше наблюдаемой интенсивности эмиссионных линий. В данном случае это связано с тем, что эмиссионные линии металлов, в основном, состоят из т.н. широкого компонента, который образуется вне горячего пятна: Баталья и др. (1996) [7], Петров и др. (2001) [87] пришли к этому выводу из анализа переменности профилей, а в главе 3 будет показано, что в случае RW Aur магнитное поле в области формирования широких эмиссионных линий металлов гораздо меньше, чем в горячем пятне.

1.8. Относительный вклад линий и континуума в эффект вуалирования

Позднее мы обсудим, насколько параметры моделей из Табл. 1.1 могут описывать соответствующие звезды, а сейчас выясним в какой мере и при каких условиях учет эмиссионных линий влияет на эффект вуалирования. Первое впечатление можно получить уже из Рис.1.6, на каждой панели которого пунктирной кривой изображен спектр обычной звезды вуалированный только континуумом.

В качестве меры вуалирования спектров CTTS традиционно используют усредненное по интересующему нас спектральному диапазону значение величин

$$r(\lambda) = \frac{EW_0(\lambda)}{EW(\lambda)} - 1, \quad (1.8)$$

которые показывают, насколько эквивалентные ширины фотосферных линий EW в спектре CTTS отличаются от эквивалентных ширин EW_0 тех же линий в спектре звезды сравнения. До сих пор звезда сравнения выбирается так, чтобы на сравнительно узком интервале длин волн сумма ее спектра и "вуалирующего континуума" постоянной интенсивности наилучшим образом аппроксимировала спектр изучаемой звезды – см., например, Петров и др. (2001) [87]. При этом предполагалось, что различие значений r у разных линий обусловлено ошибками наблюдений и/или не вполне удачным выбором звезды сравнения.

Для наших моделей величины r определялись путем сравнения двух расчетных спектров: звезды с горячим пятном и без пятна. При этом две перекрывающиеся спектральные линии мы принимали за одну, если внутри профиля бленды нет локальных максимумов (линии неразличимы), иначе линии рассматривались по отдельности, а точка максимума считалась границей между ними. Напомним, что мы рассчитываем модели в ЛТР-приближении, которое заведомо нарушается при очень малых значениях τ_{Ross} , т.е. в области формирования наиболее сильных линий. Поэтому при определении r мы использовали только достаточно слабые линии, которые образуются в слоях, где гипотеза о наличии ЛТР представляется оправданной. С другой стороны, не было смысла принимать во внимание очень слабые линии ($EW < 0.03 \text{ \AA}$), поскольку в наблюдаемых спектрах они маскируются шумом.

По мере увеличения мощности внешнего излучения степень вуалирования спектра звезды с горячим пятном нарастает. Представление о количественной величине эффекта дает Рис.1.7, на котором, в качестве примера, приведена зависимость $r(K)$ в диапазоне 5500-6000 \AA для горячего пятна умеренных размеров ($f = 6\%$) на поверхности звезды с $T_{ef} = 4000 \text{ K}$ (панель а) и $T_{ef} = 5000 \text{ K}$ (панель d). Жирные линии соответствуют случаю, когда ось

симметрии пятна образует с лучом зрения угол $\alpha = 0^\circ$, а тонкие – угол $\alpha = 60^\circ$.

Если бы изменение эквивалентных ширин происходило только за счет изменения уровня континуума, то эффект вуалирования можно было бы характеризовать параметром

$$r_c(\lambda) = \frac{F_\lambda}{F_\lambda^0} - 1, \quad (1.9)$$

где F_λ и F_λ^0 – поток в континууме для аккрецирующей и не аккрецирующей звезды соответственно. Отношение r_c/r показывает, какая доля "истинного" вуалирования обусловлена только эмиссионным континуумом.

На панелях b и e Рис.1.7 показано, как в случае тех же пятен и в том же спектральном диапазоне по мере увеличения мощности излучения УВ меняется величина r_c , а на панелях c и f – отношение r_c/r . Видно, что с увеличением K растет как r_c , так и r_c/r . Это значит, что вклад линий в вуалирование спектра наибольший, когда r сравнительно мало (в данном случае $r_c/r < 0.5$ при $r < 0.3 - 0.4$), что, впрочем, мы уже видели на примере излучения плоского слоя – см. раздел 1.6. и Рис.1.5.

По мнению Петрова и др. (2011) [88], если не учитывать вклад линий в вуалирование, то больше всего оценка темпа аккреции будет завышена в случае звезд, у которых r велико. Из Рис.1.7 следует, что это, вообще говоря, не верно. Предположим, например, что в случае звезды с $T_{ef} = 4000$ К и пятном с $f = 0.06$, из наблюдений при $\alpha = 0^\circ$ получено значение $r = 0.1$, которое, пренебрегая вкладом линий, ошибочно принимают за r_c . С помощью рисунка находим, что в результате неверной интерпретации будет получено значение K , которое вдвое больше правильного. Однако если у той же звезды наблюдаемая степень вуалирования $r = 3$, то ошибка в K будет не больше, а, наоборот, примерно в 1.5 раза меньше. Предположив для простоты, что из наблюдений правильно определена величина V_0 , получим такие же ошибки и для темпа аккреции.

Может показаться, что для звезд с высоким уровнем вуалирования линии следует рассматривать как малосущественную поправку. Однако это не так, и мы сейчас обсудим ряд качественно новых эффектов, которые возникают при учете эмиссии в линиях.

На Рис.1.8 показано, как меняются величины r и r_c в различных участках спектра модели №5 Табл.1.1. Эту модель мы выбрали для сравнения со спектром звезды RU Lup, взятом из работы Стемпельса и Пискунова (2003) [105]: небольшой участок этого спектра приведен на Рис.1.6f. В соответствии со сказанным, все точки на рисунке лежат выше линии $r_c = r_c(\lambda)$, причем в данном случае величины r , усредненные по небольшим участкам спектра, существенно больше r_c , т.е. вуалирование происходит, главным образом, линиями, а не эмиссионным континуумом, особенно в коротковолновой части спектра.

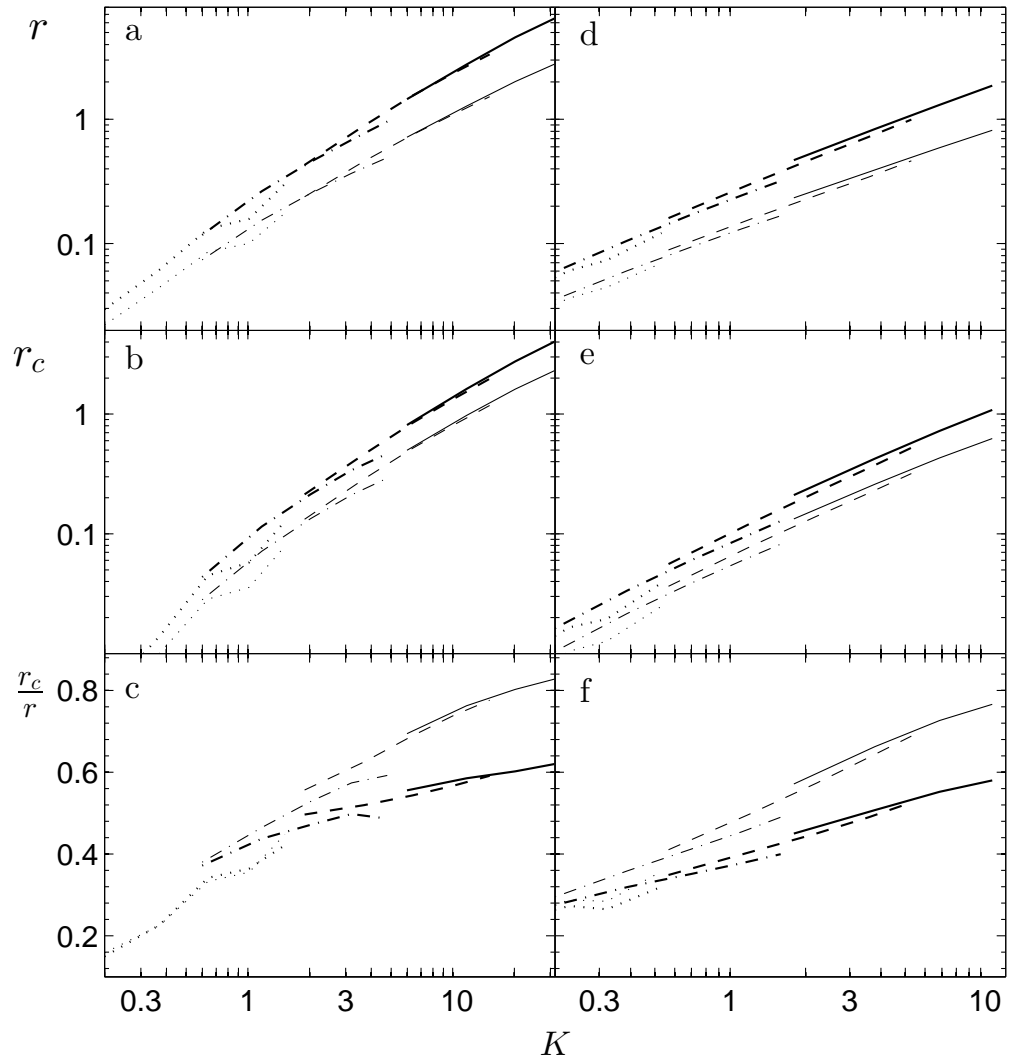


Рис. 1.7: Зависимость величин r (верхний ряд), r_c (средний ряд) и их отношения (нижний ряд) в диапазоне 5500-6000 Å от относительной мощности излучения УВ в случае пятна, которое занимает 6 % поверхности звезды с $T_{ef} = 4000$ К (левая колонка) и $T_{ef} = 5000$ К (правая колонка). Каждая линия соответствует серии моделей с одинаковыми значениями N_0 , но разными V_0 из интервала 200-400 км/с. Сплошные линии – $\lg N_0 = 13.0$, штриховые – $\lg N_0 = 12.5$, штрихпунктирные – $\lg N_0 = 12.0$, пунктирные – $\lg N_0 = 11.5$. Более жирные линии соответствуют пятну, наблюдаемому под углом $\alpha = 0^\circ$, а более тонкие – $\alpha = 60^\circ$.

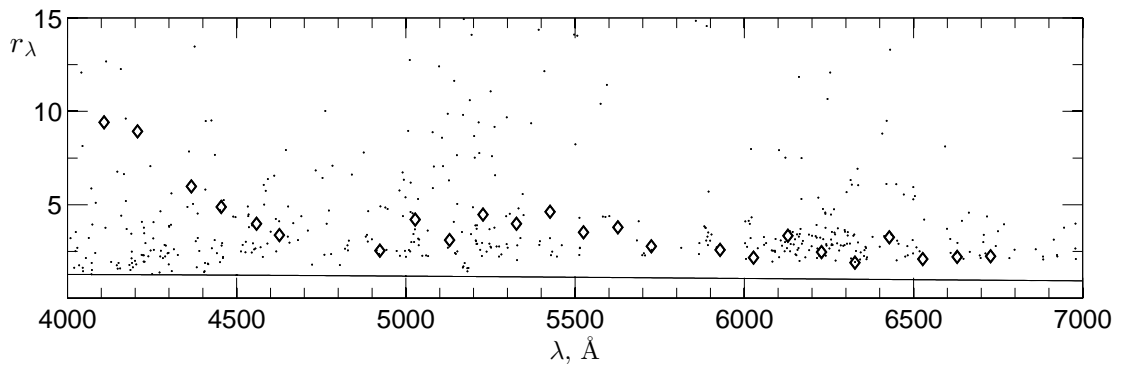


Рис. 1.8: Зависимость вуалирования от длины волны. Для модели №5 из Табл.1.1 точками показаны значения r , полученные по индивидуальным линиям, а сплошной линией зависимость $r_c(\lambda)$. Ромбики – среднее значение вуалирования на узких участках спектра звезды RU Lup, определенное Стемпельсом и Пискуновым (2003) [105].

Как видно из рисунка, значения r могут отличаться в несколько раз даже для линий, которые расположены рядом друг с другом. Особенно большой разброс величина r имеет в интервале длин волн 5000-5500 Å, в результате чего ее среднее значение в этом интервале возрастает, причем такая особенность имеет место во всех рассчитанных нами моделях. Таким образом локальный максимум на зависимости $r = r(\lambda)$ в районе $\lambda \approx 5300$ Å, обнаруженный Стемпельсом и Пискуновым (2003) [105] у звезды RU Lup, а также Хартиганом и др. (1989) [56] у ВР Тау, нельзя рассматривать как указание на немонокотное распределение энергии вуалирующего континуума в видимой области спектра.

1.9. Вуалирование в ИК области спектра

Фишер и др. (2011) [34] обнаружили, что широко используемая модель аккреционного пятна Кальвет и Гуллбринга (1998) [16], предполагающая, что пятно излучает только в континууме, не может одновременно объяснить вуалирование в видимой и ближней ИК областях, поскольку интенсивность излучения в континууме слишком быстро уменьшается с увеличением длины волны. Излучение пылевой компоненты протопланетного диска дает заметную добавку к излучению фотосферы лишь в диапазоне длин волн $\lambda > 2$ мкм (Музеролле и др., 2003 [85]), поэтому для объяснения наблюдаемого вуалирования в районе 1 мкм Фишер и др. (2011) [34] предположили наличие некоторого дополнительного источника континуума с температурой 2500-5000 К.

При переходе из видимой в ИК область интенсивность непрерывного излучения пятна в нашей модели, как и в модели Кальвет и Гуллбринга (1998) [16], уменьшается. Однако вуалирование линиями должно вести себя иным образом, поскольку зависит не от эффективной температуры горячего пятна, а от распределения температуры и плотности в атмосфере звезды, прогретой излучением аккреционной УВ, и параметров индивидуальных линий. В оптическом диапазоне это приводит к принципиально иной зависимости суммарного (линии+континуум) вуалирования от длины волны, которая уже не является монотонной, как в случае вуалирования только континуумом – см. Рис. 1.8.

Если в ИК области спектра вклад линий в вуалирование будет определяющим, то это позволило бы объяснить наблюдаемое у CTTS вуалирование спектра в районе 1 мкм, не привлекая дополнительный источник непрерывной эмиссии. В этом разделе мы проверим эту гипотезу.

В разделе 2.5. будет показано, что спектры CTTS описываются моделями с существенно разными свойствами аккреционных пятен: одни спектры требуют относительно небольших пятен с высоким средним F_{ac} (GM Aur), другие – больших пятен с низким F_{ac} (DK Tau), кроме того, понятно, что величина F_{ac} , вообще говоря, не является постоянной внутри пятна.

Поэтому, вклад линий в вуалирование спектра CTTS мы продемонстрируем на примере двух моделей: со сравнительно большим и сравнительно малым значением F_{ac} . Эти модели позволяют с разумной точностью (также как на Рис. 2.13 и 2.14) воспроизвести спектры звезд CW Tau и BP Tau в диапазоне 0.47-0.80 мкм, причем именно те, которые использовали Фишер и др. (2011) [34] для измерений вуалирования. Эти спектры мы взяли из архива телескопа КЕСК <http://www2.keck.hawaii.edu/koa/public/koa.php>. Оба спектра были получены 30 ноября 2006 года.

В случае CW Тау параметры модели оказались следующими: эффективная температура и логарифм ускорения силы тяжести для звезды $T_{ef} = 4750$ К и $\lg g = 4.0$ соответственно, $N_0 = 10^{12}$ см⁻³, $V_0 = 350$ км/с, относительная площадь пятна $f = 0.20$, а угол между осью симметрии пятна и лучом зрения $\alpha = 0^\circ$. Эта модель – пример большого пятна (оно занимает 40 % *видимого* полушария звезды) со сравнительно низкой плотностью аккрецируемого газа и потока аккреционной энергии: $\lg F_{ac} \approx 10.4$.

Как мы уже видели в предыдущем разделе, величина r_λ сильно меняется от линии к линии, поэтому всегда следует указывать, какие фотосферные линии используются для измерения вуалирования. К сожалению, до сих пор никто этого не делал, интерпретируя разброс индивидуальных значений r_λ в пределах рассматриваемого диапазона как "ошибку измерения" этой величины. Мы для измерения вуалирования по теоретическому спектру, который в оптическом диапазоне практически совпадает с наблюдаемым, выбрали достаточно глубокие абсорбционные линии без признаков эмиссии в ядре, список которых приведен в таблице 1.2.

Зависимость $r_\lambda(\lambda)$, рассчитанная по модельному спектру для CW Тау, приведена на Рис. 1.9. Поскольку теоретический и наблюдаемый спектры в оптическом диапазоне практически совпадают, наши величины r_λ в этой области должны совпасть с результатами Фишера и др. (2011) [34] с точностью до выбора линий, по которым измерялось вуалирование, что и видно из рисунка. При этом предсказываемое нами вуалирование в ИК диапазоне также практически совпадает с результатами Фишера и др., которые определили вуалирование в этой области по ИК спектру, полученному одновременно с оптическим.

Кроме полного (линии+континуум) вуалирования индивидуальных линий (точки) на рисунке приведена кривая, которая показывает степень вуалирования фотосферных линий одним только континуумом. Видно, что в рассматриваемом случае вклад линий в уменьшение глубины фотосферных линий существенно больше, чем континуума, что и объясняет, почему в спектре CW Тау вуалирование в синей и ИК областях спектра практически одинаково.

Отметим важную особенность эффекта вуалирования линиями, который, на самом деле, включает в себя две составляющие: 1) наложение эмиссионных линий пятна на соответствующие абсорбционные линии фотосферы; 2) уменьшение поверхности фотосферы из-за наличия (холодного или горячего) пятна либо затмения части звезды, например, облаком пыли. Второй эффект связан с тем, что наблюдаемый поток – результат интегрирования интенсивности излучения по поверхности звезды. Изъятие какой-либо части звездной поверхности из области интегрирования приводит не только к ослаблению потока, но и к искажению профилей спектральных линий и изменению их эквивалентных ширин из-за того,

Таблица 1.2: Список линий для вычисления r_λ

λ , Å	λ , Å	λ , Å
Ti I, Mg I 4783.3	Fe I 6173.3	Fe I 9173.2
Ni I, Cr I 4829.2	Cr I 6330.1	Ti I 9599.6
Fe I 4903.3	Fe I, Fe I 6400.1	Ti I 9832.1
Cr I, Fe I 4942.5	Ca I 6462.6	Fe I 9889.0
Ti I, Fe I 4991.1	Ni I 6643.6	Ti I 10003
Fe I, Fe I 5027.2	Ti I 6743.1	Fe I 10155
Fe I, Cr I 5139.5	Fe I 6806.8	Fe I 10167
Fe I, Fe I 5273.2	Al I, Co I 7084.9	Fe I 10341
Fe I 5391.5	Fe I 7292.8	Cr I 10486
Fe I 5476.6	Ca I 7326.2	Fe I 10532
Ca I 5598.5	Ti I, Fe I 7440.8	Ti I 10662
Fe I, Cr I 5682.5	Fe I 7583.8	Ti I 10677
Fe I, Fe I 5762.7	Ni I 7727.6	Ti I 10775
Cr I, Fe I 5791.0	Ti I, Ti I 7978.8	Cr I 11157
Ca I 5857.5	Fe I 8075.2	Cr I 11339
Fe I 5916.3	Mg I, Fe I 8310.9	Cr I 11398
Fe I, Ti I 5952.9	Fe I 8616.3	Fe I 11422
Fe I 6027.1	Cr I 8976.9	Fe I 11595
Ti I 6085.2	Fe I 9070.4	Ti I 11797
Ca I 6122.2	Ca I 9099.1	Ca I 11956

Примечание. Линии Ca I рассчитывались с учетом отклонений от ЛТР (см. Главу 2).

что закон потемнения к краю в линиях и континууме, вообще говоря, разный. Например, если в рассматриваемой модели положить интенсивность излучения пятна равной нулю, т.е. заменить горячее пятно на абсолютно холодное, то вуалирование разных линий будет хаотически меняться в интервале от -0.15 до 0.05 в синей области и примерно от -0.05 до 0.25 в ИК области. Таким образом, при интерпретации небольшого вуалирования, а также при возможном наличии больших холодных или горячих пятен необходимо аккуратно складывать излучения от пятна и невозмущенной атмосферы звезды.

В качестве второго примера мы приведем модель с бóльшим значением F_{ac} , которая

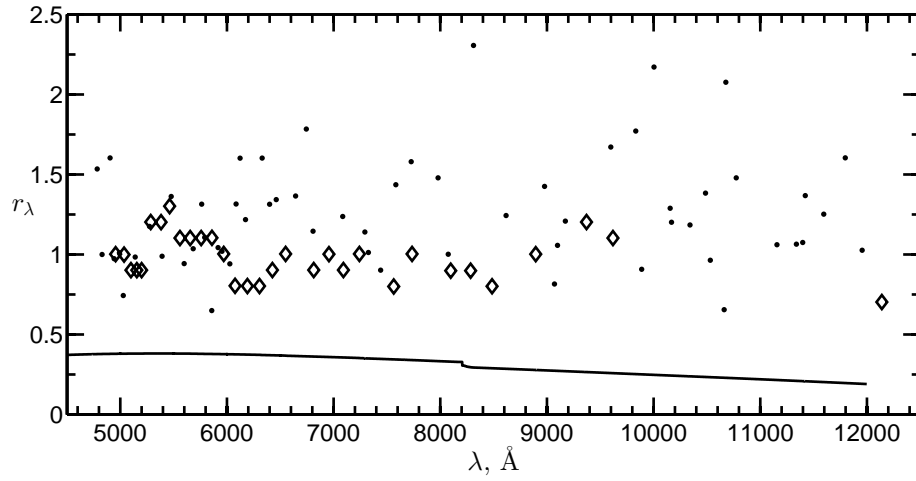


Рис. 1.9: Зависимость вуалирования от длины волны для модели со следующими параметрами: $T_{ef} = 4750$ К, $\lg g = 4.0$, $N_0 = 10^{12}$ см $^{-1}$, $V_0 = 350$ км/с, $f = 0.20$, $\alpha = 0^\circ$. Точки – полное вуалирование для линий, которые перечислены в Табл. 1.2, сплошная кривая – вуалирование, обусловленное только горячим континуумом, ромбики – вуалирование в спектре звезды CW Тау по данным Фишера и др. (2011) [34].

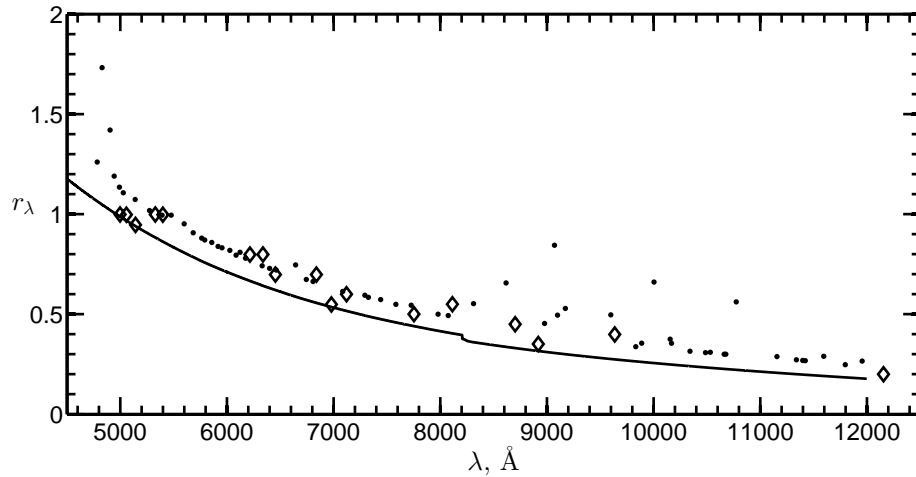


Рис. 1.10: Зависимость вуалирования от длины волны для модели со следующими значениями параметров: $T_{ef} = 4000$ К, $\lg g = 3.5$, $N_0 = 10^{13}$ см $^{-1}$, $V_0 = 350$ км/с, $f = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$. Точки – полное вуалирование для линий, которые перечислены в Табл. 1.2, сплошная кривая – вуалирование, обусловленное только горячим континуумом, ромбики – вуалирование в спектре звезды BR Тау по данным Фишера и др. (2011) [34].

хорошо воспроизводит оптический спектр звезды ВР Тау. Параметры этой модели оказались следующими: $T_{ef} = 4000$ К, $\lg g = 3.5$, $N_0 = 10^{13}$ см⁻³, $V_0 = 350$ км/с, $f = 0.01$, $\alpha = 0^\circ$. Эта модель – пример звезды с малой площадью пятна (оно занимает всего 2% *видимой* поверхности звезды), но высокой плотностью аккрецируемого газа и большой величиной аккреционного потока: $\lg F_{ac} \approx 11.4$.

Как видно из Рис. 1.10, модель хорошо воспроизводит наблюдаемое вуалирование во всем диапазоне от 0.47 до 1.2 мкм. Отметим, что ИК спектр ВР Тау, по которому Фишер и др. определяли вуалирование, был получен одновременно с оптическим. Основной вклад в вуалирование в случае ВР Тау дает континуум, поэтому величина r_λ практически монотонно убывает с длиной волны. Казалось бы, в случае ВР Тау модель Кальвет и Гуллбринга (1998) [16], которая учитывает излучение пятна только в континууме, могла бы объяснить наблюдения, поэтому непонятно, почему Фишер и др. (2011) [34], используя эту модель, не смогли согласовать расчеты с наблюдениями.

Фишер и др. (2011) [34] обнаружили, что зависимость $r_\lambda(\lambda)$ у CTTS может быть очень разной. Рассмотрев в этом разделе модели однородных пятен, мы показали, что в случае большого пятна с малым F_{ac} среднее значение величины r_λ почти постоянно в интервале от 0.5 до 1.2 мкм, а в случае маленького пятна с большим значением F_{ac} степень вуалирования сильно убывает с ростом длины волны. Это значит, что модели пятна с неоднородным распределением величин N_0 и V_0 в поперечном сечении аккреционной струи могут дать самые различные формы зависимости $r_\lambda(\lambda)$: от почти равномерного вуалирования до вуалирования, сосредоточенного преимущественно в ультрафиолетовом и видимом диапазонах. Отметим, что реальные пятна, безусловно, должны быть неоднородными (Романова и др., 2004 [93]).

Стоит указать, что пренебрежение вкладом линий в вуалирование должно приводить к ошибке при определении величины межзвездной экстинкции, поскольку для компенсации гипотетического дополнительного излучения в континууме необходимо увеличить его поглощение. По-видимому, именно по этой причине Фишер и др. (2011) [34] нашли, что поглощение, определяемое по ИК спектру, систематически больше, чем по оптическому.

1.10. Влияние эмиссионных линий на определение параметров звезды.

Если не учитывать, что вуалирование линиями меняет глубину фотосферных линий в очень разной степени даже в пределах узкого спектрального диапазона, то общепринятый метод определения эффективных температур СТТС (Хартиган и др., 1989) [56], основанный на сопоставлении EW абсорбционных линий в спектре исследуемой звезды и звезд сравнения, должен приводить к ошибочным результатам. Мы обработали по этой методике рассчитанные нами спектры моделей звезды с горячим пятном при двух положениях пятна относительно наблюдателя: $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 60^\circ$. Сравнение T_{ef} , которое при этом получилось, с величиной, взятой при расчете модели, позволяет оценить ошибку метода Хартигана и др. (1989) [56]. В качестве спектров сравнения использовалась рассчитанная нами сетка спектров звезд без пятна для $\lg g = 4.0$ и T_{ef} от 3500 К до 5750 К с шагом 250 К.

Результаты оказались неоднозначными: чаще всего разность ΔT_{ef} между вычисленным и реальным значением T_{ef} не превышала 250 К, т.е. не более одного спектрального подкласса, но в некоторых случаях отличия были существенно больше. Например, для модели №5 Табл.1.1 при $\alpha = 0^\circ$ было найдено $\Delta T_{ef} = +1750$ К по участку спектра 4500-5000 Å, $\Delta T_{ef} = -250$ К в интервале 5000-5500 Å, и $\Delta T_{ef} = 0$ К по участкам шириной 500 Å при $\lambda > 5500$ Å. В моделях, где степень вуалирования спектра звезды не очень велика, ошибка T_{ef} , как и следовало ожидать, мала, однако у моделей с заметным вуалированием величина ΔT_{ef} меняется от модели к модели без видимой закономерности. По-видимому, это связано с тем, что при увеличении степени вуалирования часть фотосферных линий становится либо очень слабыми, либо превращается в эмиссионные и мы перестаем их учитывать при вычислении r . Иными словами, в разных моделях r в пределах одного и того же спектрального диапазона вычисляется, вообще говоря, по разному набору линий. Учитывая сказанное резонно предположить, что у всех СТТС с заметно вуалированным спектром (см., например, Гуллбринг и др., 1998 [44]) T_{ef} и спектральный класс определены с ошибкой, величину которой трудно предсказать, тем более что наблюдаемые спектры СТТС, в отличие от модельных, искажены шумом.

Ошибка в определении T_{ef} у СТТС с заметно вуалированным спектром ведет к ошибке в оценке межзвездной экстинкции в направлении на эти звезды. В этой связи отметим, что величины A_V , определенные по оптическим спектрам СТТС, систематически превышают значения A_V , найденные из анализа спектров ультрафиолетового диапазона – см. Ламзин (2006) [124] и приведенные там ссылки. В работе Ламзина (2006) [124] приведены аргументы

в пользу того, что причиной эффекта является некоторая систематическая ошибка, заложенная в методике определения A_V по оптическим спектрам. Резонно предположить, что эта ошибка связана с пренебрежением вклада линий в эффект вуалирования.

При вращении звезды лучевая скорость линий горячего пятна меняется, в результате чего происходит периодическое смещение центра тяжести вуалированных фотосферных линий, что воспринимается как переменность их лучевой скорости V_r (Зайцева и др., 1990 [112]; Петров и др., 2001, 2011 [87, 88]). Однако при количественной интерпретации этого эффекта не следует забывать, что все фотосферные линии вуалированы в разной степени, поэтому амплитуда переменности V_r будет зависеть от используемого набора линий. Это иллюстрирует Рис. 1.11, на котором изображена зависимость V_r фотосферных линий из диапазона 5500-6000 Å, нормированная на скорость экваториального вращения звезды V_{eq} , от их степени вуалирования r .

На верхней панели рисунка приведены результаты расчета для модели №3 из Табл.1.1 в случае, когда крупное пятно ($f = 0.15$) находится на экваторе и наблюдается под углом $\alpha = 60^\circ$, а на нижней – для тех же параметров пятна, но меньшего размера ($f = 0.01$). Зависимость $V_r(r)$ хорошо аппроксимируется прямой линией, уравнение которой нетрудно получить аналитически. Для этого следует найти центр тяжести двух гауссиан, приближенно воспроизводящих абсорбционную и эмиссионную части линии, что дает: $V_r = (r - r_c)V_s \xi$, где r – полное вуалирование, r_c – вуалирование континуумом, $V_s = V_{eq} \sin i \sin \theta \sin \phi$ – проекция скорости элемента поверхности с пятном на луч зрения. ξ – множитель, примерно равный 1 для компактной зоны аккреции ($f \lesssim 0.01$) и 0.3 для $f = 0.15$.

Наличие эмиссионных компонент внутри абсорбционных линий также влияет на оценку проекции экваториальной скорости вращения звезды $v \sin i$. Когда эмиссионная компонента находится в центре линии (горячее пятно проходит центральный меридиан), ширина линии на половине глубины ($FWHM$) увеличивается, но когда эмиссионная компонента находится в одном из крыльев, фотосферная линия становится более узкой. Переменность величины $v \sin i$ в спектре RW Aur (Петров и др., 2001 [87]) возможно обусловлена именно этим эффектом.

