

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СПЕЦИАЛЬНАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

На правах рукописи

Валявин Геннадий Геннадьевич

**Исследование магнетизма и эволюции конвективно-
спокойных звезд с крупномасштабными магнитными
полями**

Специальность: 1.3.1. Физика космоса, астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Москва - 2025

Оглавление

Введение	5
Актуальность и степень разработанности темы исследования	5
Цели и задачи диссертационной работы	9
Научная новизна работы	11
Объект и предмет исследования	13
Методология исследования.....	14
Теоретическая и практическая значимость.....	14
Положения, выносимые на защиту	15
Степень достоверности результатов	17
Публикации автора по теме диссертации	18
Апробация результатов.....	28
Структура и содержание диссертации	29
Глава 1	34
Магнитные поля звезд: общие и исторические замечания, методы диагностики.....	34
1.1. Магнитные поля конвективно-спокойных звезд верхней части Главной последовательности	35
1.2. Магнитные поля белых карликов	37
1.3. Магнитные поля звезд других спектральных классов и светимостей	42
1.4.1. Водородный магнитометр-поляриметр.....	46
1.4.2. Основной Звездный Спектрограф БТА, спектрополяриметры СП-124 и UAGS PF БТА.....	47
1.4.3. Спектрополяриметры FORS-I VLT, ISIS WHT.....	50
1.4.4. Эшелле-спектрополяриметры высокого спектрального разрешения BOESP и ESPaDOnS.....	51

Глава 2.....	53
Спектрополяриметрические исследования конвективно-спокойных звезд.....	53
2.1. Наблюдения.....	54
2.1.1. Наблюдения с водородным магнитометром-поляриметром	55
2.1.2. Наблюдения с ОЗСП, СП-124, UAGS PF БТА, FORS, ISIS, POLIMA	56
2.1.3. Наблюдения с VOESP и ESPaDOnS.....	59
2.2 Результаты.....	60
2.3. Выводы.....	77
 Глава 3.....	 79
Фотометрические исследования магнитных белых карликов.....	79
3.1. Наблюдения.....	81
3.2. Результаты.....	81
3.3. Выводы.....	96
 Глава 4.....	 99
Исследование геометрии поверхностных магнитных полей и температурных неоднородностей у магнитных белых карликов со слабыми магнитными полями	99
4.1. WD 0009+501.....	101
4.1.1. Измерение V_e в зависимости от фазы вращения WD 0009+501 ...	105
4.1.2. Измерение B_s в зависимости от фазы вращения WD 0009+501 ...	108
4.1.3. Измерение $R(2)$ в зависимости от фазы вращения WD 0009+501 .	108
4.1.4. Моделирование структуры магнитного поля WD 0009+501.....	109
4.2. WD 1953-011.....	114
4.2.1. WD 1953-011: предварительные замечания	115
4.2.3. Измерение переменного с вращением поверхностного магнитного поля B_s WD 1953-011	120

4.2.3.1. Слабомагнитная компонента $B_{s\ core}$ магнитосферы WD 1953-011	120
4.2.3.2. Сильномагнитная компонента $ B_{spot} $ WD 1953-011	125
4.2.3.3. Оценка эффективных продольных магнитных полей $B_{e\ core}$ и $B_{e\ spot}$ WD 1953-011	126
4.2.4. Моделирование геометрии магнитосферы WD 1953-011.....	130
4.2.4.1. Моделирование геометрии слабомагнитной компоненты магнитосферы WD 1953-011.....	131
4.2.4.2. Спектральный синтез параметров Стокса фазоразрешенных спектров WD 1953-011.....	134
4.2.4.3. Моделирование глобальной геометрии поля WD 1953-011 при помощи спектрального синтеза.....	137
4.2.4.4. Двухкомпонентная геометрия магнитосферы WD 1953-011	140
4.2.4.5. Связь между фотометрической и спектральной переменными WD 1953-011	144
4.2.4.6. Связь между магнитными и температурными неоднородностями WD 1953-011.....	153
4.3. Моделирование магнитосфер WD 2047+372 и WD 2359-434	156
4.3.1. Моделирование WD 2047+372.....	157
4.3.2. Моделирование WD 2359-434	158
4.4. Выводы.....	160
 Глава 5.....	 163
Влияние эволюции глобальных магнитных полей конвективно-спокойных звезд на структуру их атмосфер.....	163
5.1. Предварительные замечания	164
5.2. Теория и основные допущения	168
5.2.1. Допущения модели.....	170
5.2.2. Свойства атмосферного электрического тока в присутствии магнитного поля.....	173

5.3	Расчеты	178
5.4	Численные результаты	179
5.4.1	Локальная магнитная атмосфера в экваториальной плоскости	179
5.5	Сравнение с наблюдениями	195
5.5.2	Спектроскопические свидетельства наличия силы Лоренца в атмосферах нескольких конвективно-спокойных CP-звезд	197
5.5.2.1	θ Aug	198
5.5.2.1.2	Моделирование профилей Бальмеровских линий в спектре θ Aug	205
5.5.2.2.1	Спектральные наблюдения 56 Arg	215
5.5.2.2.2	Моделирование профилей бальмеровских линий в спектре 56 Arg	216
5.6	Обсуждение	226
5.6.1	Затухание дипольных магнитных полей	229
5.6.2	Генерация глобальных магнитных полей	230
5.7	Выводы	231
Глава 6		233
	Замечания об особенностях тепловой эволюции магнитных белых карликов	233
6.1	Предварительные замечания	233
6.2	Глобальный контроль конвекции магнитных белых карликов на примере WD1953-011	234
6.3	Выводы	242
	Заключение	245
	Благодарности	247
	Приложение 1	248
	Список литературы	255

Введение

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Пока вещество Вселенной находится преимущественно в ионизованном состоянии, электрические поля, токи и сопутствующие им магнитные поля будут оставаться, наряду с гравитацией, важнейшими источниками полевых взаимодействий, формирующих сценарии рождения и характер эволюции космических тел. Магнитные поля межзвездной среды регулируют процессы звездообразования. Магнитные поля звезд и планет влияют на процессы их эволюции, изменяя структуры их внешних слоев и создавая специфические радиационные условия в их окружениях. Генерируемые Солнцем локальные сильномагнитные структуры, взаимодействуя друг с другом, индуцируют вспышечные процессы высокой энергетики, что, в свою очередь, оказывает непосредственное влияние на радиационный фон вокруг планет и эволюцию жизни на Земле.

Другой пример того, как магнитные поля могут влиять на эволюцию космических тел, связан с сильно намагниченными звездами-белыми карликами, имеющими на своих поверхностях поля очень высокой напряженности – от нескольких мегагаусс и выше. Сравнение энергетических бюджетов вещества внешних слоев таких звезд с энергиями их поверхностных магнитных полей указывает на то, что сильномагнитные белые карлики могут иметь физические свойства, существенно отличные от свойств их слабомагнитных аналогов. Если это так, то в этом случае различие в физических свойствах структур теплопроводящих слоев магнитных и немагнитных вырожденных звезд приведет к различиям и в особенностях их тепловой эволюции.

Весьма интересным является также тот факт, что наличие магнитных полей у звезд дополняет исследование звездной эволюции новыми наблюдательными характеристиками и величинами. В частности, магнитометрия обеспечивает точные измерения периодов вращений звезд, что крайне важно в исследованиях эволюции моментов их вращений (подробности с соответствующими ссылками см. в тексте диссертации). Наблюдательные исследования магнитных свойств атмосфер звезд дают возможность оценивать темп и характер их эволюции. Исследования геометрий магнитосфер звезд также может дать информацию о возрасте звезды и т. д.

Исследования звезд-белых карликов (БК) имеют фундаментальное значение, поскольку эти вырожденные звезды представляют собой завершающую стадию эволюции более 90% всех звезд. В целом физические свойства и эволюция БК изучены достаточно хорошо, однако есть целый ряд проблем, требующих решения. В частности, не вполне понятна физика группы изолированных белых карликов с сильными (от нескольких десятков килогаусс до почти гигагаусса) крупномасштабными магнитными полями (МБК: Angel et al., 1981; Schmidt, Smith, 1995; Liebert et al., 2003; Valyavin et al., 2003; 2006a; 2014a; Aznar Cuadrado et al., 2004; Kepler et al., 2013). Первая проблема связана с происхождением таких магнитных белых карликов (МБК). Ранние исследования (Angel et al., 1981) показали, что МБК являются потомками магнитных Ap/Vp-звезд. Более поздние исследования, однако, показали, что предшественники не ограничены лишь этим классом звезд (Liebert et al., 2003; Kawka, Vennes, 2004; Wickramasinghe, Ferrario, 2005).

Вторая проблема связана с эволюцией глобального магнитного поля за время жизни МБК. В работах Liebert, Sion (1979), Fabrika, Valyavin (1999a; 1999b), Valyavin, Fabrika (1998; 1999), Liebert et al. (2003) показано, что магнитное поле МБК проявляет некоторые особенности во время его эволюции. Одной из таких особенностей является тот факт, что МБК с сильными полями

проявляют тенденцию к увеличению доли их встречаемости с возрастом. Это противоречит гипотезе о том, что магнитные поля БК затухают со временем (Wendell et al., 1987).

Все эти проблемы ждут своего разрешения с привлечением более точных магнитометрических исследований уже существующих МБК и с поиском новых звезд этого класса с малыми магнитными полями. В то время как в области величин магнитных полей более одного мегагаусса выборка известных МБК уже достаточно полна (см., например, Kepler et al., 2013), в области магнитных полей слабее одного мегагаусса выборка МБК до сих пор находится на уровне лишь десятка известных объектов. Для более 80% известных БК до сих пор не имеется никаких данных о величинах их магнитных полей, что создает значительный селекционный барьер для статистических исследований происхождения и эволюции магнитных полей белых карликов. В настоящей работе, в частности, поставлен вопрос об увеличении статистики известных белых карликов с магнитными полями слабее одного мегагаусса.

Чтобы лучше понять происхождение магнитных полей звезд, интересно также охватить магнитометрическими наблюдениями группы горячих субкарликов – звезд, которые эволюционно еще только спускаются в последовательность БК, и звезд Главной последовательности холоднее А/В для проверки наличия у них крупномасштабных магнитных полей. В работе Wickramasinghe, Ferrario (2005) высказано сомнение в том, что МБК являются продуктами эволюции только Аp/Вp-звезд с сильными глобальными магнитными полями. Раз так, то и среди более холодных звезд спектральных классов F и более поздних должны быть звезды со значительными (от десятков-сотен килогаусс и более) глобальными магнитными полями. Среди них наиболее интересными являются звезды,

находящиеся на границе между конвективно-активными звездами солнечного типа (поздние F и более поздние) и конвективно-спокойными (ранние F и более ранние). Наличие звезд с глобальными магнитными полями среди поздних F-звезд разрешило бы обозначенную Викрамасингом и Феррарио проблему происхождения МБК.

О возможности существования глобальных магнитных полей у горячих субкарликов уже однажды сообщалось (Elkin, 1996), однако вопрос до сих пор остается открытым. Важность исследований горячих субкарликов в теории звездной эволюции обусловлена тем фактом, что они демонстрируют различные эволюционные каналы на пути к стадии БК (Greenstein, Sargent, 1974), и поэтому интересны для изучения. Поиск магнитных полей среди таких звезд поможет понять магнитную природу МБК малых и средних масс, которые потенциально могут быть продуктами эволюции субкарликовых звезд. В частности, интересно исследование неоднородной группы sdO-звезд (Mahted, 2004, и ссылки там), в которой было обнаружено, что около 65% из объектов этой группы могут быть неразрешенными двойными системами, что в свою очередь дает возможность рассмотреть “нереликтовую” гипотезу динамо-генерации магнитных полей на звездах.

Таков лишь краткий перечень проблем, послуживший мотивацией для проведения программы магнитометрических и теоретических исследований вышеупомянутых звезд. Приведенные примеры иллюстрируют как степень разработанности, так и актуальность проблем, связанных с изучением звездного магнетизма в контексте фундаментальных исследований звездной эволюции. Настоящая диссертация затрагивает значительную часть этих проблем и является компиляцией более чем двадцатилетнего опыта работы автора в исследованиях магнитных полей вырожденных звезд-белых карликов и конвективно-спокойных звезд Главной последовательности.

Большая часть диссертации посвящена исследованию белых карликов,

имеющих поверхностные магнитные поля напряженностью от нескольких десятков килогаусс и выше. Между тем, будучи конвективно-спокойными, такие белые карлики во многом повторяют свойства конвективно-спокойных (под конвективно-спокойными подразумеваются звезды, у которых отсутствует внешний конвективный слой) магнитных звезд верхней части Главной последовательности. По этой причине и по причине того, что эти звезды, вероятно, являются предками магнитных белых карликов, в диссертации также подробно рассматривается ряд научных и методических вопросов относительно эволюции конвективно-спокойных звезд Главной последовательности и эволюции их крупномасштабных магнитных полей.

Цели и задачи диссертационной работы

Основная цель работы заключается в исследовании вопросов происхождения и эволюции сильномагнитных конвективно-спокойных звезд-белых карликов и горячих звезд Главной последовательности. Для достижения этой цели необходимы постановка и решение целого ряда наблюдательных и теоретических задач. В контексте настоящей диссертации определен следующий круг задач:

1. Сформулировать и провести спектрополяриметрические наблюдательные программы исследования крупномасштабных магнитных полей у конвективно-спокойных звезд — белых карликов и звезд Главной последовательности. Целью программ является нахождение среди этих звезд магнитных с предельно слабыми регулярными магнитными полями. На сегодняшний день достоверно известно существование классов конвективно-спокойных химически-пекулярных Ap/Bp-звезд с сильными крупномасштабными (глобальными) поверхностными магнитными полями величиной более 1 кГс (Angel et al., 1981) и магнитных белых карликов с полями от

нескольких сотен килогаусс и выше. Эти звезды составляют примерно 10% от общего количества в обеих группах. За несколько десятилетий эти звезды хорошо изучены, но до сих пор остается неясным вопрос относительно их происхождения. Ключом к его решению является детектирование и исследование звезд с регулярными слабыми магнитными полями и построение на основе этих наблюдений их общих распределений по магнитным полям. Популяционный анализ форм таких распределений даст ответ на поставленный вопрос.

2. Сформулировать и выполнить программу фотометрических наблюдений белых карликов с изученными крупномасштабными магнитными полями. Целью программы является детектирование и исследование температурных неоднородностей на поверхностях магнитных белых карликов. Наличие таких структур и их возможная корреляция с поверхностными магнитными полями звезд дадут ответы на целый ряд вопросов относительно эволюции магнитных белых карликов. В частности, нахождение на их поверхностях холодных пятен, коррелирующих с сильномагнитными образованиями по типу солнечных, даст свидетельства о существовании у белых карликов эффектов магнитоиндуцированной блокировки выноса тепла из их недр. В свою очередь это скажется на тепловой эволюции магнитных белых карликов. Также фотометрические наблюдения позволяют определить периоды вращения белых карликов, что дает возможность построить и исследовать диаграмму “напряженность магнитного поля—период вращения”.
3. На основании спектрополяриметрических и фотометрических авторских наблюдений белых карликов провести картирование их глобальных магнитных полей и температурных неоднородностей их поверхностей. Модельное сравнение полученных карт даст ответ на вопрос о существовании блокировки радиального выноса тепла магнитным полем.

4. Исследовать влияние эволюции крупномасштабных магнитных полей на геометрию атмосфер конвективно-спокойных звезд. Медленная эволюция глобальных магнитных полей приводит к развитию индуцированного электрического тока во всех проводящих слоях атмосфер звезд. Сила Лоренца, возникающая в результате взаимодействия между магнитным полем и индуцированным током, способна изменить структуру атмосферы и позволяет оценить характерные времена эволюции как звездных глобальных магнитных полей, так и самих звезд-носителей этих полей. Это делает принципиально возможным сформулировать и решить задачу о построении модели атмосферы с учетом силы Лоренца в уравнении газостатического равновесия, что позволит оценить степень ее влияния на структуру атмосфер конвективно-спокойных магнитных звезд и выявить набор наблюдаемых физических величин для оценки времен их эволюции.
5. Провести спектроскопические наблюдения ряда известных конвективно-спокойных магнитных звезд и модельный анализ их атмосфер с целью оценки времен эволюции этих звезд и их магнитных полей.
6. На основании авторских данных наблюдений конвективно-спокойных магнитных звезд и данных других авторов провести статистическое исследование, которое обобщит картину эффектов проявлений эволюции конвективно-спокойных звезд с крупномасштабными магнитными полями.

Научная новизна работы

1. На основе многолетних спектрополяриметрических наблюдений впервые проведен глубокий по пределам детектирования поиск слабомагнитных конвективно-спокойных звезд с регулярными

крупномасштабными магнитными полями. Найдены и исследованы звезды с предельно слабыми крупномасштабными магнитными полями, которые демонстрируют стабильность на временах годы-десятки лет.

2. Впервые построены карты распределения напряженностей магнитных полей и температур по поверхностям одиночных магнитных белых карликов. Из модельного сравнения карты распределения напряженности поля с картой распределения температуры/яркости у одиночного белого карлика WD 1953-011 обнаружено существование обратной степенной зависимости между температурой в выбранной точке поверхности звезды и величиной ее магнитного поля: чем сильнее магнитное поле, тем ниже температура. Подобные эмпирические зависимости наблюдаются у солнечных пятен с той лишь разницей, что, в отличие от локальных областей солнечных пятен, у WD 1953-011 зависимость имеет глобальный характер по всей поверхности этого белого карлика. Это позволило сделать заключение о существовании у него эффекта глобального подавления конвекции и, как следствие, блокировки выноса тепла из его недр, что в свою очередь оказывает влияние на его тепловую эволюцию. Сделан вывод о существовании подобного эффекта у всех белых карликов с поверхностными магнитными полями напряженностью от нескольких сотен килогаусс и выше. Результаты опубликованы автором с соавторами в журнале *Nature* (Valyavin et al., 2014a), что аргументирует новизну исследования.
3. Впервые построена самосогласованная модель атмосферы конвективно-спокойной звезды с учетом эволюционно-индуцированной силы Лоренца. Сделан вывод о том, что у горячих звезд Главной последовательности (от ранних А-звезд и более горячих), которые эволюционируют на временах менее 10^9 лет, сила Лоренца, возникающая в результате взаимодействия между магнитным полем и индуцированным током, способна изменить структуру

атмосферы и генерирует заметную переменность штарковских крыльев профилей бальмеровских линий с собственным вращением звезды.

4. На базе упомянутой выше модели проведены высокоточные спектроскопические наблюдения ряда конвективно-спокойных звезд Главной последовательности. Эффект переменности бальмеровских линий обнаружен и впервые смоделирован в спектрах самых горячих звезд выборки. Результаты моделирования продемонстрировали эффективность поиска эволюционно-индуцированных токовых структур в исследованиях эволюции конвективно-спокойных магнитных звезд.
5. Обновлена диаграмма “напряженность магнитного поля–период вращения” для магнитных белых карликов и представлена общая картина наблюдательных эффектов эволюции конвективно-спокойных магнитных звезд—белых карликов и звезд Главной последовательности. Построенная обновленная диаграмма “напряженность магнитного поля–период вращения” опровергает широко цитируемую гипотезу о существовании класса “остановившихся” магнитных белых карликов с магнитными полями более 100 МГс.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования являются одиночные белые карлики, субкарлики и звезды Главной последовательности спектральных классов F-V. Предметом исследования являются спектрополяриметрические, фотометрические, спектральные данные наблюдений, теоретические модели магнитных полей и атмосфер этих звезд.

Методология исследования

Методы исследования стандартные: спектрополяриметрические, фотометрические, спектральные наблюдения и их анализ. Стандартная методология измерения магнитных полей по спектрам с анализом круговой и линейной поляризации. Стандартная методика моделирования результатов этих наблюдений для построения карт распределения магнитных полей и яркости по поверхностям исследуемых звезд. Стандартная методика моделирования атмосфер звезд с крупномасштабными магнитными полями. Статистический анализ популяции МБК. Для каждого конкретного случая, та или иная методика детально представлена в тексте диссертации.

Теоретическая и практическая значимость

В ходе работы представлен новый наблюдательный материал по магнетизму 48 конвективно-спокойных звезд, полученный в ходе их многолетнего мониторинга. Все наблюдения опубликованы и могут быть использованы другими исследователями. Данные спектрополяриметрических и одновременных фотометрических наблюдений белых карликов, также карты распределений их магнитных полей и температур, построенные в ходе работы на основании этих наблюдений, могут быть использованы в теоретических исследованиях формирования атмосфер конвективно-спокойных магнитных звезд. Полученные результаты по блокированию выноса тепла магнитными полями белых карликов необходимы в исследовании эволюции белых карликов, для создания моделей внутреннего строения этих звезд и их остывания. Эти результаты совместно с моделью эволюционно-индуцированной силы Лоренца могут быть использованы при изучении формирования белых карликов и в теории внутреннего строения звезд Главной последовательности с сильными магнитными полями. По

факту многократных цитирований результаты работы уже активно используются в международном формате.

Наблюдательные данные диссертации доступны для составления баз данных в отечественных и зарубежных астрономических институтах и обсерваториях. Теоретические и интерпретационные выкладки диссертации по магнетизму конвективно-спокойных звезд могут быть использованы для чтения лекций в Государственном астрономическом институте им. Штернберга МГУ (Москва), Казанском федеральном университете (Казань), на кафедре астрономии Санкт-Петербургского университета (Санкт-Петербург), Южного федерального университета (Ставрополь), Уральского федерального университета и других отечественных и зарубежных вузов. Методические вопросы, рассмотренные в диссертации, связанные с наблюдениями и моделированием, будут востребованы научно-исследовательских астрофизических институтах России, таких как Крымская астрофизическая обсерватория (Крым), Пулковская обсерватория (Пулково, Санкт-Петербург), Физико-технический институт им. Иоффе (Санкт-Петербург), Институт астрономии (ИНАСАН, Москва), Институт космических исследований (ИКИ, Москва), Коуровская обсерватория (Коуровка, Екатеринбургская область) и др.

Положения, выносимые на защиту

1. Наблюдательный материал по поиску предельно слабых регулярных крупномасштабных магнитных полей у 48 конвективно-спокойных белых карликов, горячих субкарликов и звезд Главной последовательности позволяет начать регулярные исследования магнетизма этих звезд в режиме предельно слабых полей.
2. Белые карлики WD 0009+501, WD 1953-011, WD 2047+372, WD 2105–820 WD 2359-434 обладают субмегагаусными магнитными

полями полоидальных структур стабильных на временах годы-десятки лет. Звезда Главной последовательности χ Dra A спектрального класса F7V обладает предельно слабым (порядка 10 Гс) регулярным магнитным полем. Белый карлик WD 1105-048 обладает магнитной, вероятно нерегулярной структурой неизвестной морфологии с напряженностью от 1 до 10 кГс, что поднимает вопрос о стабильности полей таких напряженностей на белых карликах. Эти факты позволяют начать исследование преемственной связи между магнетизмом слабомагнитных белых карликов и звездами Главной последовательности спектрального класса F.

3. Анализ обновленной в результате фотометрических наблюдений белых карликов диаграммы "период вращения–напряженность магнитного поля" не подтверждает широко цитируемую гипотезу о существовании класса "остановившихся" магнитных белых карликов с магнитными полями более 100 МГс.
4. Результаты доплер-зеemanовского картирования магнитосфер одиночных магнитных белых карликов WD 0009+501, WD 1953-011, WD 2047+372 и WD 2359-434 позволяют начать регулярные исследования проблемы происхождения регулярных, крупномасштабных магнитных полей на белых карликах. Все эти звезды имеют доминирующие дипольные, квадрупольные и октупольные структуры на уровнях 100-200 кГс, что свидетельствует об их реликтовой природе.
5. Доплер-зеemanовское картирование и картирование распределения температурных неоднородностей на поверхности одиночного белого карлика WD 1953-011 показали, что температура любой точки поверхности WD 1953-011 находится в обратной степенной зависимости от величины напряженности ее магнитного поля. Это объясняется глобальным контролем выноса тепла из недр WD 1953-011 его магнитным полем.

6. Созданная модель атмосферы конвективно-спокойной магнитной звезды с учетом эволюционно-индуцированной силы Лоренца и результаты моделирования на ее основе атмосфер звезд θ Aurigae и 56 Arietis позволили обнаружить быструю эволюцию глобального токопроводящего контура этих звезд на характерных временах менее 10^8 лет. Эволюция контура вызвана быстрым изменением структуры тел звезд при их движении поперек Главной последовательности. Поиск подобного эффекта у конвективно-спокойных магнитных звезд более поздних спектральных классов и у магнитных белых карликов не дал положительных результатов. Это согласуется с тем, что крупномасштабные магнитные поля таких звезд эволюционируют на временах более 10^8 лет, что опускает индукционные электромагнитные эффекты ниже предела детектирования.
7. Статистическое исследование всех известных магнитных белых карликов и сравнительный анализ энергетических бюджетов их внешних слоев позволили сделать вывод о том, что эффект глобального подавления конвекции является общим для всех магнитных белых карликов с поверхностными магнитными полями напряженностью более 2 МГс. Как следствие, сильномагнитные белые карлики, находящиеся в конвективной фазе тепловой эволюции, имеют пониженную светимость по сравнению с их слабомагнитными аналогами. На этой основе сформулирована гипотеза о том, что эволюционное остывание магнитных белых карликов происходит медленнее, чем остывание обычных звезд этого класса.

Степень достоверности результатов

Наблюдательные результаты. Все результаты наблюдений получены с использованием наземных наблюдательных средств самого высокого уровня,

широко используемых международным научным сообществом. Средства редукции, анализа данных и их калибровки стандартные, на основе программного обеспечения MIDAS и IRAF. Результаты согласуются с результатами других авторов, полученными для тех же объектов.

Теоретические методы и модели. Достоверность использованных теоретических методов и разработанных моделей основана на том, что во всех случаях, как для картирования, так и для моделирования атмосфер магнитных звезд использованы стандартные физико-математические теории и зарекомендовавшие себя методики. Результаты широко цитируются и используются другими авторами в рамках их исследований.

Результаты, полученные применением теоретических моделей. Результаты, полученные с использованием разработанных автором алгоритмов и моделей, приняты астрономическим сообществом, что подтверждается высоким (около 1000) индексом количества цитирований.

Публикации автора по теме диссертации

Результаты диссертационной работы опубликованы в 33 печатных работах, в том числе в 26 статьях в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science, Scopus и рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности.

А. Публикации в журналах, индексируемых Web of Science, Scopus:

1. _ Антонюк К.А., Валявин Г.Г., Валеев А.Ф., Карпов С.В., Пить Н.В., Аитов В.Н., Фатхуллин Т.А., Галазутдинов Г.А., Танашкин А.С., Антонюк О.И., Ихсанов Н.Р. Поиск и исследование фотометрической переменности у магнитных белых карликов WD 2047+372 и WD 0009+501 // Астрофизический бюллетень. 2019. Т. 74, № 2. С. 183-190. Импакт-фактор РИНЦ2023 = 1.195. Личный вклад 30%. Объем 2.1 печатных листа.

Переводная версия:

- Antonyuk K. A., Valyavin G. G., Valeev A. F., Karpov S. V., Pit N. V., Aitov V. N., Fatkhullin T. A., Galazutdinov G. A., Tanashkin A. S., Antonyuk O. I., Ikhsanov N. R. Search for and Study of Photometric Variability of Magnetic White Dwarfs WD 2047+372 and WD 0009+501 // *Astrohysical Bulletin*. 2019. Vol. 74, No. 2. P. 172-178. Web of Science JCI2023 = 0.25. Личный вклад 30%. Объем 2.1 печатных листа.
2. Han I., Valyavin G., Galazutdinov G., Plachinda S., Butkovskaya V., Lee B. C., Kim K.-M., Jeong G., Romanyuk I., Burlakova T. Magnetic field and orbit of the star β CrB // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2018. Vol. 479. P. 1427-1432. Web of Science JCI2023 = 1.05. Личный вклад 40%. Объем 2.0 печатных листа.
 3. Lee B.-Ch., Gadelshin D., Han I., Kang D.-I., Kim K.-M., Valyavin G., Galazutdinov G., Jeong G., Beskrovnaya N., Burlakova T., Grauzhanina A., Ikhsanov N. R., Kholtygin A. F., Valeev, A., Bychkov V., Park M.-G. Magnetic field and radial velocities of the star Chi Draconis A // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2018. Vol. 473. P. L41-L45. Web of Science JCI2023 = 1.05. Личный вклад 30%. Объем 1.5 печатных листа
 4. Landstreet J. D., Bagnulo S., Valyavin G. Monitoring and modelling magnetic variability in two white dwarfs with very weak magnetic fields// *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*. 2018. Vol. 48. P. 284-286. Web of Science JCI2023 = 0.11. Личный вклад 10%. Объем 0.3 печатных листа
 5. Bagnulo S., Landstreet J. D., Martin A. J., Valyavin, G. A high-precision survey of magnetic white dwarfs// *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*. 2018. Vol. 48. P. 236-244. Web of Science JCI2023= 0.11. Личный вклад 10%. Объем 0.8

печатных листа.