Как и в случае лучевых скоростей, результат измерения $v \sin i$ зависит от того, какие фотосферные линии будут выбраны. На Рис.1.12 показано, как меняется отношение $FWHM$ линии аккрецирующей звезды к $FWHM$ той же линии звезды без пятна в зависимости от величины r . Результаты приведены для модели №3 Табл.1.1 при $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 60^\circ$, а экваториальная скорость вращения принята равной 12 км/с. Для простоты предполагалось, что центр пятна лежит на экваторе звезды, а угол наклона оси вращения к лучу зрения

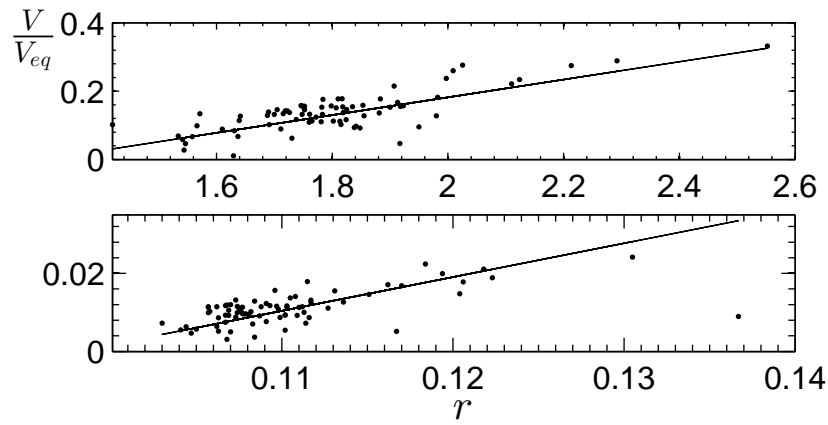


Рис. 1.11: Зависимость лучевой скорости фотосферных линий от вуалирования в них. Верхняя панель – для модели №3 из Табл.1.1 ($f = 0.15$) при $\alpha = 60^\circ$, точки – индивидуальные линии, прямая – аналитическая аппроксимация: $V/V_{eq} = 0.3 \times (r - 1.3) \sin \alpha$. Нижняя панель – то же самое, но для пятна с $f = 0.01$, аппроксимация: $V/V_{eq} = 1.0 \times (r - 0.1) \sin \alpha$.

$i = 90^\circ$. Линии выбирались из диапазона 5500-6000 Å так, чтобы эмиссионная часть не слишком сильно искажала профиль, и в наблюдаемом спектре она могла быть принята за обычную фотосферную линию.

Из рисунка видно, что в зависимости от выбора линий, по которым производится определение $v \sin i$, полученные значения этой величины могут отличаться в несколько раз. Это позволяет утверждать, что все приводимые в литературе значения $v \sin i$ для СТТС с заметно вуалированным спектром имеют систематическую ошибку, величину которой трудно оценить. Вероятно именно с этим связаны проблемы, которые возникают при попытке согласовать между собой период вращения звезды, ее радиус, а также значения i и $v \sin i$ в случае DI Ser и RW Aur (Гамейро и др., 2006 [38] и раздел 3.2.4.).

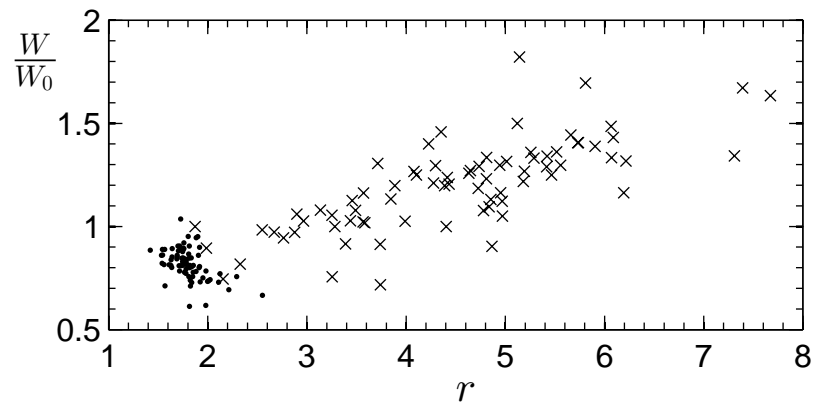


Рис. 1.12: Зависимость уширения линий от величины вуалирования для модели №3 Табл.1.1. W/W_0 – отношение $FWHM$ линии в спектре аккрецирующей звезды к тому же значению в спектре звезды без пятна, r – вуалирование. Скорость вращения на экваторе $V_{eq} = 12$ км/с. Крестики – горячее пятно наблюдается под углом $\alpha = 0^\circ$, точки – под углом $\alpha = 60^\circ$.

1.11. Неоднозначность определения параметров горячего пятна по ЛТР спектрам

В данной работе мы рассматриваем сравнительно простую модель – круглое однородное пятно, однако расчеты Романовой и др. (2004) [93] показывают, что даже в простейшем случае дипольного магнитного поля звезды поперечное сечение аккреционной струи имеет сложную форму, а распределение параметров N_0 и V_0 в этом сечении весьма неоднородно. Тем не менее даже наша простая модель позволяет увидеть, насколько велики ошибки определения параметров, характеризующих процесс аккреции на CTTS (\dot{M} , f и т.п.), если использовать спектральные наблюдения неадекватного качества и не учитывать эмиссию в линиях при интерпретации эффекта вуалирования.

Покажем сначала, что в рамках используемого приближения можно подобрать несколько моделей, которые воспроизводят наблюдаемые спектры с примерно одинаковой точностью. Один из основных факторов, приводящих к неоднозначности определения параметров процесса аккреции – положение пятна на поверхности звезды в момент наблюдения. Проиллюстрируем это утверждение на примере участка спектра звезды RU Lup, который изображен на Рис.1.6а. Наблюдаемый спектр звезды, заимствованный из работы Гама и др. (2008) [37], сравнивается на этой панели с моделью, соответствующей пятну с $\alpha = 0$ и $f = 0.12$. Остальные параметры модели приведены в первой строке Табл.1.1.

На верхней панели Рис.1.13 показана относительная разность спектров для этой модели и модели, у которой $f = 0.245$ и $\alpha = 60^\circ$, а остальные параметры те же. У этих моделей темп аккреции \dot{M} отличается примерно вдвое, однако из рисунка видно, что при этом их спектры на приведенном участке совпадают с точностью до 1%. Чтобы сделать выбор между двумя моделями необходимо иметь наблюдательные данные с разрешением $R > 40\,000$ и отношением сигнал/шум (S/N) не менее 200. Уже это показывает, что приводимые в литературе оценки темпа аккреции, полученные по единственному спектру, да еще сравнительно низкого качества, нельзя считать достоверными, даже если забыть о том, что при этом не учитывался вклад линий в вуалирование.

Зделаем два замечания. Во-первых, дополнительной информацией, позволяющей определить угол α , может служить положение эмиссионного пика внутри абсорбционной линии, которое должно периодически меняться из-за вращения звезды вокруг оси. Извлечь такую информацию можно только при наличии нескольких спектров, полученных при различных положениях пятна относительно наблюдателя. Во-вторых, различия в спектрах, наблюдаемых под разными углами, являются следствием различий в законах потемнения к краю в

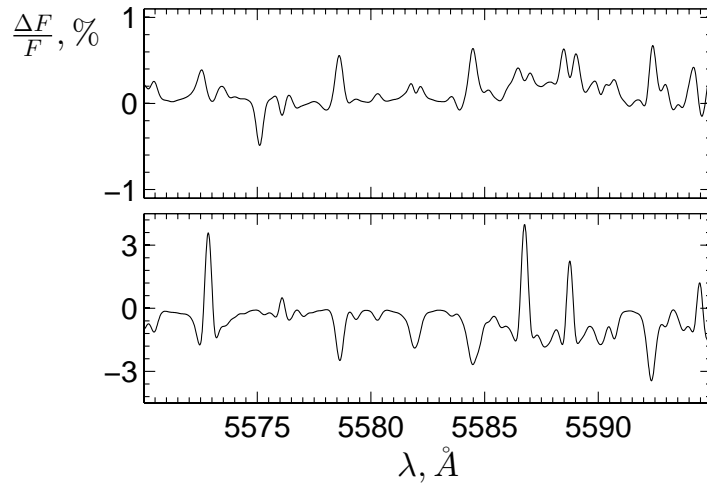


Рис. 1.13: Отличие спектров $F_\lambda(\lambda)$ двух моделей с разными параметрами. Верхняя панель: для моделей, у которых отличаются только значения f и α . У первой модели эти величины соответственно равны 0.120 и 0° , а у второй 0.245 и 60° . Спектры уширины сверткой с гауссианой для соответствия наблюдаемому спектру RU Lup, показанному на левой верхней панели Рис. 1.6. Нижняя панель: для моделей, у которых при одинаковом K отличаются лишь значения V_0 и $\lg N_0$. Для первой модели эти величины соответственно равны 400 км/с и 12.0, а для второй – 200 км/с и 12.9. Спектры уширины свёрткой с гауссианой с $\sigma = 7.5$ км/с.

линиях и в континууме. Так как здесь рассматриваются относительно слабые линии, то эти различия невелики, и следовательно почти нет зависимости от угла α . Более сильные линии, проявляющие себя в эмиссии, будут рассмотрены с учетом отклонений от ЛТР в следующей главе.

Поскольку структура прогреваемой атмосферы определяется, в основном, мощностью падающего излучения, ЛТР спектры моделей с одинаковыми значениями K очень похожи. Это иллюстрирует нижняя панель Рис.1.13, на которой показана относительная разность спектров двух моделей с одинаковой величиной K , но разными значениями V_0 и $\lg N_0$, которые соответственно равны 400 км/с, 12.0 и 200 км/с, 12.9.³ Темп аккреции у этих моделей отличается в 4 раза, однако относительное отличие величин F_λ в данном спектральном диапазоне $< 4\%$. Увидеть такое различие можно лишь при спектральном разрешении $R > 30\,000$ и $S/N > 50$.

Из расчетов также следует, что при заданном значении V_0 спектры моделей с одинаковой величиной \dot{M} , но разными значениями f и N_0 можно отличить примерно при таких же требованиях к качеству спектральных наблюдений, как и при сравнении моделей с одинако-

³ Остальные параметры у этих моделей также одинаковы: $T_{ef} = 4000$ К, $\lg g = 4.0$, $f = 0.1$, $\alpha = 0$.

вым значением K .

То, что спектры практически однозначно определяются только величиной K , является следствием ЛТР подхода. Однако, наиболее сильные линии, некоторые из которых будут рассмотрены в следующей главе, необходимо рассматривать с учетом отклонений от ЛТР. Чувствительные к не-ЛТР эффектам, линии могут помочь преодолеть неопределенность при одновременном определении параметров аккреции N_0 и V_0 , поскольку интенсивность линий показывающих отклонение от ЛТР должна зависеть от поля излучения, которое определяется величиной V_0 (см. раздел 1.2.). Наиболее перспективными в этом отношении должны быть линии с большим потенциалом возбуждения, например, линии He I, He II и Si II, наблюдаемые в спектрах CTTS. Учет отклонений от ЛТР для этих линий может оказаться важным при интерпретации спектров: в частности, П. П. Петров (частное сообщение) обнаружил, что в спектре звезды DR Тау фотосферные линии Ca I, в отличие от линий других металлов, вуалируются только континуумом. Наши ЛТР-расчеты не позволяют объяснить этот эффект, который, впрочем, может быть связан с дефицитом кальция в аккрецируемом газе. Действительно, как видно, например, из Рис.5 обзора Спитцера и Дженкинса (1975) [103], дефицит кальция в межзвездной среде бывает достаточно большим.

Для сравнения со спектрами CTTS на Рис.1.6 были выбраны модели, спектры которых *качественно* похожи на наблюдаемые: в рамках модели однородного круглого пятна нет смысла добиваться наилучшего количественного совпадения расчетных и наблюдаемых спектров. Во всех случаях принималось $T_{ef} = 4000$ К и $\lg g = 4.0$. Поскольку модели с сильно отличающимися параметрами могут иметь весьма похожие спектры, приведенные в Табл.1.1 величины нельзя считать истинной характеристикой соответствующих CTTS. Используя приведенные в литературе значения радиуса этих звезд мы получили для них оценки темпа аккреции. Хотя эти оценки носят исключительно иллюстративный характер, стоит отметить, что, по сравнению с величинами \dot{M} , которые были получены без учета вуалирования линиями (Гуллбринг и др., 2000 [45]; Ламзин и др., 1996 [79]), наши значения в 3-10 раз меньше.

1.12. Результаты Главы 1

В работах Петрова и др. (2001, 2011) [87, 88], Гама и др. (2008) [37] приведены аргументы в пользу того, что уменьшение глубины фотосферных линий в спектрах СТТС обусловлено не только наличием эмиссионного континуума, но и частичным заполнением абсорбционных линий эмиссионными. В этой главе показано, что этот эффект обусловлен тем, что прогретая излучением УВ атмосфера звезды в основании аккреционной колонки (т.н. горячее пятно), излучает как в континууме, так и в линиях, поскольку температура над фотосферой пятна увеличивается наружу. Из расчетов следует, что наиболее сильные из этих линий проявляются в спектрах СТТС в виде т.н. узких эмиссионных компонент, а более слабые в той или иной мере блендируют линии фотосферы.

Расчеты структуры и спектра горячего пятна были выполнены с помощью модифицированной программы ATLAS9 (Куруц, 1970 [75]) в рамках ЛТР-приближения для плоскопараллельного слоя с солнечным обилием элементов. Тестовые вычисления показали, что программа работает правильно. Оказалось, что основные параметры задачи – скорость V_0 и плотность N_0 аккрецируемого газа перед фронтом УВ и T_{ef} звезды. Спектр пятна зависит, главным образом, от отношения K мощности внешнего излучения к мощности излучения невозмущенной атмосферы, причем при малых значениях K горячее пятно проявляет себя, в основном, в линиях, а заметная эмиссия в континууме появляется при больших K . При одинаковых K , но разных значениях V_0 и N_0 различия спектров пятна невелики, однако не следует забывать, что в рамках ЛТР-приближения вид спектров определяется, прежде всего, зависимостью $T = T(\tau_{Ross})$, поэтому учет отклонений от ЛТР может существенно изменить этот вывод.

Предполагая, что на поверхности звезды с T_{ef} от 3750 К до 5000 К имеется одно пятно круглой формы, в пределах которого значения V_0 и N_0 одинаковы, было рассчитано, как должны выглядеть результирующие спектры системы звезда+пятно при разных относительных размерах пятна f и его положении относительно наблюдателя, характеризуемого углом α между лучом зрения и осью симметрии пятна. Для каждой из звезд, у которых было обнаружено вуалирование линиями (Гам и др., 2008 [37]; Петров и др., 2011 [88]), удалось подобрать модель, спектр которой похож на наблюдаемый, по крайней мере, в том, что линии, показывающие эмиссию в наблюдаемых спектрах, показывают эмиссии и в моделях.

Из расчетов следует, что в видимом диапазоне разброс степени вуалирования r индивидуальных линий особенно велик в интервале длин волн 5000-5500 Å, в результате чего среднее значение r в этом интервале возрастает. До нашей работы наличие локального мак-

сумма на зависимости $r = r(\lambda)$ в районе $\lambda \approx 5300 \text{ \AA}$ интерпретировалось, как немонотонное распределение энергии в спектре эмиссионного континуума, причина которого была непонятна.

Было показано, что если при расчете спектра аккреционного горячего пятна учитывать эмиссию не только в континууме, но и в линиях, а также корректно суммировать вклады в общее излучение от пятна и невозмущенной фотосферы звезды, то наблюдаемое вуалирование спектров CTTS в ближней ИК области можно объяснить без привлечения дополнительных источников вуалирующего континуума.

Наличие узких эмиссионных компонент внутри фотосферных линий приводит к искажению относительных глубин линий и к изменению формы их профиля, что может привести к систематическим ошибкам в определении параметров звезды: эффективной температуры и $\lg g$. Перемещение пятна относительно наблюдателя при вращении звезды вокруг оси приводит к смещению положения эмиссионных компонент внутри абсорбционных линий, что воспринимается как переменность лучевой скорости звезды. Одновременно меняется и ширина фотосферных линий, что выглядит как переменность величины $v \sin i$. Важно подчеркнуть, что величина эффекта зависит от того, какие именно фотосферные линии будут выбраны для измерений, поскольку даже внутри сравнительно узкого спектрального интервала степень вуалирования линий r может отличаться в несколько раз.

Показана ограниченность использования вуалирования при определении параметров аккреционного пятна, поскольку примерно одинаково вуалированные спектры могут быть получены при различных параметрах пятна, особенно, если спектры рассчитаны в ЛТР приближении. Поэтому для определения параметров ударной волны, необходимо использовать более сильные линии, которые явным образом проявляют себя как узкие эмиссионные компоненты и которые необходимо рассчитывать с учетом отклонений от ЛТР. Чувствительные к не-ЛТР эффектам линии могут помочь преодолеть неопределенность при одновременном определении параметров аккреции N_0 и V_0 , поскольку интенсивность линий, показывающих отклонение от ЛТР, должна зависеть от поля излучения, которое определяется величиной V_0 .

В следующей главе будут проведены не-ЛТР расчеты спектров атомов He I, He II, Ca I и Ca II. Эти расчеты должны уменьшить неоднозначность определения параметров аккреционного потока, а также прояснить вопрос о содержании Ca в аккрецируемом газе.

Содержание главы отображено в двух статьях Додин и Ламзин (2012, 2013) [118, 120].

Глава 2. Учет отклонений от ЛТР для атомов He и Ca

2.1. Метод расчета населенностей уровней He I и He II

Область за фронтом аккреционной УВ можно, с известной долей условности, разделить на две зоны: зона охлаждения, прозрачная для рентгеновского и УФ излучения остывающего газа, и горячее пятно, т.е. атмосфера звезды, в которой это излучение поглощается. Распределение температуры T , концентрации частиц N , в зоне охлаждения взяты из работы Ламзина (1998) [123] для значений $V_0 = 200 - 400$ км/с и $\lg N_0 = 11.5 - 13.0$. Распределения тех же параметров в горячем пятне в том же интервале значений V_0 , N_0 при различных параметрах невозмущенной атмосферы звезды были рассчитаны в главе 1 (см. раздел 1.4.).

Спектр горячего пятна главным образом определяется параметром K (см. формулу 1.7, разделы 1.5., 1.11., а также работу Калвет и Гуллбринг, 1998 [16];) На Рис. 2.1 показано распределение величин T , N и относительное обилие иона He II, а также относительная населенность уровней He II с главным квантовым числом $n = 3$ и $n = 4$ для двух моделей, у которых величина K отличается примерно в 25 раз.

Выбор иона и главного квантового числа для рисунка обусловлен тем, что линию He II 4686 Å мы в дальнейшем будем активно использовать для определения параметров аккреционного потока CTTS. Чтобы отобразить на рисунке только области, в которых ион He⁺ имеет заметное обилие, мы в качестве абсциссы использовали логарифм отношения оптической толщи резонансной линии He II $\lambda = 304$ Å к ее максимальному значению. Таким образом, Рис. 2.1 дает представление о физических условиях, при которых формируются линии He II.

Система уравнений, описывающая баланс населенностей многоуровневого атома в стационарной ситуации, общеизвестна (см., например, Михалас, 1982 [126]; Сахибуллин, 1997

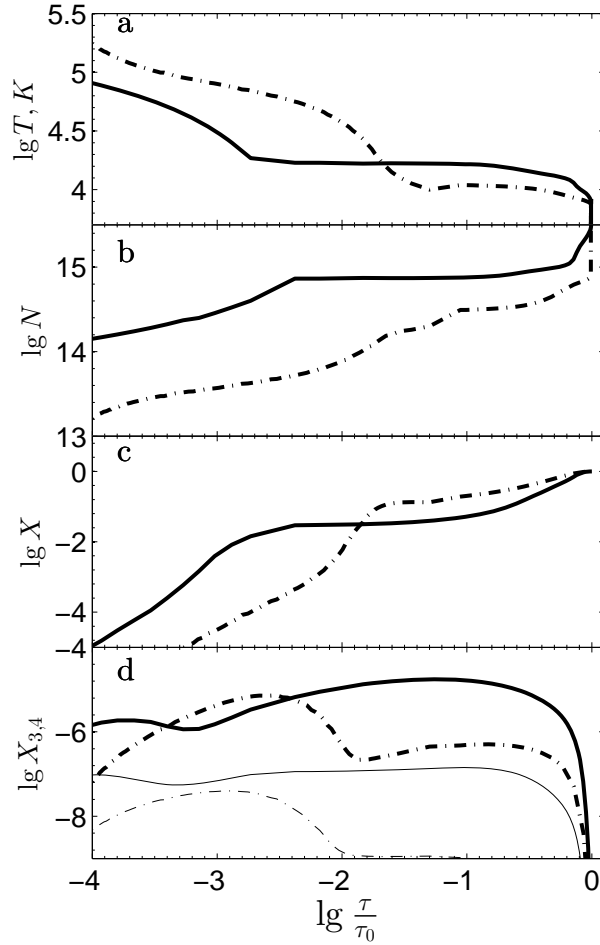


Рис. 2.1: Распределение параметров в области формирования линий He II для звезды с $T_{ef} = 4000$ К и $\lg g = 4.0$: температуры (а), концентрации частиц (б), относительного обилия иона He^+ (с), относительной населенности уровней He II с $n = 3$ (жирные линии) и $n = 4$ (тонкие линии). Сплошная кривая для модели с $V_0 = 400$ км/с, $\lg N_0 = 12.5$ ($K = 7.6$), а штрихпунктирная для модели с $V_0 = 200$ км/с, $\lg N_0 = 12$ ($K = 0.3$). τ – оптическая толщина линии 304 \AA с максимальным значением τ_0 , которое соответственно равно 3.0×10^4 и 1.0×10^4 .

[130]) и приводить ее здесь нет смысла. Мы ограничимся описанием того, какие атомные данные были использованы и как эта система уравнений решалась.

Использованная для расчета спектров модель атома гелия включает в себя энергетические уровни He I до главного квантового числа $n = 7$ с расщеплением по орбитальному числу и компонентам тонкой структуры, уровни He II до $n = 10$ без расщепления по орбитальному числу и состояние двукратной ионизации (см. Рис. 2.2). Таким образом, в модели учитывается 66 энергетических состояний, однако при расчете населенностей уровней состояния He I с $n = 4 - 7$ и He II с $n = 6 - 10$ объединены в суперуровни. Выбор относительно небольшого количества уровней в атоме обусловлен прежде всего отсутствием точных значений коэффициентов возбуждения и ионизации электронным ударом для высоковозбужденных уровней. Иными словами, резонно предположить, что увеличение точности при включении большего количества атомных уровней будет скомпенсировано низким качеством данных для этих уровней.

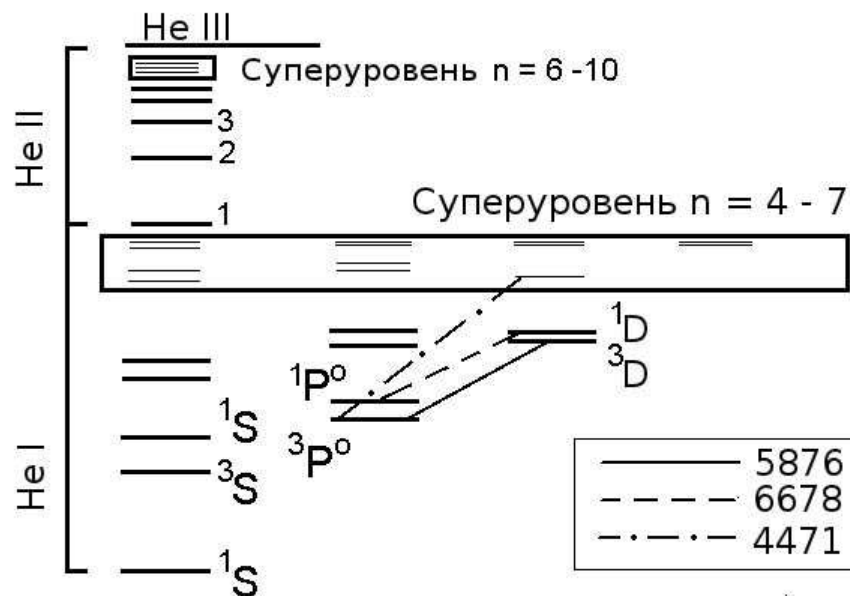


Рис. 2.2: Схема атома гелия. Показаны переходы, соответствующие линиям 4471, 5876, 6678 Å.

Коэффициенты Эйнштейна и силы осцилляторов для всех переходов в нашей модели атома He I взяты из базы NORAD (Нахар, 2010 [86]). Те же величины для иона He II рассчитаны по формуле из книги Берестецкого и др. (1989) [114]. Коэффициенты рекомбинации для He I взяты из базы данных NORAD, а для He II из программы Cloudy08 (Ферланд и др., 1998 [33]). Сечения ионизации излучением для всех уровней He I взяты из базы NORAD, а для He II рассчитаны по формулам из работы Головатого и др. (1997) [41].

Коэффициенты возбуждения и деактивации электронным ударом для He I и He II рассчитаны по данным, взятым из базы данных CHIANTI v.5.0 (Дере и др., 1997 [23], Ланди и др., 2006 [80]) для всех переходов с $n = 1, 2$ на уровни с $n \leq 5$. Для перехода $n = 3 \rightarrow 4$ He II ударные коэффициенты рассчитывались по данным из книги Вайнштейна и др. (1979) [116], а для остальных переходов He I и He II по формуле ван Регемортера (1962) [89].

Коэффициенты ионизации электронным ударом для уровней с $n = 1$ и 2 атома He I рассчитаны в борновском приближении в книге Вайнштейна и др. (1979) [116]. Для остальных уровней He I и He II мы учитываем ионизацию электронным ударом, используя сечения водородоподобного атома по формулам из работы Кларк и др. (1991) [22].

Для расчета населенностей необходимо знать поле излучения в континууме, характеризующееся средней интенсивностью $J_\nu(z)$, где z – геометрическая координата, отсчитываемая вдоль нормали к слою. Для горячего пятна распределение $J_\nu(z)$ мы брали из результатов расчета, описанных в предыдущей главе, а в зоне охлаждения J_ν принималось равным значению в верхней пространственной ячейке модели горячего пятна, поскольку эта зона является прозрачной в континууме (Ламзин, 1998 [123]).

Перенос излучения в линиях при расчете населенностей учитывался методом вероятности выхода кванта, который предполагает замену коэффициента Эйнштейна A_{ik} для спонтанного перехода в уравнениях баланса на величину $P_{ik} \cdot A_{ik}$, где P_{ik} – вероятность выхода кванта из слоя. Величина P зависит от оптической толщи линии и рассчитывалась так же, как в программе Cloudy08. Отсылая за подробностями к работе Ферланда и др. (1998) [33], мы отметим лишь следующее. Для линий серии Лаймана иона He⁺ предполагается неполное перераспределение по частотам, как и в программе Cloudy08. Специальный случай предусмотрен для линии L_α , вероятность выхода кванта для которой зависит еще и от коэффициента поглощения в континууме κ_c на длине волны 304 \AA . Зависимость $\kappa_c(z)$ для горячего пятна была рассчитана в предыдущей главе, а в зоне охлаждения за фронтом аккреционной УВ принималась равной $\kappa_c^0 \times N(z)/N_u$, где κ_c^0 – коэффициент поглощения в верхней точке горячего пятна, а $N(z)$ и N_u – плотность газа в данной точке и в верхней точке пятна соответственно. Для остальных спектральных линий предполагается полное перераспределение по частотам внутри всего профиля.

При вычислении оптических толщин линий τ мы не учитывали градиент скорости в зоне за фронтом аккреционной УВ, поскольку в области с $\tau > 1$ тепловая скорость движения атомов гелия в несколько раз больше скорости оседания газа к звезде даже в области формирования резонансных линий He II. При расчете населенностей уровней локальный профиль линии предполагался доплеровским с крыльями, обусловленными естественным затухани-

ем.

В принципе, на населенность уровней He II может влиять излучение водорода, некоторые линии которого почти совпадают по частоте с линиями He II. Однако оказалось, что этот эффект в нашем случае не существенен, поэтому мы не будем в деталях описывать, как рассчитывалась населенность уровней водорода. Отметим только, что методика расчета была такой же, как в программе Cloudy08, и похожей на методику для гелия.

Для упрощения расчетов и более реалистичного учета отсутствующих в литературе атомных данных мы объединили верхние уровни He I и He II в суперуровни, подуровни которых считаются населенными в соответствии с распределением Больцмана, поэтому детальные сведения о переходах электрона внутри суперуровня нас интересовать не будут. Переходы между суперуровнем S и другими уровнями n атома учитываются путем эффективных коэффициентов перехода C , которые получаются усреднением коэффициентов перехода $C_{Sp \rightarrow n}$ с подуровня Sp на уровень n с распределением Больцмана для подуровней Sp . Коэффициенты перехода с уровней n на подуровни Sp суперуровня S получаются простым суммированием. Такой подход в условиях высокой плотности аккреционной колонки оказывается оправданным: контрольный расчет моделей без такого объединения уровней приводит к тем же результатам и показывает, что верхние уровни между собой действительно населены в соответствии с распределению Больцмана.

После задания атомных параметров и расчета скоростей процессов в каждом узле сетки по z -координате решается система уравнений, которая описывает баланс населенности уровней при фиксированных значениях электронной концентрации N_e и температуры T_e . Решение уравнений баланса населенностей и вычисление вероятностей выхода кванта, зависящих от этого решения, получается путем итераций. Итерации продолжаются до момента, когда относительное отличие оптических толщин τ между соседними итерациями становится $\leq 10^{-3}$.

Чтобы получить представление о влиянии числа учитываемых уровней в He I и He II на точность получаемых результатов, мы использовали программу Cloudy08 (Ферланд и др., 1998 [33]) для модели однородного слоя с параметрами, близкими к параметрам газа в области формирования линий He I и He II (см. Рис. 2.1): температура газа $T = 30000$ К, концентрация $10^{14.5} \text{ см}^{-3}$, толщина слоя $H = 10^3 \text{ см}$ ¹, поле излучения – чернотельное с $T = 30000$ К и коэффициентом дилуции 10^{-3} , что примерно соответствует излучению в зоне образования линий He I и He II.

¹ Мы выбрали оптически тонкий в континууме слой, поскольку наша программа предполагает заданное поле ионизирующего излучения, а в Cloudy излучение задается на границе слоя.

Вначале для этой модели мы рассчитали оптические толщины нескольких линий He I и He II для модели из 7 уровней в атоме He I и 10 в He II, а затем повторили расчет, взяв 17 уровней для He I и 20 для He II. Оказалось, что относительная разность оптических толщин для различных линий He II с главным квантовым числом нижнего уровня $n = 1 - 4$ составляет около 0.5%. Для He I при $n = 1 - 2$ менее 1%, для $n = 3$ - несколько процентов. Аналогичные тесты для моделей с $N = 10^{13}$ и $N = 10^{15}$ см⁻³ дали сходные результаты, на основании чего мы заключаем, что выбранное нами количество уровней достаточно для решения поставленной задачи.

Для проверки работы нашей программы мы сравнили результаты ее расчета с результатами, полученными с программой Cloudy08, для той же модели однородного слоя. Сравнение показало, что населенности уровней атома He I отличаются не более чем в два раза, что, вероятно, связано с различием атомных данных, главным образом коэффициентов, описывающих электронные удары: мы рассчитали ту же модель с приближенными коэффициентами, вычисленными по формуле ван Регемортера (1962) [89] для всех уровней, и получили расхождение с нашей моделью в населенностях уровней He I до трех раз. Для атома He II отличие с результатами Cloudy08 составило менее 30%. Для контроля мы рассчитали ту же модель, но с фактором дилуции равным 1: как и ожидалось, полученные при этом населенности уровней He I и He II практически совпадают с ЛТР-значениями. Это позволяет сделать вывод, что наша программа работает правильно, по крайней мере, для атома He II.

Рассмотрим процессы, которые определяют населенность различных уровней He I и He II в двух интересующих нас областях. Представление о характерных значениях плотности и температуры в этих областях дает Рис. 2.1. Рассмотрим вначале область за фронтом аккреционной УВ.

Основной уровень He I в равной степени населяется радиационными распадами с верхних уровней и радиативной рекомбинацией. Уход с уровня происходит за счет ударной ионизации и возбуждения, причем при небольших значениях V_0 и N_0 доминирует ударная ионизация. Уровни с $n = 2$ населяются в основном за счет ударных процессов, но при малых значениях F_{ac} (см. соотношение 1.2) также важен радиационный распад. Опустошение этих уровней контролируется электронными ударами, за исключением уровня 2^1P , для которого удары и радиационные распады играют одинаковую роль. Населенность остальных уровней He I определяется электронными ударами. Самые верхние уровни, объединенные в суперуровень, населяются ударными процессами, а при малых F_{ac} также радиативной рекомбинацией. Опустошение уровней происходит за счет ударных переходов и ударной ионизации. Ионизационный баланс между He I и He II обеспечивается ударной ионизацией и радиативной

рекомбинацией.