6. Landstreet J. D., Bagnulo S., Valyavin G., Valeev A. F. Monitoring and modelling of white dwarfs with extremely weak magnetic fields. WD 2047+372 and WD 2359-434 // *Astronomy and Astrophysics*. 2017. Vol. 607. P. 92-106. Web of Science JCI2023 = 1.32. Личный вклад 20%. Объем 2.8 печатных листа.
7. Валеев А.Ф., Антонюк К.А., Пить Н.В., Москвитин А.С., Граужанина А.О., Гадельшин Д.Р., Колесников С.В., Жужулина Е.А., Бурлакова Т.Е., Галазутдинов Г.А., Гутаев А.Г., Жучков Р.Я., Ихсанова А.И., Жуков Д.Г., Джоши А., Пандей Дж. Ч., Холтыгин А.Ф., Валявин Г.Г. Поиск и исследование фотометрической переменности у магнитных белых карликов // *Астрофизический бюллетень*. 2017. Т. 72, № 1. С. 47-54. Импакт-фактор РИНЦ2023 = 1.195. Личный вклад 6%. Объем 0.42 печатных листа.

Переводная версия:

Valeev A. F., Antonyuk K. A., Pit N. V., Moskvitin A. S., Grauzhanina, A. O., Gadelshin D. R., Kolesnikov S. V., Zhuzhulina E. A., Burlakova T. E., Galazutdinov G. A., Gutaev A. G., Zhuchkov R. Ya., Ikhsanova A. I., Zhukov D. G., Joshi A., Pandey J. C., Kholtygin, A. F., Valyavin, G. G. Search for and study of photometric variability in magnetic white dwarfs// *Astrophysical Bulletin*. 2017. Vol. 72, No. 1. P. 44-50. Web of Science JCI2023 = 0.25. Личный вклад 6%. Объем 0.42 печатных листа.

8. Антонюк К.А., Колесников С.В., Пить Н.В., Валявин Г.Г., Валеев А.Ф., Бурлакова Т.Е., Галазутдинов Г.А. Обнаружение круговой поляризации и слабоамплитудной фотометрической переменности белого карлика WD1748+508 // *Астрофизический бюллетень*. 2016. Т. 71, № 4. С. 510-513. Импакт-фактор РИНЦ2023 = 1.195. Личный вклад 20%. Объем 0.8 печатных листа.

Переводная версия:

Antonyuk K. A., Kolesnikov S. V., Pit N. V., Valyavin G. G., Valeev A. F., Burlakova T. E., Galazutdinov G. A. Detection of circular polarization and low-amplitude photometric variability of the white dwarf WD 1748+508 // *Astrophysical Bulletin*. 2016. Vol. 71, No. 4. P. 475-478. Web of Science JCI2023 = 0.25. Личный вклад 20%. Объем 0.8 печатных листа.

9. Landstreet J. D., Bagnulo S., Martin A., Valyavin G. Discovery of an extremely weak magnetic field in the white dwarf LTT 16093 = WD 2047+372 // *Astronomy and Astrophysics*. 2016. Vol. 591. P. L80-L88. Web of Science JCI2023 = 1.32. Личный вклад 25%. Объем 2.25 печатных листа.
10. Landstreet J. D., Bagnulo S., Valyavin G. G., Gadelshin D., Martin A.J., Galazutdinov G., Semenko E. A novel and sensitive method for measuring very weak magnetic fields of DA white dwarfs. A search for a magnetic field at the 250 G level in 40 Eridani B // *Astronomy and Astrophysics*. 2015. Vol. 580. P. L120-L127. Web of Science JCI2023 = 1.32. Личный вклад 15%. Объем 1.2 печатных листа.
11. Валеев А.Ф., Антонюк К.А., Пить Н.В., Соловьев В.Я., Бурлакова Т.Е., Москвитин А.С., Граужанина А.О., Гадельшин Д.Р., Шуляк Д., Фатхуллин Т.А., Галазутдинов Г.А., Малоголовец Е.В., Бескин Г.М., Карпов С.В., Дьяченко В.В., Растегаев Д.А., Рзаев А.Х., Валявин Г.Г. О возможности фотометрического исследования экзопланет на базе телескопов метрового класса Специальной и Крымской астрофизических // *Астрофизический бюллетень*. 2015. Т. 70, № 3. С. 336-346. Импакт-фактор РИНЦ2023 = 1.195. Личный вклад 5%. Объем 0.55 печатных листа.

Переводная версия:

Valeev A. F., Antonyuk K. A., Pit N. V., Solovyev V. Ya., Burlakova T. E., Moskvitin A. S., Grauzhanina A. O., Gadelshin D. R., Shulyak D., Fatkhullin T. A., Galazutdinov G. A., Malogolovets E. V., Beskin G. M., Karpov S. V., Dyachenko V. V., Rastegaev D. A., Rzaev A. Kh., Valyavin G. G. Detection of regular low-amplitude photometric variability of the magnetic dwarf WD 0009+501. on the possibility of photometric investigation of exoplanets on the basis of 1-meter class telescopes of the Special and Crimean Astrophysical Observatories // *Astrophysical Bulletin*. 2015. Vol. 70, N. 3. P. 318-327.

Web of Science JCI2023 = 0.25.

Личный вклад 5%. Объем 0.55 печатных листа.

12. Valyavin G., Shulyak D., Wade G. A., Antonyuk K., Zharikov S. V., Galazutdinov G. A., Plachinda S., Bagnulo S., Fox Machado L., Alvarez M., Clark D. M., Lopez J. M., Hiriart D., Han I., Jeon Y.-B., Zurita C., Mujica R., Burlakova T., Szeifert T., Burenkov A. Suppression of cooling by strong magnetic fields in white dwarf stars // *Nature*. 2014. Vol. 515. P. 88-91. Web of Science JCI2023 = 11.3. Личный вклад 60%. Объем 2.40 печатных листа.
13. Landstreet J. D., Bagnulo S., Valyavin G. G., Fossati L., Jordan S., Monin D., Wade G. A. On the incidence of weak magnetic fields in DA white dwarfs // *Astronomy and Astrophysics*. 2012. Vol. 545. P. L30-L38. Web of Science JCI2023 = 1.32. Личный вклад 20%. Объем 1.8 печатных листа.
14. Valyavin G., Antonyuk K., Plachinda S., Clark D. M., Wade G. A., Fox Machado L., Alvarez M., Lopez J. M., Hiriart D., Han I., Jeon Y.-B., Bagnulo S., Zharikov S. V., Zurita C., Mujica R., Shulyak D., Burlakova T. A Study of the Photometric Variability of the Peculiar Magnetic White Dwarf WD 1953-01 // *The Astrophysical Journal*. 2011.

- Vol. 734. P. 17-25. Web of Science JCI2023 = 1.1. Личный вклад 40%.
Объем 3.6 печатных листа.
15. Shulyak D., Kochukhov O., Valyavin G., Lee B. -C., Galazutdinov G., Kim K. -M., Han I., Burlakova T. The Lorentz force in atmospheres of chemically peculiar stars: 56 Arietis// *Astronomy and Astrophysics*. 2010. Vol. 509. P. 28-37. Web of Science JCI2023 = 1.32. Личный вклад 20%. Объем 1.8 печатных листа.
 16. Valyavin G., Wade G. A., Bagnulo S., Szeifert T., Landstreet J. D., Han I., Burenkov A. The Peculiar Magnetic Field Morphology of the White Dwarf WD 1953-011: Evidence for a Large-Scale Magnetic Flux Tube? // *The Astrophysical Journal*. 2008. Vol. 683. P. 466-478. Web of Science JCI2023 = 1.1. Личный вклад 50%. Объем 6.5 печатных листа.
 17. Kim K.-M., Han I., Valyavin G. G., Plachinda S., Jang J. G., Jang B.-H., Seong H. Ch., Lee B.-Ch., Kang D.-I., Park B.-G., Yoon T. S., Vogt S. S. The BOES Spectropolarimeter for Zeeman Measurements of Stellar Magnetic Fields // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. 2007. Vol. 119. P.1052-1062. Web of Science JCI2023 = 0.77. Личный вклад 20%. Объем 2.2 печатных листа.
 18. Shulyak D., Valyavin G., Kochukhov O., Lee B.-C., Galazutdinov G., Kim K. -M., Han I., Burlakova T., Tsymbal V., Lyashko D. The Lorentz force in atmospheres of CP stars: θ Aurigae// *Astronomy and Astrophysics*. 2007. Vol. 464. P. 1089-1099. Web of Science JCI2023 = 1.32. Личный вклад 30%. Объем 3.3 печатных листа.
 19. Valyavin G., Bagnulo S., Fabrika S., Reisenegger A., Wade G. A., Han I., Monin D. A Search for Kilogauss Magnetic Fields in White Dwarfs and Hot Subdwarf Stars // *The Astrophysical Journal*. 2006. Vol. 648. P. 559-564. Web of Science JCI2023 = 1.1. Личный вклад 50%. Объем 3.0 печатных листа.
 20. Valyavin G., Bagnulo S., Monin D., Fabrika S., Lee B.-C., Galazutdinov G., Wade G. A., Burlakova T. Rotation period and magnetic field

morphology of the white dwarf WD 0009+501 // *Astronomy and Astrophysics*. 2005. Vol. 439. P. 1099-1106. Web of Science JCI2023 = 1.32. Личный вклад 40%. Объем 3.2 печатных листа.

21. Valyavin G., Kochukhov O., Shulyak D., Lee B.-C., Galazutdinov G., Kim K.-M., Han I. The Lorentz Force in Atmospheres of CP Stars: Θ Aur // *Journal of the Korean Astronomical Society*. 2005. Vol. 38. P. 283-287. Web of Science JCI2023 = 0.25. Личный вклад 50%. Объем 2.0 печатных листа.
22. Valyavin G., Kochukhov O., Piskunov N. The influence of magnetic fields on the hydrostatic structure of the atmospheres of chemically peculiar stars // *Astronomy and Astrophysics*. 2004. Vol. 420. P. 993-1007. Web of Science JCI2023 = 1.32. Личный вклад 50%. Объем 7.5 печатных листа.
23. Фабрика С.Н., Валявин Г.Г., Бурлакова Т.Е. Магнитные поля и вращение белых карликов 40 Eri и WD 0009+50// *Письма в Астрономический журнал*. 2003. Т. 29, № 11 . С. 830-841. Импакт-фактор РИНЦ2023 = 1.000. Личный вклад 35%. Объем 4.2 печатных листа.

Переводная версия:

Fabrika S. N., Valyavin G. G., Burlakova T. E. Magnetic Fields and Rotation of the White Dwarfs 40 Eri B and WD 0009+501// *Astronomy Letters*. 2003. Vol. 29, No. 11. P. 737-747. Web of JCI2023 = 0.22. Личный вклад 35%. Объем 3.85 печатных листа.

24. Валявин Г.Г., Бурлакова Т.Е., Фабрика С.Н., Монин Д.Н. Магнитные поля белых карликов// *Астрономический журнал*. 2003. Т. 80, № 7. С. 638-651. Импакт-фактор РИНЦ2023 = 1.000. Личный вклад 40%. Объем 5.6 печатных листа.

Переводная версия:

Valyavin G. G., Burlakova T. E., Fabrika S. N., Monin D. N. Magnetic Fields of White Dwarfs // *Astronomy Reports*. 2003. Vol. 47, No. 7. P.

587-599. Web of Science JCI2023 = 0.24. Личный вклад 40%. Объем 6 печатных листа.

25. Monin D. N., Fabrika S. N., Valyavin G. G. Magnetic survey of bright northern main sequence stars // *Astronomy and Astrophysics*. 2002. Vol. 396. P.131-141. Web of Science JCI2023 = 1.32. Личный вклад 25%. Объем 2.75 печатных листа.

26. Фабрика С.Н., Штоль В.Г., Валявин Г.Г., Бычков В.Д. Измерение магнитных полей белых карликов// *Письма в Астрономический журнал*. 1997. Т. 23, № 1. С. 47-52. Импакт-фактор РИНЦ2023 = 1.000. Личный вклад 25%. Объем 1.5 печатных листа.

Переводная версия:

Fabrika S. N., Shtol' V. G., Valyavin G. G., Bychkov V. D. Measurements of magnetic fields on white dwarfs // *Astronomy Letters*. 1997. Vol. 23, No. 1. P.43-47. Web of Science JCI2023 = 0.22. Личный вклад 25%. Объем 1.25 печатных листа.

Б. Иные публикации:

27. Kim K. -M., Han I., Plachinda S., Valyavin G., Yoo K. H. Conceptual Design Study of the BOES Stokesmeter // *Publications of the Korean Astron. Soc.* 2005. Vol. 20. P. 117-124. Личный вклад 15%. Объем 1.2 печатных листа.

28. Kang D.-I., Park H.-S., Han I., Valyavin G., Lee B.-C., Kim K.-M. Development of an automatic processing program for BOES data // *Publications of the Korean Astronomical Society*. 2005. Vol. 20. P. 97-107. Личный вклад 15%. Объем 1.65 печатных листа.

29. Shulyak D., Valyavin G., Kochukhov O., Khan S., Tsymbal V. Atmospheres of CP stars: magnetic field effects // *Memorie della Società Astronomica Italiana Supplemen.* — 2005. — Vol. 7. — P. 99-106. Личный вклад 20%. Объем 1.6 печатных листа.

30. Valyavin G., Bagnulo S., Fabrika S., Reisenegger A., Wade G. A., Han I., Monin D. Magnetism of White Dwarfs (intermediate results of a survey for kilogauss magnetic fields in white dwarfs) // *Odessa Astronomical Publications*. 2005. Vol. 18. P.135-137. Личный вклад 50%. Объем 1.5 печатных листа.
31. Naidenov I. D., Valyavin G. G., Fabrika S. N., Borisov N. V., Burenkov A. N., Vikul'ev N. A., Moiseev S.V., Kudryavtsev D. O., Bychkov V. D. A spectropolarimeter based on the 6 m telescope fast prime focus spectrograph // *Bulletin of the Special Astrophysical Observatory*. 2002. Vol. 53. P.124–130. . Личный вклад 25%. Объем 3.5 печатных листа.
32. Fabrika S. N., Valyavin G. G. Magnetic field function of white dwarfs// *Bulletin of the Special Astrophysical Observatory*. 1998. Vol. 45. P. 84-92. Личный вклад 50%. Объем 4.5 печатных листа.
33. Valyavin G. G., Fabrika S. N. Evolution of magnetic fields of white dwarfs // *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, 1998, Vol. 45, P. 69-83. Личный вклад 50%. Объем 2.5 печатных листа.

Личный вклад автора

Результаты диссертации опубликованы в 33 работах. В статьях, где автор диссертации стоит первым в списке соавторов (10 статей), его вклад является определяющим. В работах [12, 16, 19, 21, 22, 30] автору принадлежат как идейное, так и организационное лидерство в создании теоретических моделей и интерпретации на их основе данных наблюдений конвективно-спокойных звезд с сильными магнитными полями. Вклад автора в эти исследования 50–60% процентов (подробности по вкладу в каждую конкретную работу представлены выше, в списке публикации автора по теме диссертации). Статьи [32, 33] написаны совместно с проф. С.Н.Фабрикой с

равным вкладом 50% . В работе [29] отражен вклад автора в развитие методик анализа атмосфер магнитных звезд. Личный вклад в работу 20%. Работы [1, 7, 8, 11] выполнены в рамках программы РФФИ № 15-02-05183а “Исследование фотометрической и спектральной переменности изолированных магнитных белых карликов” , в которой диссертант был официальным руководителем. В рамках этих работ ему принадлежит определяющая роль в постановке всех научных задач и алгоритмов их решений с общим вкладом в сами исследования от 5% до 30%. В работах [2, 3] автору принадлежит идейное лидерство и значительная часть текстов (вклад от 20% до 40%). В работах [4, 5, 6, 9, 10, 13] с вкладом от 10% до 25% автор, используя 6-м и 1-м российские телескопы САО РАН, участвовал в комплексных исследованиях группы Дж. Ландстрита (J.G.D. Landstreet) магнитных полей белых карликов на европейских телескопах VLT, William Hershel и канадско-франко-гавайском телескопе CFHT. Эти работы являются продолжением его собственных программ, начатых ранее с использованием БТА и VLT [14, 16, 19, 20, 23, 24, 30]. Личный вклад автора в эти работы варьируется от 35% до 50%. В работах [15, 18, 25, 26, 31] автор с личным вкладом 15% – 30% отвечает за подготовку и выполнение наблюдательных программ, а также за обработку и анализ полученного наблюдательного материала. В инструментально-методических исследованиях, выполненных совместно с астрофизиками Корейского института астрономии и космических исследований (KASI, Daejeon, Rep. of Korea) [17, 27, 28] диссертант является официальным консультантом в создании и освоении магнитометрической моды для спектрографа высокого спектрального разрешения BOES. Им же проводится первое наблюдательное исследование точностей измерений продольных магнитных полей с этим инструментом [17] и ставится на нем наблюдательная задача поиска конвективно-спокойных звезд с предельно слабыми магнитными полями. Личный вклад автора в этих работах находится на уровнях 15 – 20% .

Апробация результатов

Основные результаты диссертации изложены в 33 печатных работах, докладывались автором на семинарах и конкурсах научных работ САО РАН, семинарах Государственного астрономического института им. Штернберга МГУ, Физико-технического института им. Иоффе, ГАО РАН, Казанского федерального университета. В том числе результаты докладывались за рубежом на семинарах и лекциях в Корейском институте космических исследований (Тэджон, Южная Корея), корейском Национальном университете (Сеул, Южная Корея), Сеульском университете Седжон (Сеул, Южная Корея), Национальном университете Дэгу (Дэгу, Южная Корея), в Институте астрономии Национального университета Мексики (Энсенада, Мексика), на кафедре астрономии Национального университета Мексики (Мехико, Мексика), на семинарах мексиканского Института астрономии, оптики и электроники (Пуэбло, Мексика), на семинарах кафедр астрономии Уппсальского университета (Уппсала, Швеция) и Северного католического университета Антофагасты (Антофагаста, Чили). Также результаты диссертации докладывались на российских и международных конференциях:

- ``Cosmic Dust and Magnetism``, Daejeon, Rep. of Korea, 30 October – 2 November, 2018;
- ``Physics of Magnetic Stars``, Nizhnij Arkhyz, Russia, 1 – 5 October, 2018;
- ``From Collapse to Collapse``, Nizhnij Arkhyz, Russia, 3 – 7 October 2016;
- ``Physics and Evolution of Magnetic and Related Stars``, Nizhnij Arkhyz, Russia, 25 – 31 August 2014;
- ``Putting A Stars into Context: Evolution, Environment, and Related Stars``, Moscow, Russia, 3 – 7 June, 2013;
- ``Magnetic Fields throughout Stellar Evolution``, IAU Symposium 302, Biarritz, France, 25 – 30, August, 2013;
- ``18th European White Dwarf Workshop``, Cracow, Poland, 13 – 17 August, 2012;

- “Magnetic Stars”, Nizhnij Arkhyz, Russia, 27 August – 1 September, 2010;
- “Cosmic Magnetic Fields: From Planets, to Stars and Galaxies”, IAU Symposium 259, Puerto Santiago, Tenerife, Spain, 3 – 7 November, 2008;
- “Spectroscopic methods in modern astrophysics”, Moscow, Russia, 13 – 15 September, 2006;
- “Physics of Magnetic Stars”, Nizhnij Arkhyz, Russia, 28 – 31 August, 2006;
- “Solar Polarization”, Boulder, Colorado, USA, 19 – 23 September, 2005;
- “Variable stars”, Odessa, Ukraine, 22-28 August, 2005;
- “The 6th East Asian Meeting of Astronomy”, Seoul, Rep. of Korea, 18 – 22, October, 2004;
- “Modelling of Stellar Atmospheres”, IAU Symposium 210, Uppsala, Sweden, 17 – 21 June, 2002;
- “Variable stars”, Odessa, Ukraine, 20-25 August, 2001;
- “Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars”, Nizhnij Arkhyz, Russia, 23 – 27 September, 1999;
- “Modern Problems in Stellar Evolution”, Zvenigorod, Russia, 13 – 15 October, 1998;
- “11th European Workshop on White Dwarfs”, Tromsø, Norway, 29 June– 3 July, 1998;
- “Stellar Magnetic Fields”, Nizhnij Arkhyz, Russia, 13 – 18 May, 1996.

Структура и содержание диссертации

Представленная диссертация является результатом работ, выполненных автором в период 1997—2018 гг. Она состоит из Введения, шести глав, Заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации 277 страниц, включая 53 рисунка, 15 таблиц и одного приложения;

библиография содержит 201 наименование.

Во **Введении** описываются цели и задачи диссертационной работы, дается обоснование актуальности исследования магнетизма конвективно-спокойных звезд, новизны и практической ценности работы. Приведены степень достоверности результатов, их апробация, результаты, выносимые на защиту, и содержание диссертации.

Первая глава диссертации представляет краткий экскурс в историю исследования магнетизма конвективно-спокойных звезд, наблюдательных методов и методов измерений магнитных полей звезд, которые использовались в диссертационной работе.

Вторая глава посвящена спектрополяриметрическим наблюдениям конвективно-спокойных звезд, которые были выполнены автором на разных телескопах в период 1997—2018 гг. Первая часть главы, “*Наблюдения*”, дает сводку спектрополяриметрических наблюдений списка 37 белых карликов, двух горячих субкарликов и 9 звезд Главной последовательности. Материал получен с использованием 6-м телескопа БТА, 8-м телескопа VLT, 3.5-м телескопа СФНТ и нескольких других телескопов двухметрового класса на временной шкале 20 лет. Вторая часть главы, “*Результаты*”, описывает магнитные свойства исследованных новых магнитных звезд с регулярными крупномасштабными магнитными полями (WD 0009+501, WD 1953-011, WD 2047+372, WD 2105–820, WD 2359-434, χ Dra A) и звезд с признаками наличия спорадических полей (WD 1105-048, WD 1036+433, WD 1647+591). Третья часть главы, “*Выводы*”, резюмирует основные результаты главы, дает частотный анализ встречаемости белых карликов по их магнитным полям и формулирует два первых пункта результатов, выносимых на защиту.

Третья глава представляет наблюдательный материал по исследованию

вращательно-модулированной фотометрической переменности магнитных белых карликов с целью детектирования у них магнитоиндуцированных температурных неоднородностей и периодов их вращений. Наблюдения проводились на шкале около 15 лет с использованием телескопов метрового класса САО РАН и других обсерваторий. В результате этих наблюдений найдены либо уточнены периоды вращений у 6 магнитных белых карликов, включая самые намагниченные, с полями напряженностью более 100 МГс. В первой части главы дана сводка этих наблюдений с детальным описанием некоторых из наиболее интересных звезд списка. Во второй части представлена обновленная диаграмма “период вращения – напряженность магнитного поля” для магнитных белых карликов. Анализ диаграммы опровергает широко цитируемую гипотезу о существовании класса “остановившихся” магнитных белых карликов с магнитными полями напряженностью более 100 МГс. Описаны сами наблюдения и дана их сводка. В третьей части обсуждаются основные результаты главы и формулируется третий пункт, выносимый на защиту.

Четвертая глава посвящена описанию и представлению результатов магнитометрического и температурного картирования магнитных белых карликов. В первой части главы рассматриваются методика и результаты моделирования магнитосфер одиночных магнитных белых карликов WD 0009+501, WD 1953-011, WD 2047+372 и WD 2359-434. Моделирование выполнено на основе теоретического анализа авторских долговременных спектрополяриметрических рядов наблюдений. Все звезды имеют доминирующие дипольные и квадрупольные структуры на уровнях 100-200 кГс. Белый карлик WD 1953-011 имеет также контрастную магнитную структуру более высокого порядка с напряженностью поля на полюсе около 1 МГс. Структура покрывает примерно 20% поверхности этой вырожденной звезды. Вторая часть главы представляет результаты совместного доплер-зеемановского картирования и картирования температуры поверхности

одиноким белым карликом на примере звезды WD 1953-011. Сравнение карт магнитного поля и температуры позволило сделать заключение о том, что температура любой точки поверхности WD 1953-011 находится в обратной степенной зависимости от величины напряженности ее магнитного поля. Подобная связь установлена в структурах локальных магнитных пятен у звезд солнечного типа и связана с процессом подавления в них внешней конвекции. На основе этого сравнения сделано заключение о существовании эффекта глобального подавления внешней конвекции WD 1953-011 его магнитным полем. В третьей части главы, “Выводы”, сформулированы четвертый и пятый пункты результатов, выносимых на защиту.

В **пятой главе** обсуждаются модель атмосферы конвективно-спокойной магнитной звезды с учетом эволюционно-индуцированной силой Лоренца и результаты моделирования на ее основе атмосфер нескольких избранных конвективно-спокойных звезд. В первой части главы рассмотрен математический аппарат модели и ее компьютерная реализация. Во второй части описаны наблюдения и результаты моделирования нескольких избранных конвективно-спокойных магнитных звезд разных температур. У двух конвективно-спокойных магнитных звезд Главной последовательности: θ Aurigae и 56 Arietis - значимо обнаружены возмущения атмосфер силой Лоренца, индуцированной быстрой эволюцией глобального токопроводящего контура звезд на характерных временах менее 10^8 лет. Показано, что эволюция контура вызвана изменением структуры тел звезд при их движении поперек Главной последовательности. В третьей части обсуждаются основные результаты главы в приложении к конвективно-спокойным звездам. Формулируется шестой пункт, выносимый на защиту.

Наконец, в **шестой главе** приводится краткое статистическое исследование особенностей встречаемости магнитных белых карликов разных температур в процессе их тепловой эволюции, резюмируются и сводятся в единую

картину результаты всех предыдущих глав. Сделан вывод о том, что эффект глобального подавления конвекции является общим для всех магнитных белых карликов с поверхностными магнитными полями более 2 МГс. Как следствие, сильномагнитные белые карлики, находящиеся в конвективной фазе их тепловой эволюции, имеют пониженную светимость по сравнению с их слабомагнитными аналогами. На этой основе сформулирована гипотеза о том, что эволюционное остывание магнитных белых карликов происходит медленнее, чем остывание обычных звезд этого класса. Сформулирован седьмой пункт к защите.

В **Заключении** дается краткое резюме к диссертации.

Глава 1

Магнитные поля звезд: общие и исторические замечания, методы диагностики

Глава представляет краткий исторический обзор магнитных исследований, основанный на литературных данных и публикациях автора 9, 12, 14, 16, 17, 19, 20, 26, 27, 28, 31.

История наблюдательных исследований магнитных полей звезд начинается с 1908 года, когда американский астроном Джордж Хэйл (годы жизни: 1868–1938) наблюдал магнитное расщепление спектральных линий в солнечных пятнах (Hale, 1908). Это исследование оказалось настолько инновационным, что более чем на столетие вперед, вплоть до наших дней, определило философию спектрополяриметрических исследований звезд. Желая выяснить, не является ли уширение спектральных линий в солнечных пятнах проявлением эффекта Зеемана, Хэйл провел первый в истории наблюдательный анализ поляризационных свойств спектральных линий солнечных пятен. При этом он использовал ставшую впоследствии одной из классических комбинацию призмы Николя и ромба Френеля. Вращая ромб Френеля вокруг оптической оси, Хэйл наблюдал высокоамплитудную модуляцию σ -компонент спектральных линий в спектре солнечного пятна, что говорило о преимущественно вертикальной ориентации силовых линий магнитного поля внутри пятна (Hale, 1908). Это был результат, открывший историю магнитных исследований Солнца и звезд.

Несмотря на стремительный успех Хэйла, понадобилось почти сорок лет для того, чтобы стало возможным зарегистрировать магнитные поля у других звезд. Вавсок (1947) открыл магнитную звезду 78 Vir с сильным, около 1500 Гс, магнитным полем. С открытия этой звезды (спектральный класс ArEuCrSr, см. исторический экскурс в статьях Романюка (Романюк, 2005;

Романюк, 2007) началось исследование химически пекулярных магнитных звезд спектральных классов А и В (Ар и Вр), у которых в дальнейшем были обнаружены магнитные поля напряженностью вплоть до 80 кГс (Gert et al., 1997; Romanuk et al., 1997). Фактически с момента пионерского открытия Бэбкока начинается эпоха систематических исследований магнетизма конвективно-спокойных звезд верхней части Главной последовательности. Остановимся на наиболее значительных, по мнению автора, этапах этих исследований.

1.1. Магнитные поля конвективно-спокойных звезд верхней части Главной последовательности

С начала 1950-х годов (см., например, Stibbs, 1950) на базе первых мониторинговых наблюдений магнитных звезд была продемонстрирована возможность восстановления распределения интенсивностей и геометрий магнитных полей по поверхностям звезд с использованием моделирования рядов наблюдаемых магнитометрических характеристик. Методика восстановления основана на подгонке параметров геометрии (как правило, полоидальной структуры) переменного в связи с вращением интегрального магнитного поля звезды. С момента проведения первых таких исследований сам факт того, что поляриметрические наблюдения переменного с вращением интегрального магнитного поля позволяют с высокой надежностью определять периоды вращения одиночных звезд, ставит магнитометрические наблюдения в один ряд с наиболее важными методами исследования звездной эволюции.

В конце 1950-х - начале 1970-х годов становится ясным (Vabcock, 1958), что крупномасштабные магнитные поля конвективно-активных карликовых звезд нижней части Главной последовательности и конвективно-спокойных

горячих звезд её верхней части (главным образом горячих звезд спектральных классов A/B) имеют разные структуры. В то время как конвективно-спокойные A/B-звезды имеют стабильные крупномасштабные магнитные поля с напряженностями вплоть до нескольких десятков килогаусс, холодные звезды с развитой внешней конвективной оболочкой (например, звезды типа Солнца) демонстрируют отсутствие таких полей. Вместо этого такие звезды имеют лишь слабые иррегулярные поля. Объяснение такому различию следует из результатов магнитометрических исследований Солнца (Severny, 1969; Пикельнер, 1966), согласно которым плазменные потоки внешней конвективной оболочки и дифференциальное вращение разрушают полоидальную симметрию и фрагментируют глобальное магнитное поле звезд. У таких звезд сильные, как правило, килогауссные магнитные поля сконцентрированы в локализованных в пространстве магнитных силовых трубках разной полярности, выходящих в моменты активности на поверхность звезды. Т.е. наблюдается полная аналогия с солнечными магнитными полями. Иногда такие поля могут складываться в ненулевое, усредненное по диску звезды поле, которое какое-то время (месяцы-годы) демонстрирует стабильную переменность с вращением звезды, как это наблюдается у Солнца (Severny, 1969). Однако такие поля обычно слабые, не превышают нескольких Гаусс (см., например, Lee et al., 2018) и не стабильны во времени – рано или поздно меняют интенсивность и даже полярность вследствие реконструкции их глобальной симметрии мощной конвекцией внешней оболочки звезды и дифференциальным вращением (Пикельнер, 1966).

Примерно к 1970-м годам (Preston, 1974) складывается понимание того, что глобальные, стабильные во времени магнитные поля конвективно-спокойных A/B-звезд формируют устойчивые типы пятенных химических аномалий на их поверхностях. Вместе с другими (не известными как магнитные) A/B-звездами с химическими аномалиями эти звезды составляют отдельный

класс химически-пекулярных Ap/Bp-звезд (или Cr-звезд), который вплоть до настоящего времени является предметом активных теоретических и наблюдательных исследований астрофизиками всего мира.

С эпохи 1980-х исследование магнитных Cr-звезд характеризуется мощным скачком в развитии как наблюдательных, так и теоретических методов исследований. Среди наблюдательных методов выделяются высокоточные спектрополяриметры высокого спектрального разрешения с оптоволоконным входом: MuSiCoS (Donati et al., 1999); ESPaDONs (Donati, 2003); PEPSI (Strassmeier et al., 2015). Из теоретических методов, сыгравших ключевую роль в развитии исследований магнитных Cr-звезд, прежде всего необходимо отметить развитие методик доплер-зеemanовского картирования магнитных полей и химических аномалий Ap/Bp-звезд (Хохлова, 1983; Piskunov, 2001), мультиполярного анализа наблюдаемых крупномасштабных структур магнитных полей звезд (Bagnulo et al., 1999, 2000; 75. Landolfi et al., 1998) и создание базы данных VALD, предоставляющей параметры атомных спектральных переходов с учетом магнитного поля (Piskunov et al., 1995; Ryabchikova et al., 1999; Kupka et al., 1999). В результате внедрения этих методик объем исследований магнитных Cr-звезд становится настолько масштабным, что формат настоящей работы не позволяет его детально рассмотреть. Для заинтересованного читателя и первичного знакомства с вопросом автор рекомендует краткое, но в то же время достаточно полное изложение вопроса в серии статей Романюка (Романюк, 2005; 2007). Им также дан очень подробный анализ основных результатов последних лет в серии из четырех статей (Романюк, 2015; 2016; 2017; 2018).

1.2. Магнитные поля белых карликов

Эпоха исследования конвективно-спокойных звезд Главной последовательности практически безраздельно существует вплоть до начала

1970-х годов, когда группой Ландстрита были открыты крупномасштабные магнитные поля у белых карликов (Kemp et al., 1970). Далее исследование магнетизма белых карликов становится независимым направлением, что также заслуживает небольшого исторического экскурса.

Blacket (1947) предсказал возможность существования у белых карликов магнитных полей, превосходящих поля Ср-звезд на несколько порядков величин (более 1 МГс). Он предположил, что магнитный момент звезды пропорционален угловому моменту, который сохраняется при ее коллапсе в белый карлик. Со временем стало ясно, что это предположение было неверным: подавляющее большинство изолированных белых карликов имеет низкие скорости вращения, менее 40 км с^{-1} (Pilachowski, Milkey, 1987; Koester, Herrero, 1988). Звезды же Главной последовательности с массами $1 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$, из которых образуются белые карлики, имеют типичные скорости вращения $1\text{-}300 \text{ км с}^{-1}$ (Shajn, Struve, 1929). В условиях сохранения углового момента при коллапсе белые карлики должны вращаться со скоростями больше 1000 км с^{-1} , что не наблюдается.

Другая идея была предложена в работах Ginzburg (1964) и Woltjer (1964): при условии сохранения магнитного потока белые карлики должны иметь магнитные поля величиной $10^7\text{-}10^8 \text{ Гс}$, что впоследствии подтвердилось наблюдениями. Между тем, по мнению автора, идея о сохранении магнитного потока звезды на ее эволюционном пути от Главной последовательности к белому карлику до сих пор остается спорной.

Кемпом с группой Ландстрита в 1970 г. (Kemp et al., 1970) начаты поляриметрические широкополосные исследования круговой поляризации. В условиях сильных магнитных полей (от мегагаусса и выше) в спектрах звезд возникает значительная (проценты) континуальная круговая поляризация вследствие т.н. циркулярного дихроизма (Kemp et al., 1970). Суть явления

состоит в том, что магнитные поля вызывают различие непрозрачности в обычной и циркулярно-поляризованной модах излучения. Начиная с величин полей более 10^6 Гс эффект становится заметным в поляризационных наблюдениях. В результате таких наблюдений у белого карлика GW+70°8247 была впервые обнаружена (Kemp et al., 1970) сильная, несколько процентов, магнитоиндуцированная круговая поляризация. Из-за отсутствия адекватной модели величина напряженности поля у этого белого карлика была оценена неверно – около 10 МГс.

Как показала история, несмотря на неточность в оценке напряженности поля, сам факт регистрации первого магнитного белого карлика оказался эпохальным, открывшим новый класс конвективно-спокойных магнитных звезд с предельно большими значениями напряженности магнитных полей. Открытие стимулировало проведение целого комплекса новых магнитометрических и теоретических исследований, в результате которых естествознание получило инструментарий для изучения магнитных полей с напряженностями, недостижимыми в земных лабораториях. В частности, дальнейшие исследования GW+70°8247 (Jordan, 1992) показали наличие у него магнитного поля напряженностью в несколько сотен (!) МГс.

Из-за отсутствия численных расчетов спектральных термов атомов водорода и гелия в условиях мегагауссных магнитных полей вплоть до 1974 г. спектрополяриметрические исследования белых карликов носили оценочный характер. Пионерская работа Кемика (Kemic, 1974), представившего первые такие расчеты для величин магнитных полей от нескольких мегагаусс до нескольких десятков мегагаусс, существенно упростила задачу, положив спектроскопические исследования магнитных белых карликов на системную основу. В результате к началу 1980-х годов были известны и активно изучались уже более десятка изолированных магнитных белых карликов (Liebert, Sion, 1979). Между тем спектральные исследования самых

намагниченных звезд этого класса все еще оставались без достаточной теоретической поддержки.

Качественный скачок в исследованиях магнитных полей белых карликов произошел в середине 1980-х годов, когда появился ряд публикаций с детальными расчетами зеемановского расщепления водородных линий для напряженностей более 100 МГс (см. Jordan, 1992, и ссылки там). С использованием этих расчетов было впервые корректно измерено магнитное поле у GW+70°8247. Усредненный по диску звезды модуль напряженности поля составил величину от 150 до 500 МГс (Greenstein, 1984; Greenstein et al., 1985; Angel et al., 1985; Wunner et al., 1985; Jordan, 1992). Также были начаты активные исследования (см., например, Schmidt et al., 1996) интереснейшего магнитного белого карлика GD 229, напряженность поверхностного поля которого была на тот момент оценена в более чем 1000 МГс. Впоследствии с совершенствованием модельной техники (см. ниже) эта конкретная оценка была пересмотрена в сторону существенного снижения, но общий вывод о том, что самые сильномагнитные белые карлики имеют на своих поверхностях магнитные структуры с напряженностями вплоть до 1 ТГс, остается до сегодняшнего дня.

С начала 1990-х годов появляются первые самосогласованные расчеты моделей атмосфер магнитных белых карликов (Jordan, 1992). Модельный подход позволил существенно более точно измерять поверхностные магнитные поля белых карликов. GW+70°8247 в силу его яркости, сложной структуры расщепления спектральных линий и просто в силу традиции стал “полигоном” для тестирования моделей атмосфер с магнитными полями напряженностью в несколько сотен мегагаусс. Джордан (Jordan, 1992) оценивает величину магнитного поля на полюсе GW+70°8247 $B_p \approx 320$ МГс. Также в работе Jordan et al. (1998) были представлены модели атмосфер

сильномагнитных белых карликов с гелиевыми атмосферами. Согласно этим моделям, белый карлик GD 229 оказался гелиевым с магнитным полем величиной от 300 до 700 МГс, что существенно ниже всех оценок предыдущих авторов.

С использованием модельных расчетов с конца 1990-х годов и до настоящего времени проводится весьма успешный спектроскопический поиск новых магнитных белых карликов с величинами магнитных полей напряженностью более 1 МГс. На сегодняшний день известно уже около тысячи таких звезд и это число увеличивается (Kepler et al., 2013). На основании этих исследований получен ряд данных относительно фундаментальных параметров и эволюции магнитных белых карликов. Эти результаты будут подробно рассмотрены в последней, пятой главе настоящей диссертации, поскольку часть из них имеет к ней непосредственное отношение.

Отдельным вопросом стоит проблема исследования слабомагнитных белых карликов с полями напряженностью менее 1 МГс. С начала 1980-х годов предпринимаются первые попытки измерений величин магнитных полей белых карликов в субмегагауссной области (Angel et al., 1981; Бычков и др., 1991). Сильное уширение водородных линий вследствие высокой гравитации на поверхностях белых карликов затрудняет возможность спектроскопических наблюдений эффекта Зеемана в слабых полях. Между тем целым рядом авторов (Angel et al., 1981; Бычков и др., 1991; Schmidt, Smith, 1994; 1995; Fabrika et al., 1997a; 1997b; Valyavin et al., 1997; Valyavin, 2014b; 2015; Jordan et al., 2013) было продемонстрировано, что исследование белых карликов на субмегагауссном уровне возможно с привлечением анализа круговой поляризации в крыльях спектральных линий с пределом обнаружения до одного килогаусса (Valyavin et al., 2006a; 2006b). В таких наблюдениях в силу того, что круговая поляризация создается только продольной (параллельной лучу зрения) компонентой магнитного поля

звезды, часть информации о магнитном поле теряется. Для восстановления полной информации о магнитном поле звезды необходимы наблюдения поперечной составляющей поля. Такие наблюдения более сложны и для белых карликов проводились крайне редко. Наблюдения поперечной составляющей магнитного поля проводились буквально в единичных сериях (Shtol et al., 1997a; 1997b; Valyavin et al., 2008).

С момента первого детектирования в пионерской работе Schmidt, Smith (1994) и до настоящего времени открытия новых магнитных белых карликов с субмегагауссными поверхностными полями продолжают с частотой один объект в два-три года. Важность этих исследований, их исторические подробности и методология будут специально описаны в тексте настоящей диссертации (глава II). Также в диссертации будут в деталях рассмотрены вопросы картирования магнитных белых карликов (глава IV). Создание карт распределения магнитных полей и яркостей одиночных магнитных белых карликов (Valyavin et al., 2005a; 2008; 2011; 2014) является одним из основных предметов настоящей диссертации.

1.3. Магнитные поля звезд других спектральных классов и светимостей

В 1980-х годах Robinson et al. (1980) открывают существование локализованных, подобно солнечным магнитным полям, сложных структур у звезд Главной последовательности спектральных классов G и K. С развитием наблюдательных методик (Donati et al., 1999; Donati, 2003) исследования конвективно-активных холодных звезд входят в регулярную практику спектрополяриметрии наравне с изучением конвективно-спокойных Ap/Bp-звезд.

Весьма неожиданным стало обнаружение магнитных полей на звездах-красных гигантах. В работе Auriere et al. (2015) обсуждаются магнетизм и магнитная активность одиночных G-K-гигантов. Несколько десятков красных гигантов были исследованы спектрополяриметрически. В результате признаки магнитного поля были найдены у 29 из 48 звезд. Полученные результаты подтверждают идею генерации магнитного поля у красных гигантов при помощи механизма динамо.

В 1996 г. магнитные поля обнаружены также у горячих субкарликовых звезд (Elkin, 1996). Некоторые из звезд этого класса также обсуждаются в настоящей диссертации.

Наконец, из сравнительно недавних результатов магнитных исследований звезд выделяется открытие глобальных магнитных полей на горячих/массивных O-B-звездах Главной последовательности (Wade, Neiner, 2018). Сложность магнитометрических исследований звезд данного типа обусловлена морфологической “бедностью” спектральных линий этих звезд – малыми остаточными интенсивностями профилей и, как правило, их большими ширинами из-за значительных скоростей вращения. Однако, несмотря на это, общий прогресс в развитии наблюдательных технологий позволил проводить успешные магнитометрические наблюдения и этих звезд.

1.4. Методы наблюдений

Как уже было упомянуто выше, первые надежные измерения магнитных полей звезд были выполнены Бэбкоком (Babcock, 1947) на основе поляризационных наблюдений эффекта Зеемана в линиях спектров звезд. С тех пор методика наблюдений и последующих измерений магнитного поля

звезд Главной последовательности и белых карликов с относительно слабыми магнитными полями в основном не претерпевала каких-то существенных изменений.

Суть методики состоит в следующем. Когда атом находится во внешнем магнитное поле B , каждый отдельный энергетический уровень в условиях LS-связи (см., например, Landstreet, 1980), характеризуемый квантовыми числами LJM , расщепляется на $2J + 1$ подуровней, разнесенных по энергиям на величину $\Delta E = g e h B / 2 m c$, где g – это фактор Ланде, $g = 1 + [J(J + 1) + S(S + 1) - L(L + 1)] / [2J(J + 1)]$. В результате одиночные в условиях нулевого поля соответствующие спектральные линии распадаются на ряд близко отстоящих друг от друга. Компоненты, для которых $\Delta M = \pm 1$, называются σ -компонентами, а компоненты, для которых $\Delta M = 0$, называются π -компонентами. При этом на шкале длин волн π -компоненты локализованы в области несмещенной длины волны λ_0 спектральной линии при нулевом поле, в то время как σ -компоненты симметрично смещены относительно λ_0 в область коротких и длинных волн на величину (в Ангстремах):

$$\Delta \lambda = \pm 4.67 \times 10^{-13} z B \lambda_0 \quad (1).$$

В данном случае z – это зависящее от Ланде-фактора, взвешенное по интенсивности расщепленных магнитным полем спектральных линий смещение σ -компонент в единицах “нормального” эффекта Зеемана. В частности, для водородных спектральных линий $z = 1$. Для сложных линий z в среднем на 10—20 % отличается от единицы. Согласно сложившейся в среде астрономов-наблюдателей традиции, это число иногда называют также “эффективным фактором Ланде”. Для практических нужд эффективный Ланде-фактор требует специальных теоретических расчетов на основе моделей атмосфер с магнитным полем. В настоящее время наиболее

популярным и полным для такого рода расчетов является сервис базы данных VALD (Piskunov et al., 1995; Ryabchikova et al., 1999; Kupka et al., 1999).

Под влиянием магнитного поля π - и σ -компоненты в спектральных линиях атома поляризованы в зависимости от ориентации вектора магнитного поля по отношению к наблюдателю. Если вектор поля ориентирован перпендикулярно к лучу зрения, то наблюдатель видит линейно поляризованную π -компоненту, вектор поляризации которой ориентирован параллельно вектору поля, и две линейно поляризованные σ -компоненты с ориентацией поляризации перпендикулярно вектору поля. Если же вектор магнитного поля ориентирован параллельно лучу зрения, то наблюдатель видит только две σ -компоненты с круговыми поляризациями противоположных направлений. В общем случае наблюдатель видит все компоненты в промежуточных состояниях их поляризации. Таким образом, выделяя с помощью поляризационных анализаторов доли линейно поляризованного света в π -/ σ -компонентах и круговой поляризации σ -компонент, можно восстанавливать амплитуду и ориентацию в пространстве полного вектора магнитного поля. На этой идейной основе работают все существующие спектрополяриметры, предназначенные для зеемановских измерений звездных магнитных полей.

Несмотря на идейную общность, существующие конструкции поляризационных анализаторов, с которыми работают современные спектрографы мира, демонстрируют такое разнообразие, что их полный обзор выходит за рамки настоящей диссертации. Вместо этого ниже приводятся сведения о конструкциях и принципах функционирования спектрополяриметров, с которыми автор работал непосредственно в своей практике.

И еще одно замечание. Кроме вышеупомянутых существует множество поляриметров, как правило, низкого спектрального разрешения либо работающих в широких спектральных полосах с использованием фильтров различных фотометрических систем (фотополяриметры). Эти приборы позволяют измерять очень сильные магнитные поля по уровням наличия поляризации в континуумах спектров белых карликов и катаклизмических систем, имеющих предельно высокие значения напряженности магнитных полей (см., например, Kemp et al., 1970). В рамках настоящей диссертации такие исследования не проводились, поэтому здесь также не рассматриваются.

1.4.1. Водородный магнитометр-поляриметр

К настоящему моменту этот инструмент устарел и не эксплуатируется в магнитометрических исследованиях САО РАН. Между тем в свое время это был весьма заметный на международном уровне поляриметр, с помощью которого в период с начала 1980-х и почти до конца 1990-х годов в САО выполнялись основные магнитометрические исследования конвективно-спокойных звезд Главной последовательности и белых карликов. Довольно активным пользователем был и автор этой диссертации, поэтому было бы несправедливо не упомянуть об этом заслуженном инструменте, который был разработан и создан В.Г. Штолем (Штоль, 1984; Штоль и др., 1985).

Водородный магнитометр-поляриметр был создан на базе стандартного спектрографа низкого спектрального разрешения UAGS (Universal Astronomical Grating Spectrograph, Carl Zeiss Jena). Из-за отсутствия в то время панорамных детекторов, позволяющих в электронном виде получать и анализировать изображения спектров звезд, в приборе был использован

одноканальный фотоэлектрический умножитель, работающий в режиме счета фотонов. В качестве поляризационной приставки был применен активный, управляемый переменным током, фазосмещающий кристалл КДП в комплексе со стандартной поляризационной оптикой, пространственно разделяющий свет на обыкновенный и необыкновенный лучи. Возможность управления током фазосмещающего элемента с частотой от 50 Гц и выше позволяет анализировать поляризацию звезд на частотах, выше флуктуаций характерных частот земной атмосферы, что обеспечивало поляриметру высочайшую по тем временам точность поляризационных измерений. Недостатком инструмента являлась его одноканальность что, в свою очередь, определило выбор крыльев уширенных эффектом Штарка профилей водородных линий для анализа их поляризационных свойств. Анализ поляризации проводился в профилях водородных линий ($H\beta$ и $H\gamma$), что и определило название инструмента. Детально водородный магнитометр-поляриметр описан в работе Штоль и др. (1985).

1.4.2. Основной Звездный Спектрограф БТА, спектрополяриметры СП-124 и UAGS PF БТА

Основной Звездный Спектрограф БТА (ОЗСП БТА) и спектрополяриметр СП-124 в конце 1990-х и начале 2000-х гг. были взаимодополняющими друг друга спектрографами высокого/умеренного (ОЗСП БТА) и низкого (СП-124) спектральных разрешений. Они стационарно размещены в фокусах Нэсмита БТА. Наличие диагональных отражений в этих фокусах затрудняет измерения линейно-поляризованного света, но круговая поляризация и связанные с ней магнитометрические наблюдения продольных полей звезд вполне могут проводиться с необходимой эффективностью. С помощью этих двух инструментов автором настоящей работы выполнено более трети магнитометрических наблюдений белых карликов и других звезд.

ОЗСП БТА представляет собой классический спектрограф-спектрополяриметр, работающий в режимах умеренного и высокого спектральных разрешений. Установлен стационарно на втором балконе фокуса Нэсмита (Нэсмита-2: Васильев и др., 1977; Panchuk et al., 2014). Инструмент является старейшим, до сих пор активно используемым в наблюдениях на БТА средством спектроскопических исследований САО РАН. В настоящее время спектрограф работает в сочетании с анализатором круговой поляризации для зеемановских измерений магнитных полей звезд (см. Kudryavtsev et al., 2006). В магнитометрических исследованиях возможны наблюдения звезд до 13^m с одновременной регистрацией участков спектра ширинами 500–1500 Å и спектральными разрешениями $\lambda/\Delta\lambda = 15000 - 5000$. Такое спектральное разрешение позволяет частично разрешить узкий доплеровский профиль спектральной линии H α , точность измерения магнитоиндуцированной поляризации в котором в несколько раз превышает точность измерения этой поляризации в штарковских крыльях водородных линий спектров белых карликов. Это обстоятельство мотивировало нас использовать ОЗСП в магнитометрических наблюдениях ярких белых карликов.

СП-124 представляет собой классический длиннощелевой спектрограф низкого спектрального разрешения, установленный в первом балконе фокуса Нэсмита БТА (Планетный Спектрограф, СП-124, фокус Нэсмита-1: Gusev et al., 1976). Во второй половине 1990-х годов инструмент был оснащен ПЗС-матрицей “Photometrics” размерностью 1024 × 1024 пикселя с пиковой квантовой эффективностью 75% в области длин волн $\lambda 6000$ Å и поляриметрическом анализатором (Buchkov et al., 2000). Спектральная дисперсия 2.3 Å/элемент обеспечивала разрешение около 6 Å, что недостаточно для изучения центрального доплеровского профиля линии H α .

Однако из-за значительного малой по сравнению с ОЗСП дисперсии и в несколько раз более широкого одновременно регистрируемого спектрального диапазона с этим прибором мы смогли с достаточной эффективностью изучить поляризацию в штарковских профилях линий $H\alpha$ и $H\beta$ одновременно и с более высоким отношением сигнал/шум.

В программах исследований магнетизма вырожденных звезд спектрограф СП-124 дополнял ОЗСП БТА в наблюдениях слабых объектов с $m_v > 13^m$, недоступных для ОЗСП. Потеря точности магнитометрических исследований с низким спектральным разрешением СП-124 частично компенсировались измерениями одновременно в нескольких спектральных линиях. В настоящее время в силу морального устаревания и низкой световой эффективности прибор демонтирован. Между тем для ряда спектроскопических и поляриметрических задач, которые велись на 6-м телескопе в 1990-х годах и в начале 2000-х, это был вполне востребованный инструмент.

UAGS PF БТА. В период с 2002 по 2005 гг. программные наблюдения конвективно-спокойных звезд проводились автором с использованием спектрографа-поляриметра, построенного на базе стандартного спектрографа UAGS PF БТА низкого спектрального разрешения ($R \sim 2000$). Инструмент и техника наблюдений подробно описаны в работе Naidenov et al. (2002), в которой автор принимал непосредственное участие при создании поляризационной моды спектрографа. Подобно СП-124, спектрополяриметр представляет собой стандартный длиннощелевой спектрограф, снабженный поворотной четвертьволновой пластиной и светоделительным анализатором (см. Naidenov et al., 2002). В отличие от ОЗСП и СП-124, UAGS PF БТА адаптирован для проведения наблюдений в первичном фокусе 6-м телескопа. Это обеспечивало ему существенный выигрыш в световой эффективности за

счет отсутствия в оптическом пути нескольких зеркал, перенаправляющих свет в фокусы Нэсмита.

1.4.3. Спектрополяриметры FORS-I VLT, ISIS WHT

FORS1 VLT. С начала 2000-х программные наблюдения конвективно-спокойных звезд проводились автором в том числе с использованием инструмента FORS Южной европейской обсерватории (ESO, European Southern Observatory). FORS1 представляет собой первую версию FORS – оптического редуктора видимого и ближнего УФ-диапазона, а также спектрографа с низкой дисперсией, работающего с одним из четырех 8-м телескопов обсерватории. С этим инструментом в связке с UAGS PF BTA осуществлена значительная и наиболее успешная часть наблюдений конвективно-спокойных звезд – белых карликов, о которых идет речь в настоящей диссертации. В 2009 году FORS1 был демонтирован. К настоящему времени магнитометрические наблюдения вырожденных звезд проводятся на FORS2.

FORS адаптирован для работы в области длин волн от 3300 до 11000 Å и обеспечивает масштаб изображения 0.25"/элемент в стандартном режиме считывания стандартного ПЗС-приемника с размером элемента 15 мкм (биннинг 2x2). FORS2 (до него FORS1) устанавливается на один из 8- м телескопов (Antu) и оснащен мозаикой из двух ПЗС MIT 2k x 4k (размер элемента 15 мкм), оптимизированной для красного диапазона с низким уровнем интерференции в кристалле. В настоящее время FORS2 имеет несколько различных режимов, включая многообъектную спектроскопию со сменными масками, спектроскопический режим “длинная щель” с максимальным разрешением R 2600, режимы прямых изображений, спектрополяриметрии и т.д. В деталях об инструменте можно узнать из работы Appenzeller et al.. (1998).

ISIS WHT (Intermediate dispersion Spectrograph and Imaging System) представляет собой спектрограф умеренного спектрального разрешения, оснащенный поляризметрической оптикой, установленной в фокусе Кассегрена 4.2-м телескопа “Уильям Гершель” (WHT—William Herschel Telescope) на острове Ла Пальма. Использование дихроичного фильтра позволяет одновременно наблюдать в двух плечах: в синем и красном диапазонах длин волн (“синее” и “красное” плечи). В наших спектрополяризметрических наблюдениях мы использовали призму, обеспечивающую дисперсию 0.45 \AA на элемент и спектральное разрешение $R 2200$ в “голубом” плече, и призму с дисперсией 0.26 \AA на элемент, обеспечивающую разрешающую способность $R 7400$ в “красном” плече (ширина щели 100). В режимах наблюдений спектров белых карликов призмы устанавливаются таким образом, чтобы покрывать куски спектральных диапазонов с бальмеровскими профилями водородных линий $3700\text{-}5200 \text{ \AA}$ и $6100\text{-}6850 \text{ \AA}$. Более подробно об инструменте и технике магнитометрических наблюдений белых карликов с ним см. в работе Landstreet et al. (2016).

1.4.4. Эшелле-спектрополяризметры высокого спектрального разрешения BOESP и ESPaDOnS

Наконец, заметная часть магнитометрических наблюдений конвективно-спокойных звезд проводилась автором в соавторстве на спектрографах высокого спектрального разрешения BOESP (Bohyunsan Observatory Echelle Spectrograph-Polarimeter, Bohyunsan Optical Observatory, rep. Korea) и ESPaDOnS (Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars at CFHT, Hawaii, Canada, France). Полное описание спектрографа BOESP, в создании поляризационной моды которого автор настоящей диссертации принимал персональное участие в качестве консультанта, также техника

обработки данных наблюдений с этим инструментом представлены в работах Kim et al. (2005; 2007), Kang et al. (2005). Описание спектрографа ESPaDOnS приведено в работе Donati (2003). Оба инструмента конструктивно схожи и представляют собой современные версии классических оптоволоконных эшелле-спектрографов высоких спектральных разрешений (R 35000-65000), работающих в поляризованном режиме в диапазоне длин волн от 3800 до 10000 Å. Принцип измерения круговой и линейно поляризаций на этих приборах аналогичен всем вышеупомянутым инструментам и здесь подробно не рассматривается. В деталях он представлен в работе Kim et al.. (2007).

Глава 2

Спектрополяриметрические исследования конвективно-спокойных звезд

Глава представляет реализацию программы спектрополяриметрических исследований конвективно-спокойных звезд, основанных на публикациях автора 2, 3, 4, 5, 6, 9, 10, 13, 14, 16, 17, 19, 20, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 30, 31.

В этой главе описываются и приводятся результаты спектрополяриметрических наблюдений списка конвективно-спокойных звезд Главной последовательности, белых карликов и горячих субкарликов. Основной объем наблюдений относится к белым карликам. В главе представлены результаты измерений и анализ их продольных, и поверхностных магнитных полей. Работа выполнялась автором с соавторами с использованием 6-м телескопа БГА и других телескопов в период с 1996 по 2017 годов. Наблюдения проводились в режиме многолетнего спектрополяриметрического мониторинга звезд списка с целью измерения величин их поверхностных магнитных полей с точностями от нескольких Гаусс (у звезд Главной последовательности) до нескольких килогаусс (у субкарликов и белых карликов). Целями наблюдений были:

1. Расширение популяции известных изолированных МБК с поверхностными магнитными полями слабее одного мегагаусса (напомним, что на момент начала программы, вошедшей в настоящую диссертацию, таких звезд было детектировано всего две, и не было ни одной с детально исследованным временным поведением поля).
2. Определение периодов вращения этих звезд по мониторингу вращательно-модулированной переменности их наблюдаемых магнитных полей. Величины напряженности поверхностных

магнитных полей звезд и периоды их вращения представляют собой ценнейший материал для уточнения и развития теории эволюции звезд промежуточных масс.

2.1. Наблюдения

В этой части описаны и представлены результаты магнитометрических наблюдений конвективно-спокойных звезд программы отдельно для каждого из приведенных выше методов наблюдений. Измерения продольных/эффективных (B_e) и поверхностных (B_s) магнитных полей программных звезд сведены в один общий список, представленный со всеми необходимыми объяснениями в Приложении 1 в конце настоящей диссертации. В приложении первая колонка (Объект) содержит название звезды; вторая – юлианская дата (JD) середины экспозиции; третья – время экспозиции; четвертая и пятая колонки – оценку B_e и ассоциированную с ней неточность $\sigma(B_e)$; шестая и седьмая колонки – аналогично двум предыдущим колонкам значения B_s и $\sigma(B_s)$; восьмая, девятая и десятая колонки содержат обозначение спектрального класса объекта, оценку звездной величины в фильтре V и наименование наблюдательного метода в соответствии с аббревиатурами, приведенными выше. Список содержит 257 оценок продольных полей и 47 оценок поверхностных полей 37 белых карликов, двух SdO-горячих субкарликов и девяти звезд Главной последовательности. Всего 48 звезд. Рассмотрим эти наблюдения чуть более подробно в контексте методов наблюдений.