Основной уровень He II населяется за счет радиационных распадов и рекомбинаций, а опустошается за счет ударных процессов. В населенности второго, третьего и четвертого уровня все процессы играют примерно одинаковую роль, с небольшим преобладанием ударных. Опустошение уровней происходит вследствие радиационных переходов вниз для $n = 2 - 3$, а для $n = 4$ ударные процессы, опустошающие уровень, сравниваются с радиационными. Пятый и шестой уровни населяются ударами, но для шестого также важны рекомбинации. Опустошение уровней происходит за счет ударных переходов, ударной ионизации и радиационных распадов. Баланс между He II и He III определяется ударной ионизацией и радиативной рекомбинацией.

Перейдем теперь к горячему пятну. В этой области основное состояние He I контролируется ионизацией излучением, рекомбинацией и ударной деактивацией с верхних уровней. При малых V_0 существенным становится опустошение уровня за счет ударных переходов на вышележащие уровни. Все возбужденные состояния атома He I контролируются электронными ударами. Для уровней 2^3P при малом F_{ac} доминирует радиационный распад в основное состояние. Населенность суперуровня определяется ударными переходами и ударной ионизацией.

Основное состояние He II определяется ударной и радиационной ионизацией He I, ударными переходами и рекомбинацией He III, с одной стороны, и рекомбинацией в He I и радиативной ионизацией в He III, с другой стороны. Населенность второго и третьего уровней контролируется радиационными переходами и радиационной рекомбинацией. Опустошение уровней происходит электронным ударом и радиативными переходами. Четвертый уровень населяется электронными ударами и в меньшей степени – рекомбинациями, а опустошение уровня происходит электронным ударом с небольшой долей радиационных переходов. Остальные уровни контролируются электронными ударами. Для уровней с $n \geq 6$ в опустошение уровня заметный вклад вносит ионизация электронным ударом.

На ионизационный баланс He I–He II в горячем пятне примерно одинаково влияют радиационные и ударные процессы, а ионизационное состояние He II–He III в основном определяется радиативными процессами.

Расчитанное нами в ЛТР приближении распределение температуры в горячем пятне, возможно, завышено по сравнению с истинным при значениях росселандовой оптической толщи $\lg \tau_{Ross} < -3$ (см. Рис. 1.2). Но если населенность уровней и ионизационный баланс определяются в основном радиативными процессами, которые слабо зависят от температуры, можно предположить, что отклонение полученной нами зависимости $T(\tau_{Ross})$ от истинной не

сильно скажется на населенности уровней.

Для проверки этой гипотезы мы сравнили обилие гелия в разных стадиях ионизации, а также населенности уровней He I и He II в моделях, рассчитанных обычным способом, с аналогичными величинами в моделях, где предполагалось, что при $\tau_{Ross} < \tau_0$ температура постоянна и равна $T(\tau_0)$. Значения $\lg \tau_0$ выбирались равными -3.0 , -3.5 и -4.0 . Оказалось, что в случае He I отличия достаточно велики. Например, при $\lg \tau_0 = -3$ изменение колонковой плотности атомов He I в различных возбужденных состояниях может отличаться от исходной модели до трех раз, причем максимальное отклонение наблюдается для уровня с $n = 2$. Отклонение уменьшается по мере увеличения величины F_{ac} : для модели с $\lg N_0 = 12.5$, $V_0 = 400$ км/с отклонение для $n = 2$ составляет всего 30%. При $\lg \tau_0 = -3.5$ поведение отклонений аналогично, но разница в населенностях всегда меньше 50%.

Чувствительность населенности верхних уровней He I к распределению температуры обусловлена тем, что для атома гелия населенность в значительной мере определяется ударными процессами, эффективность которых сильно зависит от температуры. Более того, сечения возбуждения и ионизации с верхних ($n \geq 3$) уровней известны с невысокой точностью. Сейчас трудно сказать, насколько отклонение ЛТР-зависимости $T(\tau)$ от истинной и ошибки в сечениях ударных процессов сказываются на расчетную интенсивность субординатных линий He I, поэтому в данной работе мы эти линии не будем использовать для диагностики.

Ситуация с He II оказалась диаметрально противоположной: отличие в населенности уровней у исходной модели и моделями с разными τ_0 не превышает нескольких процентов. Подчеркнем, что проблемы с населенностью возбужденных уровней He I практически не влияют на ионизационный баланс He I-He II, поскольку в нашем случае свыше 99 % атомов гелия находится в состоянии с $n = 1$. Таким образом, в случае He II оправданно комбинировать не-ЛТР расчет населенностей с использованием структуры атмосферы в ЛТР-приближении. Позднее мы увидим, что линия He II 4686 является весьма эффективной для диагностики физических условий в зоне аккреции CTTS.

2.2. Расчет населенностей уровней Ca I и Ca II

В оптических спектрах СТТС у кальция наблюдаются только линии Ca I и Ca II. Поскольку в зоне охлаждения за фронтом аккреционной УВ в заметном количестве присутствуют ионы кальция с зарядом $\geq +2$, в этой работе нас будут интересовать только горячее пятно и невозмущенная атмосфера звезды. Для Ca I и Ca II, как и для гелия, мы будем использовать ЛТР-модели атмосфер, рассчитанные с помощью программы ATLAS9, и модели горячего пятна, описанные в предыдущей главе. Тем самым мы будем полагать, что изменения в населенностях уровней Ca при отказе от ЛТР-гипотезы не влияют существенно на модель атмосферы из-за сравнительно малого обилия этого элемента.

Значения T_{ef} мы брали в интервале от 4000 до 5000 К, логарифм ускорения силы тяжести $\lg g$ 3.5 и 4.0, а скорость микротурбулентности V_{mic} всегда полагали равными 2 км/с, чтобы уменьшить число свободных параметров.

Модель атома Ca (см. Рис.2.3) и методы расчета населенностей уровней полностью совпадают с описанными в статье Машонкиной и др. (2007) [83]. Единственное изменение, необходимое для правильного учета внешнего излучения, относится к программе DETAIL (Батлер и Гиддингс, 1985 [13]), в которой в процедуре formal, рассчитывающей поле излучения по заданной функции источника S и непрозрачности χ , было изменено граничное условие на $\tau = 0$ для величины $J = [I(\mu) + I(-\mu)]/2$, где $I(\mu)$ – интенсивность излучения, направленного под углом θ к нормали плоско-параллельной атмосферы, $\mu = \cos \theta$, причем для выходящего излучения $\mu > 0$. Новое граничное условие для J , учитывающее наличие внешнего излучения с интенсивностью I_e (Михалас, 1982 [126]):

$$\mu \frac{dJ}{d\tau} = J - I_e.$$

Интенсивность I_e рассчитана путем интерполяции интенсивности внешнего, т.е. формирующегося в зоне охлаждения аккреционной УВ, излучения из раздела 1.2. на сетку частот, которую использует DETAIL.

Для проверки правильности внесенных нами изменений мы провели сравнение поля излучения, полученного в DETAIL, с полем излучения, рассчитанным в ATLAS9 (см. раздел 1.4.). Оказалось, что для любой модели на всех глубинах и частотах они повторяют друг друга и главное их отличие состоит в том, что в DETAIL использована более подробная сетка частот.

Моделирование показало, что линии Ca I и II, как правило, формируются в слоях горячего пятна с $\lg \tau_{Ross} > -3$. Исключения составляют модели с малым F_{ac} , для которых

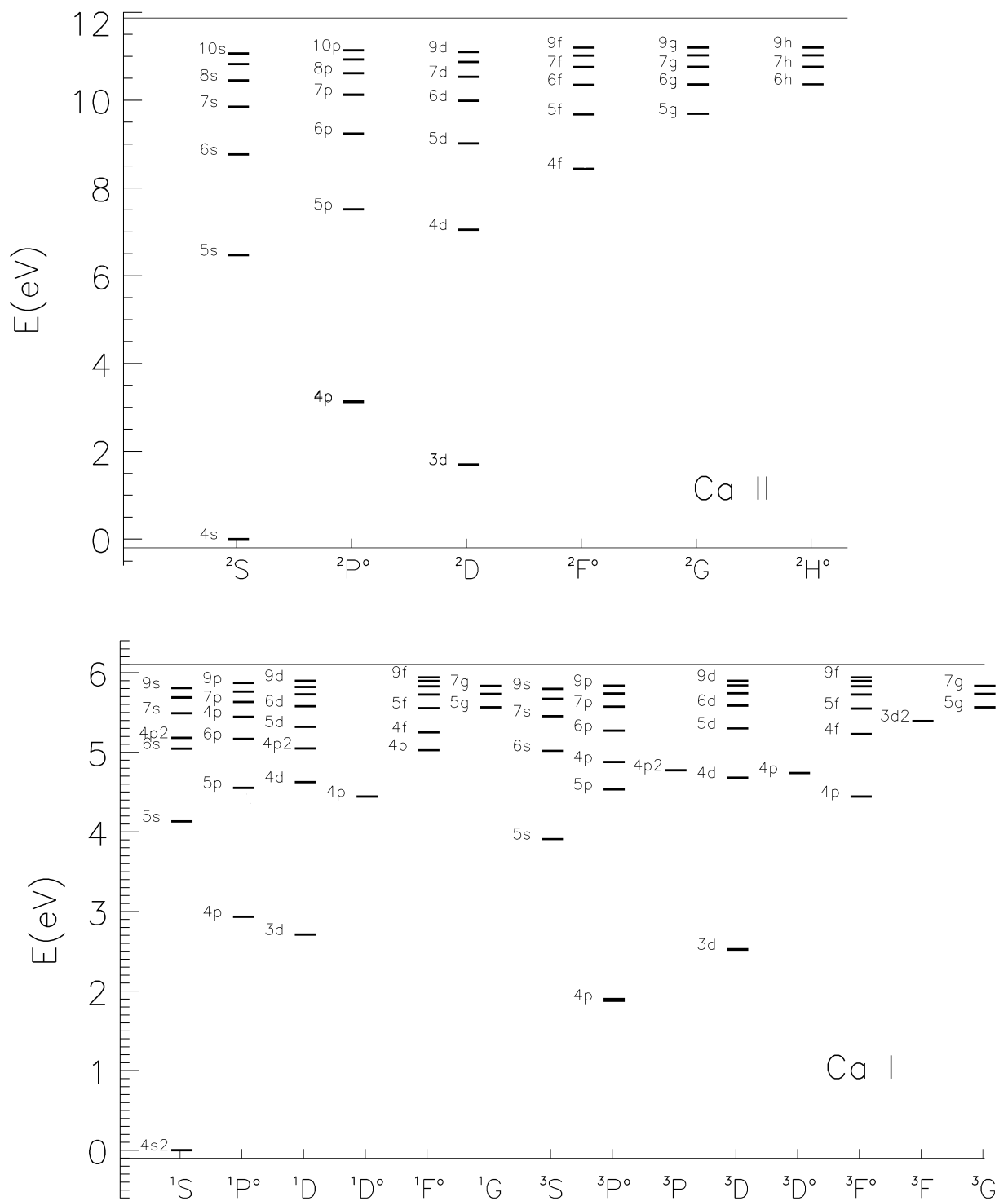


Рис. 2.3: Схема атома Ca (из работы Машонкиной и др., 2007 [83]).

аккреция практически не проявляется в наблюдениях – см. Рис.2.4. Следовательно, возможная неточность распределения температуры у ЛТР-моделей в верхних слоях горячего пятна не должна приводить к ошибке при расчете спектра Ca I и Ca II.

При моделировании невозмущенных атмосфер CTTS предполагалось солнечное обилие

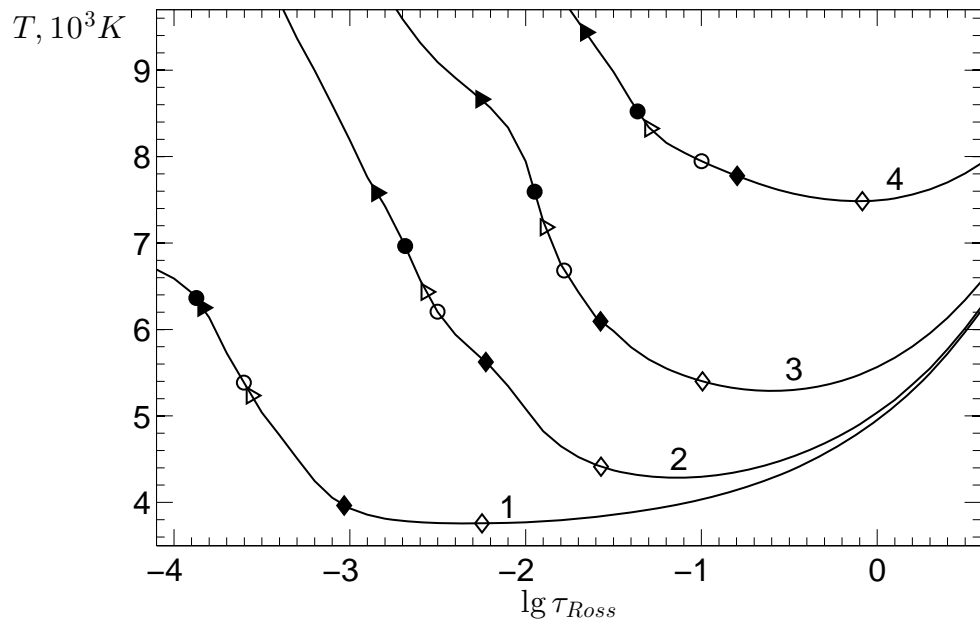


Рис. 2.4: Область формирования линий Ca I и Ca II при солнечном содержании (заполненные значки) кальция в аккрецируемом газе и уменьшенного в 10 раз (пустые значки). Ромбики – линия Ca I 5589, кружки – линия Ca I 4226, треугольники – линия Ca II 8498. $T_{ef} = 4500$ K, $\lg g = 4.0$. Для различных моделей: 1 – $V_0 = 200$ км/с, $\lg N_0 = 11.5$; 2 – $V_0 = 400$ км/с, $\lg N_0 = 11.5$; 3 – $V_0 = 200$ км/с, $\lg N_0 = 13.0$; 4 – $V_0 = 350$ км/с, $\lg N_0 = 13.0$. Подробности в тексте.

всех элементов, включая кальций. Однако по причинам, указанным в разделе 1.11., мы допускали, что содержание Ca в аккрецируемом газе и, следовательно, в горячем пятне может быть меньше солнечного. На Рис. 2.4 показано, как меняется область формирования некоторых линий Ca I и Ca II в зависимости от обилия Ca. Видно, что при пониженном содержании Ca область формирования линий сдвигается в сторону меньших температур, и, следовательно, можно ожидать, что функция источника на $\tau = 1$, а значит, и интенсивность излучения будут уменьшаться.

Характер отклонений населенностей уровней от ЛТР оказался различным для различных уровней и слоев атмосферы: одни уровни перенаселены ($b > 1$), другие – недонаселены ($b < 1$). В качестве примера на Рис. 2.5 показано, как в пределах горячего пятна в зависимости от оптической толщи в центре каждой из линий меняются b -факторы уровней некоторых линий, представляющих интерес при интерпретации спектров СТТС. Видно, что у приведенных на рисунке линий Ca I верхний уровень недонаселен или близок к ЛТР, а нижний уровень перенаселен, а у линии Ca II 8498 оба уровня ведут себя практически одинаково. Важной об-

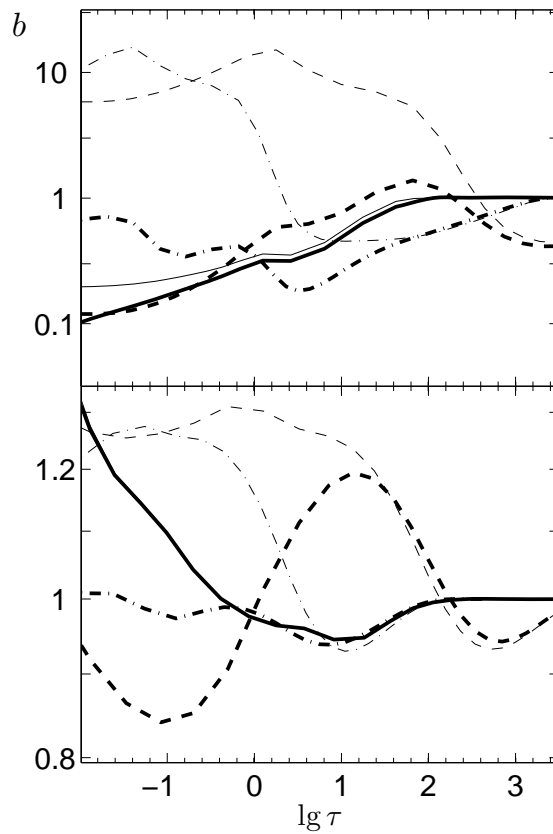


Рис. 2.5: Зависимость b -факторов линий Ca I 4226.7 (штриховая), Ca I 6162.2 (штрихпунктирная) и Ca II 8498.0 (сплошная) от их оптической толщи в горячем пятне на центральной длине волны. Жирные кривые соответствуют верхнему уровню, а тонкие – нижнему. Для линии Ca II 8498.0 тонкая и жирная кривая почти везде сливаются. Модель пятна рассчитана для звезды с $T_{ef} = 4500$ К, $\lg g = 4.0$ и параметров V_0 , $\lg N_0$ аккреционной УВ: 200, 11.5 (верхняя панель); 400, 12.5 (нижняя панель)

щей характеристикой является то, что при увеличении плотности или скорости падающего газа отклонения от ЛТР становятся меньше и b -факторы стремятся к 1.

Более наглядно это демонстрирует Рис. 2.6, на котором показано, как в зависимости от величин V_0 и N_0 меняются b -факторы верхнего и нижнего уровня линии Ca I 5589 в той точке пятна, где оптическая толщина в центре линии равна 1.² Сходное поведение характерно и для других линий Ca I и Ca II.

² Окрестности этой точки дают основной вклад в центральную часть профиля линии.

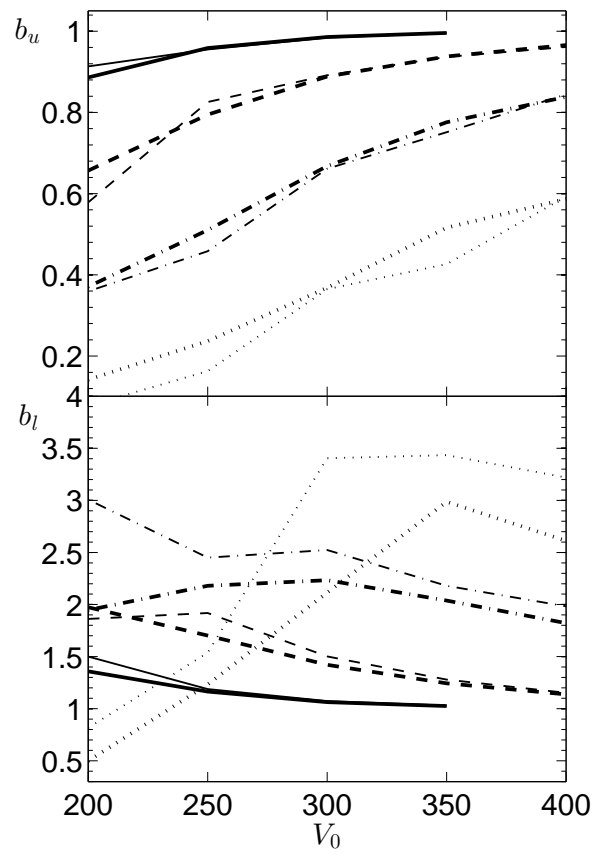


Рис. 2.6: Зависимость b -факторов верхнего (верхняя панель) и нижнего (нижняя панель) уровней линии Ca I 5589 в точке, где ее оптическая толщина в центре равна единице, от скорости газа V_0 (в км/с) перед фронтом аккреционной УВ. Пунктирная кривая соответствует модели с $\lg N_0 = 11.5$, штрихпунктирная – $\lg N_0 = 12$, штриховая – $\lg N_0 = 12.5$, сплошная – $\lg N_0 = 13$. Тонкие линии соответствуют моделям с температурой звезды $T_{ef} = 4000$ К, жирные – с $T_{ef} = 5000$ К.

2.3. Моделирование спектра Ca I, Ca II и других линий фотосферы

Для расчета спектра интенсивности фотосферы мы модифицировали программу SYNTHE (Куруц, 1993 [76]; Сбодонэ и др., 2004 [96]). Исходная программа рассчитывает ЛТР спектр, и поэтому в ней предполагается, что для всех линий функция источника $S_\nu = B_\nu(T)$ – функция Планка. Для учета линий с отклонением от ЛТР мы заменили это выражение на общее:

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}.$$

В исходном коде поправка в непрозрачность за вынужденное излучение не зависела от конкретного источника поглощения, однако в не-ЛТР случае она не является одинаковой для каждого i -того источника непрозрачности, поэтому исходное выражение для общей непрозрачности:

$$\kappa_\nu = (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \sum \kappa_i^0(\nu)$$

должно быть заменено на:

$$\kappa_\nu = \sum_i \kappa_i(\nu) = \sum_i \kappa_i^0(\nu) \left[b_l^i - b_u^i e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right],$$

где $\kappa_i^0(\nu)$ – непрозрачность, связанная с i -тым источником и рассчитываемая в исходном коде, а b_u^i, b_l^i – мензеловские b -факторы верхнего и нижнего уровня для i -того источника.

Выражение для суммарного коэффициента излучения можно записать в виде:

$$j_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \sum_i \kappa_i(\nu) \left[\frac{b_l^i}{b_u^i} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right]^{-1}.$$

Для расчета линии в приближении ЛТР следует приравнять соответствующие ей b -факторы к единице.

У некоторых линий Ca I и Ca II мы заменили величину $\lg(gf)$ и параметр ван-дер-ваальсовского уширения, приведенные в оригинальной программе SYNTHE, на более современные значения – см. колонки 1, 4 и 8 табл.4 в работе Машонкиной и др. (2007) [83]. Спектры фотосфер CTTS и горячего пятна рассчитывались со спектральным разрешением $R = 600\,000$ при скорости микротурбулентности $V_{mic} = 2$ км/с. Чтобы привести расчетное разрешение спектра к наблюдаемому, теоретические спектры уширялись сверткой с гауссианой, полуширина которой подбиралась для каждого порядка эшелювого спектра.

Для проверки работы программы мы сравнили спектры интенсивности, полученные с исходным кодом и с модифицированным, в котором все $b_i = 1$. Результаты работы программ

полностью совпали. Мы также сравнили наши расчеты профилей трех линий Ca I для модели солнечной атмосферы с профилями, рассчитанными в программе SIU Л.И. Машонкиной (Машонкина и др., 2007) [83]. Для линии 6439 Å наблюдались расхождения в глубине линии $\sim 2\%$ при разнице 20% между ЛТР и не-ЛТР глубинами, а у остальных линий глубины отличались еще меньше. Вышесказанное дает основание полагать, что модифицированная программа SYNTHЕ работает правильно.

Дополнительным аргументом в пользу правильности работы программы расчета спектра непосредственно для наших моделей может служить следующее. В оптическом диапазоне характерная энергия кванта ~ 2 эВ, а температура в области формирования линий Ca, как видно из Рис. 2.4, ~ 0.7 эВ, т.е. можно считать, что $\exp(h\nu/kT) \gg 1$. Тогда можно написать:

$$I_{nLTE} \sim S_{nLTE}(\tau_{nLTE} = 1) \sim \left(\frac{b_u}{b_l}\right)_{nLTE} B_\nu [T(\tau_{LTE} = 1)] \sim \left(\frac{b_u}{b_l}\right)_{nLTE} I_{LTE}.$$

Оказалось, что величины I_{nLTE}/I_{LTE} , рассчитанные для нескольких линий Ca I и Ca II с помощью этого соотношения с использованием b -факторов, полученных в программе DETAIL, совпадают с результатами расчета SYNTHЕ с точностью лучше 20% для всех наших моделей.

Выясним, как сказывается отклонение от ЛТР на интенсивность линий Ca в спектре горячего пятна, рассматривая пятно как плоский слой, интенсивность излучения которого (при фиксированных параметрах невозмущенной атмосферы) зависит только от параметров аккреционной УВ: V_0 , N_0 и косинуса угла μ между лучом зрения и нормалью к поверхности слоя.

В качестве параметра, характеризующего поведение линии, выберем величину ξ , равную отношению интенсивности линии на центральной длине волны λ_0 к интенсивности континуума в точке $\lambda = \lambda_0$: при $\xi < 1$ линия в спектре пятна будет выглядеть как абсорбционная, а при $\xi > 1$ – как эмиссионная. Рис. 2.7 показывает, как меняется величина ξ в случае линий Ca I 5589 и Ca II 8498 в зависимости от параметров аккреционной УВ: V_0 , N_0 и величины μ . Из рисунка, в частности, следует, что в спектре горячего пятна линия Ca I 5589 может быть как в эмиссии, так и в абсорбции, а линия Ca II 8498 – всегда эмиссионная.

На том же рисунке приведены аналогичные зависимости для случая ЛТР: видно, что по мере увеличения N_0 и V_0 отношение ξ все меньше отличается от значения в ЛТР-спектре. Это может показаться странным, поскольку, согласно (1.2), при увеличении N_0 и V_0 растет величина F_{ac} и, следовательно, увеличивается скорость радиационных процессов, которые обуславливают отклонения от ЛТР. Однако при увеличении N_0 или V_0 возрастает плотность газа в горячем пятне (и роль ударных процессов), поскольку давление на внешней границе пятна пропорционально $N_0 V_0^2$ (см. раздел 1.2.).

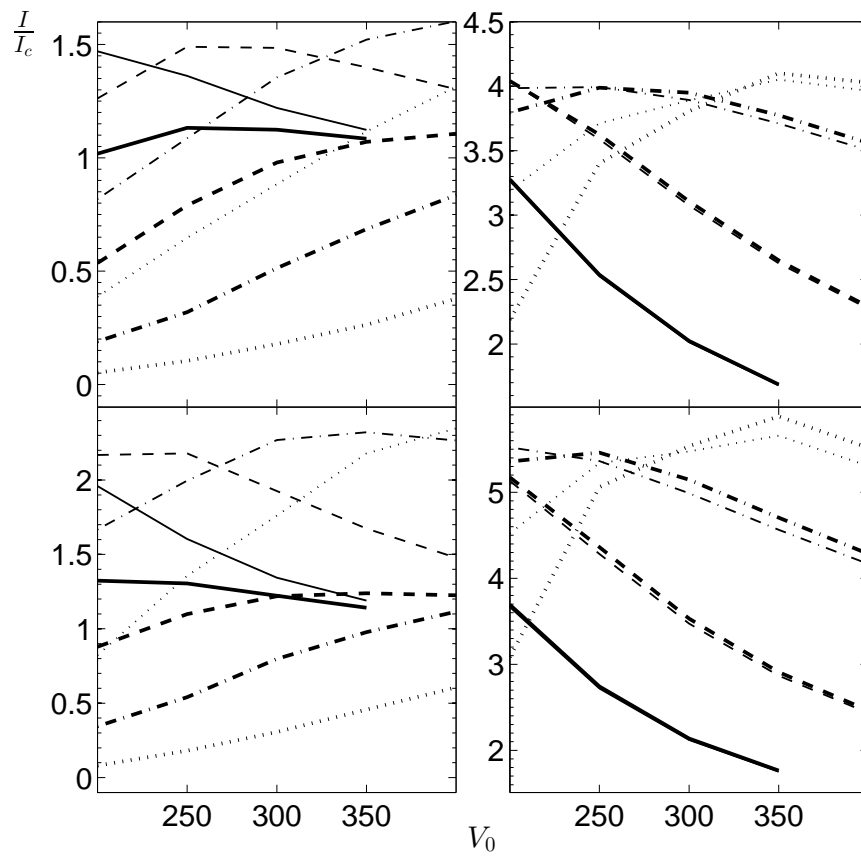


Рис. 2.7: Зависимость интенсивности линий Ca I 5589 (слева) и Ca II 8498 (справа) на центральной длине волны, нормированной на интенсивность в континууме, от скорости газа перед фронтом V_0 (км/с) при различных значениях $\lg N_0$: 11.5 (пунктирная кривая), 12.0 (штрихпунктирная), 12.5 (штриховая) и 13.0 (сплошная). Верхний ряд – для $\mu = 1$, нижний – для $\mu = 0.5$. Тонкие линии соответствуют ЛТР расчетам, а жирные не-ЛТР. Параметры невозмущенной атмосферы звезды: $T_{ef} = 4500$ К, $\lg g = 4.0$. Подробности в тексте.

На примере линий Ca I 5589 и Ca II 8498 мы убедились, что величина ξ является функцией V_0 и N_0 , однако оказалось, что в рассматриваемом диапазоне параметров аккреционной УВ зависимость $\xi = \xi(V_0, N_0)$ ведет себя почти одинаковым образом для всех линий Ca оптического диапазона. Вследствие этого почти одинаковые изменения в интенсивностях пары линий могут быть получены как путем изменения N_0 , так и V_0 . В большей степени это справедливо для пар субординатных линий Ca I, в меньшей – для пар линий Ca I-Ca II или пар, одной из линий которых является резонансная линия Ca I 4227. На практике это обстоятельство не позволяет определять по спектру горячего пятна величины N_0 и V_0 по отдельности, используя только линии Ca.

2.4. Моделирование спектра He I и He II

Определив населенности уровней гелия, спектр выходящего излучения мы рассчитывали следующим образом. Предполагалось, что все фоновое излучение с интенсивностью I_ν^0 на частоте рассматриваемой спектральной линии образовалось в слоях ниже области формирования этой линии. Тогда решение уравнения переноса излучения для плоского слоя толщины H в направлении, для которого косинус угла с нормалью равен $\mu > 0$, можно записать в виде:

$$I_\nu(\mu) = I_\nu^0(\mu)e^{-\frac{\tau_\nu(H)}{\mu}} + \frac{1}{\mu} \int_0^H j_\nu(z)e^{-\frac{\tau_\nu(z)}{\mu}} dz,$$

а суммарный коэффициент излучения:

$$j_\nu(z) = \frac{h\nu N(z)\xi_{He}n_U(z)}{4\pi g_U} \sum_i A_u^i g_u^i \Psi \left[z, \nu - \nu_i \left\{ 1 - \frac{V(z)}{c} \mu \right\} \right].$$

В этих выражениях ν_i – частота i -той компоненты тонкой структуры, A_u^i , g_u^i – коэффициент Эйнштейна и статистический вес верхнего подуровня i -той компоненты, а g_U , n_U – статистический вес и относительная населенность всего верхнего уровня. Соответствующие атомные данные взяты из базы данных CHIANTI v.5.0 (Дере и др., 1997 [23]; Ланди и др., 2006 [80]). Отметим кстати, что за центральную длину волны мы принимаем усредненные по величинам $(gf)_i$ длины волн всех i -тых компонент тонкой структуры.

Через $N(z)$ и $V(z)$ обозначены концентрация частиц и скорость движения газа соответственно, которые были взяты из моделей зоны за фронтом аккреционной УВ (Ламзин, 1998 [123]) и горячего пятна (см. раздел 1.4.). Впрочем, в горячем пятне скорость оседания газа $V(z)$ считалась равной нулю. Содержание гелия в газе $\xi_{He} = 0.1$.

$\Psi(z, \nu)$ – профиль поглощения и излучения с нормировкой $\int \Psi(z, \nu) d\nu = 1$. Для линий He I учитывается штарковское уширение в соответствии с работой Димитриевич и Сахал-Бречот (1984) [24]. Для линий He II при $T > 3 \times 10^5$ К профиль предполагался доплеровским, а при меньших температурах (в нашей задаче это соответствует большим плотностям) учитывалось штарковское уширение линий путем интерполяции таблиц из работы Шенинга и Батлера (1989) [99]. Таблицы покрывают весь необходимый диапазон плотностей, но в них нет данных для $T < 10^4$ К, поэтому при этих температурах мы используем профиль такой же, как при $T = 10^4$ К, что не приводит к заметной ошибке, поскольку при $T < 10^4$ К He II практически отсутствует – см. Рис. 2.1.

Коэффициент поглощения вычисляется по формуле:

$$\kappa_\nu(z) = \frac{\pi e^2}{m_e c} N(z)\xi_{He} \left[\frac{n_l(z)}{g_L} - \frac{n_u(z)}{g_U} \right] \sum_i (gf)_i \Psi \left[z, \nu - \nu_i \left\{ 1 - \frac{V(z)}{c} \mu \right\} \right].$$

где n_l , n_u , g_L , g_U – населенности и статистические веса нижних и верхних уровней, не расщепленных на компоненты тонкой структуры. Оптическая толщина в линии в этом случае будет немного отличаться от оптической толщины линии, вычисляемой в программе расчета населенностей уровней, поскольку там мы не учитываем тонкой структуры линии и предполагаем профиль фойгтовским.