2.1.1. Наблюдения с водородным магнитометром-поляриметром

Главным и до сих пор непревзойденным достоинством водородного магнитометра (ВМ) по сравнению со всеми другими существующими в САО РАН магнитометрами является принцип его работы, основанный на электрической модуляции фазового сдвига кристаллом KDP между обыкновенным и необыкновенным лучами, расщепленными поляризационным делителем (Штоль и др., 1985). Возможность управления током фазосмещающего элемента с частотой выше 50 Гц позволяет анализировать поляризацию звезд на частотах выше характерных частот флуктуаций земной атмосферы, что обеспечивает поляриметру высочайшую надежность поляризационных измерений, свободных от систематических ошибок, вносимых земной атмосферой. В конце 1980-х – 1990-е годы это обстоятельство определило выбор ВМ в качестве основного инструмента для исследования магнитных свойств БК.

К сожалению, огромный недостаток, связанный с одноканальностью ВМ, впоследствии перевесил его достоинства. В результате дальнейшие наблюдения БК проводились с использованием спектрополяриметров, оснащенных ПЗС-приемниками разных классов. Тем не менее в этой работе использована часть тех наблюдений БК, которые в середине и конце 1990-х еще проводились на ВМ, и затем наблюдения этих БК были продолжены на других магнетометрах. Результаты наблюдений представлены в Приложении 1 в конце текста диссертации вместе с результатами наблюдений на других спектрополяриметрах. Методика наблюдений БК с ВМ, обработка и анализ данных представлены в работах Штоль и др. (1985), Fabrika et al. (1997a, b), Valyavin et al. (2003).

В Приложении 1 результаты наблюдений с водородным магнитометром обозначены в последней колонке аббревиатурой инструмента ВМ.

Представлены оценки B_e и $\sigma(B_e)$ – финального результата измерений эффективного магнитного поля (его продольной компоненты в проекции на луч зрения) и ассоциированная с ним ошибка измерений. Как можно видеть, в сравнении с результатами наблюдений тех же белых карликов на других инструментах по современным меркам результат обладает значительной погрешностью, что обусловлено устаревшими магнитометрическими технологиями 1990-х. Тем не менее эти, уже исторические, данные являются весьма полезными в совокупности с новыми данными по этим же звездам, полученными с применением более совершенных наблюдательных технологий десятью годами позже.

2.1.2. Наблюдения с ОЗСП, СП-124, UAGS PF БТА, FORS, ISIS, POLIMA

Несмотря на высокие характеристики стабильности магнитометрических измерений магнитных полей звезд, дальнейшие исследования требовали повышения точности этих измерений. В этой связи последующие наблюдения белых карликов и горячих субкарликов (Fabrika, Valyavin, 1999a; Fabrika et al., 2000; Fabrika et al., 2003; Valyavin et al., 2003; 2005a; 2005c; 2006a; 2006b; 2008) были перенесены на другие инструменты. В период с 1998 по 2005 гг. исследования проводились с помощью спектрографов ОЗСП, СП-124, UAGS PF БТА и FORS-I. Также наблюдения кратковременно проводились на спектрополяриметре POLIMA обсерватории Сан Педро Мартин Института астрономии Национального университета Мексики (Hiriart et al., 2011). К сожалению, небольшие телескопы обсерватории не позволили полноценно проводить исследования на этом инструменте, хотя единичные наблюдения методического характера были проведены (Ramírez Vélez et al., 2014; Valyavin et al., 2017). Позже, в 2010-х годах, в совместных исследованиях магнетизма белых карликов с группой Ландстрита (Landstreet et al., 2012; 2015; 2016; 2017; Vagnuolo et al., 2018;

Landstreet et al., 2018) были также использованы обновленный спектрополяриметр FORS-II, спектрополяриметр ISIS и эшелле-спектрограф-поляриметр ESPaDOnS (описание специфики наблюдений с этим инструментом см. ниже).

В основном исследования проводились в режиме измерения круговой (и в одном случае линейной) поляризации. Описание спектрографов и их поляризационных устройств дано выше. В качестве целей для наблюдений были выбраны несколько десятков самых ярких БК до 15^m , часть из которых наблюдали в том числе на BM, и два ярких субкарлика: 10^m (WD 1036+433, Sp=SdO) и 12^m (WD 0713+584, SdB). Для этих звезд было также решено провести глубокий мониторинговый обзор с пределами детектирования магнитных полей напряженностью от одного до нескольких килогаусс.

На всех приборах были использованы стандартные режимы спектрополяриметрических наблюдений круговой поляризации, основанные на измерении позиционного смещения наблюдаемой линии в профилях ее спектров с левой и правой круговой поляризацией, контролируемой наблюдениями стандартных звезд.

Для низкодисперсионных спектров, полученных на БГА, зеемановская сдвигка между компонентами правой и левой круговой поляризации проводилась на основе оценки автокорреляционной функции зеемановских спектральных признаков с использованием дискретного преобразования Фурье (Scargle, 1989). Подробности см. также в работах Valyavin et al. (2003; 2005a; 2005c; 2006a; 2006b; 2008).

В более поздних исследованиях 2010-х годов с использованием в том числе режима высокого спектрального разрешения на спектрографе ESPaDOnS для

измерений применялся модифицированный метод линейной регрессии (Landstreet et al., 2015). Метод основан на анализе форм и амплитуд круговой поляризации в профилях, используемых в измерениях спектральных линий. Этот метод зарекомендовал себя значительно более высокими результирующими точностями измерений. Недостатком же метода, по мнению автора настоящей диссертации, сложившегося из его собственного опыта, являются несколько заниженные оценки измерений в случае применения режимов с низким спектральным разрешением, в результате чего истинный профиль спектральной линии сильно искажен инструментальным. Между тем в поисковых задачах, ориентированных на детектирование новых магнитных звезд, эта проблема несущественна.

Измерения круговой поляризации в спектральных линиях позволяют получить продольную составляющую интегрального магнитного поля звезды в проекции на луч зрения B_e – продольное/эффективное магнитное поле. В наших исследованиях знак проекции поля определялся наблюдениями стандартных звезд с сильным продольным полем известного знака.

Непосредственные наблюдения эффекта Зеемана в линиях спектров звезд позволяют измерить модуль полного вектора магнитного поля (B_s – поверхностное магнитное поле). Полную картину интегрального магнитного поля звезды можно также восстановить, используя результаты дополнительных наблюдений линейной поляризации магнитного поля. Для большинства звезд программы (кроме белого карлика WD 1953-011) такие наблюдения не проводились. Поэтому в настоящей главе этот режим наблюдений не рассмотрен. Он, однако, детально рассмотрен в главе, касающейся картирования распределения магнитного поля по поверхности WD 1953-011.

Результаты магнитометрических измерений с соответствующими аббревиатурами используемых инструментов представлены в Приложении 1.

2.1.3. Наблюдения с BOESP и ESPaDOnS

Наконец, все магнитометрические наблюдения конвективно-спокойных звезд Главной последовательности проводились с эшелле-спектрографами высокого спектрального разрешения BOESP и ESPaDOnS. Главная специфика этих инструментов состоит в том, что высокое спектральное разрешение в совокупности с широким спектральным диапазоном позволяют в пределах проводить спектрополяриметрические наблюдения ярких звезд Главной последовательности с точностью от одного Гаусса для звезд солнечного типа до нескольких десятков Гаусс для звезд верхней части Главной последовательности. В Приложении 1 представлены результаты магнитометрических наблюдений девяти конвективно-спокойных звезд, которые проводилась автором в соавторстве на спектрографах BOESP и ESPaDOnS. Большая часть этих звезд, кроме χ Dra, наблюдалась в качестве стандартов для выполнения поиска слабых полей на звездах χ Dra (наблюдения с BOESP) и ярчайшего белого карлика 40 Eri B (наблюдения ESPaDOnS). Со спектрографом ESPaDOnS наблюдались также еще несколько ярчайших белых карликов. Редукция данных и измерения магнитных полей этих звезд с помощью ESPaDOnS проводились методом линейной регрессии (Landstreet et al., 2015, см. также ссылки там). Описание спектрографа BOESP и техника редукции данных наблюдений с этим инструментом представлены в работах Kang et al. (2005) Kim et al. (2005, 2007). Результаты магнитометрических измерений, выполненных с помощью BOESP и ESPaDOnS, также представлены в Приложении 1.

2.2 Результаты

Результаты измерений магнитных полей всех 48 программных звезд представлены в Приложении 1. В таблице 1 дано также короткое финальное резюме усредненных по рядам результатов наблюдений по всем звездам. В данном случае средние величины продольных магнитных полей получались как взвешенные по ошибкам наблюдений средние значения всех оценок B_e по каждой звезде. Звезды с позитивным детектированием магнитного поля выделены жирным шрифтом.

Подтверждение магнитной природы той или иной звезды осуществлялось либо по статистически значимой (по критерию “ 3σ ”) усредненной оценке результатов измерений, либо по анализу отдельных групп детектирования во временных рядах наблюдений той или иной звезды. Очень часто из-за собственного вращения звезды и несовпадения ориентации оси симметрии ее магнитосферы с осью вращения наблюдатель попеременно видит у этой звезды то положительные, то отрицательные значения проекции интегрального поля B_e на луч зрения. В сумме они могут дать близкие к нулевым значения, несмотря на факт наличия глобального магнитного поля с напряженностью, существенно превышающей предел детектирования. В частности, в таблице 1 таких объектов несколько. Белый карлик WD 0009+501 в процессе собственного вращения демонстрирует экстремальные - десятки и даже сотни килогаусс - поля разного знака (см. Приложение 1), но в сумме (см. таблицу 1) оценка незначима. То же самое мы видим в случае другого уверенного детектирования наличия 60-килогауссного поля у белого карлика WD 2047+372.

Эти два примера в совокупности с данными таблицы 1 иллюстрируют сложность поиска магнитных полей у белых карликов, собственные периоды

вращения которых оцениваются на характеристических временах от десятков минут до десятков часов. Только телескопы значительных апертур, разрешающих относительно короткие экспозиции, способны обеспечить значимый результат. Рассмотрим все положительно детектированные объекты отдельно.

Таблица 1. Средние оценки измерений продольных магнитных полей конвективно-спокойных звезд

Объект	$\langle B_e \rangle$, кГс	$\sigma(\langle B_e \rangle)$, кГс	Объект	$\langle B_e \rangle$, кГс	$\sigma(\langle B_e \rangle)$, кГс
WD 0009+501	+3.3	1.3	WD 1647+591	+4.4	1.7
WD 0034-211	+35	13.0	WD 1733-544	+4.1	4.4
WD 0101+048	+0.5	2.2	WD 1756+827	+4.2	4.5
WD 0148+467	+6.7	3.4	WD 1826-045	-2.7	1.53
WD 0227+050	-2.6	3.3	WD 1952-206	+0.53	1.18
WD 0232+525	-11.4	16.0	WD 1953-011	-41.9	0.5
WD 0235+064	-1.7	5.0	WD 2032+248	-1.47	2.5
40 Eri B	+0.06	0.03	WD 2047+372	-0.3	0.19
WD 0501+527	+3.9	2.8	WD 2105-820	+9.9	0.5
WD 0509+168	+6.2	2.1	WD 2115-560	-0.5	0.7
WD 0532+414	+2.5	5.0	WD 2151-015	+0.16	0.68
WD 0627+299	+15.9	13.0	WD 2333-049	+5.1	5.60
WD 0644+375	+1.9	1.8	WD 2326+049	+0.15	2.4
WD 0713+584	+0.5	0.5	WD 2359-434	+2.7	0.17
WD 0727+482	-	-	WD 2341+322	+8.0	7.2
WD 0939+071	-3.2	4.5	HD 16605	-2.2	0.03
WD 0943+441	+26.1	19.3	HD 32633	-2.6	0.056
WD 1019+637	+8.3	7.5	HD 40312	+0.310	0.028
WD 1026+002	+5.8	15.2	HD 49299	-2.5	0.049
WD 1036+433	+6.1	1.6	HD 61421	+0.004	0.002
WD 1105-048	+4.4	1.45	HD 133652	+1.33	0.018
WD 1134+300	+2.6	1.9	HD 215441	+10.5	0.330
WD 1126+185	-3.2	10.5	HD 318107	+4.90	0.045
WD 1425-811	+0.49	1.4	χ Dra	-0.003	0.0003

WD 0009+501 (= GJ 1004) был впервые определен как белый карлик со слабым переменным магнитным полем в работе Schmidt, Smith (1994). Точные причина, характер и времена переменности не были установлены. В этой связи нами была начата программа мониторинга этой звезды (Fabrika et al., 2003; Valyavin et al., 2005a). Целью программы было выяснение геометрических свойств и природы магнитного поля WD 0009+501. Спектрополяриметрические наблюдения WD 0009+501 проводились автором в качестве руководителя программы в течение нескольких сезонов в конце 1990-х – первой половине 2000-х годов на временной базе четырех лет (см. Приложение 1) со спектрографами СП-125 (Fabrika et al., 2003) и UAGS (Valyavin et al., 2005a). В результате получено 97 независимых оценок продольного магнитного поля B_z .

Временной анализ данных наблюдений с использованием метода Лафлера-Кинмана (Lafler, Kinman, 1965) показал наличие значимого синусоидального сигнала, соответствующего примерно 8 часам ($P = 8 \text{ ч} \pm 5 \text{ мин}$). Периодограмма и соответствующее найденному периоду фазовое изменение продольного магнитного поля WD 0009+501 приведены на рис. 1, 2.

Сравнение (см. рис. 2) наших наблюдательных данных с данными Schmidt, Smith (1995) позволило нам сделать заключение о том, что конфигурация магнитосферы WD 0009+501 не меняется на шкале более десяти лет, а переменность наблюдаемой ее интегральной продольной компоненты вызвана вращением звезды. Нет признаков миграции каких-либо магнитных особенностей по поверхности звезды по типу солнечных пятен на звездах солнечного типа. Этот наблюдательный факт позволил нам сделать вывод о том, что в данном случае мы имеем дело с глобальной магнитосферой реликтового происхождения в соответствие с теорией реликтовых полей на белых карликах (Wendell et al., 1987). В главе 4 диссертации мы исследуем WD 0009+501 более глубоко на основе построения фазоразрешенных в

процессе вращения звезды спектров его круговой поляризации (*V-Stokes*) и спектров остаточных интенсивностей (*I-Stokes*). Эти спектры, полученные с высочайшим качеством, позволили нам впервые построить подробную карту распределения деталей магнитного поля белого карлика по его поверхности.

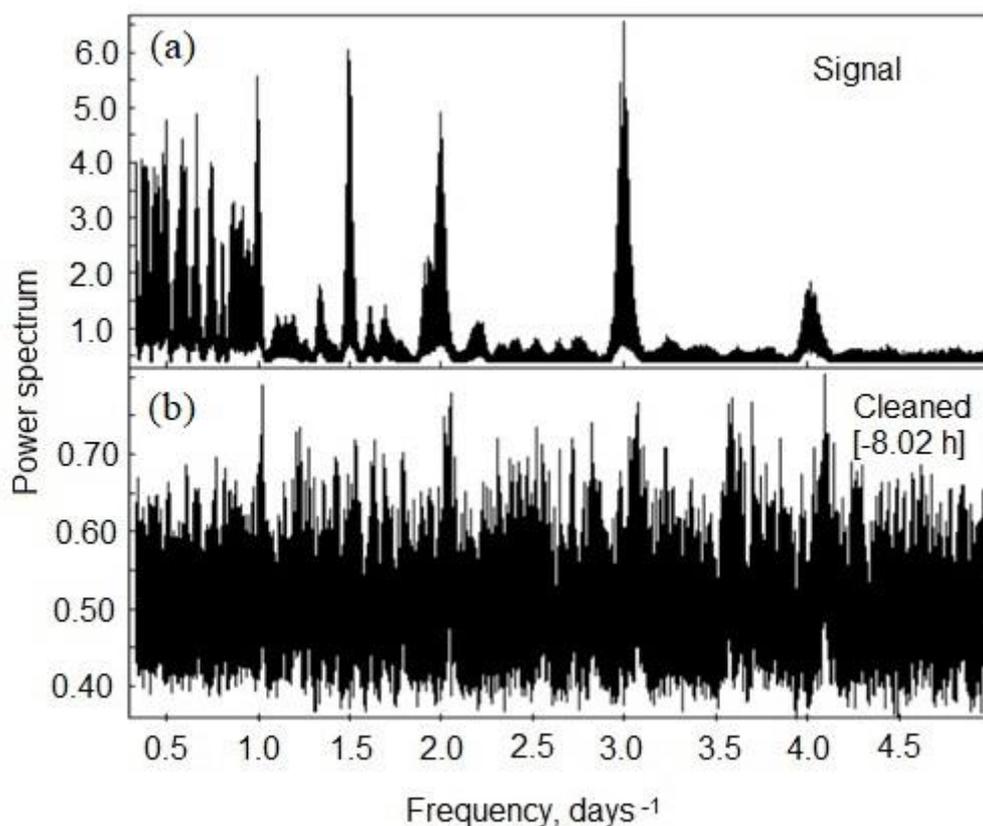


Рис. 1. Спектр мощности периодически меняющегося со временем магнитного поля WD 0009+501 (a) и очищенный спектр (b) для основного синусоидального сигнала $P \approx 8$ ч.

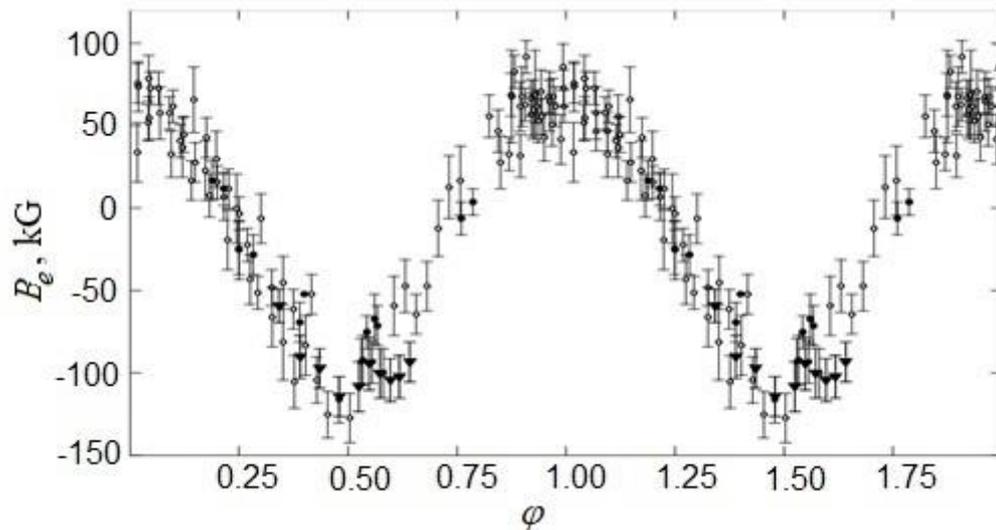


Рис. 2. Фазовое изменение продольного магнитного поля WD 0009+501 с 8-часовым периодом. Пустые кружки обозначают наблюдения, выполненные Валявиным и др. (Valyavin et al., 2005a). Закрашенные кружки — наблюдения Schmidt, Smith (1995). Треугольники – данные из Fabrika et al. (2003).

WD 1953-011 был впервые заподозрен как магнитный также в работе Schmidt, Smith (1995) на статистически незначимом уровне детектирования, равном 2.3σ ($B_e = -15.1 \pm 6.6$ кГс). В более позднем спектроскопическом исследовании этой звезды (Maxted et al., 2000) было установлено наличие локализованного “магнитного пятна” напряженностью около 500 кГс на ее поверхности. Причина, характер и временное поведение такой странной конфигурации не были определены. В этой связи нами была начата программа спектрополяриметрического и фотометрического мониторингов этой звезды (Valyavin et al., 2008; 2011; 2014). Так же, как и в случае с белым карликом WD 0009+501, целью программы было выяснение геометрических свойств и природы магнитного поля WD 1953-011.

Сектрополяриметрические наблюдения WD 1953-011 проводились в течение семи наблюдательных ночей на разных телескопах (VLT ESO и БТА)

и с разными инструментами на временной базе более трех лет в период с июня 1999 по август 2002 гг. (см. также Приложение 1) со спектрографами СП-124 (Fabrika et al., 2003), UAGS (Valyavin et al., 2005a) и FORS-I (Valyavin et al., 2008). В результате получено 16 независимых оценок продольного магнитного поля B_e по измерениям в ядре водородной линии $H\alpha$. Однако, в отличие от всех остальных звезд, представленных в Приложении 1, процедура измерения магнитного поля этого объекта качественно отличается от стандартных измерений, описанных в данной главе. Детально процедура измерения многокомпонентного магнитного поля описана в главе 4, здесь же приведем краткое качественное разъяснение.

Как оказалось, в отличие от всех других магнитных белых карликов, с которыми автор имел дело в своей практике, поляризационный спектр WD 1953-011 демонстрирует двухкомпонентную структуру круговой поляризации разных знаков: в ядре водородной линии $H\alpha$ и в крыльях ее штарковского профиля (Valyavin et al., 2008). Это же явление демонстрирует и обычный спектр WD 1953-011 в единицах остаточных интенсивностей профиля линии $H\alpha$ (Maxted et al., 2000; Valyavin et al., 2008).

На рис. 3 представлены все имеющиеся в распоряжении автора диссертации спектры этого профиля. Одна часть из них получена автором в соавторстве на спектрографах UAGS и FORS-I. Другая часть обычных (неполяризованных) спектров, полученных на англо-австралийском 4-м телескопе AAT, была любезно предоставлена авторами работы Maxted et al. (2000). Спектры умеренно высокого спектрального разрешения с AAT свернуты с подобранным инструментальным профилем для приведения их к спектральному разрешению UAGS и FORS-I.

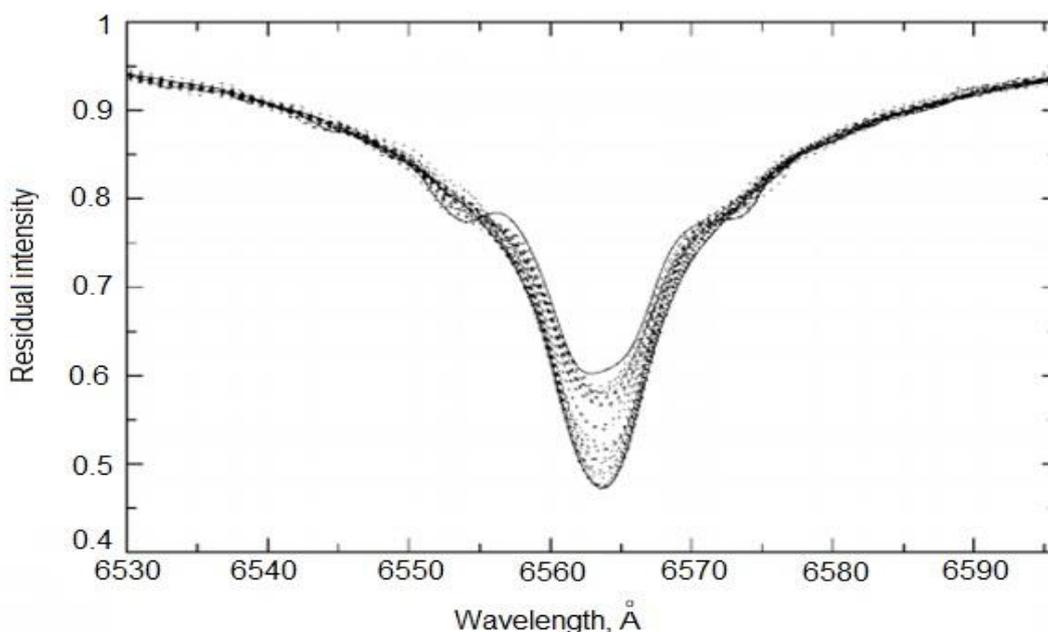


Рис. 3. H α -профили, полученные на VLT, AAT и BTA. Спектры высокого спектрального разрешения, полученные с AAT (Maxted et al., 2000), свернуты до спектрального разрешения FORS-I и UAGS. Сплошными линиями показаны профили в двух крайних фазах вращения, при которых сильномагнитная компонента видна наиболее отчетливо (профиль с наименьшей глубиной), и те, в которых она отсутствует (самый глубокий профиль).

Как можно видеть на рис. 3, профиль линии H α демонстрирует сильную переменность в ядре и в крыльях. Переменные особенности в крыльях профиля (Maxted et al., 2000) являются следствием наличия магнитного пятна напряженностью 500 кГс и собственным вращением звезды. Исследование физической природы такого странного локализованного сильномагнитного образования, а также реконструкция полной морфологии магнитосферы WD 1953-011 стали предметом нашего многолетнего исследования этой звезды.

Вследствие сложной структуры зеемановского профиля линии H α спектра WD 1953-011 для измерений нами была разработана техника декомпозиции

поляризационных спектров. Сама техника и полный анализ наблюдаемых данных подробно описаны в четвертой главе настоящей диссертации. Здесь же ограничимся демонстрацией переменного глобального поля B_e , обнаруженного в анализе зеемановской круговой поляризации ядра исследуемой линии $H\alpha$. Результаты измерений см. в Приложении 1.

Видно, что продольное магнитное поле, измеренное по поляризационной зеемановской структуре ядра линии $H\alpha$, так же, как и у WD 0009+501, демонстрирует значимую переменность. Временной анализ данных эквивалентных ширин ядра профиля $H\alpha$ с использованием всех имеющихся спектральных и спектрополяриметрических данных наблюдений WD 1953-011 с применением метода Лафлера-Кинмана (Lafler, Kinman, 1965) показал наличие значимого синусоидального сигнала, соответствующего периоду примерно 1.4479487 дня. Периодограмма и соответствующее найденному периоду фазовое изменение продольного магнитного поля WD 1953-011, связанного со слабомагнитной компонентой, интегрированной по всей поверхности белого карлика, приведены на рис. 4, 5. Сильномагнитная локализованная компонента общего поля звезды рассмотрена в главе 4.

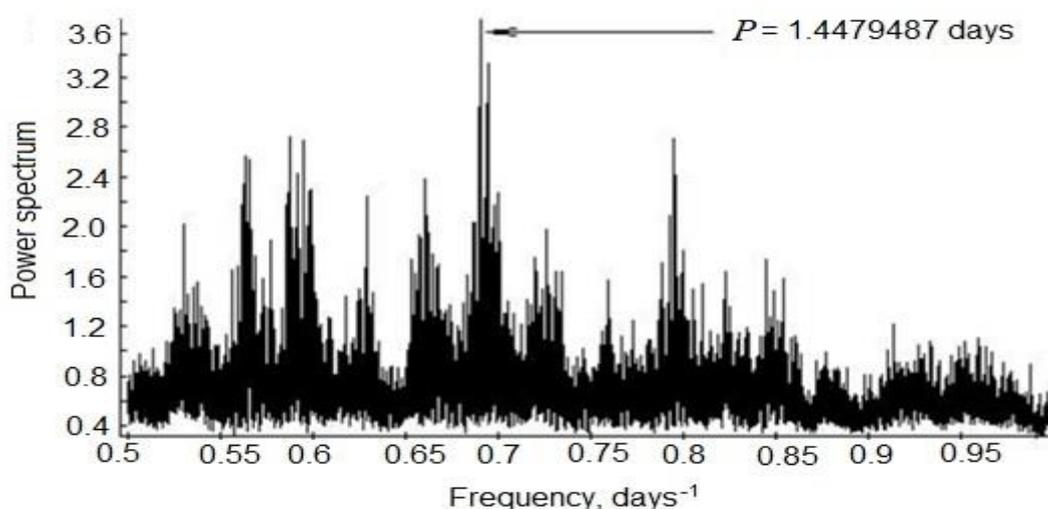


Рис. 4. Спектр мощности периодически меняющейся со временем эквивалентной ширины линии $H\alpha$ WD 1953-011.

Наши трехлетние наблюдения WD 1953-011 в сравнении со спектральными наблюдениями этой звезды Макстедом и др. (Maxted et al., 2000) двумя годами ранее позволили нам сделать заключение о том, что конфигурация слабомагнитной компоненты магнитосферы WD 1953-011 не меняется существенно на шкале десятков лет. Переменность её наблюдаемой интегральной продольной компоненты вызвана вращением звезды. Этот наблюдательный факт привел нас к выводу о том, что в данном случае, подобно WD 0009+501, мы также имеем дело с глобальной магнитосферой реликтового происхождения в соответствии с теорией реликтовых полей на белых карликах (Wendell et al., 1987). В главе 4 диссертации описаны все технические детали по декомпозиции сложной структуры магнитосферы WD 1953-011. С привлечением результатов наблюдений линейной поляризации, а также результатов фотометрических наблюдений WD 1953-011 все это позволило впервые воссоздать и совместно исследовать карту распределения магнитного поля и температуры по поверхности данной звезды (глава 4).

WD 2105–820 (= GJ 820.1) – белый карлик спектрального класса DA6 с эффективной температурой $T_{\text{eff}} = 10\,800$ К. Эта звезда ранее была отмечена (Koester et al., 1998) как потенциально магнитная на основании присутствия в ее спектре аномально избыточного уширения (и, возможно, зеемановского расщепления) ядра профиля линии H α . Однако авторы оговариваются, что наблюдаемое расширение вместо этого может быть связано с быстрым вращением WD 2105–820 с проекционной скоростью $v \sin i = 65$ км с⁻¹.