Метод расчета интенсивности I_ν^0 описан в предыдущем разделе. Вычисление I_ν производилось для тех же значений μ и на той же сетке частот, что и для I_ν^0 .

Сравнение потоков в линиях He I и He II, рассчитанных с помощью нашей программы и программы Cloudy08, показало, что отличия в результатах полностью объясняются различиями в населенностях уровней, обусловленными небольшими отличиями использованных в программах атомных данных – см. раздел 2.1.. Это показывает, что наша программа расчета спектра гелия работает правильно.

Как и прежде, мы будем использовать модель круглого однородного аккреционного пятна, т.е. предположим, что аккреционная струя имеет форму круглого цилиндра, в поперечном сечении которого величины N_0 и V_0 одинаковы во всех точках. После того как спектр излучения пятна и невозмущенной фотосферы по отдельности определен, был рассчитан теоретический спектр системы невращающаяся звезда+пятно по методике описанной в разделе 1.6., для чего нужно было задать, относительную площадь пятна f и угол α между осью симметрии пятна и лучом зрения.

Результаты наших расчетов спектра гелия проиллюстрируем на примере линии He II 4686, напомним, что CTTS – звезды поздних спектральных классов, поэтому в оптических спектрах их фотосфер линии гелия отсутствуют. Рассмотрим совокупность спектров невращающейся звезды с $T_{ef} = 4000$ К, $\lg g = 4.0$, на поверхности которой имеется аккреционное пятно. Параметры задачи – размер пятна ($f = 0.01, 0.03, 0.06, 0.1, 0.15, 0.2$), угол, под которым пятно наблюдается ($\alpha = 0^\circ, 60^\circ$), и параметры аккреционной УВ: $\lg N_0$ от 11.5 до 13.0 с шагом 0.5, V_0 от 200 до 400 км/с с шагом 50 км/с.

Линию He II 4686 будем характеризовать эквивалентной шириной на участке профиля $\Delta\nu$ от -30 до 30 км/с с учетом всех попадающих в этот диапазон абсорбционных линий фотосферы. В качестве характеристики процесса аккреции выберем степень вуалирования фотосферного спектра только континуумом r_c (см. соотношение 1.9) вблизи линии He II 4686, чтобы не рассматривать множество индивидуальных фотосферных линий, каждая из которых заполняется эмиссионными линиями пятна по-разному при изменении параметров N_0 , V_0 , f , α . Соотношение между r_c и полным вуалированием r , определяемым по формуле (1.8), зависит от параметров аккреционного потока: при малых значениях F_{ac} вуалирование в ос-

новном происходит линиями, и r в несколько раз больше, чем r_c (см. раздел 1.8.).

Оказалось, что при фиксированном значении угла α соотношение между r_c и эквивалентной шириной линии He II 4686 может служить индикатором плотности аккрецирующего газа N_0 . Из Рис.2.8 видно, что модели с одинаковым значением N_0 , но разными V_0 , f образуют полосы, которые достаточно хорошо разделяются при выбранном шаге 0.5 по $\lg N_0$, особенно при большом вуалировании.

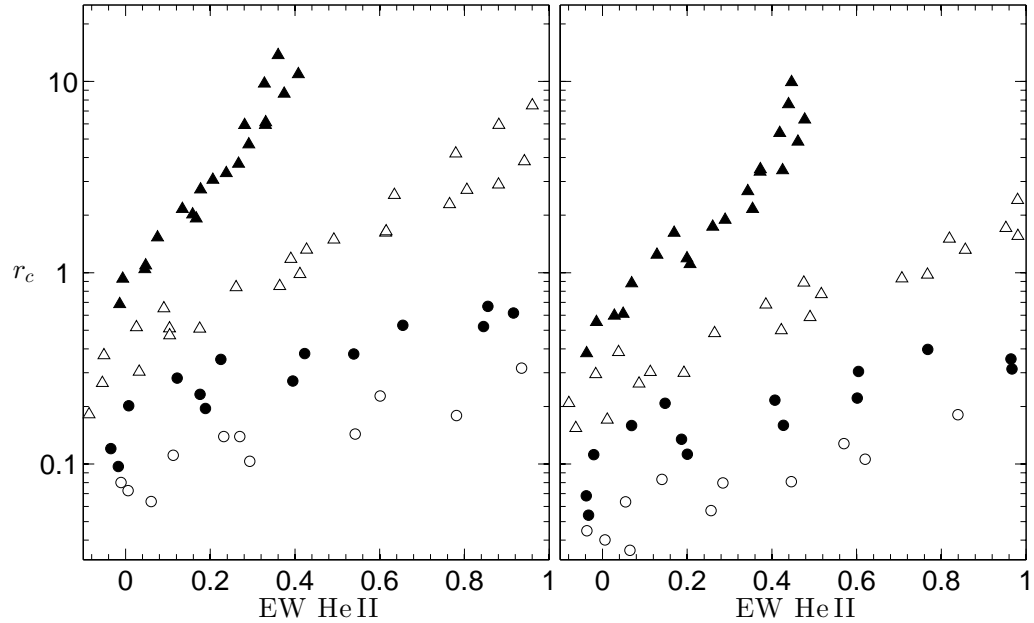


Рис. 2.8: Зависимость вуалирования континуумом r_c в области линии He II 4686 от ее эквивалентной ширины. Модели рассчитаны для значений V_0 от 200 до 400 км/с с шагом 50 км/с и $f = 0.01, 0.03, 0.06, 0.1, 0.15, 0.2$ при значениях $\lg N_0 = 11.5$ (пустые кружки), 12.0 (заполненные кружки), 12.5 (пустые треугольники), 13.0 (заполненные треугольники). На левой панели приведены результаты для пятна при $\alpha = 0^\circ$, а на правой – при $\alpha = 60^\circ$. Параметры звезды $T_{ef} = 4000$ К, $\lg g = 4.0$.

Степень вуалирования континуумом r_c – параметр сугубо теоретический: непосредственно из наблюдаемых спектров можно найти только его верхний предел, определив минимальное значение величины r всех фотосферных линий в интересующей нас области. Поэтому Рис.2.8 – не более чем иллюстрация того, насколько те или иные детали в спектрах СТТС чувствительны к параметрам аккреционного потока, в данном случае – к плотности газа N_0 .

2.5. Сравнение расчетных спектров с наблюдаемыми

Спектры высокого разрешения СТТС, которые сравнивались с расчетами, взяты из архива телескопа КЕСК <http://www2.keck.hawaii.edu/koa/public/koa.php>, а для TW Нуа – из архива телескопа VLT http://archive.eso.org/eso/eso_archive_main.html. Использовались данные, прошедшие автоматическую обработку, поскольку для выбранных звезд в этих данных мы не нашли каких-либо артефактов, которые могли бы повлиять на наши выводы. Наблюдаемые спектры приводились к стеллоцентрической системе отсчета путем их смещения как целого (по лучевой скорости) до совпадения положений фотосферных линий в обоих спектрах. Для сравнения с расчетами спектры СТТС мы нормировали на уровень континуума, который провели самостоятельно. Для всех звезд, кроме TW Нуа, в области длин волн короче 4000 \AA уровень континуума проводится с большой неопределенностью, поэтому для сравнения с расчетами у этих звезд пришлось ограничиться областью с $\lambda > 4000 \text{ \AA}$, что, в частности, не позволило использовать для диагностики линии H и K Ca II.

Даже в модели круглого однородного пятна имеется довольно много параметров, которые характеризуют звезду (T_{ef} , $\lg g$, V_{mic} , скорость вращения на экваторе V_{eq} , наклон оси вращения к лучу зрения i), аккреционный поток (V_0 , N_0) и, наконец, само пятно (f , α). Опишем вначале, как мы подбирали эти параметры для каждого спектра исследованных СТТС.

Параметры звезды мы брали из литературы, однако в некоторых случаях определяли их сами, добиваясь лучшего согласия с наблюдениями. Надежных определений скорости микротурбулентности для СТТС, по-видимому, не существует, мы также не ставили это своей целью и всегда полагали $V_{mic} = 2 \text{ км/с}$. Параметры 9 СТТС, спектры которых моделировались в данной работе, приведены в таблице 2.1.

Что касается параметров аккреционного потока и пятна, то они подбирались следующим образом. Плотность вещества N_0 перед фронтом аккреционной УВ определяется по величине r_c в районе линии He II 4686 и EW этой линии – см. конец раздела 2.4.. Можно утверждать, что ошибка определения N_0 заведомо меньше шага наших моделей по плотности, равного 0.5 dex, поскольку при таких отклонениях не удастся согласовать наблюдаемый спектр фотосферы и эквивалентную ширину линии He II 4686 путем подбора других параметров.

При сравнении расчетных спектров с наблюдениями мы обнаружили, что линия He II 4686 состоит из двух компонент: один из них – узкий, а второй – широкий и более слабый. При подборе моделей мы использовали для сравнения только центральный пик и голубое

Таблица 2.1: Параметры исследуемых звезд

Звезда	T_{ef} , К	$\lg g$	$i, ^\circ$	V_{eq} , км/с
GM Aur	4500 ^b	4.0 ^k	50 ^j	17 ^h
BP Tau	4000 ^a	3.5 ^a	50 ^a	15 ^a
DK Tau	4250 ^b	4.0 ^b	50 ^g	15 ^h
DN Tau	4250 ^b	4.0 ^b	30 ^e	17 ^f
GI Tau	4250 ⁱ	4.0 ^g	70 ^g	9 ^g
GK Tau	4250 ^k	3.5 ^g	50 ^g	20 ^g
V836 Tau	4500 ^k	4.0 ^k	60 ^k	16 ^k
DI Cep	5500 ^k	3.5 ^c	60 ^c	25 ^c
TW Hya	4000 ^d	4.0 ^d	10 ^d	16 ^d

Ссылки: а – Донати и др. (2008) [26]; b – Сщавон и др. (1995) [97]; c – Гамейро и др. (2006) [38]; d – Донати и др. (2011) [31]; e – Бовье и Берту (1989) [10]; f – Смит (1994) [101]; g – Джонс-Крулл и Валенти (2001) [51]; h – Хартманн и Стауфер (1989) [59]; i – Кенион и Хартманн (1995) [69]; j – Грейфе и др. (2011) [40]; k – T_{ef} , $\lg g$ и V_{eq} подобраны нами, а величина i выбрана произвольно.

крыло линии. Насколько нам известно, наличие у линии He II 4686 широкого компонента никем ранее не было отмечено, вероятно, потому, что он маскируется блендой фотосферных линий. Однако, если вычесть из наблюдаемого спектра расчетный спектр вуалированной фотосферы, то оказывается, что у всех звезд, спектры которых мы моделировали, профиль линии He II 4686 практически совпадает с профилем линии He I 5876 (см. Рис. 2.9), у которой наличие широкого компонента общепризнано.

Таким образом, можно заключить, что широкие компоненты обеих линий у исследованных нами звезд формируются в одной области. Поскольку эти компоненты смещены в красную область спектра, естественно утверждать, что они образуются в аккреционной струе, которая тянется от диска до фронта аккреционной УВ.

Определив N_0 , можно оценить величину V_0 , анализируя распределение энергии в спектре вуалирующего континуума, характеристикой которого может служить зависимость $r_c(\lambda)$. Это обусловлено тем, что при фиксированном значении N_0 эффективная температура пятна и $r_c(\lambda)$ зависят только от V_0 . Сказанное иллюстрирует Рис. 2.10, на котором приведена зави-

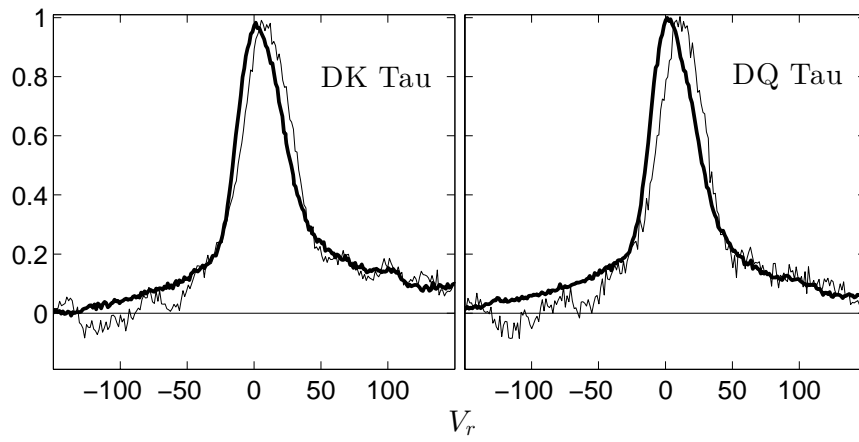


Рис. 2.9: Нормированные на максимум профили линий He I 5876 (жирная линия) и He II 4686 (тонкая) в спектрах звезд DK Tau (JD 2454487.872) и DQ Tau (JD 2455144.123) после вычитания спектра фотосферы, вуалированного континуумом.

симось V_0 от отношения величин r_c в окрестности линии He II и в области 6000-6500 Å для модели звезды с $T_{ef} = 4000$ K, $\lg g = 4.0$ и при том же наборе параметров пятна, что и на Рис. 2.8. Видно, что при выбранных спектральных диапазонах V_0 определяется точнее при больших плотностях и слабо зависит от α и f . Рисунок приведен только для иллюстрации метода: при сравнении расчетных спектров с наблюдаемыми для каждой звезды зависимость $r(\lambda)$ подбиралась по всему доступному спектральному диапазону.

Отметим, что, хотя модели горячего пятна рассчитывались на дискретной сетке параметров $V_0 = 200 - 400$ с шагом 50 км/с и $\lg N_0 = 11.5 - 13$ с шагом 0.5, мы использовали и модели с промежуточными значениями V_0 , N_0 , определяя значения необходимых нам параметров с помощью двумерной линейной интерполяции.

После того как параметры аккреционного потока N_0 и V_0 найдены, остается определить характеристики пятна. Подходящей для этой цели наблюдаемой величиной оказалась степень вуалирования линиями, а точнее – интенсивность узких компонент эмиссионных линий металлов, в той или иной мере заполняющих линии фотосферы. Различие законов посветления к краю $I(\mu)$ в этих линиях и континууме позволяет определить угол α и площадь пятна f из соотношения между эквивалентной шириной узких компонент линий и величиной r_c . Проиллюстрируем сказанное на примере двух линий: резонансной линии Ca I 4226.73, у которой в спектрах CTTS всегда имеется эмиссионное ядро, и находящейся неподалеку линии Fe II 4233.17 – см. Рис. 2.11.

Узкие эмиссионные компоненты обеих эмиссионных линий расположены внутри широкой абсорбционной (фотосферной) линии Ca I 4226.73, поэтому их эквивалентную ширину

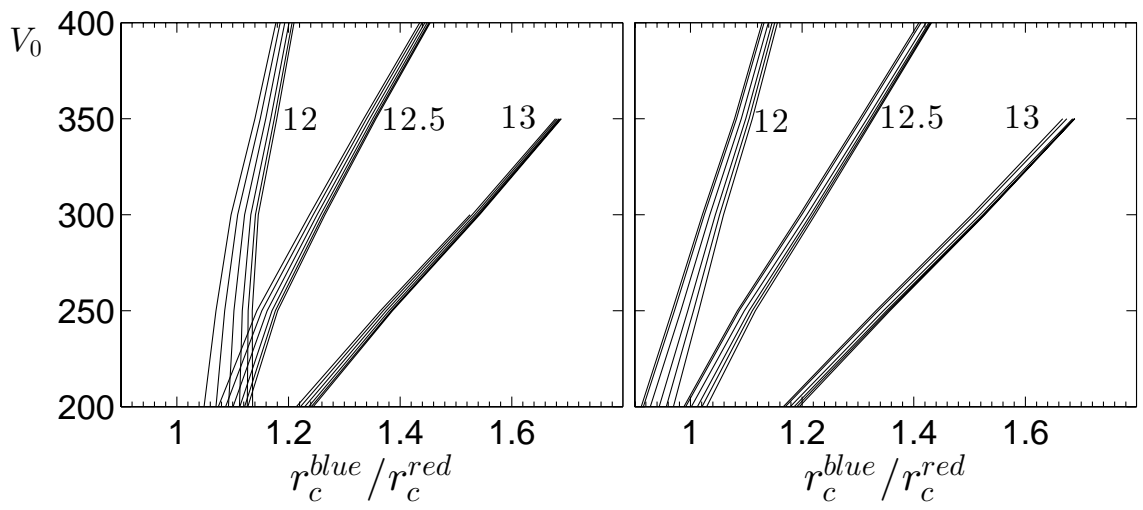


Рис. 2.10: Связь между скоростью V_0 перед фронтом аккреционной УВ (в км/с) и отношением величин r_c вблизи линии He II 4686 и в области 6000-6500 Å при различных плотностях N_0 (группы линий) и различных площадях пятна (отдельные линии в группе). Числами указано значение $\lg N_0$. Параметры звезды: $T_{ef} = 4000$ К, $\lg g = 4.0$. Левая панель – модели с $\alpha = 0^\circ$, правая – с $\alpha = 60^\circ$.

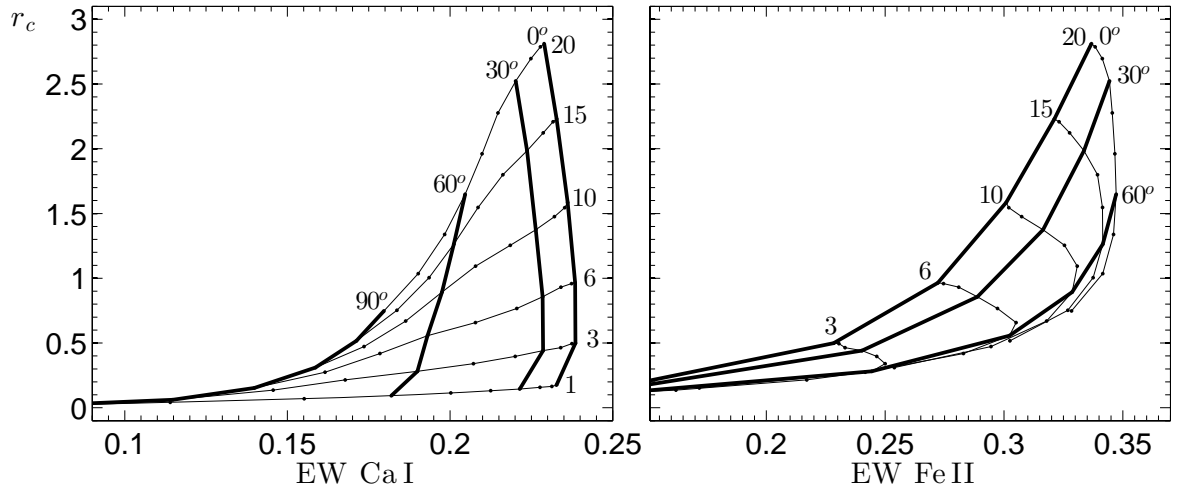


Рис. 2.11: Зависимость величины r_c в окрестности линий Ca I 4226.73 (левая панель) и Fe II 4233.17 (правая панель) от EW (в Å) этих линий – подробности см. в тексте. Тонкими кривыми показаны модели с одинаковыми значениями f , величина которых (в процентах) указана на рисунке. Точками на кривых отмечены значения угла α через каждые 10° , а через каждые 30° проведены жирные линии – линии равного угла α . Остальные параметры моделей имеют следующие значения: $T_{ef} = 4000$ К, $\lg g = 4.0$, $\lg N_0 = 13.0$, $V_0 = 200$ км/с.

удобно измерять не относительно потока в континууме, а относительно потока в ближайшей точке крыла фотосферной линии. В случае линии Ca I 4226.73 оказалось удобным выбрать эту точку при $\lambda = 4226.63 \text{ \AA}$ в теоретическом спектре, а для линии Fe II 4233.17 при $\lambda = 4233.30 \text{ \AA}$.

После выбора подходящего значения угла α модель с солнечным обилием кальция, воспроизводящая профиль и интенсивность линии Ca I 4226.73, как правило, воспроизводила эти величины для всех остальных линий Ca I, а также для линии Fe II 4233.17. Только в случае TW Нуа этого не удалось добиться ни при каком значении α , и для сравнения с наблюдениями мы подбирали спектры, при расчете которых содержание Ca в аккрецируемом газе ξ_{Ca} предполагалось в 3 или 10 раз меньше солнечного.

Использование величины ξ_{Ca} в качестве свободного параметра и ЛТР-спектров Fe II для сравнения с наблюдениями приводит к тому, что определение угла α оказывается не очень надежным, но определять параметры с высокой точностью в рамках модели круглого однородного пятна нет смысла. По той же причине выбор модели, которая наилучшим образом описывает спектр той или иной звезды, мы проводили путем визуального сравнения расчетного спектра с наблюдаемым, не используя каких-либо математических методов.

Тем не менее, следует отметить, что модель, в принципе, позволяет определить не только угол α , но и широту θ , и долготу φ центра пятна на поверхности звезды, используя соотношение:

$$\cos \alpha = \cos \theta \cos i + \sin \theta \sin i \cos \varphi,$$

где i – угол между осью вращения звезды и лучом зрения. При этом угол θ мы будем отсчитывать от ближайшего полюса, а угол φ от центрального меридиана в направлении вращения звезды.

При вращении звезды пятно перемещается по ее поверхности, в результате чего угол α , за счет изменения угла φ , периодически меняется, тогда как углы i и θ остаются постоянными. Формально это означает, что из анализа нескольких (≥ 3) спектров, полученных на разных фазах вращения звезды, можно определить i , θ и φ .

Кроме того, при вращении пятна из-за эффекта Доплера должно меняться положение эмиссионного пика внутри соответствующей абсорбционной линии, вследствие чего ее профиль при разных значениях φ будет выглядеть по-разному – см. Рис. 2.12. В тех случаях, когда асимметрия профилей фотосферных линий была заметна, мы, исключительно в иллюстративных целях, после определения угла α подбирали величины θ и φ , принимая для i значения, взятые из литературы.

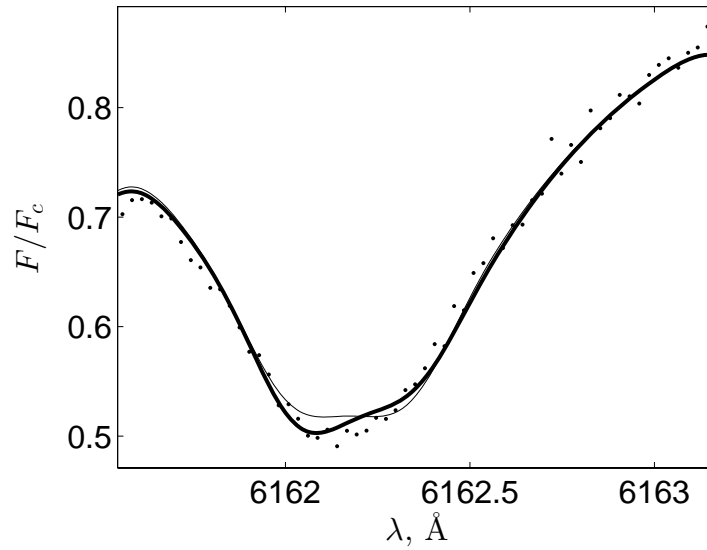


Рис. 2.12: Сравнение наблюдаемого профиля линии Ca I 6162.17 в спектре DK Tau для JD 2 454 487.866 (точки) с расчетными: жирная кривая – для модели с параметрами, указанными в таблицах 2.1, 2.2 ($\varphi = 15^\circ$), а тонкая кривая – с теми же параметрами, но для $\varphi = 0^\circ$.

Однако часто в анализируемых спектрах профили фотосферных линий имели симметричную форму, хотя, судя по соответствующему теоретическому спектру, вуалирование линиями было сравнительно большим. По-видимому, это свидетельствует о том, что у этих звезд область аккреции имеет достаточно большую протяженность по долготе, как и предсказывают численные расчеты Романовой и др. (2004) [93]. В таких случаях мы полагали $\varphi = 0$ и определяли только величину θ .

По описанной методике мы подобрали параметры горячего пятна для всех CTTS из табл. 2.1 и привели их в табл. 2.2. Из таблицы видно, что у большинства звезд плотность аккрецируемого газа $N_0 > 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Оказывается, что при таких высоких плотностях ЛТР и не-ЛТР модели с одинаковым успехом воспроизводят наблюдаемые глубины всех субординатных абсорбционных линий Ca I оптического диапазона, а также интенсивность узкого эмиссионного пика резонансной линии Ca I 4226.73. Примером может служить звезда GM Aur ($\lg N_0 = 13$), участки спектра которой показаны на Рис. 2.13. При этом для всех звезд, кроме TW Hya, о которой речь пойдет ниже, согласие расчетов с наблюдениями достигается при солнечном обилии кальция. С неплохой точностью воспроизводятся также глубины большинства фотосферных линий других элементов.

Однако в случае звезды DK Tau, для которой $\lg N_0 = 11.9$, различие между ЛТР и не-ЛТР моделями становится весьма заметным – см. Рис. 2.14: если подбирать модель так,

Таблица 2.2: Параметры пятен.

Звезда	JD 245...	V_0	$\lg N_0$	$f, \%$	$\theta, ^\circ$	$\varphi, ^\circ$	$L_{ac}/L_*, \%$	\dot{M}_{ac}
GM Aur	3337.850	280	13.0	1.5	0	0	15	8.8
	3984.035	290	13.0	1.6	0	0	18	9.7
	4717.048	300	13.0	1.4	0	0	18	8.8
BP Tau	1883.003	300	13.0	2.0	30	0	40	13
	2535.982	350	13.0	2.0	20	0	64	15
	3301.985	325	12.9	1.3	0	0	27	7.2
	3368.772	350	13.0	0.8	30	0	26	5.9
	3984.022	300	12.6	3.0	20	0	24	7.5
	4487.837	350	13.0	1.3	20	0	42	9.6
	4544.739	335	13.0	2.0	20	0	56	14
	4717.052	350	13.0	1.2	20	0	39	8.8
	4807.915	350	13.0	1.5	20	0	48	11
DK Tau	4487.866	300	11.9	12	40	15	15	6.0
	4487.872	300	11.9	12	40	20	15	6.0
DN Tau	5135.041	230	12.2	3.0	30	60	3.4	2.3
	5284.753	280	13.0	1.2	20	50	16	7.1
GI Tau	4487.930	330	13.0	2.0	40	-40	42	14
GK Tau	4487.924	270	13.0	1.5	10	0	17	8.5
V836 Tau	4806.967	230	12.5	5.0	30	60	9.0	7.6
DI Cep	4609.131	260	13.0	4	40	-10	15	22
TW Hya	4157.875	350	13.0	1.0	10	0	32	7.3
	4158.607	360	12.8	1.0	10	0	22	4.8

Примечание: V_0 в км/с, N_0 в см⁻³, \dot{M}_{ac} в $(R_*/R_\odot)^2 \times 10^{-9} M_\odot/\text{год}$. Качество спектров BP Tau позволяет надежно определить только величину N_0 . Для TW Hya $\xi_{Ca}/\xi_{Ca}^\odot = 0.3$, а для остальных 1.

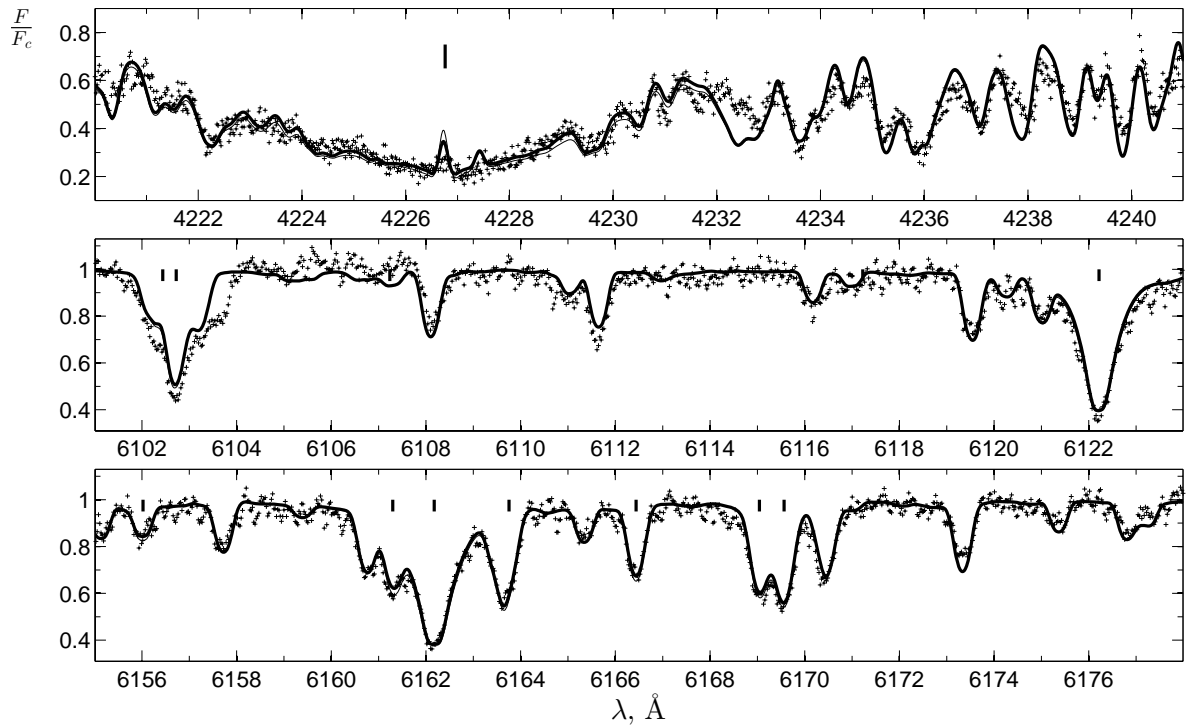


Рис. 2.13: Некоторые участки спектра звезды GM Aur в момент JD 2 453 337.850 (крестики), содержащие линии Ca I, положения которых отмечены вертикальной чертой. В данном случае результаты не-ЛТР (жирная кривая) и ЛТР (тонкая кривая) расчетов при одинаковых параметрах пятна практически совпадают.

чтобы воспроизводилась интенсивность линии He II 4686 и распределение энергии в спектре вуалирующего континуума, то при солнечном обилии кальция в линиях Ca I возникает избыточная эмиссия. Применение не-ЛТР модели для кальция позволяет добиться хорошего согласия с наблюдениями без предположений о дефиците этого элемента. Модель неплохо воспроизводит также большинство абсорбционных линий других элементов, но у некоторых линий железа, например, Fe I 4235.9 или Fe I 5586.8, модель предсказывает избыточную эмиссию. Скорее всего, это указывает на необходимость в случае DK Tau учитывать не-ЛТР эффекты не только для кальция, но и для железа.

На Рис. 2.15 показано, насколько модели с теми же параметрами воспроизводят наблюдаемые спектры GM Aur и DK Tau в окрестности линии He II 4686. Из рисунка, в частности, видно, насколько сильно при уменьшении плотности аккрецируемого газа N_0 увеличивается эквивалентная ширина этой линии.