Для этой звезды нами были выполнены (Landstreet et al., 2012) пять независимых измерений ее продольного магнитного поля B_e с типичной стандартной ошибкой около одного килогаусса. Эти измерения, в отличие

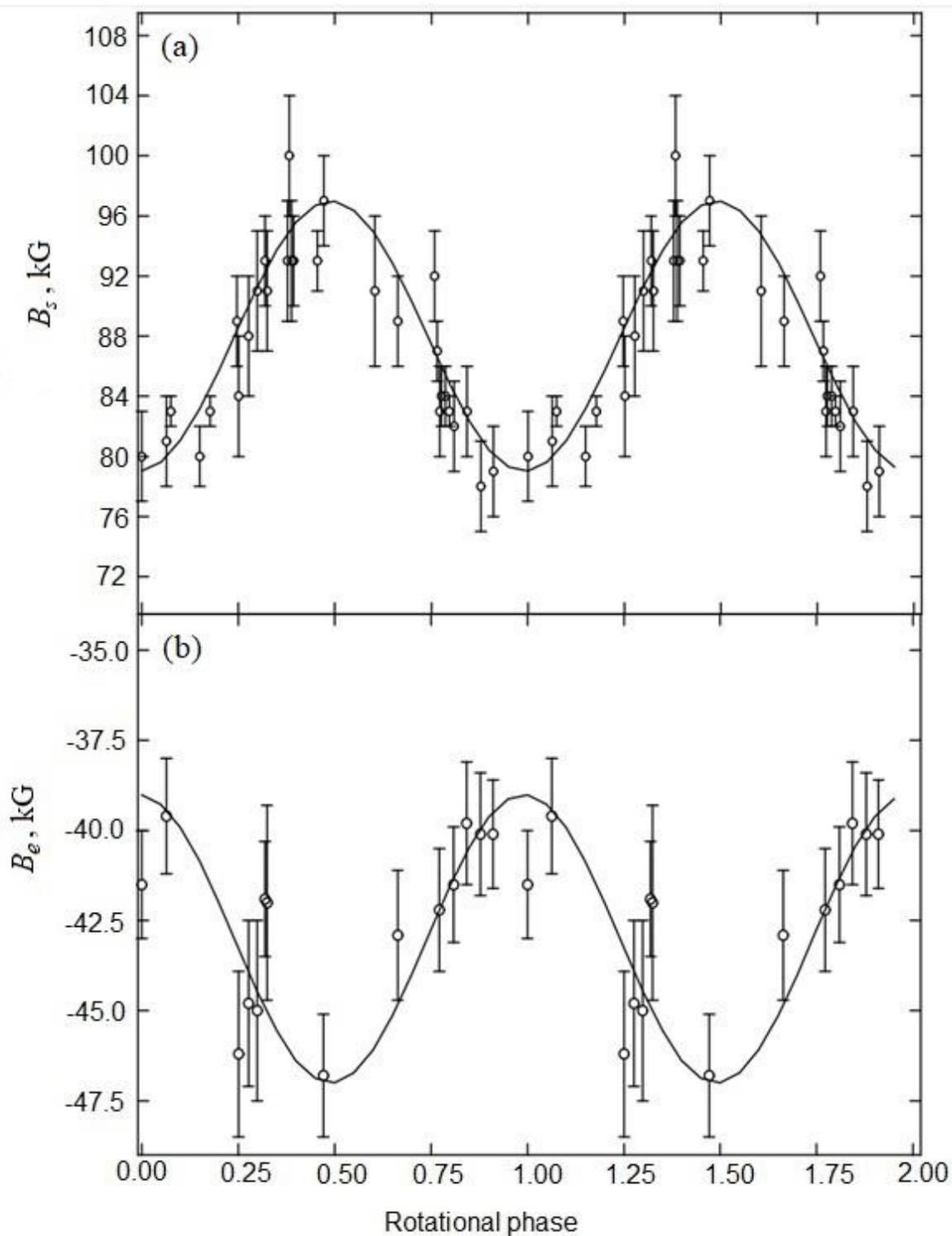


Рис. 5. Фазовое изменение поверхностного (панель (а), см. также главу 4) и продольного (панель (б)) магнитного поля WD 1953-011, свернутого с периодом вращения звезды $P = 1.45$ дня.

от измерений, проведенных для вышеупомянутых двух звезд, не обнаруживают какой-либо статистически значимой переменности на базе одного месяца наблюдений. Между тем усредненное по всем измерениям значение $\langle B_e \rangle = +9.9 \pm 0.5$ кГс позволяет нам сделать однозначное заключение о магнитной природе объекта. Значимость отдельных обнаружений $|B_e|/\sigma(B_e)$ колеблется примерно от 5 до более чем 10 значений $\sigma(B_e)$. Даже с учетом возможных случайных выбросов среди полевых измерений по тем или иным причинам (например, по погодным условиям) все детектирования безальтернативно значимы, в результате чего мы включаем белый карлик WD 2105–820 в списки магнитных со слабым для этого класса звезд глобальным магнитным полем реликтовой природы.

Отсутствие переменности продольного поля WD 2105–820, как у WD 0009+501 и WD 1953-011, объясняется соосной (или близкой к соосной) конфигурацией оси симметрии ее магнитосферы с осью вращения. В частности, принимая глобальную геометрию ее магнитного поля дипольной, с осью диполя соосной оси вращения и постоянной проекцией на луч зрения $B_e = 9.9$ кГс, модель наклонного ротатора (Stibbs, 1950) с углом наклона оси вращения к лучу зрения около 50° даст значение $B_s = 43$ кГс. Именно такую оценку поверхностного поля дают Koester et al. (1998), что дополнительно аргументирует глобальную (в данном случае дипольную) геометрию магнитосферы WD 2105–820 реликтовой природы Wendell et al., 1987).

WD 2047+372 и WD 2359-434 – открытые нами как магнитные (Landstreet et al., 2016; 2017) входят, как и WD 2105–820, в число самых слабомагнитных белых карликов, магнитные поля которых близки к порогу детектирования даже с лучшими поляриметрами самых больших телескопов мира. В

исследованиях магнитной природы этих двух звезд были использованы несколько поляриметров на телескопах VLT, Уильям Гершель, CFHT и БТА.

Измерения магнитных полей по поляризационным спектрам этих звезд проводились разными способами в зависимости от спектрального разрешения, с которым были получены их спектры. По спектрам высокого спектрального разрешения, полученным со спектрографами высокого разрешения ESPaDOnS (3.6-м CFHT) и ОЗСП БТА в области профиля линии $H\alpha$, среднее продольное поле удобно было оценивать путем прямого измерения расстояния между длинами волн центров тяжестей ядра $H\alpha$, видимого в право- и лево-поляризованном свете (Mathys, 1989, Donati et al., 1997). Для спектров с низким спектральным разрешением использовалась модифицированная методика линейной регрессии (Landstreet et al., 2015). У обеих звезд было обнаружено присутствие слабых поверхностных магнитных полей. В режиме высокого спектрального разрешения ядро профиля спектральной линии $H\alpha$ демонстрирует наличие зеемановского расщепления (см. рис. 6).

Результаты измерений эффективных и поверхностных магнитных полей WD 2047+372 и WD 2359-434 также см. в Приложении 1. Для каждой из звезд измерения обнаруживают переменность эффективного поля, связанную с вращением звезд. Для звезды WD 2047+372 период вращения $P = 0.24317$ дня по нашим данным обнаружен впервые. Магнитная переменность WD 2359-434 соответствует периоду вращения 0.112292 дня.

Соответствующие найденным периодам фазовые изменения продольного магнитного поля WD 2047+372 и WD 2359-434 приведены на рис. 7. Данные измерений продольного и поверхностного полей этих звезд (см. Приложение 1) также позволили нам построить карты распределения деталей их магнитных полей по их поверхностям.

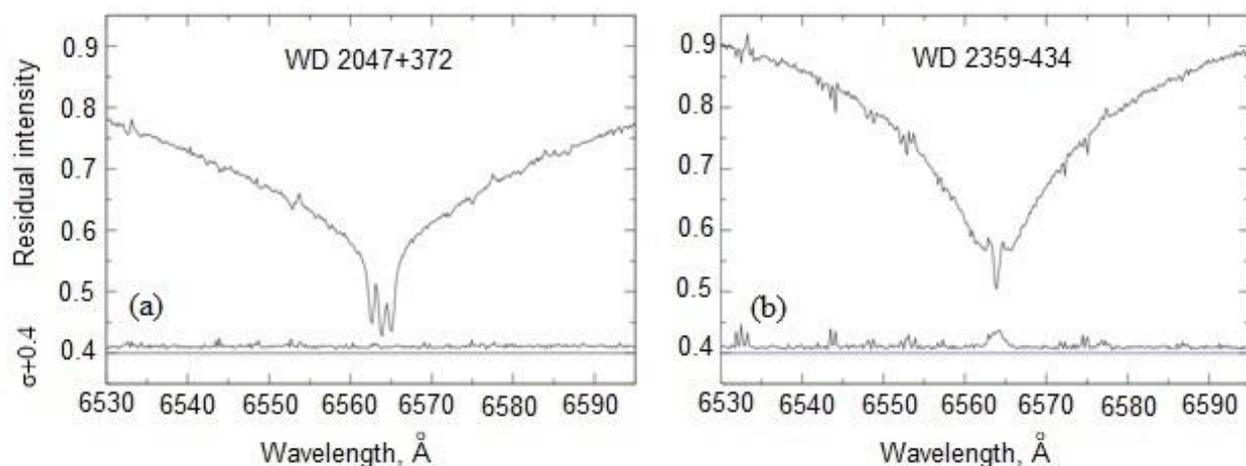


Рис. 6. H α -профили WD 2047+372 и WD 2359-434, полученные со спектрографом высокого спектрального разрешения ESPaDOnS (3.6-м CFHT).

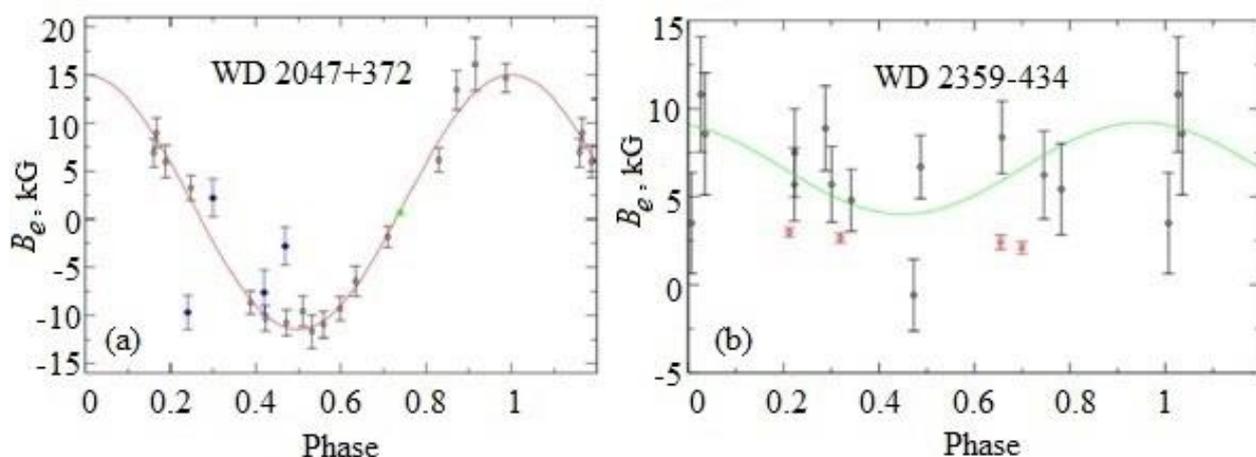


Рис. 7. Фазовые изменения продольных магнитных полей WD 2047+372 и WD 2359-434 с их вращением.

χ Dra A представляет собой классическую спектроскопическую двойную систему, впервые обнаруженную Кэмбеллом (Campbell, 1898 г.). С 1987 года система также известна как интерферометрическая двойная (Tomkin et al., 1987; Schoeller et al., 1998). Угловое расстояние между компонентами составляет 0.12 угловой секунды и период обращения $P = 280.55$ дня (Tomkin et al., 1987; Schoeller et al., 1998). Главный компонент χ Dra A звезда F7V 4-й

величины с проекционной скоростью вращения $v \sin i = 2.5 \text{ км с}^{-1}$ (Gray, 1984) и радиусом $1.2 R_{\odot}$ (Torres et al., 2010 г.). Вторичный компонент – это конвективная звезда К-типа на две величины слабее главной звезды (Tomkin et al., 1987).

В нашем исследовании (Monin et al., 2000; 2002) было высказано предположение, что главная компонента χ Dra A имеет слабое продольное поле от нескольких до трех десятков Гаусс. Такое предположение, наряду с двойственностью χ Dra, делает эту систему интересной для исследования путей образования и эволюции магнитных звезд в множественных звездных системах. Кроме того, поиск крупномасштабных медленно эволюционирующих во времени магнитных полей у звезд, близких к конвективно-активным звездам солнечного типа, интересен в контексте не так давно озвученной проблемы диагностики идеи о реликтовой природе сильных магнитных полей на магнитных белых карликах (МБК). Ранние исследования (Angel et al., 1981) показали, что МБК являются потомками магнитных Ap/Bp-звезд. Более поздние исследования, однако, показали (Liebert et al., 2003; Kawka, Vennes, 2004; Wickramasinghe, Ferrario, 2005), что предшественники не ограничены лишь этим классом звезд. В список предков МБК должны быть включены звезды вплоть до звезд солнечного типа поздних спектральных классов F и даже ранних G. Глобальные, не меняющиеся со временем магнитные поля у таких звезд до недавнего времени не наблюдались.

Руководствуясь этими идеями, мы провели дополнительные мониторинговые спектрополяриметрические наблюдения χ Dra с высоким спектральным разрешением с использованием инструментария Бохюнсанской оптической астрономической обсерватории (BOAO) Корейского института астрономии и космических исследований наук (KASI, Республика Корея).

Наблюдения χ Dra (Lee et al., 2018) проводились в течение 15 ночей с 2006 по 2008 гг. В наблюдениях применялся спектрополяриметр высокого спектрального разрешения BOES. Описание прибора см. выше и в работе Kim et al. (2007). Измерения магнитных полей по поляризационным спектрам χ Dra проводились с использованием метода прямого измерения расстояний между длинами волн центров тяжестей одноименных магнеточувствительных спектральных линий, видимых в право- и левополяризованном свете (Lee et al., 2018). Результаты измерений продольного поля B_e см. в Приложении 1. По спектрам звезды также проводились измерения лучевых скоростей и определялись элементы орбиты системы. Методика измерений и моделирования представлена в работах (Lee et al., 2018; Han et al., 2018).

Как можно видеть, продольное (эффективное) магнитное поле, измеренное по поляризационной зеемановской структуре ядер всех магнеточувствительных линий, значимо демонстрирует наличие переменного поля (рис. 8) с периодом $P = 23.29$ дня. Найденный период не меняется на шкале двух лет и в точности соответствует проекционному значению вращения звезды $v \sin i = 2.5 \text{ км с}^{-1}$ (Gray, 1984) и радиусу $1.2 R_{\odot}$ (Torres et al., 2010). Это аргументирует наличие глобальной, близкой к дипольной геометрии магнитосферы χ Dra (вероятно, реликтовой природы).

Белые карлики WD 1105-048, WD 1647+591 и горячий субкарлик WD 1036+433 представляют звезды списка, не показавшие наличия на их поверхностях глобальных магнитных полей. Однако в рядах магнитометрических измерений этих объектов нами были зарегистрированы единичные значимые оценки присутствия поля. Кратко остановимся на описании каждой из этих звезд.

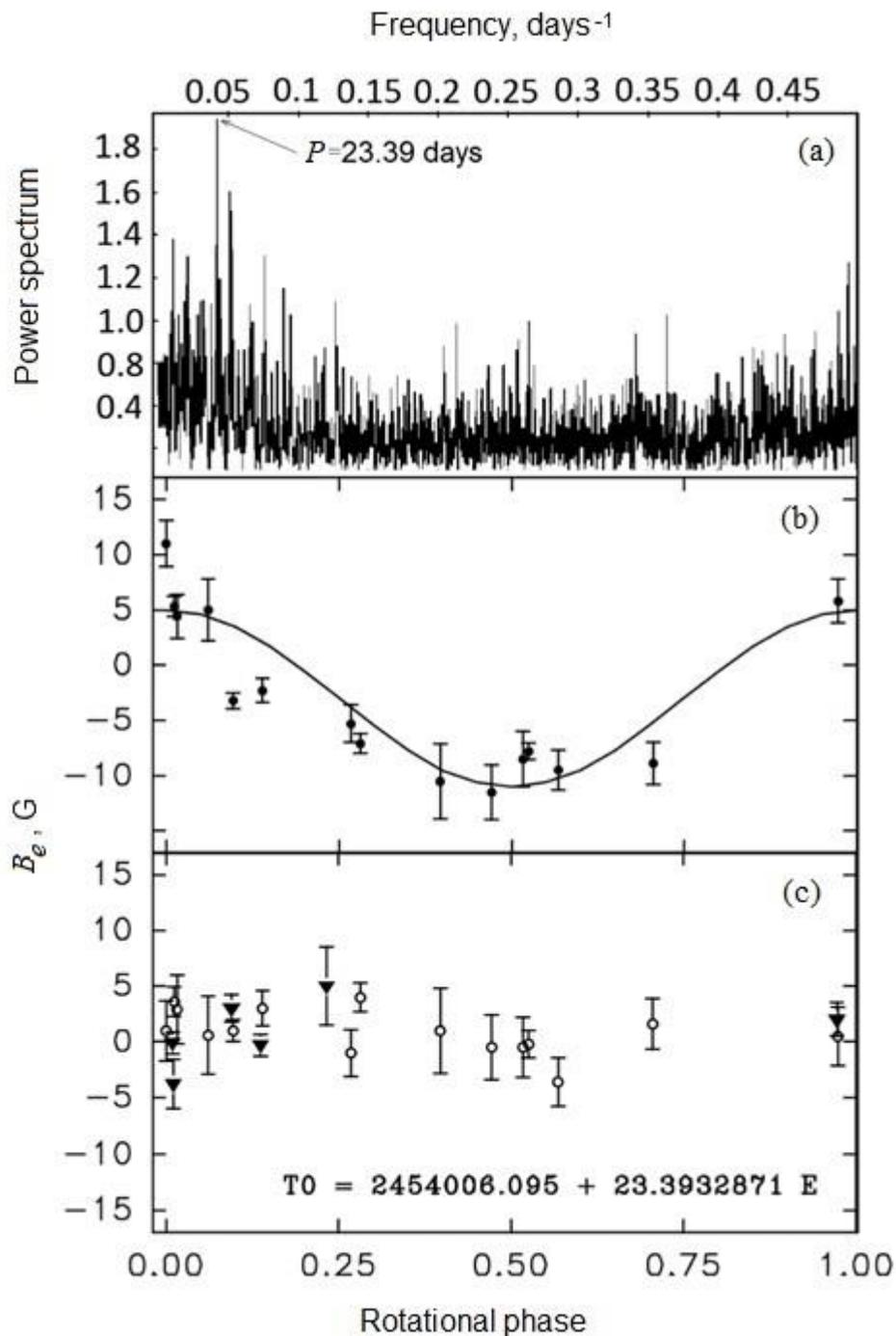


Рис. 8. Панель (а) – спектр мощности переменности продольного магнитного поля χ Dra А. Панель (b) – наблюдаемое фазовое изменение продольного поля B_e (закрашенные кружки) и наилучшее синусоидальное соответствие данным (сплошная линия). Панель (с) – контрольные результаты измерений “нулевого поля” по спектрополяриметрическим наблюдениям звезды Прокцион (темные треугольники) и теллурическим линиям в спектрах χ Dra А (светлые кружки).

WD 1105-048 – сравнительно хорошо изученный белый карлик спектрального класса DA3 WD (McCook, Sion, 1987), природа которого впервые обсуждалась в работе Aznar Cuadrado et al. (2004). В нашей работе (Valyavin et al., 2006a) продольное магнитное поле у этой звезды было обнаружено в одной из трех оценок (см. Приложение 1) на уровне 7-8 кГс. Впоследствии в обзоре Баньюло и Ландстрита (Bagnulo, Landstreet, 2018) присутствие магнитного поля у WD 1105-04 на уровне 2-4 кГс было также обнаружено, что позволило сделать заключение о магнитной природе звезды. Однако присутствие следов глобального, не меняющегося со временем поля пока не обнаружено. Здесь, скорее, следует рассуждать о спорадических, неустойчивых во времени полях, поскольку для таких слабых полей плотность их энергии становится меньше плотности кинетической энергии движения вещества в фотосфере белого карлика. В таких обстоятельствах регулярная структура поверхностного поля разрушается. Скорее всего, именно так обстоит дело с магнитным полем у WD 1105-04, и говорить об открытии у него регулярного магнитного поля пока преждевременно. Однако существование на поверхности этой звезды магнитной структуры с напряженностью от 1 до 10 кГс мы считаем установленным фактом.

WD 1647+591 – также хорошо изученный белый карлик из семейства пульсирующих ZZ Ceti. Его магнитная природа впервые обсуждалась в работе Шмидта и Грауэра (Schmidt, Grauer, 1997). В наблюдениях этих авторов было несколько единичных результатов со значимостью выше критерия 3σ . В наших наблюдениях объект показал один результат со средним значением поля на уровне 2.7σ . Тем не менее мы, так же, как и предыдущие авторы, не подтверждаем заподозренную магнитную природу объекта.

WD 1036+433 представляет в нашем обзоре горячий субкарлик спектрального класса SdO. Исследование его магнитной природы интересно в первую очередь тем, что горячие субкарлики представляют собой один из каналов эволюции звезд в белые карлики. В нашем обзоре из трех проведенных магнитометрических измерений (Приложение 1) и серии спектрометрических с высоким спектральным разрешением (Han et al., 2011), одно оказалось значимым, так что можно предположить наличие у звезды поверхностного магнитного поля величиной около 10 кГс. Между тем, поскольку другие подтверждающие измерения магнитного поля этого объекта не проводились, здесь мы констатируем только верхний предел его магнитного поля на уровне 10 кГс.

Другие звезды. В списке Приложения 1 присутствуют также единичные измерения восьми известных конвективно-спокойных магнитных звезд и одной (Процион) с нулевым полем. Их наблюдения проводились на спектрографах высокого спектрального разрешения BOESP и ESPaDOnS для технических целей основной программы поиска магнитных новых звезд. Магнитные свойства этих звезд давно и хорошо изучены. Здесь мы, тем не менее, приводим их в общем списке, поскольку любые астрофизические измерения уникальны и должны быть озвучены.

2.3. Выводы

Подведем основные итоги главы. Представлен наблюдательный материал по магнетизму 48 конвективно-спокойных звезд, полученный в ходе их многолетнего мониторинга. На основе этого материала впервые выполнен по пределам детектирования глубокий поиск слабомагнитных конвективно-спокойных звезд с регулярными крупномасштабными магнитными полями. Найдены и исследованы звезды с предельно слабыми крупномасштабными магнитными полями, которые демонстрируют стабильность на временах

годы-десятки лет. Все наблюдения опубликованы и могут быть использованы другими исследователями. Данные этих наблюдений могут быть использованы в теоретических исследованиях формирования конвективно-спокойных магнитных звезд с регулярными магнитными полями.

Выносимые на защиту положения 1,2 сформулированы на основе:

1. Наблюдательного материала по поиску предельно слабых регулярных крупномасштабных магнитных полей у 48 конвективно-спокойных звезд—белых карликов, горячих субкарликов и звезд Главной последовательности. В совокупности на временной шкале 20 лет получено 304 оценки магнитных полей программных звезд.
2. Результатов поиска новых конвективно-спокойных магнитных звезд с регулярными магнитными полями. У пяти белых карликов (WD 0009+501, WD 1953-011, WD 2047+372, WD 2105–820, WD 2359-434) обнаружено наличие стабильных на временах годы-десятки лет субмегагаусных магнитных полей полоидальных структур. У звезды Главной последовательности χ Dra A обнаружено наличие предельно слабого (~ 10 Гс) регулярного магнитного поля. У белого карлика WD 1105-048 обнаружено наличие на его поверхности магнитной структуры с напряженностью от 1 до 10 кГс неизвестной морфологии.

Глава 3

Фотометрические исследования магнитных белых карликов

Глава представляет реализацию программы фотометрических исследований конвективно-спокойных звезд, основанных на публикациях автора 1, 7, 8, 11, 12, 14, 16, 20.

В этой главе представлен наблюдательный материал по исследованию вращательно-модулированной фотометрической переменности магнитных белых карликов с целью детектирования у них магнитоиндуцированных температурных неоднородностей и периодов их вращений. Наблюдения проводились на шкале около 15 лет с использованием телескопов метрового класса САО РАН и других обсерваторий. В результате этих наблюдений найдены либо уточнены периоды вращений у нескольких магнитных белых карликов, включая самые намагниченные, с полями более 100 МГс.

Основной мотивацией к проведению исследований явилось обнаружение связи между магнитными и фотометрическими свойствами одиночных белых карликов (Brinkworth et al., 2005; Valyavin et al., 2011a; 2011b; 2014a), и необходимость ее детального исследования. Построение селекционно-независимой диаграммы “период вращения–напряженность магнитного поля” для белых карликов также входит в круг задач, на решение которых ориентирована программа.

Сопутствующим вопросом, ответ на который может быть частично получен в ходе проекта, является проблема существования планет у изолированных белых карликов. В частности (см., например, работу Wickramasinghe et al.,

2010), близко расположенные к поверхностям родительских белых карликов железные планеты могут быть как генераторами сильных магнитных полей на родительских звездах, так и униполярными индукторами замкнутых электрических токов в их атмосферах. В результате омических потерь эти токи способны выделять джоулево тепло достаточной энергетике для того, чтобы изменять свойства атмосфер магнитных белых карликов, вызывая их оптическое обращение в верхних слоях и общую нестабильность. Таким образом, возможно возникновение фотометрической переменности, модулированной влиянием массивных планет. Это приводит нас к еще одной важной цели исследования: поиску аномалий в периодах вращения белых карликов в контексте поиска вращающихся вокруг них планет.

Целью проводимых работ также является тестирование на долговременную регулярность модулированной вращением фотометрической переменности. Это важно для исследования временной эволюции поверхностных магнитных полей у одиночных белых карликов и возможного обнаружения у них планет. Характерная шкала, необходимая для регистрации этих изменений, ожидается на уровне десяти и более лет (см. предыдущую главу). К моменту начала этих исследований автором настоящей диссертации (начало 2000-х годов) программа исследований находилась на начальной стадии. В большинстве случаев точные значения периодов для исследуемых объектов были еще не определены, но сам факт регистрации новых переменных объектов, величин амплитуд и пределов переменности их фотометрических характеристик позволяют **дополнить** уже существующие варианты диаграммы “период вращения–напряженность магнитного поля” для белых карликов (см., например Schmidt, Norsworthy, 1991; Brinkworth et al., 2005), что является основной целью исследований, представленных в настоящей главе.

3.1. Наблюдения

Фотометрические наблюдения белых карликов (в общем случае не только с известным поверхностным магнитным полем) проводятся при участии/руководстве автора диссертации на регулярной основе с начала 2000-х годов по настоящее время на следующих инструментах: 1-м телескоп САО РАН, 1.25-м телескоп КрАО, телескопы Института астрономии Национального университета в обсерватории Сан-Педро Мартин, Мексика (OANSPM, UNAM, Mexico), группа малых робот-телескопов САО РАН и малые телескопы, установленных на Северокавказской астрономической станции Казанского (Приволжского) федерального университета (КФУ). В основном наблюдения ведутся в широкополосном фильтре V , хотя с увеличением числа вовлеченных телескопов появляется возможность организации долговременного мониторинга с использованием других фильтров и фотометрических систем. Методика наблюдений и обработки данных является стандартной для дифференциальной фотометрии (описана, например, в работе Valyavin et al., 2011a), поэтому эти детали в диссертации не приведены. Перейдем сразу к представлению результатов наблюдений отдельных звезд, для каждой из которой будут указаны в том числе и обстоятельства ее наблюдений.

3.2. Результаты

WD 1953–011 – уже упомянутый выше магнитный белый карлик, демонстрирующий сложную глобальную геометрию магнитного поля, состоящего из слабого дипольного поля и локализованной сильнозамагниченной структуры высокого порядка (более высокого, чем квадруполь, – Maxted et al., 2000; Wade et al., 2003 г.; Valyavin et al., 2008, – далее по тексту эту структуру будем называть также “пятно” или “магнитное

пятно”). Средний модуль напряженности поля пятна составляет примерно 500 кГс (Maxted et al., 2000; Valyavin et al., 2008), и его переменная с периодом вращения продольная составляющая свидетельствует о преобладающей вертикальной ориентации силовых линий магнитного поля на большей части площади пятна (Valyavin et al., 2008). Пятно покрывает около 20% площади видимого полушария звезды (Valyavin et al., 2008).

По аналогии с солнечными магнитными пятнами такие локализованные сильнозамагниченные структуры могут оказывать существенное влияние на баланс давления и температуры в фотосферах звезд. Это может привести к повышению разницы температур между областью сильного поля и другими частями поверхности звезды. В результате мы можем ожидать наличия вращательно-модулированной фотометрической переменности WD 1953–011, что послужило основной мотивацией к проведению детального фотометрического мониторинга этой вырожденной звезды.