Как было сказано в разделе, посвященном расчету населенностей уровней гелия, возможное отклонение ЛТР-зависимости $T(\tau)$ от истинной в верхних слоях горячего пятна и

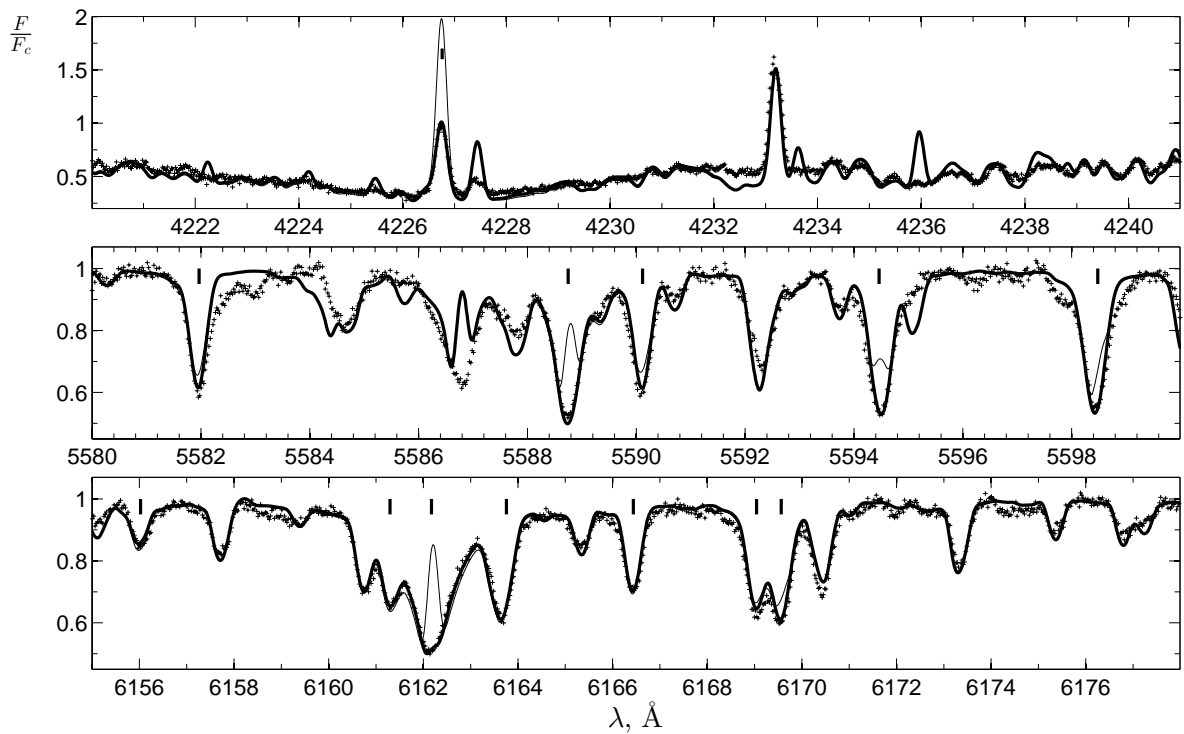


Рис. 2.14: То же, что на Рис. 2.13, но для звезды DK Tau (JD 2454487.866). Жирная кривая – не-ЛТР спектр для линий Ca, тонкая кривая – ЛТР спектр для всех линий при тех же параметрах пятна.

ошибки в сечениях ударных процессов с верхних уровней атома гелия не позволяют относиться с доверием к расчетной интенсивности линий He I в оптическом диапазоне. Оказалось, что предсказываемая моделями из табл. 2.2 интенсивность линий He I 4471, 4713, 5016, 5876, 6678, 7281 Å существенно меньше наблюдаемой. Столь же сильно отличаются в модельных и наблюдаемых спектрах отношения эквивалентных ширин этих линий. Особенно это касается линии He I 4471 (переход $n = 4 \rightarrow 2$): в спектрах исследованных CTTS ее EW сравнима по величине с EW линии 5876 Å (переход $n = 3 \rightarrow 2$), а в расчетных спектрах линия 4471 Å существенно слабее линии 5876 Å и практически незаметна в спектре. Сказанное, на примере звезд GM Aug и DK Tau, иллюстрирует Рис. 2.16.

К сожалению, в случае CTTS, спектры которых взяты из архива телескопа КЕСК, мы не смогли использовать для диагностики линии Ca II. В спектрах этих звезд заметную интенсивность имеют только резонансные линии H, K и субординатный инфракрасный триплет $\lambda = 8498.0, 8542.1, 8662.1$ Å. Как мы уже отмечали, трудность проведения континуума при $\lambda < 4000$ Å не позволяет использовать линии H и K, а линии ИК триплета у этих звезд либо не попадали в диапазон спектра, либо в них настолько доминировал широкий компо-

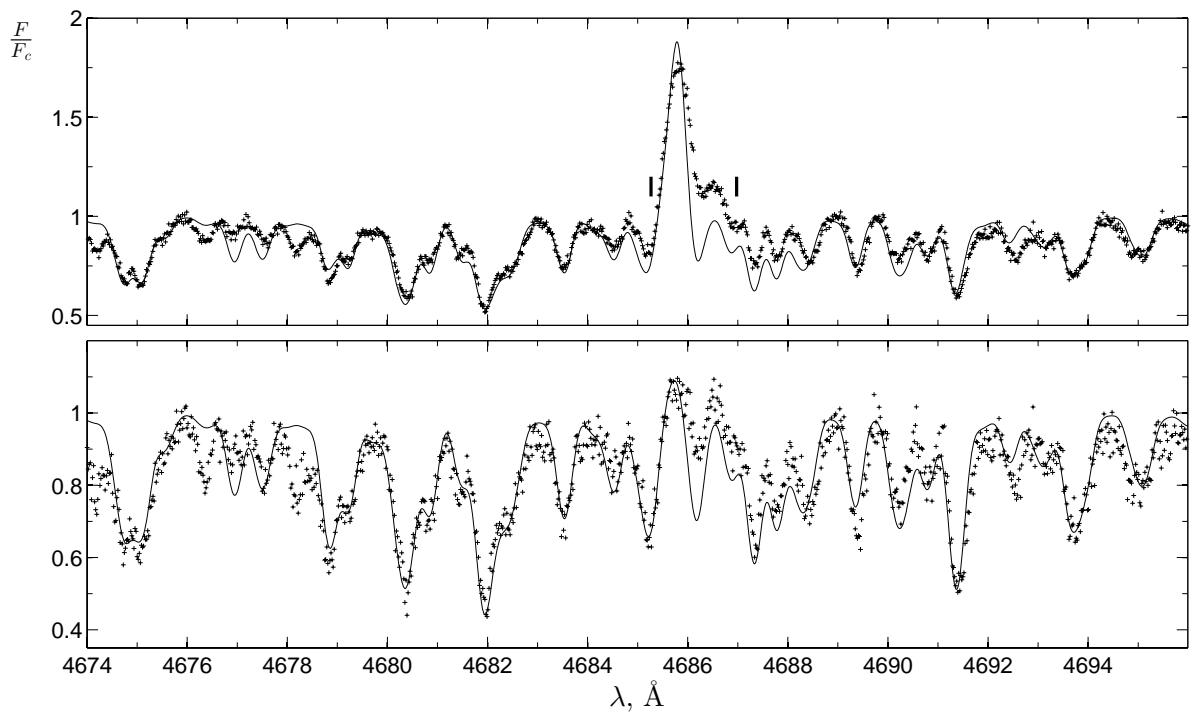


Рис. 2.15: Участки спектров звезд DK Tau (верхняя панель) и GM Aug (нижняя панель) в окрестности линии He II 4686. Моменты наблюдений и параметры не-ЛТР моделей, спектры которых показаны тонкой кривой, такие же, как и для Рис. 2.13, 2.14. Вертикальные штрихи показывают положение линий Ca I.

нент, что выделить узкий компонент было практически невозможно. Отметим, впрочем, что линии Ca II, которые отсутствуют в спектрах исследованных звезд, имеют пренебрежимо малую интенсивность и в наших моделях.

Эти трудности удалось преодолеть в случае TW Hya, для которой имеются спектры в архиве телескопов VLT. Для этой звезды мы смогли подобрать модель однородного пятна, которая хорошо описывает относительную интенсивность линии He II 4686, распределение энергии вуалирующего континуума и интенсивность линий Ca I (см. жирную линию на двух верхних панелях Рис. 2.17), только допустив, что обилие кальция в три раза меньше солнечного. Отметим, что возраст TW Hya около 8 млн. лет (Донати и др., 2011 [31]), что в несколько раз больше возраста других исследованных нами CTTS, поэтому уменьшение обилия Ca в аккрецируемом веществе, за счет его аккумуляции в крупных пылинках, вполне допустимо.

Вместе с тем, как видно из рисунка, при этом интенсивность узкого компонента линий Ca II оказалась существенно меньше наблюдаемой. Чтобы ее увеличить, нужно уменьшить

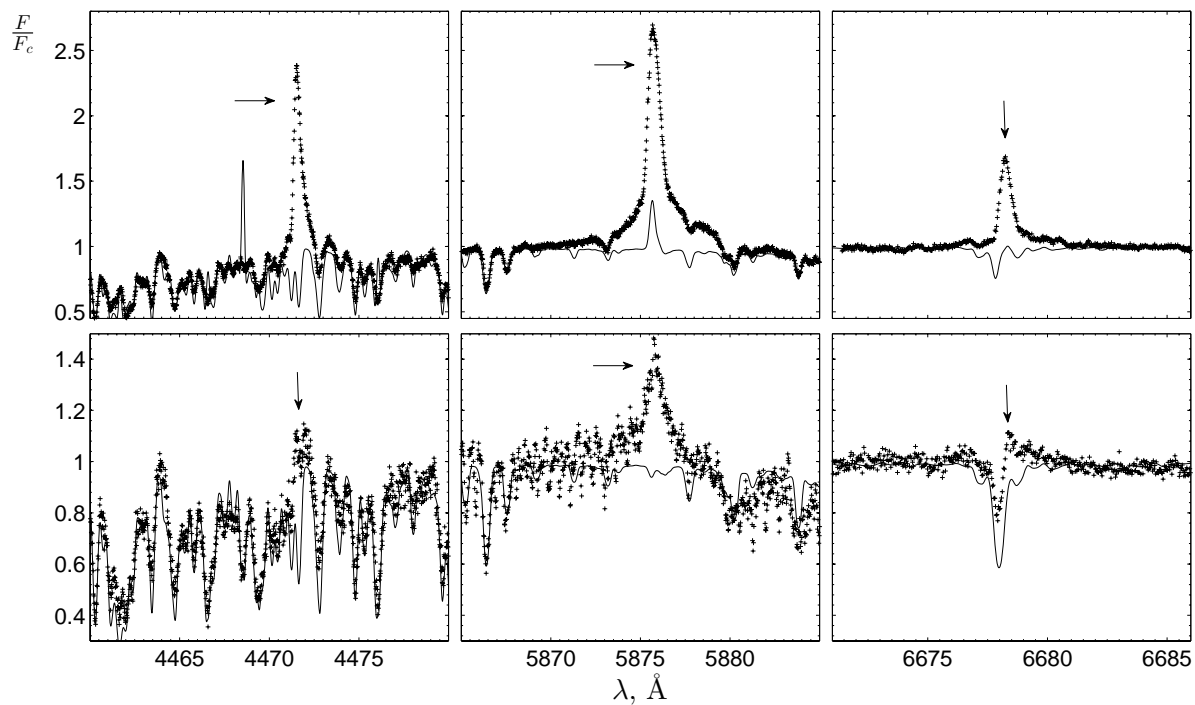


Рис. 2.16: Окрестности линий He I 4471, 5876 и 6678 Å в спектрах звезд DK Tau (верхняя панель) и GM Aur (нижняя панель). Моменты наблюдений и параметры не-ЛТР моделей, спектры которых показаны тонкой кривой, такие же, как и для Рис. 2.13, 2.14. Абсорбция слева от центра линии He I 6678.16 – фотосферная линия Fe I 6677.99.

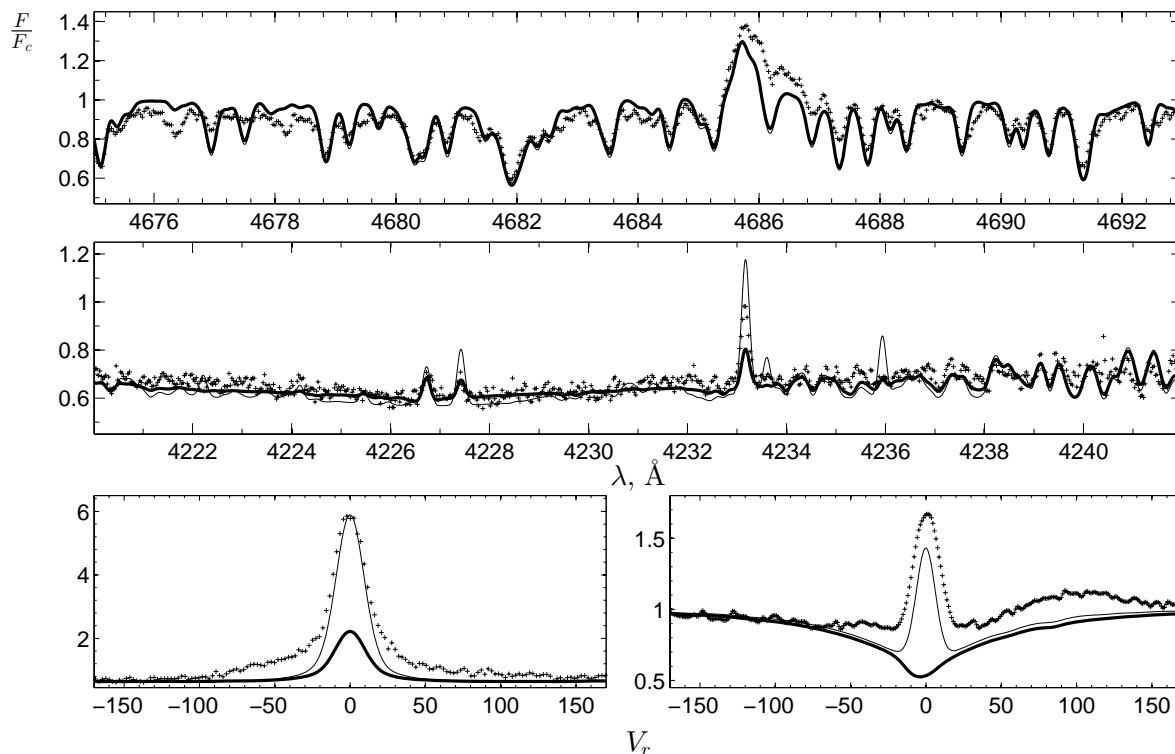


Рис. 2.17: Некоторые участки спектра звезды TW Hya (JD 2 454 157.875), содержащие линии He II 4686 (верхняя панель) и Ca I (средняя панель), а также профили линий Ca II K ($\lambda = 3933.7$) (слева внизу) и Ca II 8662.1 (справа внизу) из этого спектра (крестики). Жирная кривая – результаты расчета для однородного пятна с параметрами из табл. 2.2, а тонкая – для двухкомпонентного пятна, параметры которого приведены в тексте.

плотность аккрецируемого газа N_0 , но тогда интенсивность линии He II 4686 окажется больше наблюдаемой. Это противоречие можно обойти, если выйти за рамки модели однородного пятна и предположить, что пятно с высокой скоростью и плотностью аккрецируемого газа окружено областью аккреции с меньшими значениями N_0 и V_0 .

Чтобы это продемонстрировать, мы рассчитали для TW Нуа модель двухкомпонентного пятна. Модель предполагает, что центральная область с $V_0 = 370$ км/с, $\lg N = 13.0$, $f = 0.008$, $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 10^\circ$ окружена соосной кольцевой зоной с $V_0 = 250$ км/с, $\lg N_0 = 11.5$ и площадью $f = 0.06$. Как и в случае однородного пятна, содержание кальция предполагалось уменьшенным в три раза по отношению к солнечному. Результирующий спектр двухкомпонентного пятна показан на Рис. 2.17 тонкой линией. Мы не стремились подобрать параметры центра и периферии пятна так, чтобы согласие с наблюдениями было наилучшим. Рисунок лишь демонстрирует, что неоднородное пятно позволяет лучше воспроизвести наблюдаемую интенсивность линий Ca II, существенно не ухудшая согласие расчетов с наблюдениями по другим линиям и континууму.

В двух последних колонках табл.2.2 приведено отношение аккреционной светимости к светимости звезды, вычисляемое из соотношения:

$$\frac{L_{ac}}{L_*} = \frac{f F_{ac}}{\sigma T_{ef}^4},$$

а также темп аккреции:

$$\dot{M}_{ac} = 4\pi R_*^2 f \mu m_p N_0 V_0,$$

где $\mu \simeq 1.3$ – средний молекулярный вес аккрецируемого газа, а m_p – масса протона. В таблице приведено значение \dot{M}_{ac} для радиуса звезды $R_* = R_\odot$, поскольку величины R_* мы в этой работе не определяем, а приводимые в литературе значения весьма ненадежны. Отметим, что если на поверхности CTTS имеется два аккреционных пятна, которые имеют примерно одинаковые параметры и располагаются в диаметрально противоположных точках, то приводимые в таблице значения L_{ac}/L_* и \dot{M}_{ac} следует увеличить в 2 раза.

Для первых шести звезд из табл.2.2 Калвет и Гуллбринг (1998) [16] также определяли параметры аккреционного пятна, используя рассчитанную ими модель, которая предполагает, что пятно излучает только в континууме. Полученные Калвет и Гуллбринг значения F_{ac} для этих звезд, в среднем, вдвое больше наших, а площадь пятна f , наоборот, в несколько раз меньше. Отметим, что, в отличие от нас, величины V_0 Калвет и Гуллбринг не определяли, а использовали значения, найденные ранее Гуллбрингом и др. (1998) [44] из оценок масс и радиусов звезд по эволюционным трекам и гипотезы, что V_0 равна скорости свободного падения с расстояния $5 R_*$: эти значения систематически меньше полученных нами.

Полученное нами значение плотности совпадает с оценкой по рентгеновским наблюдениям в случае TW Нуа (Кастнер и др., 2002 [68]), но для ВР Тау Шмитт и др. (2005) [98] получили на порядок меньшее значение N_0 , чем мы (см. Табл. 1).

Из 9-ти исследованных СТТС для 5-ти звезд мы анализировали более одного спектра – см. табл. 2.2. В случае DK Тау и TW Нуа спектры были получены с интервалом менее суток, и определенные по ним значения параметров пятна мало отличаются. О хорошей воспроизводимости параметров можно говорить и в случае GM Aug. Что касается ВР Тау, то отношение сигнал/шум в полученных спектрах не очень хорошее, поэтому уверенно для этой звезды определяется только величина N_0 , которая только в одном спектре из девяти заметно отличается от остальных. И лишь для DN Тау отличия в параметрах, определенные по двум спектрам, весьма существенны. Можно предположить, что в этом случае свойства аккреционного потока действительно изменились, поскольку два спектра сильно отличаются по внешнему виду.

2.6. Результаты Главы 2

Моделирование спектров CTTS впервые позволило обнаружить, что линия He II 4686 Å состоит не только из узкого, но и из широкого эмиссионного компонента. Совместные измерения величины вуалирования и эквивалентной ширины узкого компонента линии He II 4686 Å позволяют определить плотность аккреционного потока.

Для 22-х спектров 9-ти CTTS были подобраны параметры аккрецируемого газа так, чтобы расчетный спектр в модели круглого однородного горячего пятна хорошо совпадал с наблюдаемым в широком спектральном диапазоне. Оказалось, что из 9-ти CTTS 7 аккрецируют вещество с плотностью $N_0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При такой плотности спектр Ca близок к ЛТР. Сравнение с наблюдениями показало, что при высокой плотности аккреционного потока спектр других элементов обычно хорошо описывается ЛТР-спектром.

Для большинства рассмотренных звезд спектр Ca хорошо описывается моделями с содержанием Ca, близким к солнечному. Только для звезды TW Нуа требуется пониженное примерно в три раза содержание Ca в аккрецируемом газе. Обоснованный вывод о содержании других элементов (прежде всего Fe, Mg, Ti) в аккрецируемом газе может быть сделан только после не-ЛТР моделирования спектра этих элементов. Однако, так же как для Ca, нам не потребовалось вводить отклонения содержания элементов от солнечного для успешного описания наблюдаемого спектра звезд с высокой плотностью аккреционного потока.

На примере звезды TW Нуа показана необходимость учета неоднородности аккреционного пятна для одновременного воспроизведения линий Ca I, Ca II, He II и степени вуалирования, поскольку оказалось, что линии Ca II преимущественно образуются в протяженных областях аккреционной зоны с низким значением аккреционного потока F_{ac} .

Полученные характеристики аккреционного потока не зависят от оценки межзвездного поглощения, поскольку были использованы спектры, нормированные на уровень континуума.

Содержание главы отражено в статье Додин и др. (2013) [119].

Глава 3. Измерения магнитного поля в аккреционной зоне

3.1. Магнитное поле звезд DO Tau, DR Tau, DS Tau

3.1.1. Наблюдения и их обработка

Используемый нами метод измерения магнитного поля основан на том, что при зеемановском расщеплении т.н. σ -компоненты линии поляризованы по кругу, причем компоненты с противоположной поляризацией располагаются по разные стороны от центральной длины волны λ_0 . Если магнитное поле в области формирования линии имеет продольную компоненту B_z , то при наблюдении в право- и левополяризованном свете линии окажутся смещенными относительно друг друга на величину (Бэбкок, 1958 [4]):

$$\Delta_B \simeq 2.3 \cdot 10^{-2} g \left(\frac{\lambda_0}{5000} \right)^2 B_z, \quad (3.1)$$

где g – Ланде-фактор рассматриваемой линии, причем величины Δ_B и λ_0 выражены в \AA , а величина B_z – в килогауссах. Это соотношение позволяет находить усредненное по области формирования линии значение B_z , измеряя величину Δ_B по двум спектрам, полученным в право- и левополяризованном свете.

Наблюдения проводились мною и Г.А. Чунтоновым 26-27 октября 2012 г. на шестиметровом телескопе САО РАН со спектрографом ОЗСП (Панчук, 2001 [127]), оснащенный поляризационной пластинкой $\lambda/4$ и двойным слайсером (Чунтонов, 2004 [21]). Ширина щели спектрографа $0.5''$ обеспечивала спектральное разрешение $R \simeq 15000$. Наблюдения проводились в фиксированном спектральном диапазоне $5640\text{-}6480 \text{\AA}$ с помощью ПЗС матрицы с размером вдоль дисперсии 4600 пикселей.

Спектры обрабатывались следующим образом (Чунтонов, 2007 [133]). Темновой ток, фон неба, VIAS, а также следы космических лучей были удалены стандартным образом с

помощью программ из пакета MIDAS. Калибровка по длинам волн проводилась с помощью торий-аргоновой лампы, после чего наблюдаемые спектры были смещены по лучевой скорости до совпадения положений фотосферных линий с их положением в синтетическом спектре, как это было сделано в разделе 2.5. В Табл. 3.1 приведен журнал наблюдений, который содержит юлианскую дату JD середины наблюдения, продолжительность экспозиции и отношение сигнал к шуму SNR.

Чтобы исключить систематические инструментальные ошибки, наблюдения были организованы по следующей схеме. Для одного измерения магнитного поля выполнялись две экспозиции звезды. Между экспозициями суперхроматическая четвертьволновая фазовая пластинка поворачивалась на 90° , в результате чего право- и левополяризованные спектры менялись местами на ПЗС матрице. Таким образом мы получали четыре спектра звезды: право- и левополяризованный для первой экспозиции R_1 , L_1 и аналогичные спектры R_2 , L_2 для второй экспозиции. Относительное положение этих спектров на матрице вдоль направления дисперсии характеризуется тремя величинами:

$$\Delta_1 = \Delta(R_1, L_1), \quad \Delta_2 = \Delta(R_2, L_2),$$

$$\Delta_3 = \Delta(R_1 + L_1, R_2 + L_2),$$

где $\Delta(X, Y)$ – разность положений спектральных линий в спектрах X и Y , которая вычислялась методом кросскорреляции для уровня доверия $\alpha = 0.68$, соответствующего ошибке в 1σ (Джонстон и Пенстон, 1986 [49]), причем обозначение $R + L$ означает сумму одновременно полученных спектров с противоположной поляризацией. Тогда смещение положений линий, вследствие эффекта Зеемана, будет равно:

$$\Delta_B = \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2},$$

систематический сдвиг между стоксовскими V -кривыми двух экспозиций:

$$\Delta = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{2},$$

а систематический сдвиг между стоксовскими I -кривыми двух экспозиций:

$$\delta = \Delta_3.$$

Такая методика определения B_z использовалась нами для линий He I 5876, Na I D и O I 6300. Однако в случае измерения поля одновременно по многим фотосферным линиям, уместно рассматривать корреляцию сразу всех абсорбционных линий. В этом случае

Таблица 3.1: Журнал наблюдений

N	JD 245 622...	Звезда	t_{exp} , с	SNR
1	7.181	γ Equ	180	360
2	7.186	γ Equ	180	360
3	7.299	HD216228	100	180
4	7.324	DS Tau	1200	62
5	7.354	DS Tau	1200	64
6	7.383	DS Tau	1200	60
7	7.420	DR Tau	1200	123
8	7.449	DR Tau	1200	119
9	7.479	DR Tau	1200	113
10	7.510	DO Tau	1200	83
11	7.540	DO Tau	1200	78
12	7.628	HD31398	100	110
13	7.638	53 Cam	300	370
14	8.212	γ Equ	180	310
15	8.336	DS Tau	1200	72
16	8.365	DS Tau	1200	70
17	8.394	DS Tau	1200	78
18	8.429	DO Tau	1200	49
19	8.458	DO Tau	1200	49
20	8.488	DO Tau	1200	44
21	8.521	DR Tau	1200	88
22	8.550	DR Tau	1200	89
23	8.579	DR Tau	1200	84
24	8.639	53 Cam	300	350

N – порядковый номер наблюдения, которое состоит из двух экспозиций, t_{exp} – продолжительность каждой из этих экспозиций. SNR – среднее отношение сигнала в континууме к шуму для каждой из экспозиций.

процедуру определения величины Δ_B необходимо усовершенствовать. Вычисляемые корреляционным методом смещения Δ_i ($i = 1, 2$) включают в себя два сдвига разной природы: Δ_B и Δ . С одной стороны, сдвиг Δ_B различен для каждой спектральной линии, поэтому при вычислении максимума корреляционной функции для определения величины Δ_i в качестве независимой переменной следует выбрать величину B_z , которая одинакова для всех линий, а смещение каждой линии вычислять по формуле 3.1. С другой стороны, систематический сдвиг Δ предполагается одинаковым для всего спектра, поэтому для его выявления независимой переменной должен быть сдвиг спектра как целого.

Чтобы совместить эти противоречивые требования, мы находили средний систематический сдвиг $\bar{\Delta}$, предполагая, что он ведет себя так же, как Δ_B , а затем исправляли спектры за этот сдвиг $\bar{\Delta}$. Из-за того, что $\Delta \neq \bar{\Delta}$, эта процедура не устраняет систематическую ошибку, а только уменьшает ее. Однако повторение процедуры 3-4 раза позволяет устранить систематический сдвиг практически полностью. Ошибка определенной таким образом величины Δ_B равна $0.5 \sqrt{\sigma_{\Delta 1}^2 + \sigma_{\Delta 2}^2}$.

Факторы Ланде фотосферных линий взяты из базы данных VALD (Купка и др., 1999 [73]). Для блендированных линий ланде-фактор принимался равным средневзвешенному значению с весовым коэффициентом, пропорциональным глубине линии:

$$g_{ef}(\lambda) = \frac{\sum g_i f_i(\lambda)}{\sum f_i(\lambda)},$$

где $f_i(\lambda)$ – гауссовский профиль линии с шириной, определенной из наблюдаемого спектра, и амплитудой, равной глубине линии в спектре из базы VALD. Мы учитывали все линии фотосферы с известными факторами Ланде, которые попадают в наш спектральный диапазон и имеют, по данным VALD, центральную глубину больше 0.1. Для исследованных в данной работе эмиссионных линий He I 5876, O I 6300 и дублета Na I 5890, 5898 величина g_{ef} принималась равной 1.1, 1.0 и 1.33 соответственно.

Для проверки описанной выше методики измерения поля мы наблюдали звезды с известным магнитным полем 53 Cam и γ Equ, а также звезды-гиганты HD 216228 и HD 31398, поле которых должно быть близко к нулю. Результаты измерений B_z этих звезд представлены в Табл. 3.2. Как видно из таблицы, полученные значения B_z в случае HD 216228 и HD 31398 в пределах ошибки не отличаются от нуля, а для γ Equ согласуются с результатами Кудрявцева и Романюка [72], которые нашли, что у этой звезды B_z меняется в интервале от -0.85 до -1.25 кГс со средним значением -1.14 кГс. Эти результаты убеждают нас в правильности выбранной методики. Что касается 53 Cam, то в одном случае результат измерений в пределах ошибки совпадает с эфемеридным значением Хилла [65], а в другом заметно от-

Таблица 3.2: Контрольные измерения поля

N	JD 245 622...	Звезда	B_z	σ_B	B_e
1	7.181	γ Equ	-1.00	0.09	-1.1 ^a
2	7.186	γ Equ	-0.94	0.09	-1.1 ^a
3	7.299	HD 216228	-0.05	0.04	0.0
12	7.628	HD 31398	-0.03	0.04	0.0
13	7.638	53 Cam	-2.50	0.09	-1.4 ^b
14	8.212	γ Equ	-0.89	0.09	-1.1 ^a
24	8.639	53 Cam	+1.92	0.11	+2.1 ^b

B_z и σ_B – измеренное значение поля и его ошибка в кГс. B_e – ожидаемое значение поля в кГс: (a) – среднее значение из работы Кудрявцева и Романюка [72], (b) – эфемеридное значение из работы Хилла и др. [65].

личается от него. Отметим, что подобные и даже бóльшие отклонения от эфемерид также наблюдались у 53 Cam другими авторами (Кудрявцев и Романюк, 2012 [72]).

3.1.2. Результаты

Звезды CTTS обычно имеют период осевого вращения около недели (Артеменко и др., 2012 [113]), поэтому можно ожидать, что за время наблюдения каждой звезды в течение ночи (около 2-х часов) поле не могло заметно измениться. Следовательно, имеет смысл вычислить среднее значение B_z за ночь:

$$\overline{B_z} = \frac{\sum(B_{zi}/\sigma_i^2)}{\sum(1/\sigma_i^2)}.$$

В соответствии со сказанным в предыдущем разделе, ошибка σ_i отдельных наблюдений вычислялась по ошибкам величин Δ_1, Δ_2 .

Разброс значений между измерениями B_{zi} одной ночи может быть обусловлен только шумом спектра. Тогда оценка погрешности среднего будет равна:

$$\sigma_a = \left[\sum(1/\sigma_i^2) \right]^{-1/2}.$$

Однако нельзя исключить, что разброс может быть вызван каким-либо другим случайным процессом, стандартное отклонение для которого можно оценить следующим образом:

$$\sigma_b = t(n - 1, P) \times$$

Таблица 3.3: Результаты измерений поля CTTS

Звезда	N-N	He I 5876		Na I D		O I 6300		Фотосфера	
		$\overline{B_z}$	$\sigma_{\overline{B}}$	$\overline{B_z}$	$\sigma_{\overline{B}}$	$\overline{B_z}$	$\sigma_{\overline{B}}$	$\overline{B_z}$	$\sigma_{\overline{B}}$
DO Tau ¹ : M0, $V = 13^m.0 - 14^m.3$	10-11	-0.79	0.27	-0.13	0.30	-0.01	0.31	+0.23	0.29
	18-20	-0.45	0.36	+0.20	0.51	+0.08	0.40	-0.14	0.44
DR Tau ² : K5, $V = 10^m.8 - 12^m.8$	7-9	-0.94	0.32	-0.29	0.46	-0.16	0.36	-0.11	0.45
	21-23	-1.51	0.37	-0.44	0.30	-0.03	0.31	-0.55	0.41
DS Tau ² : K5, $V = 11^m.6 - 12^m.7$	4-6	+0.32	1.97	-	-	-0.28	0.63	+0.05	0.70
	15-17	+0.80	0.34	-	-	+0.56	0.70	+0.02	0.64

N-N – порядковые номера наблюдений из табл. 3.1, $\overline{B_z}$ и $\sigma_{\overline{B}}$ – величина продольной компоненты поля и ее ошибка в кГс. Спектральный класс и диапазон переменности блеска в фильтре V взяты из работ: 1 – Хербст и др. (1994) [64], 2 – Гранкин и др. (2007) [39]

$$\times \sqrt{\frac{1}{(n-1) \sum (1/\sigma_i^2)} \sum \frac{(B_{zi} - \overline{B_z})^2}{\sigma_i^2}},$$

где $P = 0.68$ – уровень доверия, соответствующий одной σ , n – число усредняемых наблюдений, t – коэффициент Стьюдента. Если же имеют место оба процесса и они независимы, совокупную ошибку среднего за ночь можно оценить как $\sigma_{\overline{B}} = \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}$. Величины $\overline{B_z}$ и $\sigma_{\overline{B}}$ приведены в Табл. 3.3.

Из Табл. 3.3 следует, что в области формирования узкого компонента линии He I 5876 у звезд DO Tau и DS Tau поле обнаружено на уровне $> 2\sigma$, а у DR Tau $> 3\sigma$. Примеры I -профилей данной линии для этих звезд представлены на Рис. 3.1. Вертикальными штриховыми линиями ограничена часть профиля линии (21 пиксел), по которой проводилось измерение поля. Изменение высоты линии от ночи к ночи может быть обусловлено либо вращением звезды, либо изменением физических условий в зоне аккреции. Наиболее явно это проявилось в случае DS Tau, у которой в первую ночь наблюдений линия He I 5876 была примерно в 6 раз слабее, чем во вторую.