Необходимо заметить, что значительная фотометрическая переменность WD 1953–011 уже была установлена (Wade et al., 2003; Brinkworth et al., 2005) еще до подключения к программе автора диссертации. Продолжение авторских фотометрических наблюдений было продиктовано идеей увеличения временной базы исследований и дополнения этой базы новыми спектрополяриметрическими наблюдениями WD 1953–011 для дальнейшего построения и сравнения карт распределений температур и магнитных полей по поверхности этой звезды (см. следующую главу). Создание таких карт позволило впервые установить прямую корреляцию между величиной магнитного поля и температурой в локальных точках поверхностей одиночных магнитных белых карликов (также см. следующую и последнюю главы настоящей диссертации).

Таблица 2. Результаты фотометрических исследований WD 1953-011 в фильтре V на телескопе АЗТ-11

JD	Эксп., с	m_V	$\sigma(m_V)$	JD	Эксп., с	m_V	$\sigma(m_V)$
2 454 302.295	1525	13.605	0.007	2 454 316.384	1517	13.630	0.006
2 454 302.314	1525	13.605	0.007	2 454 316.404	1516	13.628	0.005
2 454 302.334	1517	13.604	0.007	2 454 316.424	1516	13.631	0.008
2 454 302.354	1516	13.603	0.006	2 454 316.444	1579	13.627	0.005
2 454 302.374	1521	13.604	0.006	2 454 316.464	1516	13.623	0.009
2 454 302.394	1525	13.607	0.007	2 454 316.484	1518	13.630	0.008
2 454 302.413	1518	13.601	0.006	2 454 316.503	1519	13.629	0.007
2 454 302.433	1517	13.594	0.005	2 454 316.523	1581	13.633	0.008
2 454 302.453	1517	13.594	0.006	2 454 317.280	1518	13.650	0.006
2 454 302.473	1517	13.600	0.007	2 454 317.299	1516	13.650	0.006
2 454 302.492	1517	13.589	0.008	2 454 317.319	1516	13.652	0.005
2 454 302.512	1517	13.602	0.006	2 454 317.339	1516	13.660	0.005
2 454 302.532	1516	13.599	0.008	2 454 317.359	1580	13.658	0.007
2 454 303.303	1521	13.653	0.005	2 454 317.379	1518	13.666	0.007
2 454 303.323	1517	13.644	0.010	2 454 317.399	1516	13.664	0.006
2 454 303.343	1517	13.645	0.006	2 454 317.419	1579	13.667	0.009
2 454 303.363	1518	13.637	0.006	2 454 317.439	1517	13.673	0.007
2 454 303.402	1516	13.638	0.005	2 454 317.479	1580	13.671	0.010
2 454 303.422	1517	13.642	0.008	2 454 317.499	1517	13.681	0.007
2 454 303.442	1518	13.644	0.010	2 454 318.280	1520	13.585	0.008
2 454 303.461	1518	13.633	0.010	2 454 318.300	1518	13.591	0.005
2 454 303.481	1518	13.634	0.007	2 454 318.320	1516	13.591	0.006
2 454 303.501	1517	13.635	0.008	2 454 318.339	1516	13.591	0.006
2 454 304.299	1522	13.650	0.010	2 454 318.359	1517	13.591	0.007
2 454 304.339	1516	13.651	0.009	2 454 318.399	1517	13.593	0.006
2 454 304.359	1516	13.664	0.010	2 454 318.418	1516	13.593	0.007
2 454 304.378	1516	13.673	0.007	2 454 318.438	1516	13.601	0.006
2 454 304.398	1516	13.671	0.006	2 454 318.458	1517	13.602	0.005
2 454 304.418	1517	13.681	0.007	2 454 318.478	1516	13.603	0.009
2 454 304.457	1517	13.678	0.005	2 454 318.517	1518	13.605	0.009
2 454 304.477	1516	13.679	0.006	2 454 321.449	1643	13.616	0.010
2 454 304.497	1517	13.681	0.009	2 454 321.470	1517	13.619	0.009
2 454 304.517	1519	13.680	0.006	2 454 321.489	1516	13.617	0.012
2 454 316.325	1517	13.648	0.007	2 454 322.371	1516	13.612	0.007
2 454 316.345	1518	13.646	0.006	2 454 329.351	5347	13.635	0.015
2 454 316.364	1522	13.640	0.008	2 454 329.442	5206	13.627	0.018

Таблица 3. Результаты фотометрических исследований WD 1953-011 на 2.1-м телескопе OANSPM

JD	Эксп., с	m_V	$\sigma(m_V)$	JD	Эксп., с	m_V	$\sigma(m_V)$
2 454 981.871	700	13.63	0.01	2 454 996.895	400	13.64	0.02
2 454 981.908	700	13.65	0.01	2 454 996.947	500	13.62	0.01
2 454 982.974	700	13.59	0.01	2 454 997.845	400	13.63	0.02
2 454 983.986	600	13.65	0.02	2 454 997.885	500	13.65	0.01
2 454 995.854	500	13.59	0.02	2 454 997.938	400	13.65	0.02
2 454 995.895	400	13.60	0.01	2 454 998.857	500	13.60	0.01
2 454 995.945	400	13.58	0.02	2 454 998.898	400	13.59	0.02
2 454 996.854	500	13.66	0.01				

Основная часть фотометрических и, частично, спектральных наблюдений WD 1953–011 была выполнена на базе Крымской астрофизической обсерватории во время нескольких ночей наблюдений в период с июля по август 2007 г. Об этом будет сказано в следующей главе. В фотометрических наблюдениях был использован ПЗС-фотометр *UBVR*, стационарно установленный на 1.25-м телескопе АЗТ-11. Также в программе был задействован идентичный фотометр 2.1-м телескопа OANSPM. Результаты наблюдений приведены в таблицах 2, 3.

В спектральных исследованиях был использован спектрограф 2.6-м телескопа (ЗТШ, КрАО) низкого спектрального разрешения с длинной щелью – стандартный прибор, предназначенный для спектроскопии низкого разрешения. Параллельно с фотометрией спектрограф был задействован для измерения потоков и эквивалентных ширин линии H β звезды WD 1953-011 в режиме спектрального разрешения 3.8 Å (R 1300). Детали исследований подробно описаны в работе Valyavin et al., (2011a). Кроме наблюдательного материала, полученного на телескопе ЗТШ, в исследовании использован материал, полученный на других инструментах: на Англо-австралийском телескопе (ААТ), 8-м европейском телескопе VLT, 2.1-м мексиканском

телескопе и на БГА (детали также изложены Valyavin et al., 2011a). Результаты этих и спектрофотометрических исследований WD 1953-011 обсуждаются в следующей главе.

Из представленных фотометрических наблюдений WD 1953-011 и более ранних наблюдений Brinkworth et al. (2005) мы уточнили период изменения блеска звезды вследствие ее вращения:

$$P = 1.441788(6) .$$

В свою очередь, это позволило изучить взаимосвязь между вращательно-модулированными изменениями блеска и величиной интегрального магнитного поля WD 1953-011, что в конечном итоге привело к установлению устойчивой физической связи между поверхностной температурой и напряженностью магнитного поля в каждой точке поверхности звезды. Этот – один из наиболее важных результатов диссертации – представлен в следующей главе. Там же приводится весь необходимый материал, связанный с поиском периода вращения WD 1953-011, фазовые изменения ее наблюдаемых величин и т.д.

WD 0009+501 (LHS 1038, $V = 14.^m4$) – также уже рассмотренный выше магнитный белый карлик, демонстрирующий субкилогауссное, переменное с вращением интегральное магнитное поле. Как и WD 1953-011, WD 0009+501 интересен тем, что у него установлено наличие регулярного, неизменного на шкале более десяти лет магнитного поля (см. предыдущую главу, а также Valyavin et al., 2005a) .

Поиск регулярной фотометрической переменности у этого белого карлика начат автором диссертации в силу тех же причин, что и в случае с WD 1953-011. Тем более что признаки этой переменности с некоторой долей неопределенности уже были обнаружены ранее (Brinkworth et al., 2013). Неопределенность обусловлена тем, что количества накопленного

фотометрического материала по WD 0009+501 недостаточно для однозначного определения характера этой переменности: ее регулярности, формы и т.д.

Фотометрические наблюдения WD 0009+501 (Valeev et al., 2015) проводились в разное время между 2012 и 2015 гг. на четырех телескопах: 1-м телескопе САО РАН, 1-м телескопе КрАО, 1.25-м MONET-телескопе обсерватории Макдональд (США) и Института астрофизики г. Гёттинген (Германия) и частном телескопе Астротел-Кавказ (А-К), установленном на Северокавказской астрономической станции Казанского (Приволжского) федерального университета (КФУ). К сожалению, по погодным условиям та часть наблюдений, которая выполнялась на 1.25-м телескопе, оказалась непригодной для использования в данном исследовании. Все наблюдения проводились в широкополосном фильтре *V* системы Джонсона. Перед каждой ночью наблюдений экспонировался закатный рассеянный свет для коррекции “плоского поля”. Обработка фотометрических данных проводилась программами, написанными на языке Python, с использованием стандартного пакета редукции астрофизических данных IRAF.

В результате этих наблюдений было получено несколько сотен фотометрических оценок изменения блеска звезды. Оценки получены с использованием классической техники апертурной фотометрии с апертурой, максимально охватывающей поток от объектов. Фотометрические измерения исследуемого объекта выполнены относительно нескольких наиболее ярких звезд сравнения, находящихся вблизи WD 0009+501. По причине очень большого количества полученных фотометрических данных здесь (и далее для других звезд) автор не приводит эти данные ни в статьях, ни в тексте диссертации. Эти данные могут быть в электронном виде получены у первого автора работы Valeev et al., (2015) (см. контактные данные там).

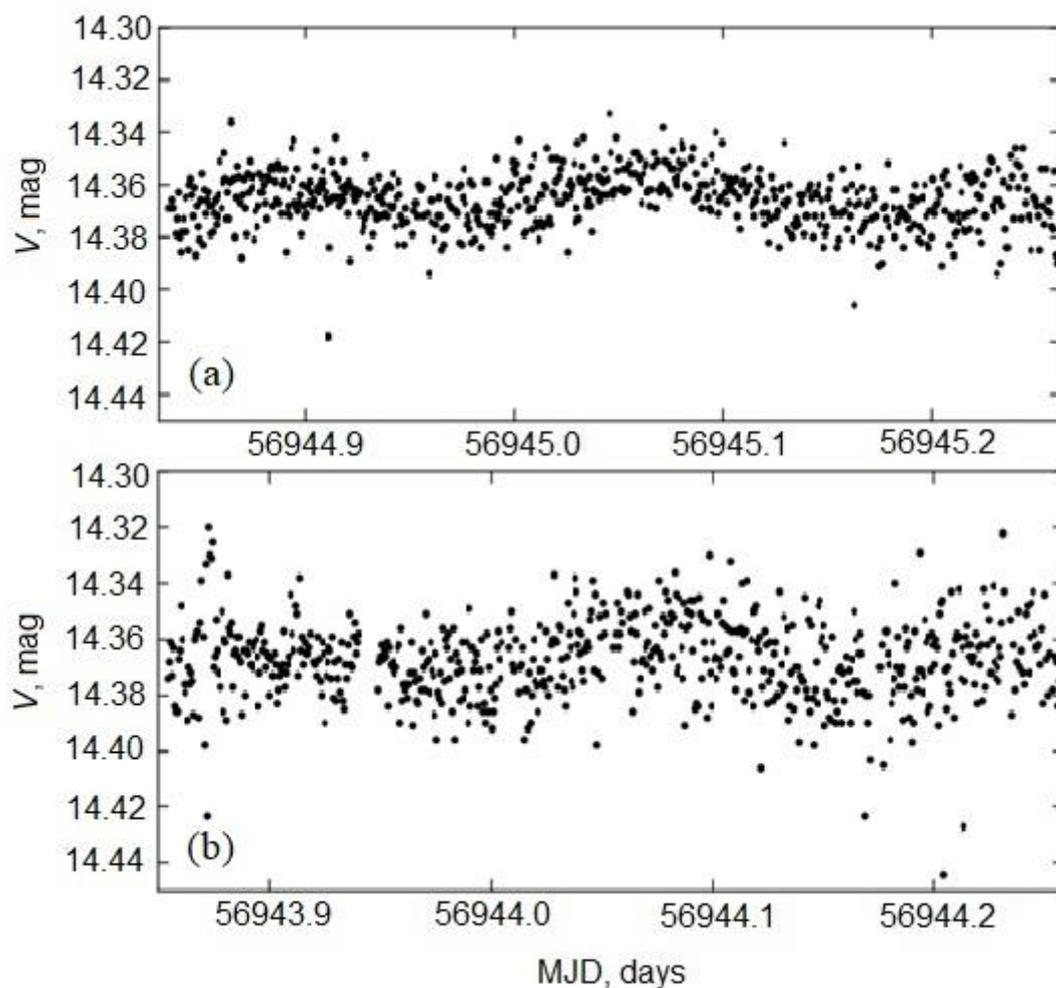


Рис. 9. Примеры непрерывных рядов наблюдений WD 0009+501, полученных на 1-м телескопе CAO в ночи 13 октября 2014 г. (внизу) и 14 октября 2014 г. (вверху).

Даже простой визуальный просмотр непрерывных рядов обработанных наблюдений WD 0009+501, полученных на 1-м телескопе CAO в ночи 13–14 октября 2014 г. (рис. 9), обнаруживает наличие переменности с амплитудой около $0.^m01$. Наличие этой переменности ожидалось нами вследствие магнитной природы исследуемого объекта (см. выше, а также Valyavin et al., 2014a). Согласно описанию, данному выше (см. предыдущую главу), WD 0009+501 вращается с периодом около 8 часов. За полный оборот звезда последовательно обращается к наблюдателю обоими полюсами своего

магнитного поля, которое в первом приближении является дипольным (см. работу Valyavin et al., 2005a, а также следующую главу).

В работе Valyavin et al., (2014a) показано, что температуры атмосфер холодных магнитных белых карликов с внешней конвективной оболочкой (исследуемый объект принадлежит именно к таким звездам) модулируются их магнитными полями таким образом, что наиболее намагниченные части поверхности выглядят более холодными, чем менее намагниченные. В результате мы ожидали наличие у WD 0009+501 двухмодовой фотометрической переменности. Одна мода возникает в результате прохождения одного магнитного полюса по лучу зрения, другая — в результате прохождения второго (см. также одно из наших более поздних исследований работе Antonyuk et al., 2019). Как можно видеть на рис. 9, именно такая картина и обнаруживается в данных наблюдений за 13–14 октября 2014 г.: полный цикл последовательного прохождения обеих мод равен точно восьми часам, что соответствует периоду вращения WD 0009+501. Более подробно об анализе вращения и магнитных свойствах этого белого карлика сказано в следующей главе.

GRW + 70°8247 является белым карликом, у которого в 1970-м году было впервые зарегистрировано магнитное поле (знаменитая работа группы Дж. Ландстрита: см. Kemp et al., 1970). Он принадлежит к классу наиболее намагниченных белых карликов с напряженностью поверхностного поля более 300 МГ. Также GRW + 70°8247 входит в гипотетическую группу сильно намагниченных белых карликов, периоды вращения которых оценены в работах Schmidt (1989), Schmidt, Norsworthy (1991) как превышающие сотню лет. (Однако период вращения может быть и настолько коротким, что находится ниже предела обнаружимости). Вывод о вековом периоде вращения этой звезды был сделан на основании отсутствия каких-либо признаков модуляции вращением круговой поляризации в спектре этого

объекта при поляриметрических наблюдениях.

Попытки обнаружить у GRW + 70°8247 модулирование потока вращением в фотометрических исследованиях Brinkworth et al. (2013) также не дали значимого результата, хотя признаки наличия переменности на шкале четырех дней были получены.

По нашему мнению, гипотеза Шмидта и Норсворси (Schmidt, Norsworthy, 1991) о существовании класса остановленных магнетоиндуцированным торможением сильномагнитных белых карликов является спорной хотя бы потому, что среди подобных звезд с магнитным полем сравнимой величины есть и быстровращающиеся более старые белые карлики (Schmidt, Norsworthy, 1991). Кроме того, мы не исключали возможности наличия у звезды быстрой переменности (менее минуты). По этой причине, а также по причине того, что у GRW +70°8247 были заподозрены признаки фотометрической переменности, мы продолжили фотометрические наблюдения этого объекта.

В течение нескольких ночей осенью 2013 г. наблюдения GRW + 70°8247 проводились нами (Valeev et al., 2017a; 2017b) в режиме быстрой фотометрии с характерной скважностью несколько секунд на 1-м телескопе САО РАН. Никаких следов быстрой переменности с амплитудой выше 0.01 и на временах от десяти секунд до нескольких часов найдено не было. Между тем более поздние фотометрические наблюдения на 1.25-м телескопе КрАО, ориентированные на поиск долговременной переменности объекта, дали положительный результат.

Описываемые наблюдения проводились в июне–октябре 2016 г. с характерной скважностью от нескольких минут. Поиск периодов на шкале от

десятков минут до нескольких часов также не дал положительного результата. Интегрирование всех данных, полученных в течение каждой из наблюдательных ночей, и поиск периодов с характерной скважностью в несколько часов уверенно продемонстрировали наличие переменности блеска звезды с полуамплитудой около $0.^m04$ в фильтре V . Результаты измерений приведены в таблице 4.

Применение метода Лафлера–Кинмана (Lafler, Kinman, 1965) при поиске периода выявляет значительное количество пиков на периодограмме, что свидетельствует о возможном существовании периодов от нескольких дней до десятков дней. К сожалению, в силу значительной неравномерности и недостаточного массива наблюдений выделить на данном этапе какой-либо из этих периодов не представляется возможным. В настоящем исследовании мы ограничимся лишь констатацией факта обнаружения переменности с полуамплитудой $0.^m04$ в фильтре V и отметим, что наиболее вероятный период составляет около четырех-пяти дней. Пример свертки фотометрических данных наблюдений с двумя из возможных периодов показан на рис. 10. Заметим, что четырехдневный период (нижняя панель рис. 10) подтверждает предположение, высказанное в работе Brinkworth et al., (2013).

Таблица 4. Результаты фотометрических исследований GRW + 70°8247

JD	$T_{\text{exp, s}}$	m_v	$\sigma(m_v)$
2 456 537.3200	4320	13.3190	0.0020
2 456 537.3700	3990	13.3140	0.0020
2 456 548.3300	1700	13.2730	0.0023
2 456 548.3540	2300	13.2680	0.0018
2 456 563.4070	3600	13.3045	0.0024
2 456 563.4490	3600	13.3068	0.0023
2 456 575.3039	3600	13.3570	0.0010
2 456 575.3440	3600	13.3590	0.0012

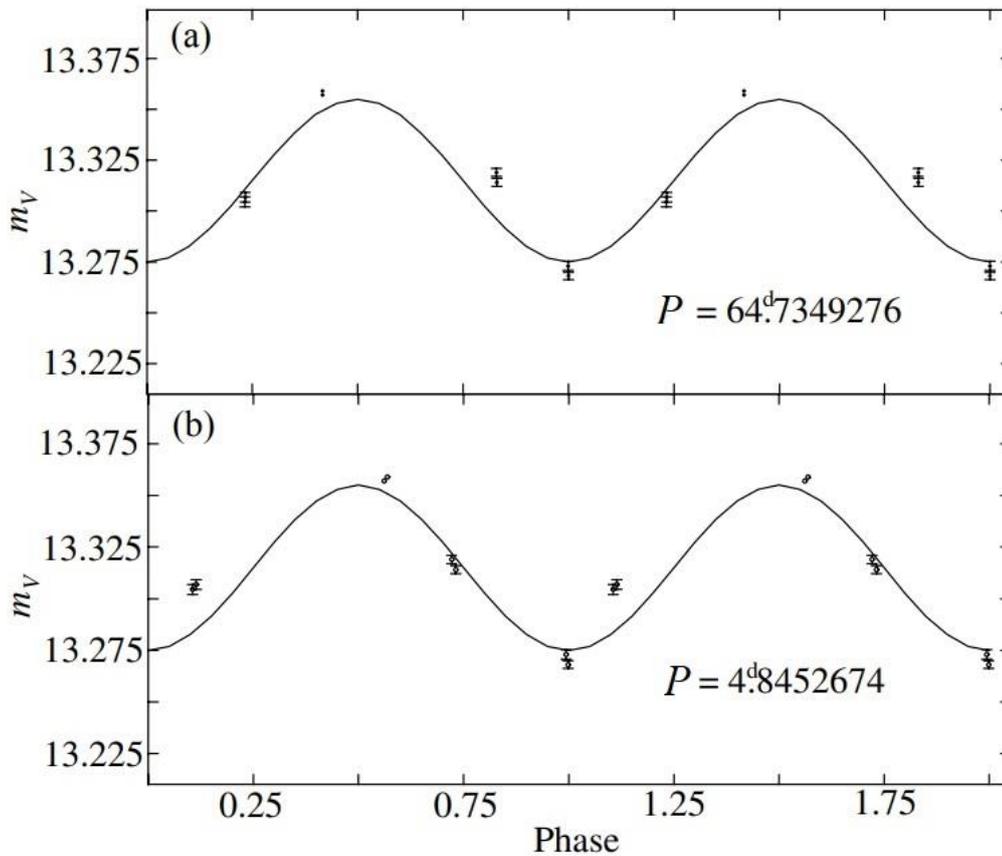


Рис. 10. Фазовая кривая изменения блеска GRW + 70°8247 с двумя возможными периодами. Представлены по две близко расположенные точки измерений за ночь, которые согласуются друг с другом внутри баров ошибок.

Подобно GRW + 70°8247, **GD 229** является белым карликом, отнесенным к группе “остановившихся” звезд (Schmidt, Norsworthy, 1991), или звездой с очень быстрым вращением. В исследовании Бердюгина и Пииролы (Berdyugin, Pirola, 1999) также приводятся свидетельства того, что этот объект вращается с периодом сто и более лет. Между тем наши наблюдения, проводившиеся в августе–октябре 2016 г. на 1-м телескопе САО РАН и 1.25-м телескопе КрАО, обнаружили явную переменность звезды с периодом от десяти до нескольких десятков дней. Наиболее вероятный период вращения, который дает синусоидальное изменение поля с периодом около 20 дней, представлен на рис. 11. Так же, как и в предыдущем случае, для анализа мы использовали результат измерения, интегрированный внутри каждой ночи

(см. таблицу 5). Характерная неточность каждой из таких оценок составила величину $0.^m001$, что дает основания говорить об открытии у магнитного белого карлика GD 229 фотометрической переменности с полуамплитудой $0.^m005$.

Период переменности мы оцениваем от десятка до нескольких десятков дней с наиболее вероятным значением 20.7 дня. Наличие такой слабой переменности еще не позволяет нам уверенно заявить о том, что она вызвана именно вращением звезды. Тем не менее мы считаем такую интерпретацию наиболее вероятной. Следы “быстрой” переменности также не найдены.

Таблица 5. Результаты фотометрических исследований GD 229

JD	$T_{\text{exp, s}}$	Остаточная m_V	$\sigma(m_V)$
2 457 613.5130	4700	-0.0037	0.0020
2 457 614.4274	950	-0.0170	0.0020
2 457 616.5120	7400	-0.0050	0.0020
2 457 621.3830	28500	0.0016	0.0005
2 457 633.4130	10400	-0.0002	0.0010
2 457 634.4160	10600	-0.0007	0.0008
2 457 637.4130	11400	-0.0010	0.0008
2 457 638.4500	17000	-0.0017	0.0006
2 457 639.4120	11300	0.0029	0.0009
2 457 640.4100	11500	0.0018	0.0007
2 457 644.4383	3600	0.0062	0.0050
2 457 648.2276	2000	0.0090	0.0070
2 457 650.2790	11500	0.0027	0.0008

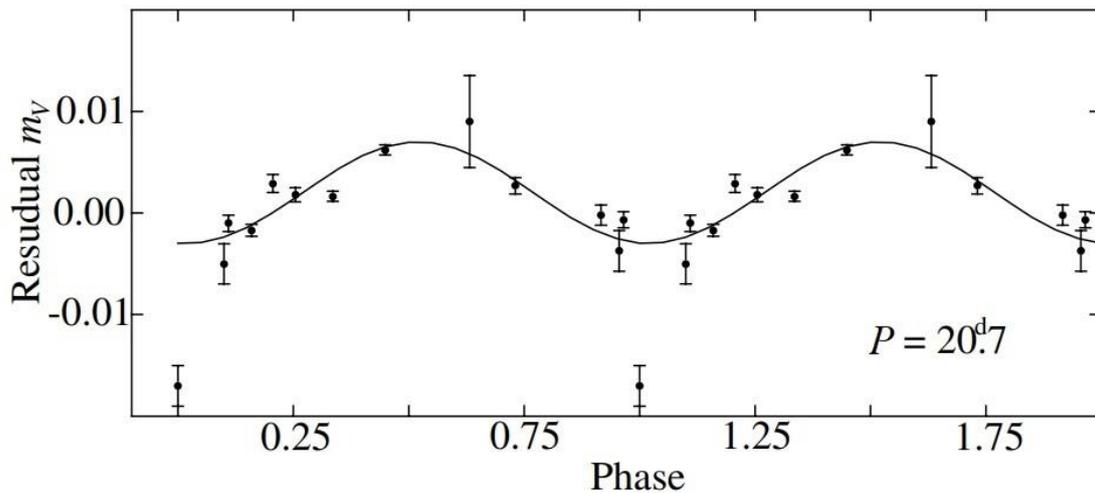


Рис. 11. Фазовая кривая изменения блеска GD 229.

GD 356. Интереснейший и уникальный в своем роде сильномагнитный (величина дипольного поля на полюсе 13 МГс, Ferrario et al., 1997a) белый карлик GD 356 известен тем, что его чисто водородный спектр демонстрирует все бальмеровские спектральные линии в стопроцентной эмиссии (Greenstein, McCarthy, 1985). Среди различных объяснений этого феномена наиболее интересным, на наш взгляд, является объяснение Викрамасингха и др. (Wickramasinghe et al., 2010, см. также ссылки там). Согласно ему, обращение спектра может быть вызвано близко расположенной к поверхности GD 356 железной планетой, которая, в свою очередь, может быть униполярным индуктором замкнутых электрических токов в атмосфере вырожденной звезды. В результате омических потерь эти токи выделяют джоулево тепло достаточной энергетике для того, чтобы вызвать наблюдаемое оптическое обращение атмосферы GD 356.

Мотивацией для фотометрического мониторинга GD 356 послужил факт обнаружения у этой звезды регулярной фотометрической переменности с периодом 115 минут (Brinkworth et al., 2004). Эти наблюдения были выполнены в 2004 г. Наш интерес был вызван желанием протестировать переменность объекта на возможные изменения в ее регулярности за

прошедшие двенадцать лет, обусловленные присутствием гипотетической железной планеты на тесной орбите звезды.

Наблюдения GD 356 проводились в течение нескольких последовательных дней в сентябре и октябре 2016 г. В результате анализа данных была обнаружена классическая переменность объекта (см. рис. 12) с периодом, близким к найденному в работе Brinkworth et al. (2004). Наша оценка показала несколько более длинный период $P = 125.8$ минут, однако с учетом неточности, обусловленной скважностью и общей длиной ряда наблюдений, это различие не является значимым.

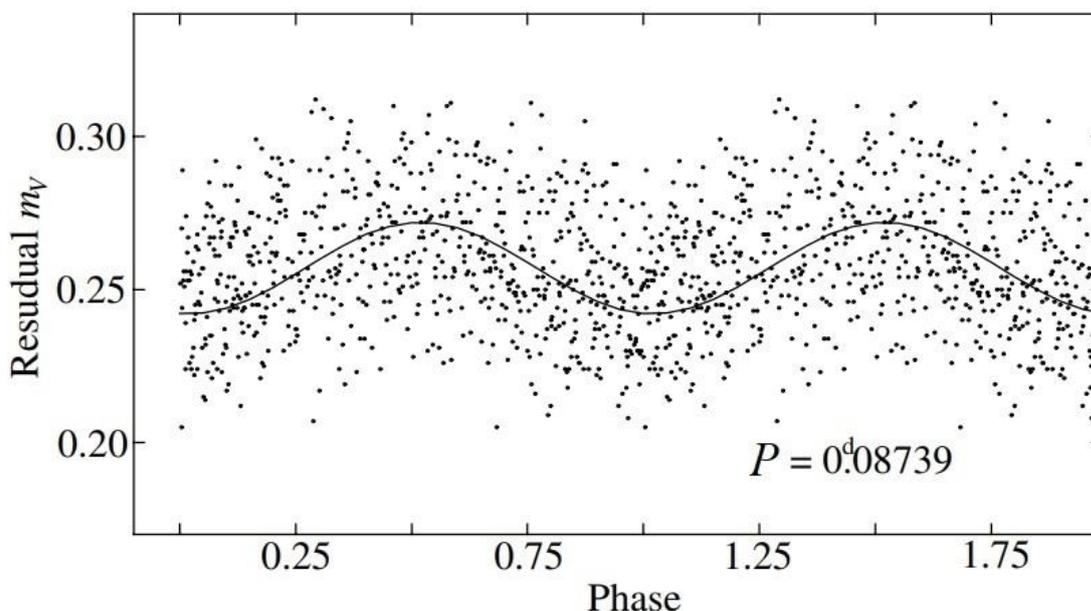


Рис. 12. Фазовая кривая изменения блеска GD 356 с периодом 0.087(4) дня.

Установление связи между магнитоиндуцированной и фотометрической переменностями послужило началом поиска новых сильномагнитных белых карликов с помощью комбинированных фотометрических и широкополосных поляриметрических исследований. Первые такие наблюдения (Antonyuk et al., 2016) сразу дали положительный результат. Был детектирован новый белый карлик WD 1748+708, имеющий значительную круговую поляризацию в спектре и характер фотометрической

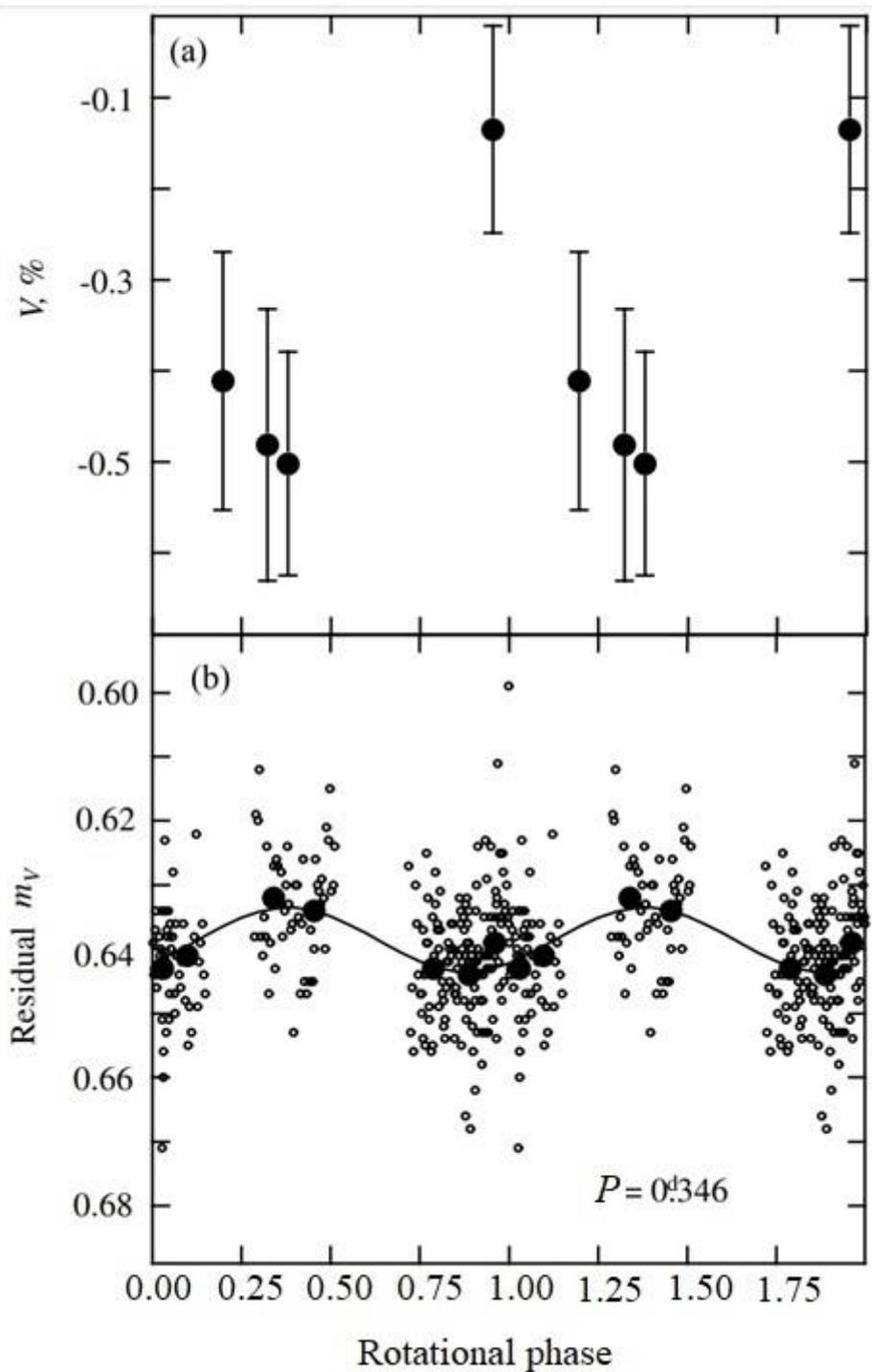


Рис. 13. Периодические изменения круговой поляризации в фильтре V (a) от WD 1748+708 и потока в фильтре V (b) в зависимости от фазы переменности с возможным периодом 8.3 часа. Черные кружки на нижнем рисунке иллюстрируют результаты усреднений данных фотометрических наблюдений в бинах шириной 0.1 фазы. Бары ошибок усреднений не превышают размеры радиусов кружков. Сплошная линия на нижней панели — результат синусоидальной аппроксимации данных наблюдений.

переменности, предсказанный в работах Valyavin et al. (2014a) и Valeev et al. (2015).

Наблюдения объекта продолжаются, краткий анализ уже имеющихся наблюдаемых величин представлен на рис. 13. Подробный анализ приведен в работе Antonyuk et al. (2016).

3.3. Выводы

Представлены результаты фотометрических исследований шести магнитных белых карликов. По наблюдениям в полосе V у сильномагнитного белого карлика GRW + 70°8247 обнаружена переменность с вероятным периодом от нескольких дней до нескольких десятков дней, ее полуамплитуда составляет около $0.^m04$. Переменность также обнаружена и у другого сильномагнитного белого карлика — GD 229. Амплитуда переменности блеска этой вырожденной звезды составляет около $0.^m005$, а возможный период изменения блеска находится в диапазоне 10–20 дней. Переменность наиболее вероятно связана с вращением этих звезд. Если это так, то обнаружение вращательно-модулированной переменности у этих двух звезд ставит под сомнение идею о существовании среди сильномагнитных белых карликов класса звезд с пекулярным вращением на временах менее одной минуты либо сотен лет.

До сих пор считалось, что GRW + 70°8247 и GD 229 являются наиболее типичными представителями звезд этого класса. Приведены также результаты исследования других звезд программы. Эти наблюдения позволяют дополнить диаграмму “напряженность магнитного поля – период вращения” (Brinkworth et al., 2013; Schmidt, Norsworthy, 1991) и представить ее обновленный вариант (рис. 14). В отличие от предположения, сделанного

в работе Schmidt, Norsworthy (1991) по поводу существования среди белых карликов двух популяций — обычной и группы с пекулярным вращением, — при анализе нового варианта диаграммы осмысленная связь между величиной поля и периодом не прослеживается. Однако, учитывая факт обнаружения у двух звезд этой группы вполне обычных периодов вращения, мы подвергаем сомнению существование выделенного класса “остановившихся” магнитных белых карликов. Мы предполагаем, что для обнаружения переменности остающихся двух других объектов южного неба (недоступных для наблюдений в северных широтах), отнесенных к этой группе, надо проводить дополнительные наблюдения с более высоким уровнем точности. В итоговую диаграмму (рис. 14) мы их не включили.

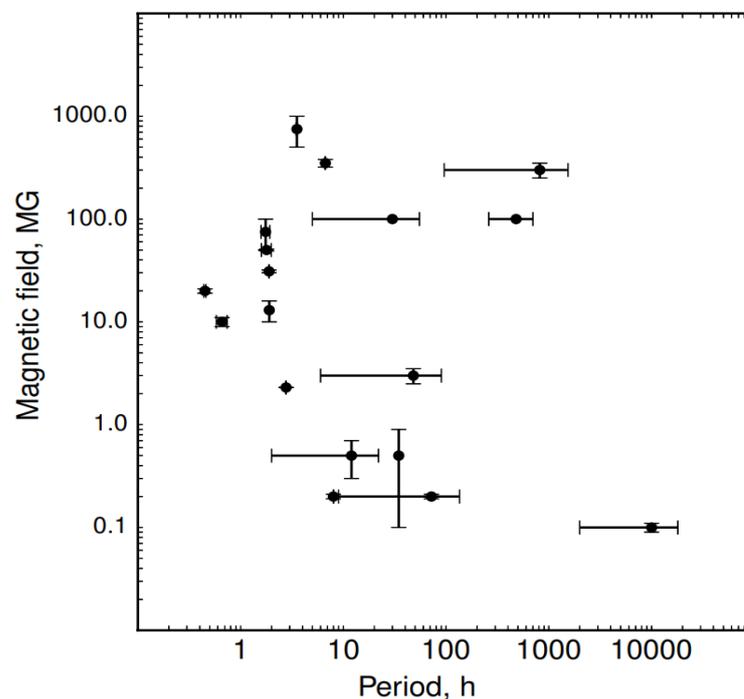


Рис. 14. Диаграмма “напряженность магнитного поля – период вращения”. Периоды приведены в часах.

Выносимое на защиту положение 3 сформулировано на основе:

Результатов фотометрических наблюдений магнитных белых карликов. В ходе этих наблюдений найдены либо уточнены периоды вращений у шести

магнитных белых карликов. Наблюдения позволили обновить диаграмму “период вращения – напряженность магнитного поля” для магнитных белых карликов. Анализ диаграммы не подтверждает широко цитируемую гипотезу о существовании класса “остановившихся” магнитных белых карликов с магнитными полями напряженностью более 100 МГс.

Глава 4

Исследование геометрии поверхностных магнитных полей и температурных неоднородностей у магнитных белых карликов со слабыми магнитными полями

Глава представляет реализацию программы картирования магнитных полей и температурных неоднородностей на поверхностях белых карликов. Основана на публикациях автора 6, 12, 14, 16, 20.

Как уже упоминалось в главе 1 настоящей диссертации, к началу 2020-х годов известно уже около 1000 изолированных магнитных белых карликов (Magnetic White Dwarfs, MWDs, МБК) с магнитными полями напряженностями от нескольких десятков килогаусс до нескольких сотен мегагаусс (Angel et al., 1981; Schmidt, Smith, 1994; 1995; Fabrika, Valyavin, 1999; Liebert et al., 2003; Valyavin et al., 2003; 2005a; 2006a; 2006b; 2008; Aznar Cuadrado et al., 2004; Kepler et al., 2013; Landstreet et al., 2012; 2015; 2016; 2017). Примечательно, что среди всей этой популяции слабомагнитных МБК с величинами поверхностных магнитных полей менее 1 МГ до сих пор известно менее десятка. Этот факт в очередной раз демонстрирует сложность и в то же время важность исследования слабомагнитных белых карликов. Важность состоит в следующем.

Обычно (по аналогии с крупномасштабными магнитными полями Ар/Вр-звезд) считается, что магнитные поля сильномагнитных МБК представлены мультипольными геометриями низкого порядка с доминирующими дипольными компонентами (Putney, 1999). Периоды вращения и поверхностные магнитные поля сильномагнитных МБК считаются стабильным в долгосрочной перспективе и представляют собой реликтовые остатки полей своих звезд-прародителей. Сравнение статистик сильномагнитных МБК с магнитными Ар/Вр-звездами Главной

последовательности подтверждает это предположение (Angel et al., 1981). Между тем, несмотря на определенный прогресс в области исследования сильномагнитных белых карликов, магнитные свойства вырожденных слабомагнитных МБК до сих пор изучены плохо. Это первая причина.

Вторая причина состоит в том, что, несмотря на факт обнаружения уже почти тысячи сильномагнитных МБК с полями напряженностью от мегагаусса и выше (Kerler et al., 2013), детали геометрии магнитных полей таких звезд исследуются с трудом и с большой степенью неопределенности. Это связано со значительной нелинейностью квадратичного эффекта Зеемана в спектрах сильномагнитных МБК и его недостаточной формализацией в условиях плотного вещества атмосфер белых карликов. В частности, штарковские константы для термов спектральных линий квадратичного эффекта Зеемана до сих пор отсутствуют. В результате исследования геометрии магнитных полей методами модельных оценок либо методами моделей атмосфер до сих пор выполняются с большими допущениями. Наиболее характерной иллюстрацией этого утверждения является история с получением оценки поверхностного магнитного поля у первого обнаруженного магнитного белого карлика GRW + 70°8247 – точное значение напряженности его поверхностного магнитного поля до сих пор корректируется. Геометрия же этого поля до сих пор известна лишь в дипольном (грубом) приближении.

Между тем, несмотря на обозначенные трудности, исследование магнитных свойств слабомагнитных МБК с магнитными полями слабее одного мегагаусса является перспективным с точки зрения детального модельного анализа их магнитосфер. Для детектирования таких напряженностей могут быть применены классические теории, апробированные в исследованиях магнитных Ар/Вр звезд. Будучи мотивированным этой идеей, автор диссертации с соавторами начал программу магнитного картирования слабомагнитных МБК на основе представленных выше мониторинговых

наблюдений. В результате этих исследований нами (Valyavin et al., 2005a; 2008; 2011a; 2014a; Landstreet et al., 2017) впервые построены детальные карты распределения напряженности магнитного поля по поверхностям белых карликов WD 0009+501, WD 1953-011, WD 2047+372 и WD 2359-434. Для одного из них (WD 1953-011) нами также построена температурная карта (Valyavin et al. 2011a; 2014a). Сравнение температурной карты данной звезды с ее магнитной картой (Valyavin et al., 2008) позволило сделать ряд фундаментальных выводов, которые будут сформулированы в следующих главах. Основной целью проведенного картирования является точное (насколько это возможно) описание геометрии магнитосфер слабомагнитных МБК. Для таких объектов это исследование является пионерским. Опишем используемую технику и результаты картирования для каждой из четырех вышеупомянутых звезд.

4.1. WD 0009+501

Этот белый карлик детально исследован в работе Valyavin et al. (2005a), а также во второй главе настоящей диссертации. Для проведения процедуры картирования нами был использован временной ряд наблюдений его продольного магнитного поля B_e . После определения периода вращения путем анализа временных изменений B_e мы сфазировали все наблюдения в соответствии с найденным периодом вращения $P = 0.334 \pm 0.008$ дня, объединив их в бинах длительностью 0.05 фазы. Это позволило просуммировать все поляризационные спектры профиля $H\alpha$ звезды в единицах остаточных интенсивностей r_c (параметр Стокса I) и в процентах круговой поляризации V (параметр Стокса V) внутри бинов и измерить кроме продольного поля также поверхностное B_s по спектрам с более высоким отношением сигнал/шум. Сфазированные профили параметров Стокса I и V представлены на рис. 15. Фаза вращения на рисунке увеличивается

снизу вверх, $\varphi = 0$ соответствует максимуму B_e . Магнитная переменность хорошо видна на обоих профилях (r_c , V , рис. 15) в ядре линии $\text{H}\alpha$.

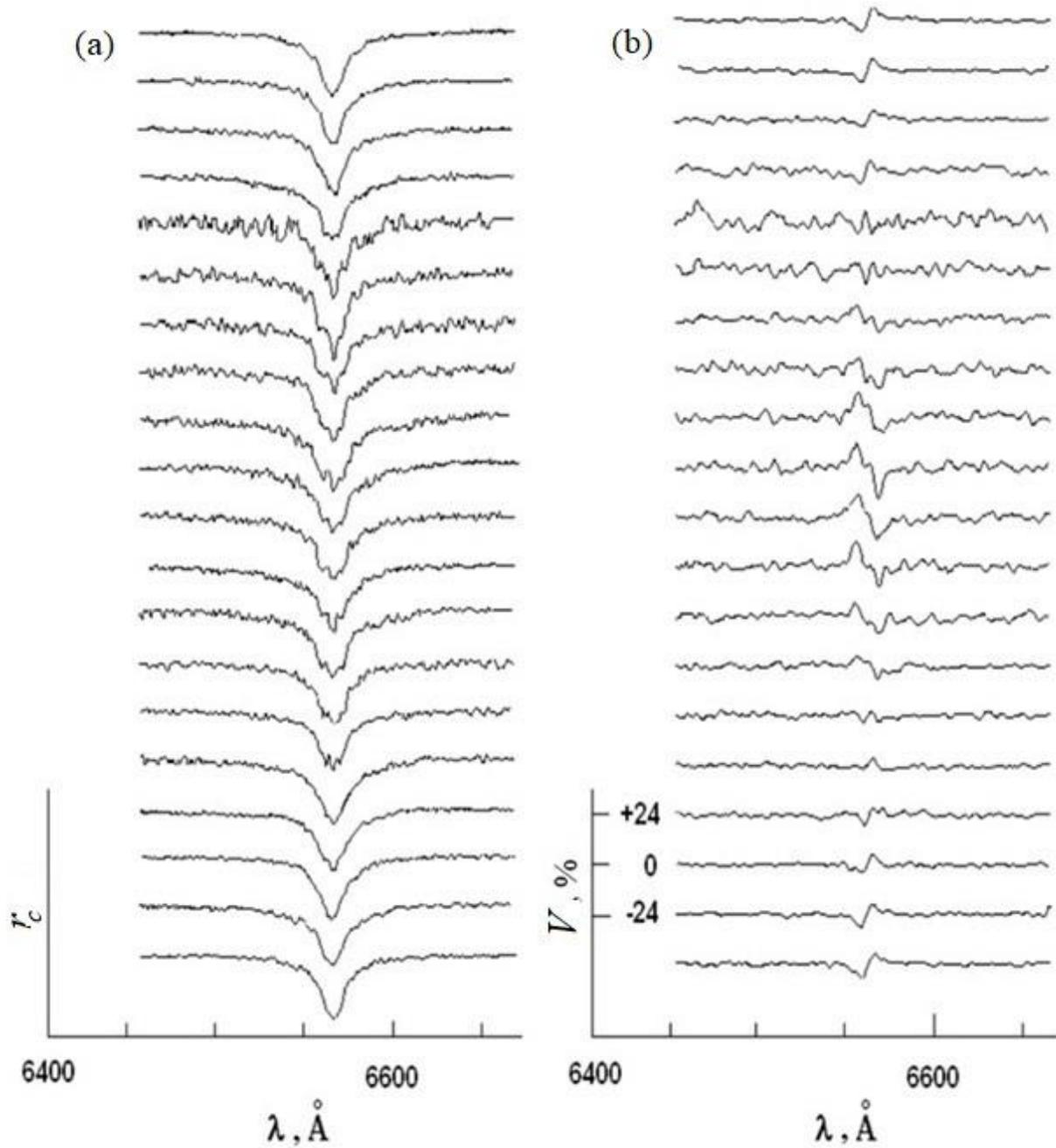


Рис. 15. Фазоразрешенные профили остаточной интенсивности r_c (параметр Стокса I , (a)) и круговой поляризации V (параметр Стокса V , (b)) WD 0009+501 в области $\text{H}\alpha$, сфазированные с периодом $P = 0.334$ дня. Проинтегрированы в фазовых интервалах 0.05. Фаза вращения увеличивается снизу вверх. Фаза $\varphi = 0$ соответствует максимуму B_e .

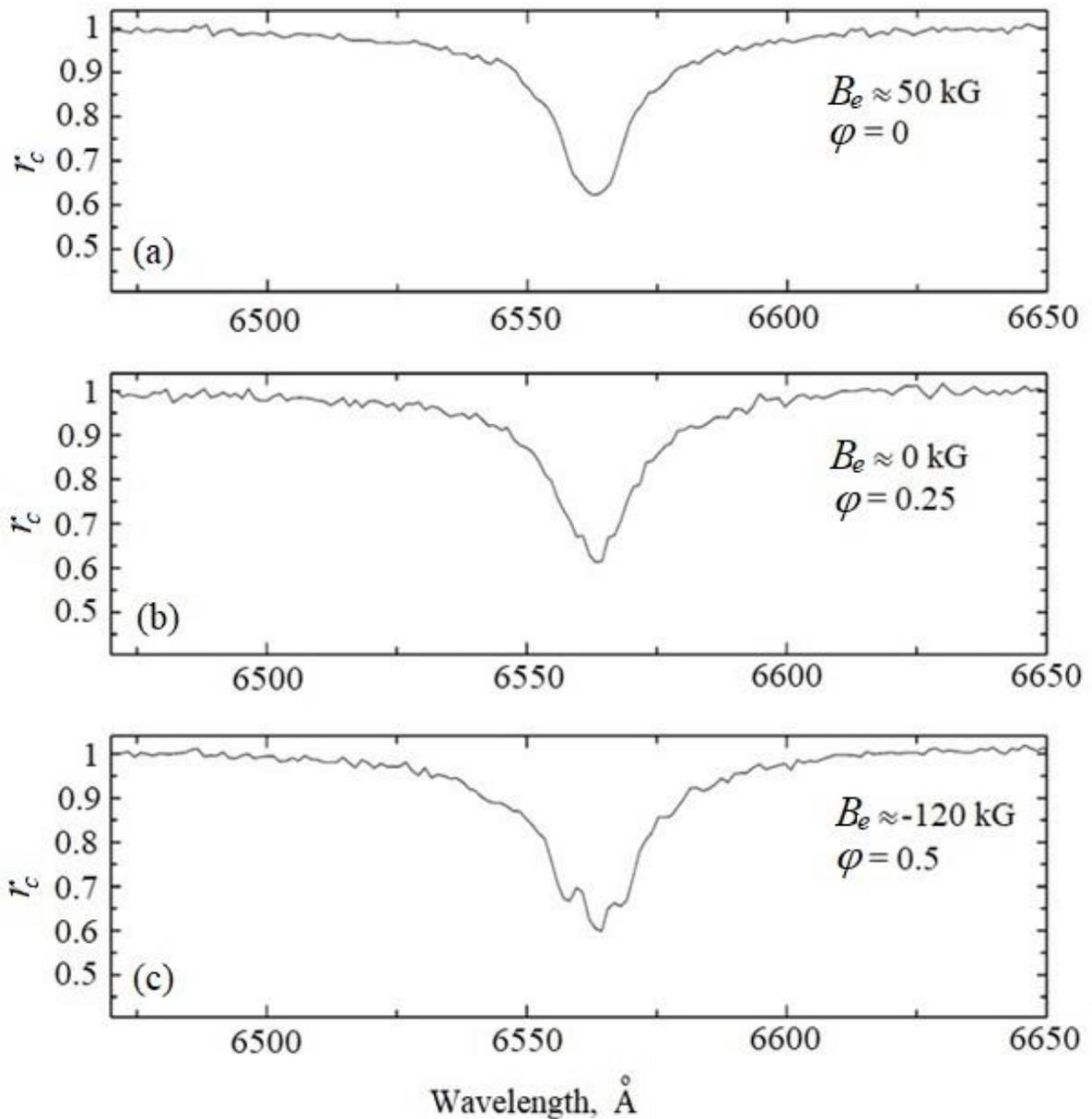


Рис. 16. Профили линии $\text{Na}\alpha$ WD 0009+501 (a) в фазе максимального продольного магнитного поля ($B_e = +50$ кГс), (b) в кроссовере и (c) в фазе минимального значения $B_e = -120$ кГс.

На рис. 16 показан профиль $\text{Na}\alpha$ в трех выбранных фазах. Разрешенный зеемановский триплет в момент минимума продольного магнитного поля обеспечивает наиболее надежную оценку поверхностного магнитного поля в этой фазе – около 300 кГс. Визуальный анализ с использованием данных

измерений продольной компоненты поля B_e не выявил никаких доказательств существования у WD 0009+501 сколько-нибудь заметных компонент магнитного поля высоких порядков, кроме дипольной компоненты. Спектры круговой поляризации V (рис. 15) демонстрируют одиночный S-образный профиль, который меняет знак во время цикла вращения звезды, что свидетельствует о доминирующем дипольном магнитном поле звезды. По этой причине мы решили не прибегать к моделированию V-образных профилей круговой поляризации методом синтетических спектров, а рассмотреть данные с точки зрения форм переменности в процессе вращения WD 0009+501 наблюдаемых величин, полученных из фазоразрешенных спектров – продольного поля B_e , поверхностного поля B_s и момента $R(2)$ изменения продольного магнитного поля в процессе вращения звезды с экваториальной скоростью v_e : $R(2) = v_e \sin i \langle dB_e \rangle$. Матис (Mathys, 1995) показал, что момент второго порядка $R(2)$ является оценкой так называемой средней асимметрии продольного поля в суперпозиции с проекцией $v_e \sin i$. Наряду с классическими наблюдаемыми величинами B_e и B_s , $R(2)$ представляет еще одну измеряемую (см. ниже) величину, позволяющую проконтролировать анализ переменности B_e и B_s . Несмотря на то, что отдельные измерения магнитных наблюдаемых величин (в частности, $R(2)$) могут быть слабо чувствительны к гармоникам более высокого порядка, чем диполь, эти гармоники можно обнаружить путем совместного анализа изменения всех наблюдаемых величин в зависимости от фазы вращения с достижением их внутренней самосогласованности. Для более детального анализа V- и I-профилей методами моделей атмосфер и синтетических спектров требуются более высокие отношения сигнал/шум спектральных наблюдений.

Таким образом, в данной формулировке задача сводится к получению предельно точных фазоразрешенных величин B_e , B_s , $R(2)$ и их дальнейшему моделированию в рамках мультипольного разложения магнитосферы WD 0009+501 на гармоники. В таблице Приложения 1 мы уже представили оценки B_e по индивидуальным поляризационным наблюдениям звезды. Это позволило нам найти период вращения звезды и получить фазоразрешенные спектры ее круговой поляризации (параметр Стокса V) и остаточной интенсивности r_c (параметр Стокса I). Эти спектры, проинтегрированные в бинах, имеют гораздо более высокое отношение сигнал/шум, что позволяет измерить в каждом бине все значения B_e , B_s , $R(2)$ с использованием более точной техники анализа параметров Стокса I и V . Опишем эти измерения.

4.1.1. Измерение B_e в зависимости от фазы вращения WD 0009+501

Из профилей спектров остаточных интенсивностей r_c и круговой поляризации V , объединенных в интервалах длительностью 0.05 цикла вращения, мы получили оценки продольного поля с использованием классического выражения для связи круговой поляризации в области спектральной линии с величиной продольного магнитного поля B_e :

$$V(\lambda) \sim B_e \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \frac{1}{I_\lambda} \frac{dI_\lambda}{d\lambda} \quad (2).$$

Параметр Стокса I_λ в нашем случае представлен остаточной интенсивностью $r_c(\lambda)$ профиля H α . Длина волны λ_0 соответствует центральному положению ядра профиля линии на шкале длин волн (Angel et al., 1973; Schmidt, Smith, 1995).

Таблица 6. Фазоразрешенные наблюдаемые магнитные величины WD 0009+501 – продольное поле B_e , средний модуль поля B_s (поверхностное поле) и магнитный момент второго порядка $R(2)$

Фаза вращения	B_e , кГц	$\sigma(B_e)$, кГц	B_s , кГц	$\sigma(B_s)$, кГц	$v_e \sin i \langle dB_e \rangle$, кГц км с ⁻¹	$\sigma(v_e \sin i \langle dB_e \rangle)$, кГц км с ⁻¹
0.025	+49	6	190	16	-90	80
0.075	+42	5	163	18	-69	70
0.125	+25	7	169	15	+58	70
0.175	+17	9	155	15	+250	65
0.225	-4	8	138	13	+32	100
0.275	-11	7	187	14	+25	130
0.325	-52	9	200	19	-78	150
0.375	-73	14	228	18	-360	230
0.425	-99	15	254	20	+540	260
0.475	-119	14	259	23	+13	235
0.525	-125	15	258	18	-178	190
0.575	-105	14	288	22	-380	220
0.625	-71	14	255	20	-641	260
0.675	-63	9	300	30	-425	320
0.725	-18	14	245	50	+47	300
0.775	0	16	250	75	-208	580
0.825	+35	11	205	35	-182	80
0.875	+42	6	191	17	+100	90
0.925	+48	5	200	15	-47	65
0.975	+53	4	181	15	+168	70

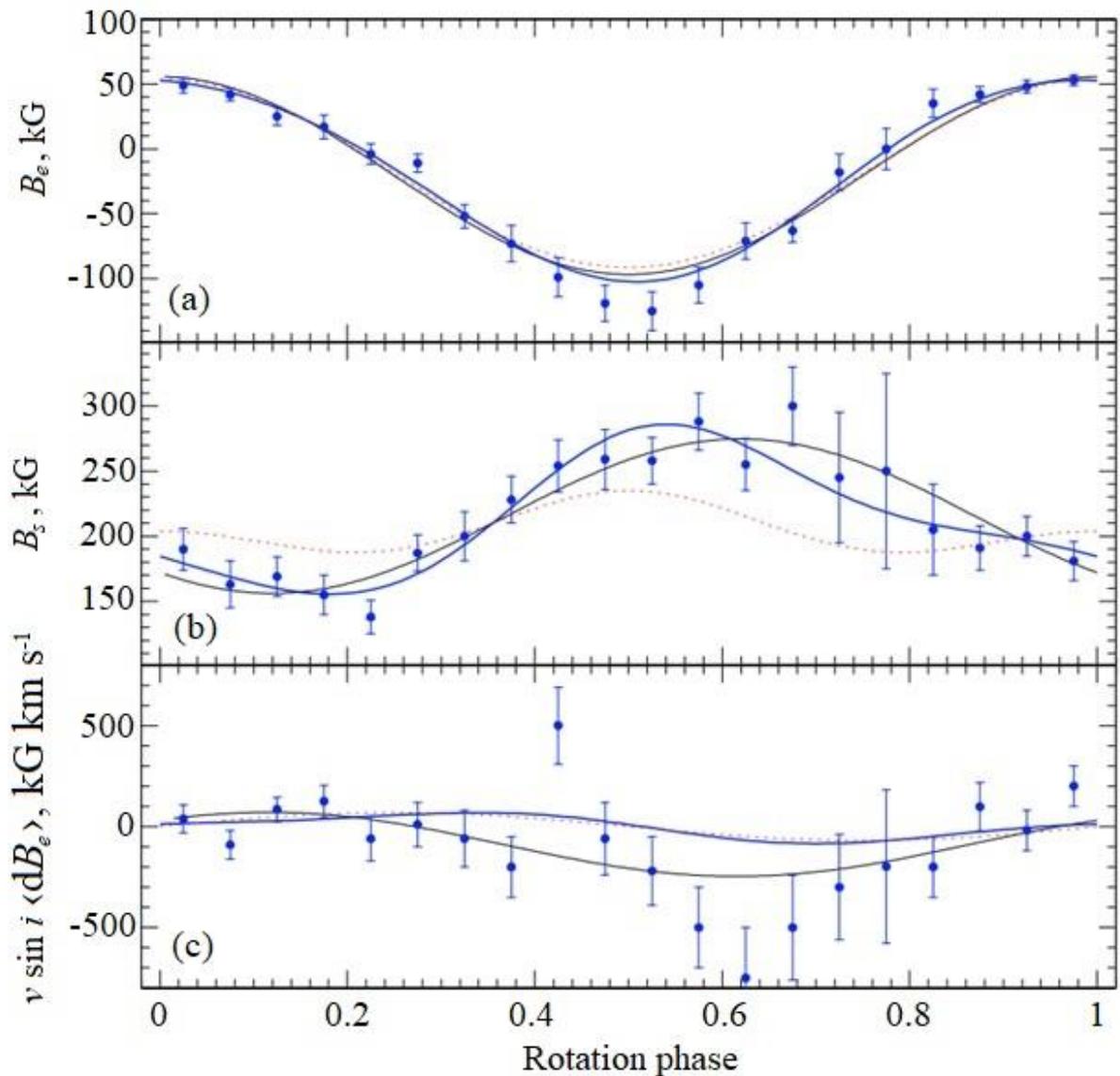


Рис. 17. Наблюдения и моделирование среднего продольного поля B_e (панель (a)), среднего модуля поля B_s (поверхностного поля, панель (b)) и магнитный момент $R(2)$ (панель (c)). Черная сплошная линия является аппроксимацией, полученной с использованием разложения Фурье. Синие сплошные линии показывают наилучшее соответствие в рамках модели “диполь + квадруполь”. Пунктирные красные линии иллюстрируют результат, полученный в предположении простой дипольной модели.