Точки на рисунке – "наблюдаемый" V -профиль, при вычислении которого использовались просуммированные по двум экспозициям лево- и правополяризованные спектры с учетом поправок Δ и δ :

$$R = R_1(\lambda) + R_2(\lambda - \Delta - \delta), \quad (3.2)$$

$$L = L_1(\lambda - \Delta) + L_2(\lambda - \delta), \quad (3.3)$$

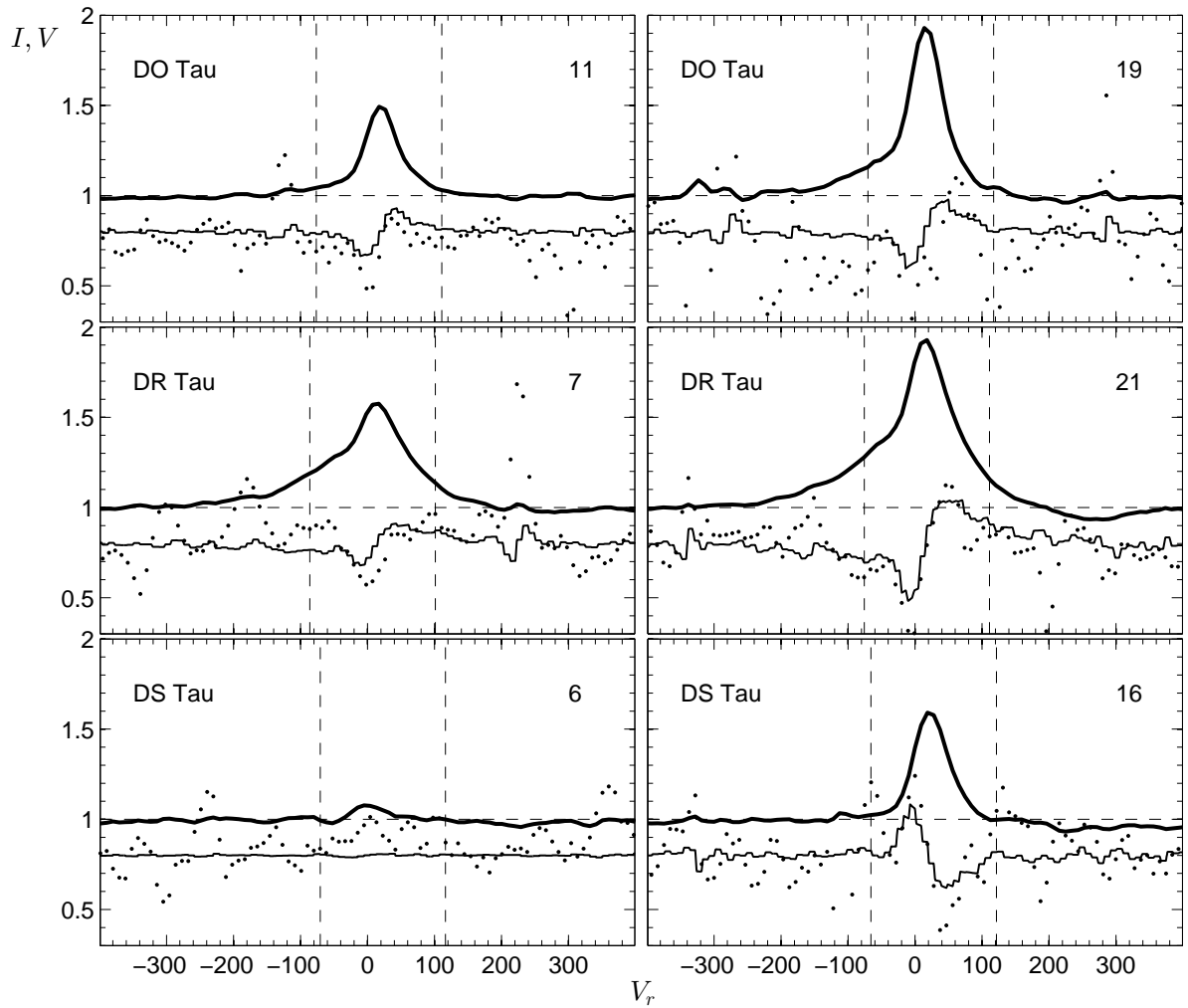


Рис. 3.1: Примеры I и V профилей в районе линии HeI 5876 для звезд DO Tau, DR Tau, DS Tau. Слева – наблюдения 26 октября, справа – 27 октября. Номер в правом верхнем углу каждой панели соответствует номеру в Табл. 3.1. Жирная кривая – наблюдаемый I –профиль. Точки – наблюдаемый V –профиль. Тонкая линия – V –профиль для значения поля из Табл. 3.3. V – профили увеличены в 10 раз и затем смещены вверх по оси ординат на 0.8. Штриховыми линиями отмечены уровень континуума и диапазон, по которому производилось вычисление поля. По оси абсцисс отложена лучевая скорость (км/с) в стеллоцентрической системе координат относительно центральной длины волны 5875.6 \AA .

$$V = 2 \frac{R - L}{R + L}. \quad (3.4)$$

Тонкой линией на рисунке показан "теоретический" V -профиль, который представляет собой относительную разность двух I -профилей, один из которых смещен от исходного положения на величину $\Delta_B/2$ влево, а второй – вправо.

У звезд DO Tau и DR Tau в линиях дублета Na I D доминирует широкий компонент (см. Рис. 3.2), поле в котором измерялось по двум линиям одновременно по участку спектра 5885.6 – 5900.3 Å. Результаты этих измерений собраны в Табл.3.3, из которой видно, что значение $\overline{B_z}$ в широком компоненте линий Na I D равно нулю с точностью лучше $\sim 1.5\sigma$, что характерно для широких компонент эмиссионных линий CTTS (см. ниже раздел 3.2.5.).

У звезды DS Tau в линиях дублета Na I D широкий компонент отсутствует и линии состоят из широких фотосферных крыльев и узкой центральной эмиссии. Величина B_z , полученная только по узким компонентам обеих линий дублета и усредненная по всем наблюдениям первой ночи (номера 4-6 из Табл.3.1), оказалось равной -0.21 ± 0.34 кГс. Иными словами, поле в области образования узкого компонента линий дублета Na I D, как и линии He I 5876, в эту ночь обнаружено не было. Однако в следующую ночь (наблюдения 15-17) аналогичные измерения по эмиссионным компонентам линий дублета натрия дали значения $\overline{B_z} = +0.79 \pm 0.34$ кГс, что хорошо согласуется со значением $\overline{B_z}$, измеренным в ту же ночь по линии He I 5876: $+0.80 \pm 0.34$ кГс.

Поле, измеренное по запрещенной линии O I 6300 всегда заметно меньше ошибки его определения, поскольку эта линия образуется в газе с низкой плотностью и в большом пространственном объеме, где магнитное поле близко к нулю. Измерения этой линии проводились для дополнительной проверки отсутствия больших систематических ошибок в методике обработки спектра.

Поле, измеренное по фотосферным линиям, у всех трех звезд не отличается от нуля в пределах ошибки. Это, по-видимому, обусловлено двумя эффектами. Во-первых, мы наблюдали слабые CTTS, и отношение сигнал к шуму для них, как правило, заметно ниже, чем, например, для контрольных звезд, но главное – глубина фотосферных линий у CTTS существенно ослаблена из-за эффекта вуалирования, что дополнительно увеличивает ошибку измерения $\overline{B_z}$. Во-вторых, мы измеряем только продольную компоненту поля. Это приводит к тому, что даже если в фотосфере индукция поля такая же, как в области формирования линии He I 5876, то из-за усреднения по всей видимой поверхности звезды продольная компонента поля будет в несколько раз меньше, чем в линии He I 5876, для которой усреднение производится лишь по зоне аккреции (Джонс-Крулл и др., 1999 [50]).

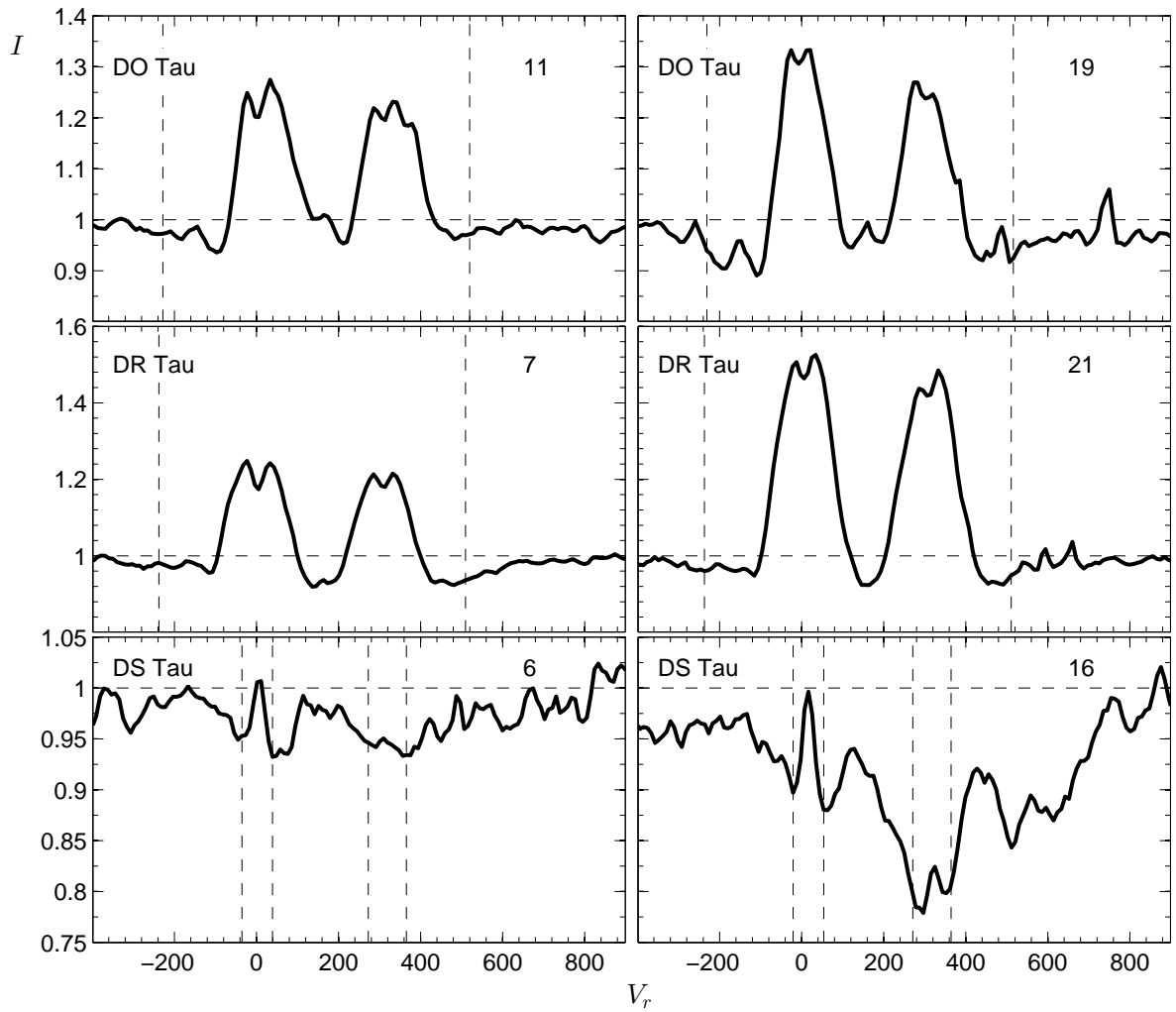


Рис. 3.2: Примеры I -профилей линий дублета NaI D в спектрах звезд DO Tau, DR Tau и DS Tau в первую (левый ряд) и вторую (правый ряд) ночь наблюдений. Номер в правом верхнем углу каждой панели соответствует номеру в Табл. 3.1. Штриховой линией показан уровень континуума и диапазон, по которому производилось вычисление поля. По оси абсцисс отложена лучевая скорость (км/с) в стеллоцентрической системе координат относительно центральной длины волны 5889.95 \AA .

3.2. Спектрополяриметрический мониторинг RW Aur

3.2.1. Характеристика звезды RW Aur

RW Aur присутствует уже в первоначальном списке звезд Т Тельца, составленном Джоном (1945) [54], причем за год до этого Джой и ван Бисбрук (1944) [53] обнаружили, что у звезды (RW Aur A) на расстоянии $\simeq 1.2''$ имеется спутник (RW Aur B). Позднее выяснилось (Уайт и Гец, 2001 [110]), что не только RW Aur A, но и RW Aur B относятся к т.н. классическим звездам Т Тельца (CTTS), активность которых обусловлена аккрецией вещества протопланетного диска (Берту, 1989 [9]). Недавно были получены изображения дисков вокруг обеих компонент системы в субмиллиметровом диапазоне (Кэбриг и др., 2006 [14]). Вклад спутника в суммарное излучение видимого диапазона не превышает нескольких процентов (Петров и др., 2001 [87]), поэтому можно считать, что описываемые далее особенности оптического спектра RW Aur относятся к главной компоненте.

Изучению спектра RW Aur в оптическом диапазоне посвящены работы многих исследователей – см. Петров и др. (2001) [87]; Аленкар и др. (2005) [1]; Петров и Козак (2007) [128] и приведенные там ссылки. Оказалось, что этот спектр имеет многокомпонентную структуру, которая включает в себя:

1) абсорбционный спектр фотосферы звезды спектрального класса K1-K4, на который накладывается эмиссионный (вуалирующий) континуум, а также узкие абсорбционные линии, имеющие примерно ту же лучевую скорость, что и линии фотосферы;

2) абсорбционные компоненты в красных крыльях некоторых линий, наличие которых указывает на падение газа на звезду со скоростью до 400 км/с;

3) абсорбционные компоненты в синих крыльях некоторых линий, свидетельствующие об истечении газа из окрестностей звезды со скоростью не менее 200 км/с. На больших расстояниях от звезды истекающее вещество сколламировано в два противоположно направленных джета (Хирс и др., 1994 [66]), с которыми связаны наблюдаемые в спектре RW Aur линии [O I] и [S II];

4) эмиссионные линии различных элементов, которые в той или иной степени представляют собой суперпозицию широкой (FWHM $\sim 100 - 200$ км/с) и узкой (FWHM ~ 50 км/с) компонент, образующихся, скорее всего, в различных областях.

Петров и др. (2001) [87] обнаружили, что лучевые скорости фотосферных линий звезды V_r^{ph} периодически меняются с амплитудой около 6 км/с и периодом $\simeq 2.77$ суток. С тем же периодом меняются лучевая скорость V_r^{NC} и эквивалентная ширина EW_{NC} узкой ком-

поненты линии He I 5876, а также эквивалентная ширина EW_{RA} абсорбционной детали в ее красном крыле. При этом, величины V_r^{ph} и V_r^{NC} меняются в противофазе, а фазовые кривые EW_{NC} и EW_{RA} смещены относительно фазовой кривой V_r^{ph} на четверть периода. Сходное поведение узких компонент и абсорбций в красном крыле наблюдается также у некоторых других линий. Что касается широких компонент эмиссионных линий, то оказалось, что они меняются с периодом около 5.5 суток, т.е. вдвое медленней по сравнению с величиной V_r^{ph} .

Эти особенности спектра RW Aur можно объяснить в рамках модели магнитосферной аккреции при условии, что распределение вещества в окрестности звезды не является осесимметричным. Подробнее о том, как это можно сделать будет сказано позднее, а пока отметим, что Петров и др. (2001) [87] рассмотрели две возможные причины нарушения осевой симметрии. Первая возможность – наличие у RW Aur A маломассивного спутника с орбитальным периодом 2.77 суток. Предполагается, что в результате взаимодействия спутника с диском вещество диска падает на RW Aur A в виде струи, которая вместе со спутником перемещается относительно центральной звезды.

Альтернативная гипотеза предполагает, что RW Aur A – одиночная звезда с периодом осевого вращения $P \simeq 5.5$ суток, у которой магнитная ось наклонена к оси вращения. Если магнитное поле звезды не слишком сильно отличается от дипольного, то аккрецируемое из диска вещество образует две струи, падающие на противоположные полушария звезды (Романова и др., 2003 [92]). В основании этих струй образуются т.н. горячие пятна, причем в случае RW Aur A с Земли должны быть видны оба пятна, поскольку тогда можно объяснить, почему некоторые параметры фотосферных и эмиссионных линий меняются с периодом вдвое меньшим периода осевого вращения.

Измерения магнитного поля звезды позволяют сделать выбор между вышеуказанными гипотезами, поскольку в рамках модели с наклонным магнитным полем следует ожидать, что знак поля, определяемый по линиям, которые формируются в горячих пятнах, должен меняться на противоположный через половину периода.

Единственная попытка измерить магнитное поле RW Aur была предпринята Симингтоном и др. (2005) [107], которые наблюдали звезду 5 декабря 2001 г., а также 21 и 23 декабря 2002 г. Однако даже усредненные за ночь измерения имеют сравнительно низкую точность (0.46 ± 0.24 кГс, 0.20 ± 1.18 кГс и 0.28 ± 0.39 кГс соответственно).

В этом разделе речь пойдет о результатах новых измерений среднего значения продольной компоненты магнитного поля RW Aur A. Нам удалось подтвердить модель двух горячих пятен с противоположной полярностью магнитного поля, а также обнаружить сильное (до $\simeq 0.8$ кГс) магнитное поле в ветре.

3.2.2. Наблюдения и обработка результатов

Наблюдения проводились Г.А. Чунтоновым, Д.О. Кудрявцевым и Д.А. Смирновым в январе-феврале 2006 г., декабре 2007 г., январе 2008 г. и январе 2009 г. на 6-ти метровом телескопе САО РАН со спектрографом ОЗСП (Панчук, 2001 [127]), оснащенный поляризационной пластинкой $\lambda/4$ и двойным слайсером (Чунтонов, 2004 [21]). Всего было получено 18 спектров RW Aur. Ширина щели спектрографа $0.5''$ обеспечивала спектральное разрешение $R \simeq 15000$ в диапазоне $5540\text{-}6600 \text{ \AA}$.

Обработка спектров аналогична описанной в разделе 3.1.1.. Каждый спектр имел протяженность $\Delta\lambda$ около 360 \AA , причем середины 11 спектров лежат в окрестности линий He I 5876 и Na I D, а середины других 7 спектров смещены в длинноволновую область на несколько сотен \AA . В дальнейшем эти два вида спектров мы будем условно называть "синими" и "красными". В Табл.3.4 приведен журнал наблюдений, который содержит Юлианскую дату JD, спектральный диапазон, отношение сигнал к шуму SNR суммарного спектра по всем экспозициям за ночь.

Процедура измерения поля аналогична описанной в разделе 3.1.1., за тем только исключением, что в моем распоряжении были спектры уже просуммированные по всем экспозициям за ночь.

Приведенное в Табл.3.4 отношение сигнал/шум представляет собой величину, обратную среднеквадратичной ошибке, определенной по V-кривой Стокса (см. соотношение 3.4), из которой был вычтен крупномасштабный тренд.

Для определения знака поля и контроля точности его измерения мы несколько раз наблюдали магнитную звезду 53 Cam. Например, 20 января 2008 г. для 53 Cam было получено значение $B_z = 0.34 \pm 0.11 \text{ кГс}$, что хорошо согласуется с эфемеридным значением 0.35 кГс (Хилл и др., 1998 [65]).

В некоторых случаях мы вычитали из наблюдаемого спектра вуалированный спектр фотосферы по методике, описанной в работе Хартигана и др. (1989) [56]. При этом звездой сравнения служила HD 138716 (спектральный класс K1 IV), спектр которой был взят из библиотеки UVES (Багнуло и др., 2003 [5]) и исправлен за лучевую скорость $+50.0 \text{ км/с}$, определенную путем сравнения с теоретическим спектром из базы данных VALD (Купка и др., 1999 [73]). Линии в спектре HD 138716 были искусственно уширены путем свертки с гауссианой с $\sigma = 15 - 20 \text{ км/с}$.

Таблица 3.4: Журнал наблюдений

JD 245...	$\Delta\lambda$, Å	SNR
3746.18	5575.7 - 5941.6	370
3748.18	5575.2 - 5941.2	790
3749.21	5575.1 - 5941.2	520
3784.17	5741.2 - 6107.2	450
3784.39	6166.6 - 6532.1	370
3786.31	5743.7 - 6109.5	390
3786.37	6169.0 - 6534.3	300
4460.14	5585.2 - 5951.1	430
4460.44	6074.2 - 6439.7	590
4460.57	5599.0 - 5964.9	380
4461.13	5599.1 - 5965.1	560
4461.29	6075.4 - 6440.9	670
4461.44	5630.6 - 5996.5	610
4461.56	6070.9 - 6436.4	320
4486.15	5737.4 - 6103.2	470
4486.35	6218.3 - 6583.5	590
4846.22	5796.0 - 6161.8	480
4846.32	6247.2 - 6612.3	510

В работе Додин и др. 2012 [117] все JD из-за ошибки на 0.12 больше.

Таблица 3.5: Результаты измерений B_z по синим спектрам.

N	JD 245...	φ	He I 5876		Na I D		Fe I 5659		Фотосфера	
			B_z	σ_B	B_z	σ_B	B_z	σ_B	B_z	σ_B
1	3746.18	0	-0.43	0.25	+0.08	0.08	+0.17	0.30	+0.23	0.10
2	3748.18	0.36	-1.47	0.15	-0.18	0.05	-0.15	0.30	+0.07	0.20
3	3749.21	0.54	-1.01	0.20	-0.81	0.08	-0.10	0.36	+0.11	0.30
4	3784.17	0.81	+1.10	0.15	-0.03	0.08			-0.83	0.30
5	3786.31	0.20	-0.11	0.35	+0.13	0.08			-0.04	0.20
6	4460.14	0.04	-0.82	0.25	+0.05	0.08	+0.36	0.30	+0.26	0.20
7	4460.57	0.12	-0.98	0.25	-0.02	0.08	+0.64	0.42	+0.03	0.30
8	4461.13	0.22	-1.04	0.15	+0.02	0.08	+0.47	0.36	+0.12	0.20
9	4461.44	0.27	-1.11	0.15	+0.09	0.05	+0.11	0.48	+0.12	0.20
10	4486.15	0.71	+0.50	0.20	-0.11	0.08			-0.02	0.20
11	4846.22	0.28	-1.19	0.15	+0.03	0.08			+0.10	0.10

Величины поля B_z и ошибки измерений σ_B приведены в кГс.

φ – фаза вращательного периода для значения $P = 5.576$ суток.

3.2.3. Результаты измерений

Используя спектры в синей области, мы измеряли поле по линиям фотосферы, совместно коррелируя все попавшие в полосу линии, а также по линиям He I 5876, Na I D (5890.0+5895.9 Å) и, в 7 случаях, по линии Fe I 5659. Результаты всех измерений поля по спектрам этой группы представлены в Табл. 3.5.

Вообще говоря, линия He I 5876 представляет собой сумму шести компонент тонкой структуры, соответствующих разрешенным переходам между уровнями $2p^3P_{0,1,2}^o$ и $3d^3D_{1,2,3}$. Расстояние между крайними компонентами линии составляет 0.36 Å, что соответствует $\simeq 18$ км/с в шкале скоростей. За центральную длину волны линии гелия мы приняли значение 5875.6 Å, полученное суммированием длин волн компонент с весом, пропорциональным статистическому весу верхнего уровня. Фактор Ланде линии принят равным 1.1.

Что касается вышеупомянутой линии Fe I 5659, то, по нашему мнению, эта эмиссионная деталь в спектре RW Aur представляет собой бленду трех линий Fe I с длинами волн 5658.53 Å, 5658.66 Å и 5658.82 Å. Мы рассматривали эту бленду как одну линию, приписав ей Ланде-фактор $g = 1.0$.

Таблица 3.6: Результаты измерений B_z по красным спектрам.

JD 245...	[O I] 6300		Si II		Fe II		Фотосфера	
	B_z	σ_B	B_z	σ_B	B_z	σ_B	B_z	σ_B
3784.29	+0.32	0.24	-0.03	0.20	-0.09	0.20	-0.22	0.20
3786.37	-0.12	0.24	-0.58	0.60	-0.11	0.20	+0.18	0.20
4460.44	+0.06	0.29	+0.07	0.40			+0.05	0.10
4461.29	-0.08	0.19	-0.89	0.40			+0.17	0.10
4461.56	-0.09	0.19	-0.35	0.60			+0.15	0.20
4486.35	+0.20	0.14	+0.08	0.50	+0.02	0.10	-0.04	0.10
4846.32	+0.06	0.14	-1.17	0.50	-0.11	0.10	+0.07	0.10

Величина поля B_z и ошибки измерений σ_B приведены в кГс

Кроме абсорбционных линий фотосферы в красные спектры всегда попадала линия [O I] 6300.3, линии дублета Si II 6347.1 + 6371.4, а также линия Fe II 6432.7. В некоторые спектры попадали также линии Fe II 6456.4 и Fe II 6516.1. При определении поля в фотосфере соответствующие абсорбционные линии коррелировались совместно. Аналогичным образом мы поступали при измерении поля в области формирования линий Si II и Fe II. Для [O I] и Si II Ланде-факторы принимались равными 1. Ланде-факторы для Fe II и линий фотосферы брались из базы VALD (Купка и др., 1999 [73]). Для блендированных фотосферных линий Ланде-факторы усреднялись с весом центральной глубины линии. Результаты измерений поля по красным спектрам содержатся в Табл. 3.6.

В двух случаях (JD 2454486.35 и 2454846.32) в диапазон спектра попадала линия H_α , для которой были получены значения $B_z = +130 \pm 100$ Гс и $+40 \pm 100$ Гс соответственно (Ланде-фактор принят равным 1).

Если принять за уровень обнаружения величину 3σ , то, как видно из приведенных таблиц, нам ни разу не удалось обнаружить отличное от нуля значение B_z в фотосфере, а в области формирования линий H_α , Fe I, Fe II, Si II и [O I] 6300 величина B_z всегда отличалась от нуля менее чем на 2σ .

Если взять среднее по всем измерениям, то для фотосферы и области формирования линии [O I] 6300 верхние пределы по уровню 3σ получаются равными 180 Гс и 230 Гс соответственно.

Эмиссионные линии Fe I и Fe II имеют сходные профили и состоят только из широкой

компоненты. Поэтому, используя эти линии, мы измеряем поле в области, где формируются именно эти компоненты. Поскольку профили и эквивалентные ширины широких компонент испытывают периодические вариации (Петров и др., 2001 [87]), нет смысла приводить усреднение по всем измерениям. В зависимости от ночи, верхние пределы (по уровню 3σ) для линий Fe II лежат в интервале от 300 до 600 Гс – см. Табл. 3.6.

Вместе с тем, нами было обнаружено магнитное поле в области формирования линии He I 5876, которое имеет разный знак в различные моменты времени – см. Рис. 3.3. Отметим, что на рисунке из стоксовского I -профиля вычтен спектр вуалированной фотосферы.

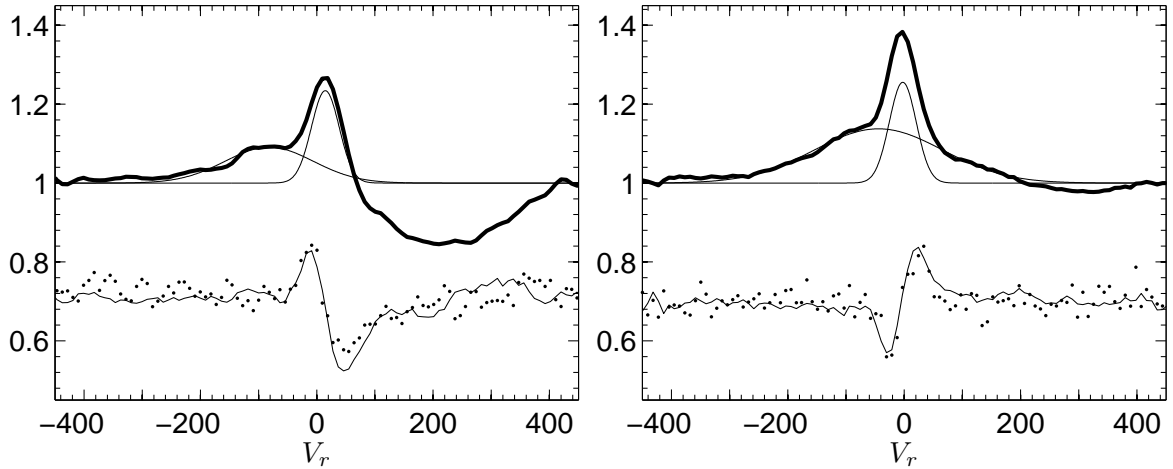


Рис. 3.3: Стоксовские профили I и V линии He I 5876. Левая панель соответствует моменту JD 2453748.18, а правая панель – JD 2453784.17. Жирной сплошной кривой изображен стоксовский I -профиль, нормированный на уровень континуума. Сплошные тонкие линии – гауссианы, которые соответствуют узкому и широкому компонентам. Точками показан стоксовский V -профиль, на который сплошной тонкой линией наложен модельный V -профиль. Оба V -профиля для наглядности увеличены в 10 раз и сдвинуты вверх по оси ординат на величину 0.7. По оси абсцисс отложена скорость в км/с, отсчитываемая от центра линии $\lambda_0 = 5875.6 \text{ \AA}$.

В иллюстративных целях мы рассчитали модельные V -профили (см. соотношение 3.4). Видно, что в эмиссионной части I -профиля модельные V -кривые хорошо аппроксимируют наблюдаемые и явно показывают, что магнитное поле на правой и левой частях рисунка имеет разный знак.

Нам дважды (JD 2453748.18 и 2453749.21) удалось зарегистрировать по уровню $> 3\sigma$ отрицательное поле в области формирования линий дублета Na I D – см. Табл. 3.6. Ланде-фактор для обеих линий дублета был принят равным 1.33 (Фриш, 2010 [132]). На Рис. 3.4

приведены стоксовские I и V профили линий дублета Na I D для указанных дат, а также модельная V -кривая, рассчитанная так же, как и для линии He I 5876.

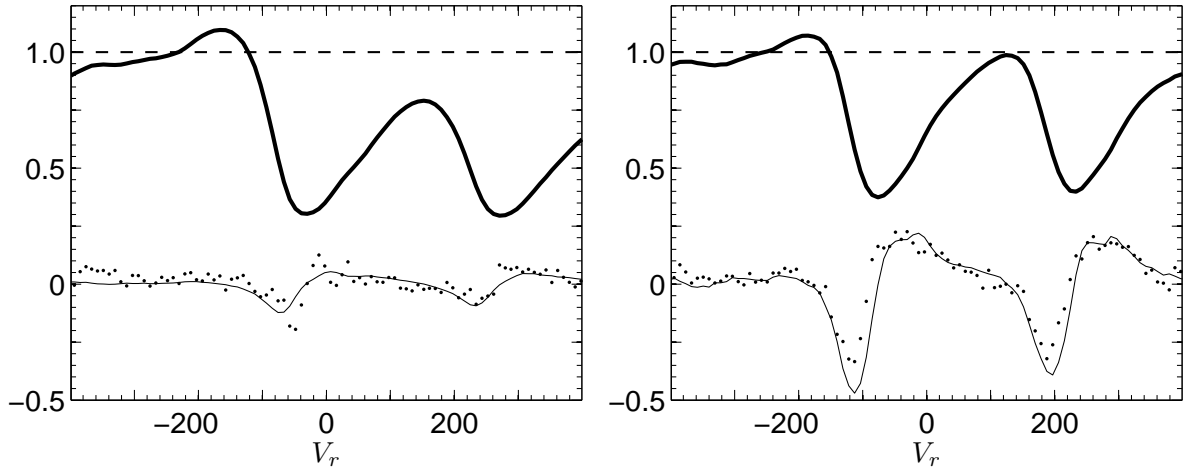


Рис. 3.4: То же, что и на Рис. 3.3, но для линий дублета Na I D. Левая панель соответствует моменту JD 2453748.18, а правая панель – JD 2453749.21. В отличие от предыдущего рисунка, наблюдаемая и модельная V -кривые, хотя и увеличены в 10 раз, но не смещены по вертикали. Кроме того, на этом рисунке не вычтен спектр вуалированной фотосферы. За начало отсчета по оси абсцисс выбран центр линии D₂ $\lambda = 5889.95 \text{ \AA}$.

3.2.4. Магнитное поле в области горячих пятен

В спектре RW Aur у некоторых линий в красном крыле наблюдается абсорбционная деталь, которая опускается ниже уровня континуума и тянется примерно до 400 км/с (см. левую панель Рис. 3.3), что свидетельствует о падении вещества на звезду с соответствующей скоростью. Как показано в предыдущих главах, это приводит к появлению горячего пятна на поверхности и возникновению узких эмиссионных линий, которые успешно могут быть воспроизведены в теории. Помимо узких линий в спектре RW Aur наблюдается широкой компонент, который, по-видимому, формируется в области взаимодействия магнитосферы звезды с аккреционным диском (Гомез-де-Кастро и Вердуго, 2003 [42]). В спектре RW Aur двухкомпонентную структуру имеют линии ионизованных металлов и эмиссионная часть линии He I, тогда как линия He II 4686 не имеет широкой компоненты¹, а у линий водорода и других нейтральных атомов, наоборот, узкая компонента если и имеется, то очень слабая (Петров и

¹ Возможно слабая широкая эмиссионная компонента маскируется блендой фотосферных линий – см. раздел 2.5. и Рис. 2.9.

др., 2001 [87]).

На Рис. 3.3 показано, как эмиссионная часть I -профиля линии He I 5876 может быть представлена в виде суммы двух гауссиан, соответствующих узкой и широкой компоненте. Петров и др. (2001) [87] обнаружили, что лучевая скорость узкого компонента V_r^{NC} этой линии меняется с периодом около 2.77 суток. Колебания V_r^{NC} происходят вокруг среднего значения $\simeq +10$ км/с с амплитудой около $\simeq 15$ км/с.

Сравнение формы I -профиля и модельного V -профиля на Рис. 3.3 показывает, что разность $F_\lambda^r - F_\lambda^l$ особенно велика там, где I -профиль имеет крутой градиент. Следовательно, из формы *наблюдаемого* V -профиля линии He I 5876 нельзя сделать вывод о том, что измеренное значение B_z относится лишь к области формирования узкого компонента линии. Если заранее предположить, что в широком компоненте поле равно 0, то измеряемое поле в узком компоненте увеличится не более чем на $1\sigma_B$.

Наличие знакопеременного поля, связанного с узкой компонентой, не подлежит сомнению. В рамках модели магнитосферной аккреции обнаруженное нами изменение поля естественно связать с изменением положения горячего пятна (или пятен) относительно Земли вследствие вращения звезды вокруг оси. Это, в свою очередь, означает, что изменение поля должно быть периодическим, а величина периода равной периоду осевого вращения RW Aur A.

На Рис. 3.5 показана свертка наблюдаемых значений B_z , определенных по линии He I 5876, с периодом 2.77 суток. Наши наблюдения охватывают интервал в несколько лет и за это время геометрия и величина магнитного поля в зоне аккреции могли меняться: Донати и др. (2008) [26] обнаружили такого рода изменения у CTTS BP Tau, сравнив магнитограммы звезды, полученные с интервалом 10 месяцев. Чтобы минимизировать эффект, обусловленный физической переменностью поля, мы по-отдельности рассмотрели два сета наблюдений из Табл. 3.5, содержащие по 5 наблюдений каждый (в таблице они отделены друг от друга горизонтальной линией). Первый сет содержит первые пять наблюдений, которые были выполнены в течение 40 суток, а второй сет – следующие пять наблюдений, охватывающие временной интервал в 26 суток. Вряд ли заметная перестройка структуры глобального поля звезды могла произойти за время менее 40 суток, поэтому резонно предположить, что наблюдаемые вариации поля внутри каждого сета обусловлены только осевым вращением. Что касается последнего, одиннадцатого наблюдения, оно было получено спустя 360 суток после десятого и на Рис. 3.5 не представлено.

Из рисунка следует, что в первом сете поле практически одновременно показывало противоположный знак (точки 2 и 4). Во втором сете почти столь же радикальное изменение

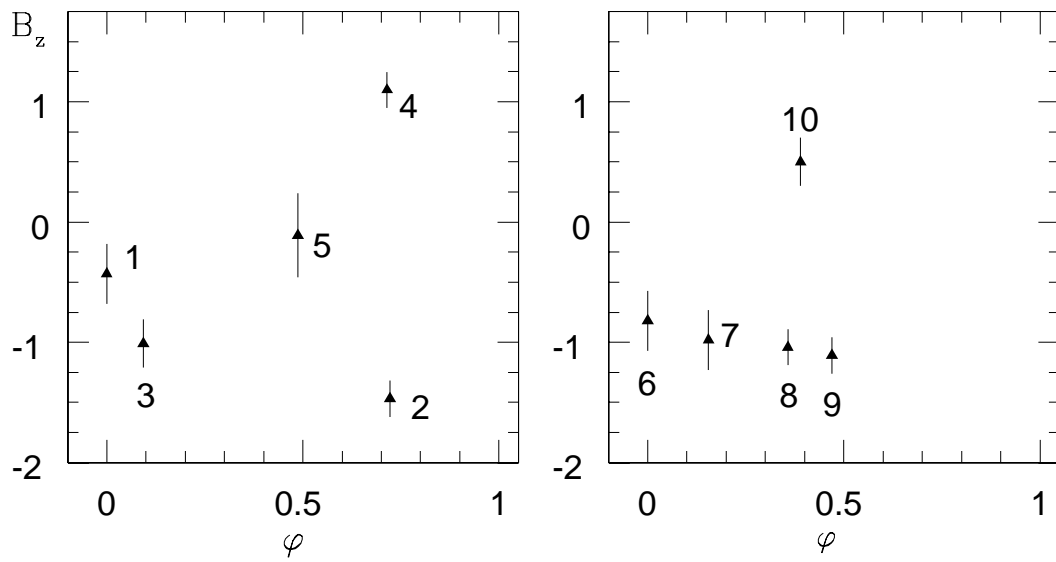


Рис. 3.5: Фазовая кривая изменения величины B_z (кГс) в области формирования линии He I 5876 для $P = 2.77$ суток. Нумерация точек на рисунке соответствует нумерации спектров в Табл. 3.5. По оси ординат – поле в кГс. Фаза $\varphi = 0$ соответствует точке №1 на правой панели и точке №6 на левой панели.

величины и знака поля должны наблюдаться в течении нескольких часов одной ночи (точки 8 9 и 10). Такого рода вариации поля невозможно объяснить только орбитальным движением звезды с $P \simeq 2.77$ суток, обусловленным наличием близкого спутника. Оказалось, что аналогичное утверждение можно сделать для всех пробных значений периода в интервале от 2.5 до 2.9 суток, что включает все допустимые значения "короткого" ($\sim 2.7^d$) периода RW Aur A (Петров и др., 2001 [87]).

С другой стороны, мы нашли, что для ряда значений P в интервале от 5.5 до 5.7 суток можно получить гладкую зависимость $B_z = B_z(\varphi)$ даже без сдвига фазы между сетями. Пример такой зависимости приведен на Рис. 3.6 для $P = 5.576^d$, хотя можно было бы привести столь же гладкую кривую, соответствующую $P = 5.6659^d$. Иными словами, при $P \sim 5.6$ суток наблюдаемую переменность магнитного поля удастся объяснить только вращательной модуляцией, полагая, тем самым, что за три года наблюдений геометрия и величина поля в аккреционной зоне менялись незначительно.

Имея всего 11 измерений величины B_z мы не можем определить точное значение периода осевого вращения RW Aur A, или сделать вывод о переменности геометрии и/или физических условий в зоне аккреции с января 2006 г. по январь 2009 г. Вместе с тем, можно со всей определенностью утверждать, что результаты наших измерений противоречат гипотезе о том, что период вращения звезды $\simeq 2.77^d$, но согласуются со значением $P \simeq 5.6^d$,

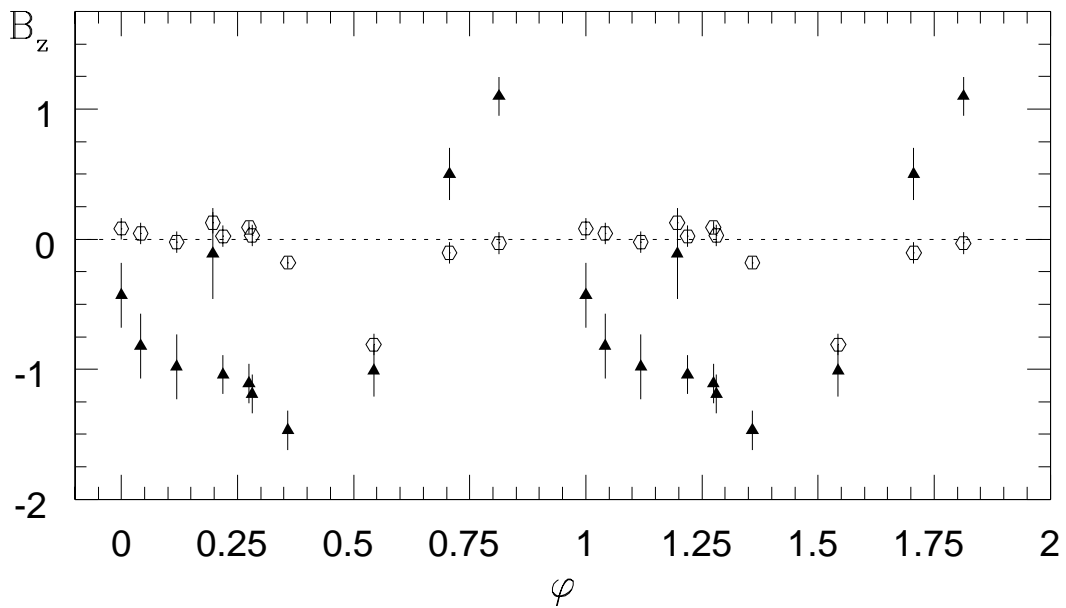


Рис. 3.6: Фазовая кривая изменения величины B_z (кГс) для $P = 5.576$ суток. Треугольниками показаны измерения, относящиеся к линии He I 5876, а кружками – к линиям дублета Na D.

которое соответствует модели двух горячих пятен с различной полярностью магнитного поля, расположенных в противоположных полушариях.

В рамках этой модели наблюдаемые особенности спектра RW Aug A объясняются следующим образом (Петров и др., 2001 [87]). Из-за осевого вращения звезды горячие пятна перемещаются относительно наблюдателя. Это приводит к изменению как лучевой скорости узких компонент V_r^{NC} , так и положения центра тяжести фотосферных линий (см. раздел 1.8. и Рис. 1.11), что выглядит как изменение их лучевой скорости V_r^{ph} . Нетрудно видеть, что этот эффект объясняет, почему величины V_r^{NC} и V_r^{ph} меняются в противофазе.

Столь же просто можно объяснить, почему фазовая кривая, описывающая изменение эквивалентной ширины узкого компонента EW_{NC} сдвинута на четверть периода относительно кривой $V_r^{NC}(\phi)$. Действительно, когда середина одного из пятен пересекает плоскость, проходящую через Землю и ось вращения звезды (центральный меридиан), $V_r^{NC} \simeq 0$, а видимая площадь пятна и, следовательно, EW_{NC} имеют максимальное значение. Через четверть периода середина пятна заходит за край лимба, и в этот момент значение V_r^{NC} достигает максимального (по модулю) значения, а EW_{NC} – минимального.

Поскольку наших данных недостаточно для того, чтобы выполнить магнитное картирование звезды, мы ограничимся полукачественными выводами о геометрии и параметрах зон аккреции.

Продольная компонента магнитного поля B_z , которую мы измеряем, – это проекция

поля на луч зрения. На Рис.3.7 показано, как меняется величина B_z , измеренная по линии He I 5876, в зависимости от эквивалентной ширины узкого компонента этой линии. С учетом вышесказанного из рисунка следует, что максимальное значение $|B_z|$ достигается в те моменты, когда пятна проходят через центральный меридиан, а минимальное, когда пятна находятся на краю лимба. Следовательно, силовые линии в пятнах образуют с поверхностью достаточно большой угол, а это, по-видимому, означает, что тороидальная составляющая поля в пятнах много меньше полоидальной.

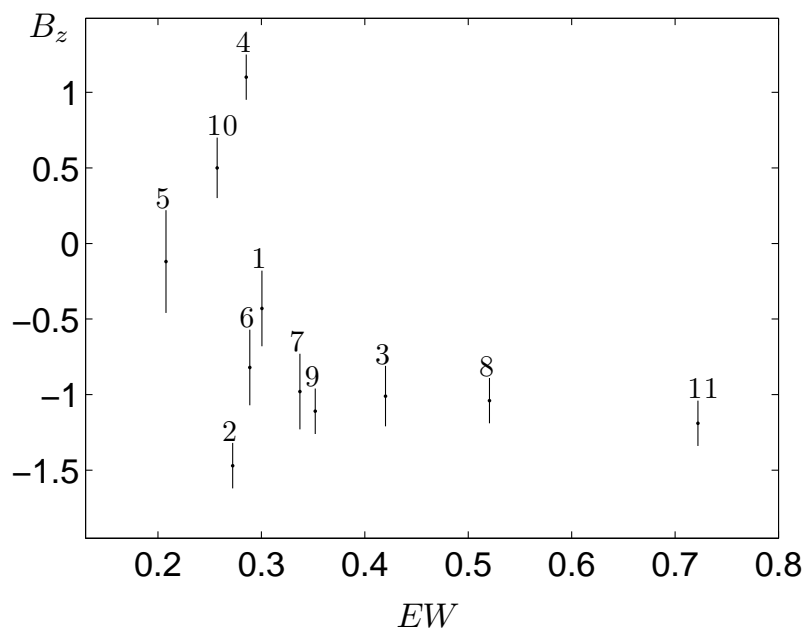


Рис. 3.7: Зависимость модуля величины B_z (кГс) от эквивалентной ширины узкой компоненты линии He I 5876 (Å). Подробности в тексте.

Из Рис.3.3 видно, что в момент, соответствующий большой по модулю, но отрицательной величине B_z (левая панель) у линии He I 5876 имеется глубокая абсорбционная деталь, красный конец которой доходит примерно до +400 км/с, а когда поле велико и положительно (правая панель), абсорбция в красном крыле гораздо меньше. Этот факт отражает общую тенденцию: по мере того как поле меняется от отрицательного значения к положительному, эквивалентная ширина абсорбционной детали становится все меньше и меньше, что проявляется особенно наглядно, если брать эквивалентную ширину не всей абсорбционной детали, а только ее длинноволновой части EW_{RA} и дополнительно вычесть вклад вуалированной фотосферы – см. Рис. 3.8. Отметим, что ошибка определения величины EW_{RA} , главным образом, определяется неопределенностью уровня вуалирования.

Поскольку отрицательные значения B_z встречаются существенно чаще, чем положи-

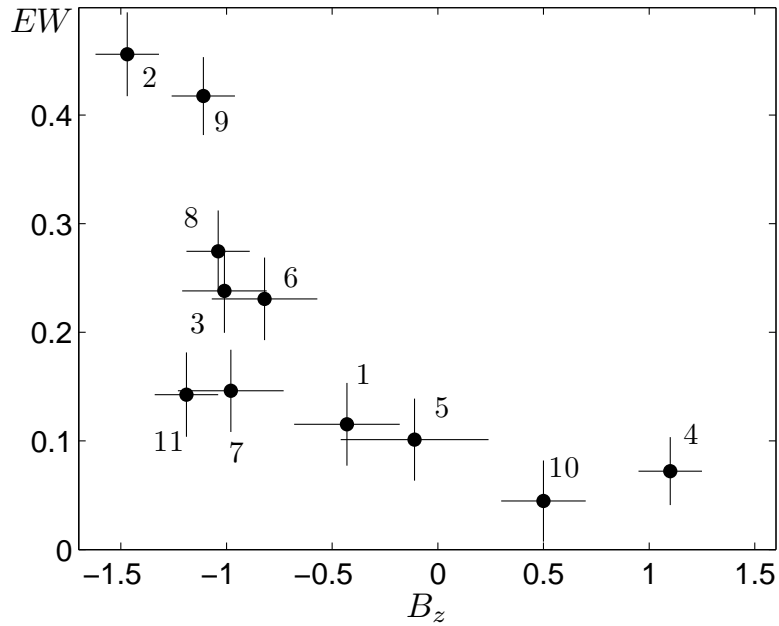


Рис. 3.8: Зависимость эквивалентной ширины абсорбционной детали (\AA) линии He I 5876 в интервале скоростей от +200 до +400 км/с от величины B_z (кГс).

тельные, мы делаем вывод, что пятно, в котором $B_z > 0$, видно с Земли реже, чем другое. Отсюда можно заключить, что пятно с $B_z < 0$ находится в полушарии, которое расположено над плоскостью симметрии диска, если смотреть с Земли ("верхнее" пятно), а пятно с $B_z > 0$ – ниже плоскости ("нижнее" пятно). Верхнее и нижнее пятна по долготе отстоят друг от друга примерно на 180° – это следует из того, что кривая изменения лучевых скоростей фотосферных линий хорошо сворачивается с периодом $\simeq 2.77^d \simeq P/2$. Нижнее пятно можно видеть с Земли, если его расстояние от экватора звезды (стеллоцентрическая широта) $\theta < i$, где $i \simeq 65^\circ$ – наклон оси вращения звезды к лучу зрения (см. конец раздела).

Наблюдавшиеся максимальные (по модулю) значения B_z верхнего и нижнего пятна отличаются в 1.5-2 раза. Если верхнее и нижнее пятна примерно одинаковы, то это значит, что примерно во столько же раз отличаются средние² значения косинуса углов, которые образуют силовые линии с лучом зрения, когда пятна пересекают центральный меридиан. Выполненное нами моделирование показало, что если поле в пятнах определяется глобальным дипольным полем звезды, а интенсивность излучения в линии He I 5876 примерно изотропна, то такое возможно, если пятна располагаются на широтах $30^\circ < \theta < 50^\circ$.

Абсорбция в красном крыле линии гелия формируется в падающем газе перед фронтом ударной волны. Нетрудно видеть, что когда с Земли видно верхнее пятно, аккреционная

²Точнее, средневзвешенные по потоку в линии He I 5876.

струя проектируется на большую часть диска звезды, по сравнению с тем, когда к Земле обращено полушарие с нижним пятном. Это обстоятельство и приводит к тому, что когда нижнее пятно проходит центральный меридиан величина EW_{RA} гораздо меньше, чем когда через тот же меридиан проходит верхнее пятно.

Фронт аккреционной ударной волны находится практически у поверхности звезды, вследствие чего область перед фронтом всегда должна проектироваться на нижнее пятно, если оно видно с Земли. По-видимому, по этой причине величина EW_{RA} никогда не падает до нулевого значения. Любопытно, однако, что абсорбционная деталь в крыльях линий He I 5876 и Na I 5898, а также O I 7773, судя по Рис.7 из работы Петрова и др., (2001) [87], на всех известных нам спектрах тянется до +400 км/с. Иными словами, при любом положении пятен относительно Земли наблюдается одно и то же максимальное значение лучевой скорости падающего газа. Этот факт можно объяснить, предположив, что $V_m = 400$ км/с – это максимальное значение скорости, до которой разгоняется аккрецируемый газ, а силовые линии выходят из пятен в достаточно широком интервале углов.

Если масса RW Aur A $M_* \simeq 1.3 M_\odot$ (Уайт и Гец, 2001 [110]), то при периоде вращения звезды $P \simeq 5.6$ суток радиус коротации

$$R_c = \left(\frac{GM_* P^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \simeq 14.5 R_\odot \simeq 7.6 R_*,$$

где $R_* \simeq 1.9 R_\odot$ – радиус звезды (см. конец этого раздела). Поскольку вмораживание вещества диска в магнитное поле звезды не может происходить на расстоянии $r > R_c$, скорость падения вещества на RW Aur A должна быть меньше величины V_u , определяемой соотношением:

$$\frac{GM_*}{R_*} - \frac{GM_*}{R_c} = \frac{V_u^2}{2},$$

откуда следует, что $V_u \simeq 480$ км/с.

Из того же соотношения, заменив V_u на V_m , находим, что радиус R_f , соответствующий точке, с которой вещество начинает соскальзывать к поверхности звезды вдоль силовых линий, $\simeq 2.6 R_* \simeq 4.9 R_\odot$.

В заключение этого раздела остановимся на вопросе о величине угла между осью вращения звезды и лучом зрения. Хирс и др. (1994) [66] обнаружили у RW Aur биполярный джет. Изучив, как с течением времени меняется его структура, Лопес-Мартин и др. (2003) [81] нашли, что джет образует с лучом зрения угол $i = 46^\circ \pm 3^\circ$. Кэбрит и др. (2006) [14] обнаружили диски вокруг обеих компонент системы, проанализировали их форму и показали, что, во-первых, джет ориентирован вдоль оси вращения диска, окружающего RW Aur A, а, во-вторых, найденное Лопес-Мартин и др. [81] значение i представляет собой нижний предел,

и, на самом деле, $45^\circ < i < 60^\circ$. Таким образом, если оси вращения диска и звезды совпадают, то наклон оси вращения RW Aur A к лучу зрения также должен быть заключен между 45° и 60° . Сходная оценка была получена Аленкар и др. (2005) [1] на основе моделирования профилей линий водорода и Na D в рамках модели дискового ветра: $55^\circ < i < 65^\circ$.

Петров и Козак (2007) [128] показали, что нерегулярные вариации блеска RW Aur A в значительной мере связаны с затмением звезды пылевыми облаками. Основываясь на оценке величины $i \simeq 45^\circ$ (Лопес-Мартин и др., 2003 [81]) Петров и Козак сочли, что звезда не может затмеваться диском и предположили, что пылевые облака формируются в дисковом ветре. Но поскольку оказалось, что 45° – нижний предел для i , то можно предположить, что пылевые облака – это азимутальные неоднородности в самом диске, и тогда, по крайней мере, внутренние области диска должны быть наклонены к лучу зрения под углом существенно бóльшим 45° .

Наконец заметим, что наблюдаемое значение $v_e \sin i = 17.2 \pm 1.5$ км/с (Хартманн и Стауфер, 1989 [59]). Если период вращения звезды $P \simeq 5.6$ суток, то тогда $R_* \sin i \simeq 1.9 \pm 0.2 R_\odot$, что в пределах ошибок согласуется с оценкой радиуса звезды $R_* = 1.7 \pm 0.3 R_\odot$ (Уайт и Гец, 2001 [110]) только при достаточно больших значениях i . На основании вышеизложенного мы считаем разумной оценку $i \approx 65^\circ$, $R_* \simeq 1.9 R_\odot$.

3.2.5. Магнитное поле вблизи внешней границы магнитосферы и в ветре

Как следует из Табл. 3.5 и 3.6 измеренные нами значения B_z по линиям Fe, которые состоят только из широкого компонента, всегда в пределах ошибок не отличаются от нуля. Пример ночи JD 2453784, когда измерения по линии гелия дали $+1.10 \pm 0.15$ кГс, а по линиям Fe II -0.09 ± 0.20 кГс, наглядно показывает, что поле в областях формирования узкой и широкой компонент эмиссионных линий разное. Другой пример – ночь JD 2454846, когда для узкой и широкой компонент были получены значения -1.19 ± 0.15 кГс и -0.11 ± 0.10 кГс соответственно. Таким образом, наши данные согласуются с представлением о том, что узкие и широкие компоненты эмиссионных линий формируются в разных областях.

По мнению Гомес де Кастро и Вердуго (2003) [42], широкие компоненты линий образуются на внешней границе магнитосферы звезды во внутренней кольцеобразной части диска. Напомним, что полуширина этих компонент у всех сильных линий, за исключением линии H_α , по уровню континуума $\simeq 200$ км/с. Это значение совпадает с величиной проекции

орбитальной (кеплеровской) скорости на луч зрения на расстоянии $R_f \simeq 2.6 R_*$ от звезды:

$$V_K = \sqrt{\frac{GM}{R_f}} \sin i.$$

Напомним, что R_f – это радиус, свободное падение с которого, позволяет газу у поверхности звезды приобрести скорость 400 км/с.

В такой картине можно показать, что энерговыделение в области формирования широких линий L_{BC} и энерговыделение в горячем пятне L_{ac} соотносятся как:

$$\frac{L_{BC}}{L_{ac}} = \frac{1}{2} \frac{1 \pm \frac{P_K}{P_*}}{\frac{R_f}{R_*} - 1},$$

где P_K – кеплеровский период вращения диска на радиусе R_f . Знак "+" соответствует случаю когда диск и звезда вращаются в разные стороны, что теоретически возможно в некоторых случаях см., например, Бисикало и др. (2012) [115], "-" – для вращения в одну сторону. Подставляя оценки параметров для RW Aug, находим, что в случае противовращения отношение равно 0.46, в случае со-вращения 0.2, то есть в любом случае в этом пограничном слое выделяется энергия, сравнимая с выделяемой в горячем пятне. Часть этой энергии высвечивается в широких компонентах, часть тратится на формирование истечения.

Еще один нетривиальный результат, полученный нами, – обнаружение поля в линиях дублета Na I D на двух спектрах из 11. Результат не вызывает сомнений, поскольку, как видно из Табл. 3.5, измеренные значения B_z отличаются от нуля $> 3\sigma$, а V -кривые имеют идентичную форму для обеих линий дублета – см. Рис. 3.4. При этом можно утверждать, что поле с индукцией до $\simeq 0.8$ кГс присутствует в участке профиля, который соответствует истечению вещества в интервале скоростей от 0 до $\simeq -180$ км/с (см. правую панель рисунка).

Наличие атомов натрия в ветре – свидетельство сравнительно низкой ($T < 10^4$ К) температуры истекающего газа, который, судя по протяженности синего крыла линии Na I D_2 , имеет скорость $V_w \sim 200$ км/с. Поскольку V_w более чем на порядок превышает локальную скорость звука, механизм разгона газа в ветре – не тепловой, а магниторотационный, причем истечение вещества, по-видимому, происходит не с поверхности звезды, а из диска (Кэбрит, 2007 [15]; Матт и Пудритц, 2007 [84]).

Из Табл. 3.5 видно, что на протяжении первых трех ночей наблюдений изменения поля в ветре происходили следующим образом. В первую ночь величина B_z в пятнах и ветре не отличалась от нуля на уровне 3σ . Через двое суток продольная компонента поля в верхнем пятне достигла максимального значения -1.45 ± 0.15 кГс, а в ветре имела величину -0.18 ± 0.05 кГс. На следующую ночь поле в верхнем пятне уменьшилось до -1.01 ± 0.20 кГс, а в ветре достигло максимального значения -0.81 ± 0.08 кГс.

С учетом сказанного в предыдущем разделе, эта последовательность событий означает следующее. В первую ночь наблюдений верхнее пятно находилось вблизи лимба, и поле в ветре не было заметно. Когда из-за вращения пятно оказалось вблизи центрального меридиана, у ветра появилось заметное поле, которое достигло максимального значения сутки спустя. Подчеркнем, что этот вывод не зависит от точного значения периода P , но фазовая кривая на Рис.3.6 замечательна тем, что если период вращения звезды, на самом деле, равен 5.576^d , то продольная компонента магнитного поля *в ветре* имеет заметную величину лишь при определенной ориентации системы относительно наблюдателя, достигая максимального значения примерно через четверть периода после прохождения верхнего пятна через центральный меридиан. При этом мы исходим из того, что обнаруженное нами поле связано с (квази)стационарным процессом истечения газа, а не со случайным выбросом вещества.

Для объяснения наблюдаемой формы профилей линий H_β , H_γ и Na I D , формирующихся в ветре RW Aur, Аленкар и др. (2005) [1] предложили феноменологическую модель дискового ветра, который истекает из малой ($\Delta r/r \ll 1$) области вблизи внутренней границы диска. Поскольку задачей авторов было объяснение усредненных по времени профилей линий, они рассматривали осесимметричную модель, получив разумное согласие с наблюдениями.

Сходную картину истечения удалось воспроизвести Романовой и др. (2009) [94] в численных магнитогидродинамических расчетах. Оказалось, что в аксиально симметричном случае, когда оси вращения и магнитного диполя совпадают, истечение газа происходит из области на границе диска и магнитосферы звезды, а ветер образует тонкостенный конус с углом между осью вращения и боковой поверхностью $\simeq 30^\circ - 40^\circ$ – т.н. конический ветер. Тестовые расчеты для случая, когда ось диполя наклонена к оси вращения под углом 30° , показали, что в этом случае истечение газа в конус, по-прежнему, происходит по всему периметру внутренней границы диска и под тем же углом к его центральной плоскости, но азимутальное распределение параметров газа в ветре становится неоднородным: в ветре возникает одорукавная спиральная структура. Можно сказать, что в ветре (над и под диском, если смотреть с Земли) образуется струя, в пределах которой плотность и индукция поля выше, чем в остальной части ветра.

Эта картина, по крайней мере, на качественном уровне, согласуется с наблюдениями RW Aur: во-первых, абсорбция в синем крыле линии Na D_2 присутствует постоянно (Аленкар и др., 2005) [1], а, во-вторых, отличное от нуля значение B_z наблюдалось нами лишь когда верхнее пятно находилось не слишком далеко от центрального меридиана. На первый взгляд кажется, что зарегистрированная нами в ветре величина $B_z \simeq 0.8$ кГс аномально велика:

при напряженности поля у поверхности звезды около 2 кГс на расстоянии $2.6 R_*$ оно должно быть ~ 0.1 кГс. Однако в модели конического ветра диск сильно сжимает магнитосферу звезды, что должно приводить к усилению поля в основании струи.

3.3. Результаты Главы 3

Показана возможность измерения магнитного поля относительно слабых звезд Т Тельца из анализа поляризации узких компонент сильных эмиссионных линий в их спектрах: впервые измерено поле у звезд DO Tau, DR Tau, DS Tau.

Полученные в 2006-2009 гг. 18 измерений среднего значения продольной компоненты магнитного поля RW Aug A разбросаны по времени, однако из анализа имеющихся данных был сделан ряд выводов.

Результаты наших измерений противоречат гипотезе о том, что периодические изменения лучевой скорости звезды вызваны ее орбитальным движением с периодом $\simeq 2.77^d$, но согласуются с моделью двух горячих пятен с различной полярностью магнитного поля, расположенных в противоположных полушариях и периодом осевого вращения звезды $P \simeq 5.6^d$. наших данных не хватает для того, чтобы установить точное значение периода. В частности, при $P = 5.576^d$ и $P = 5.6659^d$ получаются фазовые кривые, на которых экстремумы B_z противоположного знака поля в пятнах смещены по фазе на $\simeq 0.5$, чего и следует ожидать, если пятна отстоят друг от друга по долготе на 180° . Наблюдаемая величина продольной составляющей индукции магнитного поля в аккреционных пятнах составляла от -1.5 до +1.1 кГс.

В 2-х из 11-ти случаев было обнаружено отличное от нуля поле в линиях Na I D. Измеренные значения B_z отличаются от нуля $> 3\sigma$, а V-кривые имеют идентичную форму для обеих линий дублета. При этом можно утверждать, что поле с индукцией до $\simeq 0.8$ кГс присутствует в участке профиля, который соответствует истечению вещества в интервале скоростей от 0 до $\simeq -180$ км/с.

Верхний предел B_z (по уровню 3σ), полученный усреднением всех наблюдений, для фотосферы равен 180 Гс, а для области формирования линий H α и [O I] 6300 – 220 Гс и 230 Гс соответственно. Нам также не удалось обнаружить поле в области формирования широких компонент эмиссионных линий: $B_z < 600$ Гс.

Содержание главы отображено в трех статьях: Додин и др. (2012, 2013) [117, 121] и Бисикало и др. (2012) [115]

Заключение

Общепризнано, что эмиссионный спектр CTTS – следствие магнитосферной аккреции вещества протопланетного диска, но количественно воспроизвести этот спектр до сих пор не удалось. Это порождает сомнения в достоверности существующих оценок параметров аккреционного потока CTTS, интегральных характеристик молодых звезд и величины межзвездной и/или околозвездной экстинкции A_V в направлении на эти объекты. Моделирование спектра CTTS осложняется тем, что большинство эмиссионных линий состоит из узкого и широкого компонента, которые образуются в областях с существенно разными физическими условиями, геометрией и полем скоростей.

Различие столь велико, что на данном этапе приходится моделировать узкие и широкие компоненты эмиссионных линий независимо друг от друга. Из-за этого при сравнении расчетных интенсивностей и профилей одного из компонент возникает неопределенность, обусловленная априорно неизвестным вкладом второго. Особенно серьезна эта проблема для широких компонент линий: они образуются в движущемся газе магнитосфер CTTS, поэтому используемое сейчас разделение компонент путем разложения наблюдаемого профиля линии на две гауссианы нельзя считать серьезной основой для сравнения расчетов с наблюдениями. При этом моделирование профилей широких компонент – весьма трудоемкая многопараметрическая задача, которая требует совместного решения системы уравнений трехмерной радиационной магнитогазодинамики (Куросава и Романова, 2012, [74]).

На примере линий He II 4686 и Ca II мы видели, что наличие широкого компонента также затрудняет сравнение с наблюдениями расчетного спектра горячего пятна. Вместе с тем, наши расчеты хорошо воспроизводят профили большинства линий неионизованных металлов, например, Ca I, а это значит, что у этих линий широкий компонент практически отсутствует. Если с помощью такого рода линий удастся определить спектр горячего пятна, то можно будет находить и профиль широкого компонента, вычитая из наблюдаемых профилей расчетные. Уже в данной работе такой подход позволил впервые обнаружить широкий компонент у линии He II 4686. Но все-таки главная цель моделирования спектра

пятна – определить, какую форму имеет аккреционное пятно на поверхности звезды и как внутри него распределены величины V_0 и N_0 . Попутно должны быть определены величины, характеризующие саму звезду: T_{ef} , R_* , i , V_{eq} и A_V .

Решить эту задачу можно путем доплеровского картирования пятна, опираясь на зависимость $I_\nu = I_\nu(\mu)$, рассчитанную в максимально широком спектральном диапазоне для большого набора значений параметров, характеризующих аккреционную УВ и саму звезду. Расчеты выполненные в диссертации – первые шаги в этом направлении.

Хорошее согласие наблюдаемых спектров с расчетами позволяет с доверием относиться к выводу о том, что большинство исследованных звезд аккрецируют вещество с плотностью $> 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, хотя этот вывод и получен нами в рамках модели круглого однородного пятна. Кстати сказать, этот результат – первое определение величины N_0 по оптическим спектрам.

Как оказалось, при такой плотности спектр Ca I и атомов других металлов близок к ЛТР. Учитывая простоту используемой модели, трудно сказать, насколько можно доверять нашему выводу о том, что в случае TW Hya обилие кальция в аккрецируемом газе примерно втрое меньше солнечного. Впрочем, возраст TW Hya в несколько раз больше возраста других исследованных нами CTTS, поэтому уменьшение обилия Ca в аккрецируемом веществе, за счет его аккумуляции в планетозималях, как раз для этой звезды представляется вполне допустимым.

Использование степени вуалирования r при описании фотосферного спектра удобно лишь тогда, когда оно вызывается только наличием дополнительного континуума, поскольку в этом случае $r(\lambda)$ плавно изменяется с длиной волны и для полного описания вуалирующего континуума достаточно использовать небольшое количество средних значений r , усредненных по большим спектральным участкам. Однако, оказалось, что вуалирование частично вызывается эмиссионными линиями и их учет позволяет объяснить как немонотонность наблюдаемых распределений $r(\lambda)$ так и вуалирование в области 1 мкм. Следовательно, по крайней мере для звезд с очевидной немонотонностью $r(\lambda)$, следует указывать вуалирование в каждой измеряемой линии отдельно. При этом возникает вопрос выбора спектра сравнения. Использование спектра WTTS может привести к систематическим ошибкам, поскольку наличие больших холодных пятен на их поверхности может вызывать хаотически изменяющееся вуалирование линий. Для описания временных изменений можно использовать относительное вуалирование, когда в качестве спектра сравнения используют спектр самой звезды в некоторый момент времени. При определении же физических параметров аккреции нужно сразу непосредственно сравнивать наблюдаемые и модельные спектры. В диссертации это

было сделано на примере простой модели круглого пятна, однако при увеличении числа критериев, которые используются при сравнении спектров, можно будет использовать более сложные модели с большим числом параметров.

Для дальнейшего продвижения на пути к доплеровскому картированию зон аккреции CTTS необходимо сделать следующее.

1) Подготовить соответствующий наблюдательный материал. Начать следует с более тщательной обработки всех доступных спектров CTTS: напомним, что в данной работе использовались спектры, прошедшие автоматическую обработку. Мы сравнивали с расчетами спектры, нормированные на уровень континуума в каждом эшелюном порядке, поэтому полученные нами результаты не зависят от величины межзвездного покраснения. Хорошее согласие наблюдаемых спектров с модельными, для которых известна зависимость $F_\lambda = F_\lambda(\lambda)$, означает, что нам известен спектр звезды, не искаженный межзвездным покраснением. Поэтому если нам удастся из спектров определить наблюдаемую зависимость $F_\lambda(\lambda)$, то мы сможем не только найти величину A_V , но и попытаться определить зависимость $A_\lambda(\lambda)$. Если дополнительно удастся получить информацию о зависимости $F_\lambda(\lambda)$ в абсолютных единицах, то можно также определить светимость и радиус звезды.

2) Выполнить расчет не-ЛТР структуры верхних слоев горячего пятна, что позволит адекватно рассчитывать спектр излучения He I, водорода, а также уточнить спектр He II. Кстати сказать, не-ЛТР спектр излучения водорода мы также рассчитывали, но не использовали для диагностики спектров CTTS по двум причинам: во-первых, в профилях бальмеровских линий доминирует широкий компонент, и, во-вторых, как раз потому, что линии водорода образуются в самых внешних слоях пятна.

До выполнения описанных выше расчетов мы полагали, что поток в узких компонентах линий H и He, в отличие от линий Ca, формируется примерно в равной степени в пятне и в движущемся газе за фронтом аккреционной UV. Для единообразного расчета населенностей уровней в этих областях с весьма разными физическими условиями мы использовали приближения более подходящие для зоны оседающего газа: метод вероятности выхода кванта и фиксированное поле излучения в континууме. Однако теперь мы знаем, что основной поток в этих линиях формируется в пятне, поэтому впоследствии расчет населенностей уровней гелия и водорода следует проводить так, как это было сделано для Ca.

3) Выполнить не-ЛТР расчеты спектров для Fe, Mg, Ti и Na с тем, чтобы выявить в спектрах CTTS как можно больше линий, которые чувствительны к изменению тех или иных параметров аккреционного пятна и звезды. Именно эти линии следует использовать в будущем при доплеровском картировании этих звезд. В данной работе было показано, что

резонансная линия Ca I 4226.7, например, чувствительна к ориентации пятна, а линии He II 4686 и Ca II при известной степени вуалирования – к плотности газа.

4) Рассчитать спектр излучения аккреционной УВ для $\lg N_0 > 13$ и $V_0 > 400$ км/с, т.е. превышающих значения из работы Ламзина (1998) [123], поскольку есть основания полагать, что для некоторых CTTS это может понадобиться для моделирования наблюдаемого спектра.

5) Включить в программу расчета спектра линии некоторых важных молекул, которые не учитывает наша программа, в частности TiO, поскольку эти линии характерны для звезд поздних спектральных классов, тем более что наряду с горячим пятном на поверхности CTTS могут быть и холодные пятна – см., например, Донати и др. (2011) [31].

Полученные теоретические спектры интенсивностей можно использовать не только для обычного доплеровского картирования, но также и для магнитного, поскольку выполняемое сегодня картирование производится без учета излучения аккреционной зоны. Наличие эмиссионных линий, которые формируются преимущественно в различных участках пятна, должно дополнительно облегчить задачу магнитного картирования зон аккреции.

Представленные в диссертации спектрополяриметрические наблюдения, к сожалению, не позволяют выполнить картирование, поскольку сильно разнесены во времени. Однако даже такие наблюдения позволили не только измерить поле, но и сделать выводы о наличии двух аккреционных зон на поверхности звезды RW Aur, которые поочередно видны наблюдателю. Использование узких эмиссионных линий металлов и их первых ионов открывает возможность обнаружения градиента магнитного поля в аккреционной зоне даже по небольшому количеству спектров. Так как при этом нужно использовать только эмиссионные линии, то для решения этой задачи в первую очередь следует исследовать звезды, в спектрах которых наблюдается много узких и сильных эмиссионных линий, а яркость звезды при этом не имеет принципиального значения. Этот принцип выбора звезд примерно в два раза расширяет круг звезд, доступных для исследования на российском шестиметровом телескопе.

Список литературы

- [1] Alencar S.H.P., Basri G., Hartmann L., Calvet N., "*The extreme T Tauri star RW Aur: accretion and outflow variability*", *Astron. Astrophys.* **440**, 595 (2005).
- [2] Alencar S., in "*Star-Disk Interaction in Young Stars Proc. IAU Symp.* **243**, 71 (2007)
- [3] Argiroffi C., Maggio A., Peres G., "*X-ray emission from MP Muscae: an old classical T Tauri star*", *Astron. Astrophys.* **465**, L5 (2007)
- [4] Babcock H.W., "*A Catalog of Magnetic Stars.*", *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **3**, 141 (1958).
- [5] Bagnulo S., Jehin E., Ledoux C. et al., "*The UVES Paranal Observatory Project: A Library of High- Resolution Spectra of Stars across the Hertzsprung-Russell Diagram*", *ESO Messenger* **114**, 10 (2003).
- [6] Basri G., Bertout Cl., "*Accretion disks around T Tauri stars. II - Balmer emission*", *Astrophys. J.* **341**, 340 (1989).
- [7] Batalha C. C., Stout-Batalha N.M., Basri G., Nerra M. A. O., "*The Narrow Emission Lines of T Tauri Stars*", *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **103**, 211 (1996).
- [8] Bertout C., Basri G., Bouvier J., "*Accretion disks around T Tauri stars*", *Astrophys. J.* **330**, 350 (1988).
- [9] Bertout C., "*T Tauri stars - Wild as dust*", *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **27**, 351 (1989)
- [10] Bouvier J., Bertout C., "*Spots on T Tauri stars*", *Astron. Astrophys.* **211**, 99 (1989).
- [11] Bouvier J., Alencar S.H.P., Bouvier T., Dougados C., Balog Z., Grankin K., Hodgkin S. T., Ibrahimov M. A., Kun M., Magakian T. Yu., Pinte C. "*Magnetospheric accretion-ejection processes in the classical T Tauri star AA Tauri*", *Astron. Astrophys.* **463**, 1017 (2007).
- [12] Brickhouse N.S., Cranmer S.R., Dupree A.K., Luna G.J.M., Wolk S., "*A deep chandra X-ray spectrum of the accreting young star TW Hydrae*", *Astrophys. J.*, **710**, 1835 (2010).

- [13] Butler K., Giddings J., , Newsletter on the analysis of astronomical spectra No. 9, University of London (1985).
- [14] Cabrit S., Pety J., Pesenti N., Dougados C., "*Tidal stripping and disk kinematics in the RW Aurigae system*", *Astron. Astrophys.* **452**, 897 (2006).
- [15] Cabrit S., "Star-Disk Interaction in Young Stars" *Proc. IAU Symp.* 243, 2007 J. Bouvier & I. Appenzeller, eds., p.203 (2007)
- [16] Calvet N., Gullbring E., "*The Structure and Emission of the Accretion Shock in T Tauri Stars*", *Astrophys. J.* **509**, 802 (1998).
- [17] Calvet N., Muzerolle J., Briceño C., Hernández J., Hartmann L., Saucedo J.L., Gordon K.D. "*The Mass Accretion Rates of Intermediate-Mass T Tauri Stars*", *Astron. J.* **128** 1294 (2004).
- [18] Camenzind M., "*Magnetized Disk-Winds and the Origin of Bipolar Outflows*", *Rev. Modern Astron.*, **3**, 234 (1990).
- [19] Carmona A., van den Ancker M.E., Henning Th., "*Optical spectroscopy of close companions to nearby Herbig Ae/Be and T Tauri stars*", *Astron. Astrophys.* **464**, 687 (2007).
- [20] Castelli F., Kurucz R.L., "*New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres*", astro-ph/0405087 (2004).
- [21] Chuntunov G.A., Magnetic stars: *Proc.of the Intern.Conf.*, N.Arkhyz, Eds. Yu.V. Glagolevskij, D.O. Kudryavtsev, I.I. Romanyuk, Moscow, 286 (2004).
- [22] Clark R.E.H., Abdallah J., Mann Jr. and J.B., "*Integral and differential cross sections for electron impact ionization*", *Astroph. J.*, **381**, 597 (1991).
- [23] Dere K.P., Landi E., Mason H.E., Monsignori Fossi B.C., Young P.R., "*CHIANTI - an atomic database for emission lines*", *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **125**, 149 (1997).
- [24] Dimitrijevic M.S. and Sahal-Brechot S., "*Stark broadening of neutral helium lines*", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **31**, 301 (1984).
- [25] Dodin A.V., Chountunov G.A., Lamzin S.A. "*Magnetic field of young star RW Aur*", In "*Magnetic Stars*" *Proceedings of the International Conference.* Nizhniy Arkhyz (2011).

- [26] Donati J.-F., Jardine M. M., Gregory S. G. et al., "*Magnetospheric accretion on the T Tauri star BP Tauri*", Mon. Not. R. Astron. Soc. **386**, 1234 (2008)
- [27] Donati J.-F., Landstreet J. D., "*Magnetic Fields of Nondegenerate Stars*", Ann. Rev. Astron. Astrophys. **47**, 333 (2009).
- [28] Donati J.-F., Skelly M. B., Bouvier J. et al., "*Complex magnetic topology and strong differential rotation on the low-mass T Tauri star V2247 Oph*", Mon. Not. R. Astron. Soc. **402**, 1426 (2010).
- [29] Donati J.-F., Skelly M. B., Bouvier J. et al., "*Magnetospheric accretion and spin-down of the prototypical classical T Tauri star AA Tau*", Mon. Not. R. Astron. Soc. **409**, 1347 (2010).
- [30] Donati J.-F., Bouvier J., Walter F. M. et al., "*Non-stationary dynamo and magnetospheric accretion processes of the classical T Tauri star V2129 Oph*", Mon. Not. R. Astron. Soc. **412**, 2454 (2011).
- [31] Donati J.-F., Gregory S. G., Alencar S. H. P. et al., "*The large-scale magnetic field and poleward mass accretion of the classical T Tauri star TW Hya*", Mon. Not. R. Astron. Soc. **417**, 472 (2011).
- [32] Drake, J. J., "*Trouble on the shock front: TW Hydrae, X-rays and accretion*", Proceedings of the 13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, held 5-9 July, 2004 in Hamburg, Germany. Edited by F. Favata, G.A.J. Hussain, and B. Battrock. **560**, 519 (2005)
- [33] Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A., Ferguson J. W., Kingdon J. B., Verner E. M., "*CLOUDY 90: Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra*", Publ. of the Astron. Soc. of the Pacific **110**, 761 (1998).
- [34] Fischer W., Edwards S., Hillenbrand L., Kwan J., "*Characterizing the IYJ Excess Continuum Emission in T Tauri Stars*", Astrophys. J. **730**, 73 (2011).
- [35] Gahm G. F., "*X-ray observations of T Tauri stars*", Astrophys. J. **242** 163 (1980).
- [36] Gahm G. F., Lago M. T. V. T., Penston M. V., "*New upper limit to the coronal line emission from the T Tauri star RU Lupi*", Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **195**, 59 (1981).
- [37] Gahm G. F., Walter F. M., Stempels H. C., Petrov P. P., Herczeg G. J., "*Unveiling extremely veiled T Tauri stars*", Astron. Astrophys. **482**, L35 (2008).

- [38] Gameiro J.F., Folha D.F.M., Petrov P.P., "*The veiling spectrum of DI Cephei and its relationship to emission line profiles*", *Astron. Astrophys.* **445**, 323 (2006).
- [39] Grankin K.N., Melnikov S.Yu., Bouvier J., Herbst W., Shevchenko V.S., "*Results of the ROTOR-program. I. The long-term photometric variability of classical T Tauri stars*", *Astron. Astrophys.* **461**, 183 (2007)
- [40] Gräfe Ch., Wolf S., Roccatagliata V., Sauter J., Ertel S., "*Mid-infrared observations of the transitional disks around DH Tauri, DM Tauri, and GM Aurigae*", *Astron. Astrophys.* **533**, 89 (2011).
- [41] Golovatyj V.V., Sapar A., Feklistova T., Kholtygin A.F., "*Catalogue of atomic data for low-density astrophysical plasma*", *Astron. Astrophys. Transactions*, **12**, 85 (1997).
- [42] Gómez de Castro A.I., Verdugo E., "*Hubble Space Telescope STIS Spectrum of RW Aurigae A: Evidence for an Ionized Beltlike Structure and Mass Ejection in Timescales of a Few Hours*", *Astrophys. J.* **597**, 443 (2003).
- [43] Gomez de Castro A.I., von Rekowski B., "*On the source of dense outflows from T Tauri stars - III. Winds driven from the star-disc shear layer*", *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **411**, 849 (2011).
- [44] Gullbring E., Hartmann L., Briceño C., Calvet N., "*Disk Accretion Rates for T Tauri Stars*", *Astrophys. J.* **492**, 323 (1998).
- [45] Gullbring E., Calvet N., Muzerolle J., Hartmann L., "*The Structure and Emission of the Accretion Shock in T Tauri Stars. II. The Ultraviolet-Continuum Emission*", *Astrophys. J.* **544**, 927 (2000).
- [46] Güdel M., Telleschi A. "*The X-ray soft excess in classical T Tauri stars*", *Astron. Astrophys.* **474**, 25 (2007).
- [47] H. M. Günther, C. Liefke, J.H.M.M. Schmitt, J. Robrade, J.-U. Ness "*X-ray accretion signatures in the close CTTS binary V4046 Sagittarii*", *Astron. Astrophys.* **459**, L29 (2006)
- [48] Günther H. M., Wawrzyn A. C., "*A method to simulate inhomogeneously irradiated objects with a superposition of 1D models*", *Astron. Astrophys.* **526**, 117 (2011).
- [49] Johnstone R. M., Penston M. V., "*A search for magnetic fields in the T Tauri stars GW Ori, CoD-34 7151, and RU Lup*", *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **219**, 927 (1986).

- [50] Johns-Krull C.M., Valenti J.A., Hatzes A.P., Kanaan A., "*Spectropolarimetry of Magnetospheric Accretion on the Classical T Tauri Star BP Tauri*", *Astrophys. J.* **510**, L41 (1999).
- [51] Johns-Krull C.M., Valenti J.A., "*New Infrared Veiling Measurements and Constraints on Accretion Disk Models for Classical T Tauri Stars*", *Astrophys. J.* **561**, 1060 (2001).
- [52] Johns-Krull C.M., "*The Magnetic Fields of Classical T Tauri Stars*", *Astrophys. J.* **664** 975, (2007).
- [53] Joy A.H., van Biesbroeck G., "*Five New Double Stars among Variables of the T Tauri Class*", *Publ. Astron. Soc. Pacific* **56**, 123 (1944).
- [54] Joy A.H., "*T Tauri Variable Stars*", *Astrophys. J.* **102**, 168 (1945).
- [55] Joy A.H., "*Bright-Line Stars among the Taurus Dark Clouds*", *Astrophys. J.* **110**, 424 (1949).
- [56] Hartigan P., Hartmann L., Kenyon S., Hewett R., Stauffer J., "*How to unveil a T Tauri star*", *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **70**, 899 (1989).
- [57] Hartigan P., Edwards S., Ghandour L., "*Disk Accretion and Mass Loss from Young Stars*", *Astrophys. J.* **452**, 736 (1995).
- [58] Hartmann L., Hewett R., Stahler R., Matheiu R.D., "*Rotational and radial velocities of T Tauri stars*", *Astrophys. J.* **309**, 275 (1986).
- [59] Hartmann L., Stauffer J.R., "*Additional measurements of pre-main-sequence stellar rotation*", *Astron. J.* **97**, 873 (1989).
- [60] Hayashi Ch., "*Evolution of Protostars*", *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **4**, 171 (1966).
- [61] Herbig G.H., "*The properties and problems of T Tauri stars and related objects*", *Adv. Astron. Astroph.* **1**, 47 (1962).
- [62] Herbig G.H., "*Radial velocities and spectral types of T Tauri stars*", *Astrophys. J.* **214**, 747 (1977).
- [63] Herbst W., Levreault R.M., "*TiO photometry of six T Tauri stars*", *Astron. J.* **100** 1951 (1990).

- [64] Herbst W., Herbst D.K., Grossman E.J., Weinstein D., *"Catalogue of UBVR photometry of T Tauri stars and analysis of the causes of their variability"*, *Astron. J.* **108**, 1906 (1994).
- [65] Hill G.M., Bohlender D.A., Landstreet J.D. et al., *"The magnetic field and rotational period of 53 Camelopardalis"*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **297**, 236 (1998).
- [66] Hirth G.A., Mundt R., Solf J., Ray T.P., *"Asymmetries in bipolar jets from young stars"*, *Astrophys. J.* **427**, L99 (1994).
- [67] Hussain G.A.J., Cameron A.C., Jardine M.M. et al., *"Surface magnetic fields on two accreting TTauri stars: CVCha and CRCha"*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **398**, 189 (2009).
- [68] Kastner J.H., Huenemoerder D.P., Schulz N.S., Canizares C.R., *"Evidence for Accretion: High-Resolution X-Ray Spectroscopy of the Classical T Tauri Star TW Hydrae"*, *Astrophys. J.* **567**, 434 (2002).
- [69] Kenyon S.J., Hartmann L., *"Pre-Main-Sequence Evolution in the Taurus-Auriga Molecular Cloud"*, *Astrophys. J. Suppl. Series* **101**, 117 (1995).
- [70] Koldoba A.V., Ustyugova G.V., Romanova M.M., Lovelace R.V.E. , *"Oscillations of magnetohydrodynamic shock waves on the surfaces of T Tauri stars"*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **388**, 357 (2008)
- [71] Königl A., *"Disk accretion onto magnetic T Tauri stars"*, *Astrophys. J.* **370**, L39 (1991).
- [72] Kudryavtsev D.O. and Romanyuk I.I., *"Magnetic field measurements of CP stars from hydrogen line cores"*, *Astron. Nachr.* **333**, 41 (2012).
- [73] Kupka F., Piskunov N., Ryabchikova T.A. et al., *"VALD-2: Progress of the Vienna Atomic Line Data Base"*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **138**, 119 (1999).
- [74] Kurosawa R., Romanova M.M., *"Line formation in the inner winds of classical T Tauri stars: testing the conical-shell wind solution"*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **426**, 2901 (2012).
- [75] Kurucz R., *"Atlas: a Computer Program for Calculating Model Stellar Atmospheres"*, *SAO Sp. Rep.* **309** (1970).
- [76] Kurucz R., ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory (1993).

- [77] Kwan J. Tadamaru E., "*Disk Winds from T Tauri Stars*", *Astrophys. J.* **454**, 382 (1995).
- [78] Lamzin S. A., "*On the structure of the accretion shock wave in the case of young stars*", *Astron. Astrophys.* **295**, L20 (1995).
- [79] Lamzin S. A., Bisnovatyi-Kogan G. S., Errico L., Giovannelli F., Katysheva N. A., Rossi C., Vittone A. A., "*Multifrequency monitoring of RU Lupi. II. The model.*", *Astron. Astrophys.* **306**, 877 (1996).
- [80] Landi E., Del Zanna G., Young P. R. et al., "*CHIANTI-An Atomic Database for Emission Lines. VII. New Data for X-Rays and Other Improvements*", *Astrophys. J. Suppl. Series*, **162**, 261 (2006).
- [81] López-Martín L., Cabrit S., Dougados C., "*Proper motions and velocity asymmetries in the RW Aur jet*", *Astron. Astrophys.* **405**, L1 (2003).
- [82] Lynden-Bell, D.; Pringle, J. E., "*The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables*", *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **168**, 603 (1974)
- [83] Mashonkina L., Korn A. J., Przybilla N., "*A non-LTE study of neutral and singly-ionized calcium in late-type stars*", *Astron. Astrophys.* **461**, 261 (2007).
- [84] Matt S., Pudritz R. E. "Star-Disk Interaction in Young Stars" *Proc. IAU Symp.* 243, 2007 J. Bouvier & I. Appenzeller , eds., p.299 (2007).
- [85] Muzerolle J., Calvet N., Hartmann L., D'Alessio P., "*Unveiling the Inner Disk Structure of T Tauri Stars*", *Astrophys. J.*, **597**, 149 (2003).
- [86] Nahar S. N., "*Photoionization and electron-ion recombination of He I*", *New Astronomy* **15**, 417 (2010).
- [87] Petrov P. P., Gahm G. F., Gameiro J. F. et al., "*Non-axisymmetric accretion on the classical TTS RW Aur A*", *Astron. Astrophys.* **369**, 993 (2001).
- [88] Petrov P. P., Gahm G. F., Stempels H. C., Walter F. M., Artemenko S. A., "*Accretion-powered chromospheres in classical T Tauri stars*", *Astron. Astrophys.* **535**, 6 (2011).
- [89] van Regemorter H., "*Rate of Collisional Excitation in Stellar Atmospheres.*", *Astrophys. J.*, **136**, 906 (1962).

- [90] Robrade J. & Schmitt J.H. M.M. "*XMM-Newton X-ray spectroscopy of classical T Tauri stars*", *Astron. Astrophys.* **449**, 737 (2006).
- [91] J. Robrade & J.H. M.M. Schmitt, "*X-rays from RU Lupi: accretion and winds in classical T Tauri stars*", *Astron. Astrophys.* **473**, 229 (2007)
- [92] Romanova M.M., Ustyugova G.V., Koldoba A.V. et al., "*Three-dimensional Simulations of Disk Accretion to an Inclined Dipole. I. Magnetospheric Flows at Different Θ* ", *Astrophys. J.* **595**, 1009 (2003).
- [93] Romanova M.M., Ustyugova G.V., Koldoba A.V., Lovelace R.V.E., "*Three-dimensional Simulations of Disk Accretion to an Inclined Dipole. II. Hot Spots and Variability*", *Astrophys. J.*, **610**, 920 (2004).
- [94] 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*", *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **399**, 1802 (2009).
- [95] Sacco G.G., Orlando S., Argiroffi C., Maggio A., Peres G., Reale F., Curran R.L., "*On the observability of T Tauri accretion shocks in the X-ray band*", *Astron. Astrophys.* **522**, 55 (2010).
- [96] Sbordone L., Bonifacio P., Castelli F., Kurucz R.L., "*ATLAS and SYNTHE under Linux*", *Mem. Soc. Astron. It. Suppl.* **5**, 93 (2004).
- [97] Schiavon R.P., Batalha C., Barbuy B., "*Determination of atmospheric parameters of T Tauri stars.*", *Astron. Astrophys.*, **301**, 840 (1995).
- [98] Schmitt J.H. M.M., Robrade J., Ness J.-U., Favata F., and Stelzer B., "*X-rays from accretion shocks in T Tauri stars: The case of BP Tau*", *Astron. Astrophys.* **432**, L35 (2005).
- [99] Schöning T., Butler K., "*Stark broadening of He II lines*", *Astron. Astroph. Suppl. Series* **78**, 51 (1989).
- [100] Skumanich A., "*Time Scales for Ca II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion*", *Astrophys. J.* **171**, 565 (1972).
- [101] Smith M.D., "*T Tauri stars as differential rotators*", *Astron. Astrophys.* **287**, 523 (1994).
- [102] Sokoloff D.D., Nefedov S.N., Ermash A.A., Lamzin S.A., "*Dynamo model with a small number of modes and magnetic activity of T Tauri stars*", *Astron. Letters* **34**, 761 (2008).

- [103] Spitzer L. Jr., Jenkins E. B., Ann. Rev. Astron., "*Ultraviolet studies of the interstellar gas*", Ann. Rev. Astron. Astrophys. **13**,133 (1975).
- [104] Stempels H. C., Piskunov N., "*Spectroscopy of T Tauri stars with UVES. Observations and analysis of RU Lup*", Astron. Astrophys. **391**, 595 (2002).
- [105] Stempels H. C., Piskunov N., "*The photosphere and veiling spectrum of T Tauri stars*", Astron. Astrophys. **408**, 693 (2003).
- [106] Strassmeier, K. G.; Welty, A. D.; Rice, J. B., "*A Doppler image of the weak T Tauri star V410 Tau*", Astron. Astrophys. **285**, 17 (1994).
- [107] Symington N.H., Harries T. J. , Kurosawa R., Naylor T., "*T Tauri stellar magnetic fields: HeI measurements*", Mon. Not. R. Astron. Soc. **358**, 977 (2005).
- [108] Tambovtseva, L.V., Grinin, V.P., Dust in the disk winds from young stars as a source of the circumstellar extinction "*Dust in the disk winds from young stars as a source of the circumstellar extinction*", Astron. Letters, **34**, 231 (2008).
- [109] Valenti J. A., Basri G., Johns C.M., "*T Tauri stars in blue*", Astron. J. **106**, 2024 (1993).
- [110] White R. J., Ghez A.M., "*Observational Constraints on the Formation and Evolution of Binary Stars*", Astrophys. J. **556**, 265 (2001).
- [111] Yang H., Johns-Krull C. M., "*Magnetic Field Measurements of T Tauri Stars in the Orion Nebula Cluster*", Astrophys. J., **729**, 83 (2011).
- [112] Zaitseva G. V., Shcherbakov A. G., Stepanova N. A., "*Variation of the Radial Velocity of T-Tauri*", Sov. Astron. Letters., **16**, 350 (1990).
- [113] Артеменко С.А., Гранкин К.Н., Петров П.П., "*Эффекты вращения в классических звездах типа T тельца*", Письма в Астрон. Ж **38**, 872 (2012).
- [114] Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., "Квантовая электродинамика". М.: Наука. (1989).
- [115] Бисикало Д.В., Додин А.В., Кайгородов П.В., Ламзин С.А., Малоголовец Е.В., Фатеева А.М. "*Реверсное вращение аккреционного диска RW Aur A: наблюдения и физическая модель*", Астрон. Ж., **89**, 761 (2012).

- [116] Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А., "Возбуждение атомов и уширение спектральных линий". М.:Наука (1979).
- [117] Додин А. В., Ламзин С. А., Чунтонов Г. А., "Магнитное поле молодой звезды *RW Aur*", Письма в Астрон. Ж., **38**, 194 (2012).
- [118] Додин А. В. и Ламзин С. А., "Интерпретация эффекта вуалирования фотосферного спектра звезд *T Тельца* в рамках аккреционной модели", Письма в Астрон. Ж., **38**, 727 (2012).
- [119] Додин А. В., Ламзин С. А., Ситнова Т. М., "He-LTP моделирование узких эмиссионных компонент линий *He* и *Ca* в оптических спектрах классических звезд *T Тельца*", Письма в Астрон. Ж., **39**, 353 (2013). Доступно по адресу <http://arxiv.org/abs/1302.1825>
- [120] Додин А. В. и Ламзин С. А., "О природе вуалирования спектров классических звезд *T Тельца* в ближней инфракрасной области", Письма в Астрон. Ж., **39**, в печати (2013). Доступно по адресу <http://arxiv.org/abs/1302.5357>.
- [121] Додин А. В., Ламзин С. А., Чунтонов Г. А., "Результаты измерения магнитного поля молодых звезд *DO Tau*, *DR Tau*, *DS Tau*", Астрофизический бюллетень, **68**, в печати (2013). Доступно по адресу <http://arxiv.org/abs/1303.0826>.
- [122] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., "Физика ударных волн и высокотемпературных явлений". М.: Наука (1966).
- [123] Ламзин С. А. "Структура ударной волны в случае аккреции на молодые звезды малой массы", Астрон. Ж., **75**, 367 (1998).
- [124] Ламзин С. А. "О законе межзвездной экстинкции в направлении на молодые звезды", Письма в АЖ., **32** 199 (2006).
- [125] Липунов В. М., "Астрофизика нейтронных звезд", М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., (1987).
- [126] Михалас Д., "Звездные атмосферы", "Мир", Москва (1982).
- [127] Панчук В. Е., Препринт САО **154** (2001).
- [128] Петров П. П., Козак Б. С., "О причинах фотометрической и спектральной переменности *RW Возничего*", Астрон. Ж. **84**, 557 (2007).

- [129] Сахибуллин Н. А., Шиманский В. В., "Атмосферы и спектры звезд с внешним рентгеновским облучением. Серая модель", Астрон. Ж., **73**, 73 (1996).
- [130] Сахибуллин Н. А., "Методы моделирования в астрофизике". Издательство "ФЭН"(1997).
- [131] Смирнов Д.А., Ламзин С.А., Фабрика С.Н., Чунтонов Г.А., "О возможной переменности магнитного поля *T Tau*", Письма в Астрон. Ж. **30**, 506 (2004).
- [132] Фриш С. Э., "Оптические спектры атомов СПб., изд-во "Лань" (2010).
- [133] Чунтонов Г. А., Смирнов Д. А., Ламзин С. А., "Новые результаты измерений магнитного поля *BP Tau*", Письма в Астрон. журн. **33**, 44 (2007).