Измерения приведены в столбцах 2 и 3 таблицы 6 и изображены на верхней панели рис. 17. Продольное магнитное поле демонстрирует почти синусоидальную переменность с незначительным (но статистически значимым) отклонением. Использование первой гармоники преобразования Фурье временного поведения поверхностного поля $B_e = A + B \sin(2\pi t/P + \varphi_0)$ дает наилучшее описание данных с параметрами $A = -23 \pm 2$ кГс, $B = 77 \pm 3$ кГс (см. черные сплошные линии на верхней панели рис. 17).

4.1.2. Измерение B_s в зависимости от фазы вращения WD 0009+501

Спектральное разрешение использованного в наблюдениях WD 0009+501 спектрографа UAGS ($R \sim 2000$, Valyavin et al., 2005a) также позволяет оценить поверхностное магнитное поле B_s в каждом фазовом интервале. (Еще раз напомним, что поверхностное поле есть модуль $|B|$ полного магнитного вектора, проинтегрированного по видимой полусфере звезды в данной фазе вращения.) Для измерения B_s нами (Valyavin et al., 2005a) был применен оценочный метод, основанный на деблендировании ядра линии путем аппроксимации трех профилей Гаусса, имитирующих зеемановский триплет. Такой метод позволяет реконструировать зеемановскую картину в каждой точке фазовой кривой и оценить поверхностное поле на основе измерения положений смещенных вследствие эффекта Зеемана гауссоподобных компонент спектральной линии Na . Измерения (синие точки с ассоциированными барами ошибок) представлены в столбцах 4 и 5 таблицы 6 и нанесены на график средней панели рис. 17.

4.1.3. Измерение $R(2)$ в зависимости от фазы вращения WD 0009+501

Как уже было сказано выше, мы ставили задачу измерения момент второго порядка $R(2)$ по спектрам V -параметра Стокса в фазоразрешенных профилях

линии H α . Согласно работе Mathys (1995), на практике этот параметр может быть измерен интегрированием параметра $V(\lambda)$ вдоль шкалы длин волн с нормировкой на эквивалентную ширину исследуемой спектральной линии:

$$R(2) = \frac{1}{W(H\alpha)} \int V(\lambda)(\lambda - \lambda_0)^2 d\lambda \quad (3).$$

К сожалению, наши наблюдения характеризуются слишком низким отношением сигнал/шум, что не позволяет определить $R(2)$ с высокой точностью. Интегрирование круговой поляризации в крыльях профиля H α приводит к очень большим погрешностям нахождения $R(2)$, поскольку шум растет квадратично по мере удаления от λ_0 (чем больше ширина спектральной линии, тем больше влияние ошибки оценки круговой поляризации V на точность определения $R(2)$). Поэтому мы (Valyavin et al., 2005) решили ограничить пределы интегрирования функции $V(\lambda)(\lambda - \lambda_0)^2$ только центральной областью H α , в которой параметр Стокса V значительно отличается от нуля: $\pm 30 \text{ \AA}$ от ядра линии. К сожалению, введенное ограничение может значительно повлиять на результат измерения $R(2)$ в сторону как его завышения, так и занижения. Тем не менее мы считаем не лишним использовать полученные таким образом оценки $R(2)$ в качестве первой иллюстрации метода в приложении к исследованию МБК. Измерения представлены в столбцах 6 и 7 таблицы 6 и на нижней панели рис. 17.

4.1.4. Моделирование структуры магнитного поля WD 0009+501

Как уже упомянуто выше (см. также Putney, 1999), до начала 2000-х годов считалось, что структура (морфология) магнитных полей белых карликов представлена главным образом доминирующими дипольными компонентами охватывающих всю поверхность звезды с возможным наличием компонент более высокого порядка (квадруполь, октуполь и т.д.).

Чтобы убедиться, соответствуют ли наблюдения WD 0009+501 простой дипольной геометрии, мы (Valyavin et al., 2005) следовали схематическому методу, предложенному Landolfi et al., (1997).

Визуальный анализ рис. 17 показывает, что:

- i) кривая среднего модуля поля имеет только два экстремума (случай 1 “А” уравнения (6) в работе Landolfi et al., 1997);
- ii) средний модуль напряженности поля в фазе 0 меньше, чем средний модуль напряженности поля в фазе 0.5 (случай 2 “В” уравнения (8) в работе Landolfi et al., 1997);
- iii) $B_e(\text{макс}) > 0 > B_e(\text{мин}), |B_e(\text{макс})| < |B_e(\text{мин})|$ (случай 4 “III” уравнения (4) в работе Landolfi et al., 1997).

Сравнение с данными, приведенными в таблице 1 в работе Landolfi et al. (1997) показывает, что эти особенности, рассмотренные вместе, не согласуются с чисто дипольной конфигурацией. Поэтому мы (Valyavin et al., 2005a) решили смоделировать измерения B_e , B_s , и $R(2)$, представленные в таблице 6, в рамках морфологии магнитного поля “диполь + квадруполь”, как определено Landolfi et al. (1998).

Техника моделирования подробно описана в работе Bagnulo et al., (2000). Интерпретируя в модели конфигурацию магнитного поля “диполь+квадруполь”, мы подгоняем соответствующее мультипольное

разложение магнитосферы по гармоникам, достигая наилучшего соответствия наблюдениям с помощью метода Марквардта – минимизации функционала χ^2 (Bevington, 1969). Модель “диполь + квадруполь” зависит от следующих 10 параметров:

- B_d и B_q – полярные напряженности диполя и квадруполя соответственно;
- v_e – экваториальная скорость звезды;
- i – наклон оси вращения звезды к лучу зрения;
- β – угол между осью диполя и осью вращения;
- β_1 и β_2 – аналоги β для выделенных направлений на полюса квадруполя;
- γ_1 и γ_2 – азимутальные углы направлений на полюса квадруполя;
- f_0 – опорная фаза модели вращения WD 0009+501.

Углы i , β , β_1 , β_2 меняются от 0° до 180° , γ_1 , γ_2 , f_0 – от 0° до 360° . Период вращения P и постоянная потемнения к краю a , которая также влияет на моделирование магнитных наблюдаемых величин, принимаются фиксированными. (Обращаем внимание на то, что чисто дипольная модель оставила бы в качестве свободных параметров только B_d , v_e , i , β , и f_0 .)

Викрамасинг и Феррарио (Wickramasinghe, Ferrario, 2000) оценили массу WD 0009+501 на уровне $0.89 M_\odot$, что примерно соответствует звездному радиусу $0.009 R_\odot$ (Hamada, Salpeter, 1961). Для дальнейшего моделирования нами (Valyavin et al., 2005a) установлено в качестве параметра значение $R/R_\odot = 0.01 \pm 0.002$. К сожалению, используемые нами спектры низкого спектрального разрешения не позволяют установить точное ограничение на $v_e \sin i$. Между тем, используя оцененные нами значения для радиуса и

периода в формуле

$$v_e \sin i \leq \frac{50.8R/R_{\odot}}{P(d)} \text{ км/сек (4),}$$

получаем, что $v_e \sin i$ должно быть меньше 2 км с^{-1} . Для коэффициента потемнения к краю было принято значение $u = 0.5$. Обращаем, однако, внимание на то, что, как обсуждалось в работе Bagnulo et al.. (2000), коэффициент потемнения к краю на результаты моделирования влияет незначительно.

С описанными параметрами проведено моделирование конфигурации “диполь + квадруполь” по схеме мультиполярного разложения (Bagnulo et al., 2000). Наиболее оптимальными значениями искомых величин модели получились следующие:

$$\begin{array}{ll} i = 60^{\circ} \pm 20^{\circ}; & \gamma_1 = 331^{\circ} \pm 37^{\circ}; \\ \beta = 111^{\circ} \pm 17^{\circ}; & \gamma_2 = 178^{\circ} \pm 40^{\circ}; \\ f_0 = 0^{\circ} \pm 3^{\circ}; & B_d = 338 \pm 70 \text{ кГс}; \\ \beta_1 = 52^{\circ} \pm 35^{\circ}; & B_q = 278 \pm 208 \text{ кГс}; \\ \beta_2 = 104^{\circ} \pm 27^{\circ}; & v_e = 1.53 \pm 0.15 \text{ км с}^{-1}. \end{array}$$

при значениях $v_e \sin i = 1.32 \pm 0.40 \text{ км с}^{-1}$ и радиусе $0.010 \pm 0.001R_{\odot}$ соответственно.

Обращаем также внимание на то, что имеющиеся наблюдения не позволяют различить две магнитные конфигурации, симметричные относительно плоскости, содержащей ось вращения и ось диполя. Такие конфигурации характеризуются одинаковыми значениями B_d , B_q , v_e , γ_1 , γ_2 , f_0 , а остальные

углы связаны соотношением эквивалентности:

$$(i, \beta, \beta_1, \beta_2) \leftrightarrow (180^\circ - i, 180^\circ - \beta, 180^\circ - \beta_1, 180^\circ - \beta_2).$$

Наилучшее соответствие модели наблюдениям обозначено голубыми линиями на рис. 17. Для сравнения пунктирная красная линия показывает наилучшее соответствие, полученное в предположении простой дипольной морфологии. С теми же значениями $v_e \sin i$ и радиуса WD 0009+501 параметры дипольной модели следующие:

$$\begin{aligned} i &= 63^\circ \pm 24^\circ; \\ \beta &= 117^\circ \pm 24^\circ; \\ f_0 &= 1^\circ \pm 2^\circ; \\ B_d &= 295 \pm 6 \text{ кГц}; \\ v_e &= 1.50 \pm 0.15 \text{ км с}^{-1}. \end{aligned}$$

Стоит отметить, что параметры диполя очень схожи в обеих моделях, тогда как квадрупольная составляющая в модели “диполь+квадруполь” остается в значительной степени неопределенной из-за значительных ошибок. Между тем чисто дипольная модель магнитосферы WD 0009+501 (красные пунктирные линии на рис. 17) значимо не подходит для описания поведения поверхностного поля B_s звезды в процессе ее вращения. Это есть доказательство существования у магнитосферы WD 0009+501 квадрупольной компоненты, несмотря на невысокую точность определения её параметров. Заметим также, что недостаточная согласованность всех моделей с поведением продольного поля B_e в отрицательном экстремуме его изменения (верхняя панель на рис. 17), а также с моментом $R(2)$ (нижняя панель на рис. 17) говорит о том, что магнитосфера звезды имеет гармоники и более высоких порядков.

К сожалению, имеющийся наблюдательный материал для WD 0009+501 не позволяет провести устойчивое моделирование таких сложных конфигураций. Между тем полученное нами (Valyavin et al., 2005a), формализованное из наблюдений и моделирования доказательство существования магнитных полей сложных конфигураций у МБК является одним из первых (по крайней мере для белых карликов с магнитными полями менее слабые мегагаусса). Вторым таким объектом, для которого удалось достичь статистически надежных результатов существования у белых карликов гармоник высоких порядков, является уже упомянутый выше белый карлик WD 1953-011. Кроме того, для этого объекта нами (Valyavin et al., 2008; 2011a; 2014a) была построена кроме магнитной, также и карта распределения температурных неоднородностей по поверхности звезды. Сравнение этих карт позволило сделать ряд выводов, важных в контексте настоящей диссертации. Рассмотрим это исследование.

4.2. WD 1953-011

Этот белый карлик детально описан в работах Valyavin et al., (2008; 2011a; 2011b; 2014a), а также во второй, третьей и четвертой главах настоящей диссертации. Так же, как и в случае с WD 0009+501, для проведения процедуры картирования нами был использован временной ряд наблюдений его продольного B_e и поверхностного B_s магнитных полей. Однако в силу сложности поляризационной структуры профиля линии H α спектра звезды, процедура измерений этих величин для WD 1953-011 была гораздо более трудоемкой, чем для остальных белых карликов списка. По этой причине остановимся на описании поляризационных свойств спектра WD 1953-011 более подробно.

4.2.1. WD 1953-011: предварительные замечания

Первое сообщение о мониторинговых спектрополяриметрических наблюдениях WD 1953-011, в которых была выявлена переменность всех параметров Стокса профиля $H\alpha$ его спектра, было представлено Вэйдом и др. (Wade et al., 2003). В этом предварительном исследовании, полученном с помощью спектрополяриметра FORS1 на VLT, была также дана первая интерпретация найденной переменности за счет собственного вращения звезды с периодом около 1.45 дня. На рис. 18 приведены результаты исследования Wade et al., (2003) параметров Стокса, иллюстрирующие эту переменность (фаза увеличивается сверху вниз на рисунке). Как видно, профиль параметра Стокса I имеет сильную переменность. Центральная S-образная волна параметра Стокса V почти постоянна. Однако вблизи фазы вращения 0.6 появляются дополнительные уширенные особенности в крыльях $H\alpha$. Эти особенности объясняются наличием на поверхности WD 1953-011 морфологически самостоятельной сильномагнитной структуры, впервые обнаруженной в работе Maxted et al., (2000). Линейная поляризация параметров Стокса Q и U лишь незначительно обнаруживается в нескольких фазах, однако и они являются индикаторами переменности.

Эти предварительные исследования МБК WD 1953-011 мотивировали автора диссертации с соавторами (Valyavin et al., 2008) продолжить изучение этого интересного белого карлика с привлечением дополнительного наблюдательного материала, полученного с помощью Англо-Австралийского телескопа (ААТ, Maxted et al., 2000), 6-м российского телескопа БГА и с проведением более обстоятельного моделирования.

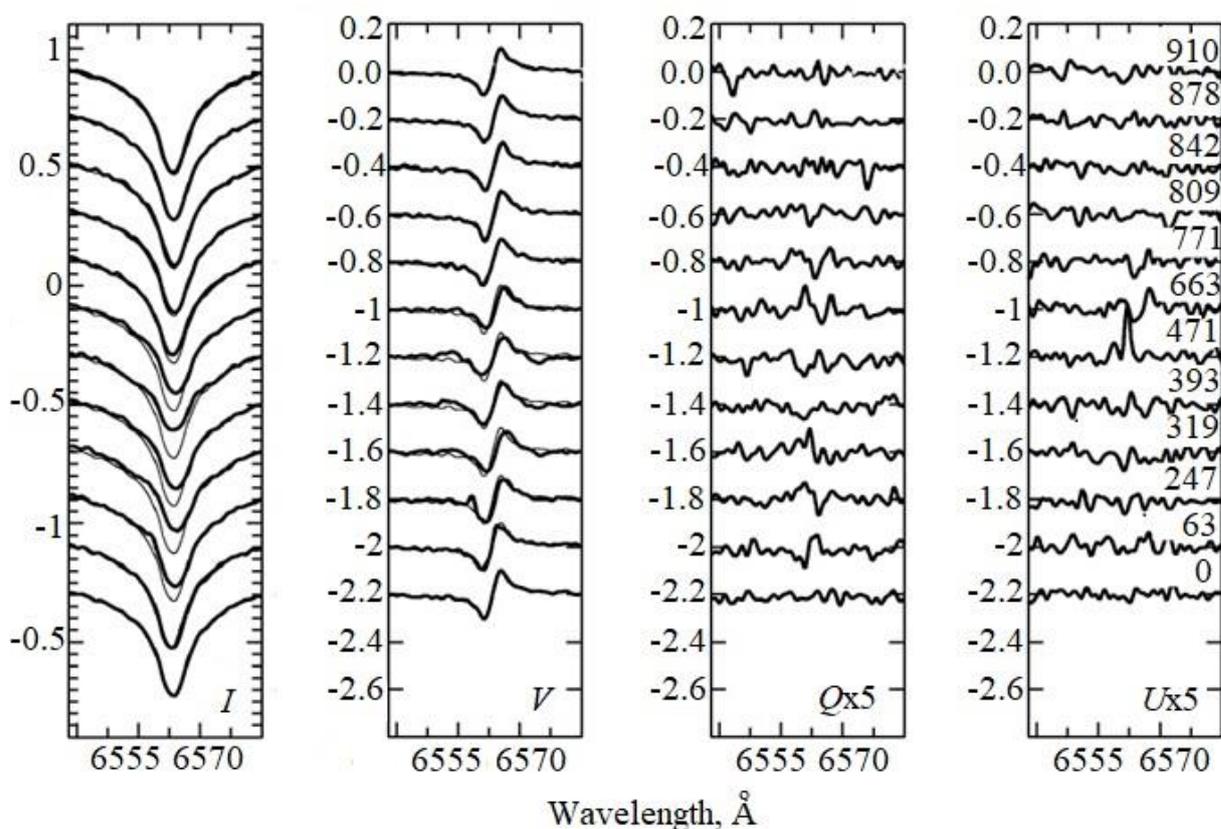


Рис. 18. Фазоразрешенные с периодом вращения около 1.45 дня спектральные профили Стокса $IQUV$ в области $H\alpha$ WD 1953-011, полученные с помощью спектрополяриметра FORS1 на ESO VLT (взято из работы Wade et al., 2003). Тонкие линии – результаты наблюдений в фазе вращения 0. Они показаны таким образом, чтобы подчеркнуть переменность профилей Стокса.

4.2.2. Магнитометрические наблюдения WD 1953-011

Во второй главе настоящей диссертации уже представлены магнитометрические наблюдения WD 1953-011 и их результаты с замечанием, что детали, полученные в результате измерений его магнитного поля, будут даны позже. Здесь представляем эти детали.

Спектрополяриметрические наблюдения WD 1953-011 проводились в течение шести наблюдательных ночей на телескопах VLT ESO и БТА на шкале около 1.3 года (Wade et al., 2003; Valyavin et al., 2008). К результатам

этих наблюдений были также присвокуплены данные спектральных (без анализа поляризации) наблюдений, выполненных на Англо-Австралийском телескопе (ААТ) с высоким спектральным разрешением (Maxted et al., 2000). Все эти наблюдения проведены на временной базе 5 лет. При наблюдениях на VLT использовался спектрограф FORS-1 в режиме получения всех параметров Стокса (Wade et al., 2003). При наблюдениях на БТА применялся спектрополяриметр UAGS (Valyavin et al., 2008) в режиме детектирования параметров Стокса I и V (спектров в остаточных интенсивностях и круговой поляризации). В результате для анализа морфологических свойств магнитосферы WD 1953-011 было получено 29 спектров для параметра Стокса I , 16 спектров круговой поляризации (параметр Стокса V) и 12 спектров параметров Стокса Q , U . Все данные наблюдений сведены в таблицу 7.

В наблюдениях на VLT и БТА методика регистрации спектров круговой поляризации была идентичной. Параметр Стокса V получался парой последовательных экспозиций длительностью (каждой из пары экспозиций) в половину от времени общей экспозиции, представленной в таблице 7. Одна экспозиция пары выполнялась при ориентации главной оси четвертьволновой пластины $+45^\circ$, вторая при -45° (детали см. в работах Valyavin et al., 2005a; 2008).

Для измерения линейной поляризации использовалась полуволновая пластина с дискретом вращения ее оптической оси в 22.5° . Цикл одного измерения параметров Стокса Q и U в наблюдениях на FORS1 VLT состоит из четырех экспозиций Стокса длительностью 600 секунд каждая (1200 секунд на один параметр) при четырех ориентациях полуволновой пластины: 0° , 22.5° , 45° , 67.5° .

Таблица 7. Спектральные и спектрополяриметрические наблюдения белого карлика WD 1953-011. В первом столбце приведена юлианская дата середины экспозиции, во втором – время экспонирования, в третьем – параметры Стокса, в четвертом – название телескопа, на котором проводились наблюдения (на ААТ была выполнена спектроскопия высокого разрешения, представленная в работе Maxted et al., 2000). Для данных, полученных на VLT, приведено время экспозиции для каждого из трех последовательных наблюдений параметров Стокса (I, V)/ Q/U (в этом случае середина экспозиции соответствует наблюдениям параметров Стокса I, V)

JD	Эксп., с	Параметры Стокса	Телескопы
(1)	(2)	(3)	(4)
2 450 676.995.....	600	I	ААТ
2 451 391.948.....	600	I	ААТ
2 451 391.955.....	600	I	ААТ
2 451 391.962.....	600	I	ААТ
2 451 392.059.....	1800	I	ААТ
2 451 392.957.....	1800	I	ААТ
2 451 393.066.....	1800	I	ААТ
2 451 393.106.....	1800	I	ААТ
2 451 393.943.....	1200	I	ААТ
2 451 393.958.....	1200	I	ААТ
2 451 393.973.....	1200	I	ААТ
2 451 393.988.....	1200	I	ААТ
2 451 394.003.....	1200	I	ААТ
2 452 048.801.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 048.893.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 076.671.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 076.883.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 078.722.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 078.879.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 079.672.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 079.892.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 087.621.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 087.670.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 087.722.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 087.768.....	840/1200/1200	$I, V/Q/U$	VLT
2 452 505.290.....	3600	I, V	ВТА
2 452 505.327.....	3600	I, V	ВТА
2 452 505.360.....	3600	I, V	ВТА
2 452 505.397.....	3600	I, V	ВТА

Спектры круговой поляризации и остаточной интенсивности (параметры Стокса V , I) затем были получены с использованием классического выражения:

$$P_V = \frac{V}{I} = \frac{1}{2}(r_{-45} - r_{+45}) \quad (5),$$

где

$$r_\alpha = \frac{f^o - f^e}{f^o + f^e} \quad (6).$$

В выражении для круговой поляризации P_V f^o и f^e – обыкновенный и необыкновенный лучи потока от исследуемой звезды, расщепленного анализатором поляризации после модуляции потока четвертьволновой фазосдвигающей пластиной $\lambda/4$ при двух положениях ее оси: $+45^\circ$ и -45° .

Линейная поляризация была получена путем следующего преобразования:

$$P_Q = \frac{Q}{I} = \frac{1}{2}(r_0 - r_{45}) \quad (7),$$

$$P_U = \frac{U}{I} = \frac{1}{2}(r_{22.5} - r_{67.5}) \quad (8),$$

где r_β определяется аналогично r_α , за исключением того, что схема наблюдения параметров Q и U реализуется с использованием полуволновой пластины $\lambda/2$. Потoki f^o и f^e получены редукцией соответствующих спектрополяриметрических изображений с калибровкой по длинам волн с использованием стандартных процедур IRAF.

В дополнение к спектрополяриметрическим данным VLT и БТА в исследовании использованы данные спектральных наблюдений высокого

разрешения (параметр Стокса I), полученные на ААТ и описанные в работе Maxted et al. (2000). Как уже было упомянуто выше, вместе со спектрополяризацией эти данные увеличивают временную базу наблюдений до пяти лет, что важно для тестирования магнитосферы WD 1953-011 на возможную динамическую нестабильность. Также эти данные были использованы нами для калибровки эквивалентных ширин ядра профиля $H\alpha$ WD 1953-011 в разных фазах его вращения с величиной его поверхностного магнитного поля, также переменного с вращением звезды. Детали этой и других процедур, связанных с оценкой основных наблюдаемых величин компонент магнитосферы WD 1953-011, описаны ниже.

4.2.3. Измерение переменного с вращением поверхностного магнитного поля B_s WD 1953-011

Проанализируем сначала спектры параметров Стокса WD 1953-011 за все пять лет наблюдений. Эти спектры дополнительно используются для установления периода вращения звезды, а также для оценки средних величин меняющегося с вращением поверхностного поля B_s отдельно для компонент слабого и сильного полей звезды.

4.2.3.1. Слабомагнитная компонента $B_{s\text{ core}}$ магнитосферы WD 1953-011

Слабомагнитная компонента магнитного поля WD 1953-011 была впервые обнаружена в спектроскопических исследованиях Koester et al. (1998) и Maxted et al. (2000). Авторами показано, что модуль среднего поля демонстрирует малоамплитудное изменение из-за вращения звезды с периодом продолжительностью от нескольких часов до дней (Maxted et al.,

2000). Эти выводы были сделаны на основе спектральных наблюдений зеемановской картины расщепления в ядре спектральной линии $H\alpha$. Измерение величины этого расщепления по спектрам высокого спектрального разрешения дает прямую оценку слабомагнитной компоненты магнитосферы WD 1953-011 $B_{s\ core}$ (нижний индекс “core” в данном случае означает, что оценка величины модуля магнитного поля сделана из анализа зеемановской структуры ядра линии $H\alpha$).

В наблюдениях на VLT и ВТА с низким разрешением зеемановское расщепление, связанное с компонентой $B_{s\ core}$ слабого поля, не может быть разрешено спектроскопически. В спектрах расщепление проявляется как дополнительное переменное уширение ядра профиля $H\alpha$. В этом случае измерения составляющей $B_{s\ core}$ могут быть получены при анализе эквивалентных ширин (EW_{core}) ядра спектральной линии $H\alpha$.

Используя значения модуля поверхностного магнитного поля $B_{s\ core}$, представленные Макстедом и др. (Maxted et al., 2000) в результате анализа структуры ядра профиля $H\alpha$, полученного с высоким спектральным разрешением, и измерения эквивалентных ширин этого ядра в разных фазах вращения, вполне можно откалибровать связь “ $EW_{core} - B_{s\ core}$ ”. Это эмпирическое соотношение может затем быть использовано для оценки $B_{s\ core}$ по спектрам с низким разрешением как функция EW_{core} ядра профиля $H\alpha$.

Для получения необходимой калибровки нами (Valyavin et al., 2008) были оценены эквивалентные ширины ядра $H\alpha$ спектров высокого разрешения, полученных Макстедом и др. (Maxted et al., 2000). Для этой цели

предварительно все спектры были свернуты с гауссовским инструментальным профилем, для того чтобы воспроизвести спектральное разрешение FORS1 и УАГС. Полученные спектры представлены на рис. 3 второй главы настоящей диссертации (см. также Valyavin et al., 2008).

Как видно на рис. 3, профили сильнопеременны с вращением WD 1953-011. Центральная интенсивность ядра также коррелирует с интенсивностью зеемановских особенностей сильного поля, обнаруживаемых в крыльях профиля $H\alpha$ (рис. 3: две зеемановские компоненты в крыльях профиля $H\alpha$, смещенные на $\pm 10 \text{ \AA}$ относительно его центра). Эта корреляция (чем интенсивнее эти особенности, тем слабее центральная интенсивность) связана с тем, что “пятно” сильномагнитной компоненты, периодически возникающее на видимом диске звезды за счет вращения, перераспределяет поток в линии пропорционально площади своей проекции на картинную плоскость. Чем больше площадь этой проекции, тем ярче выражен зеемановский портрет сильномагнитной компоненты на профиле $H\alpha$. Также очевидно (см. рис. 3), что эквивалентная ширина ядра $H\alpha$ сама по себе является переменной из-за вращательно-модулированной изменчивости зеемановской картины расщепления ядра линии. Поэтому для минимизации влияния переменных спектральных особенностей сильного поля на измерения центральной зеемановской картины, приписываемой слабомагнитной компоненте, мы искусственно перенормировали все профили к равным остаточным интенсивностям ($r_c = 0.47$ в центре линии) и измеряли эквивалентные ширины центральной узкой части ($r_c \leq 0.6$) профиля $H\alpha$. В этих условиях любые изменения эквивалентной ширины профиля $H\alpha$ в выбранном интервале относятся только к вращательно-модулированной изменчивости зеемановского портрета ядра $H\alpha$ от слабомагнитной компоненты.

Как и предполагалось, анализируя связь “ $EW_{\text{core}} - B_{s \text{ core}}$ ”, мы нашли прямую корреляцию между этими величинами. Найденное линейное соотношение между EW_{core} и $B_{s \text{ core}}$ показано на рис. 19. Используя это соотношение, мы смогли с достаточной точностью оценить $B_{s \text{ core}}$ по спектрам низкого разрешения, полученным со спектрополяриметрами FORS I и UAGS. Измерения представлены в таблице 8.

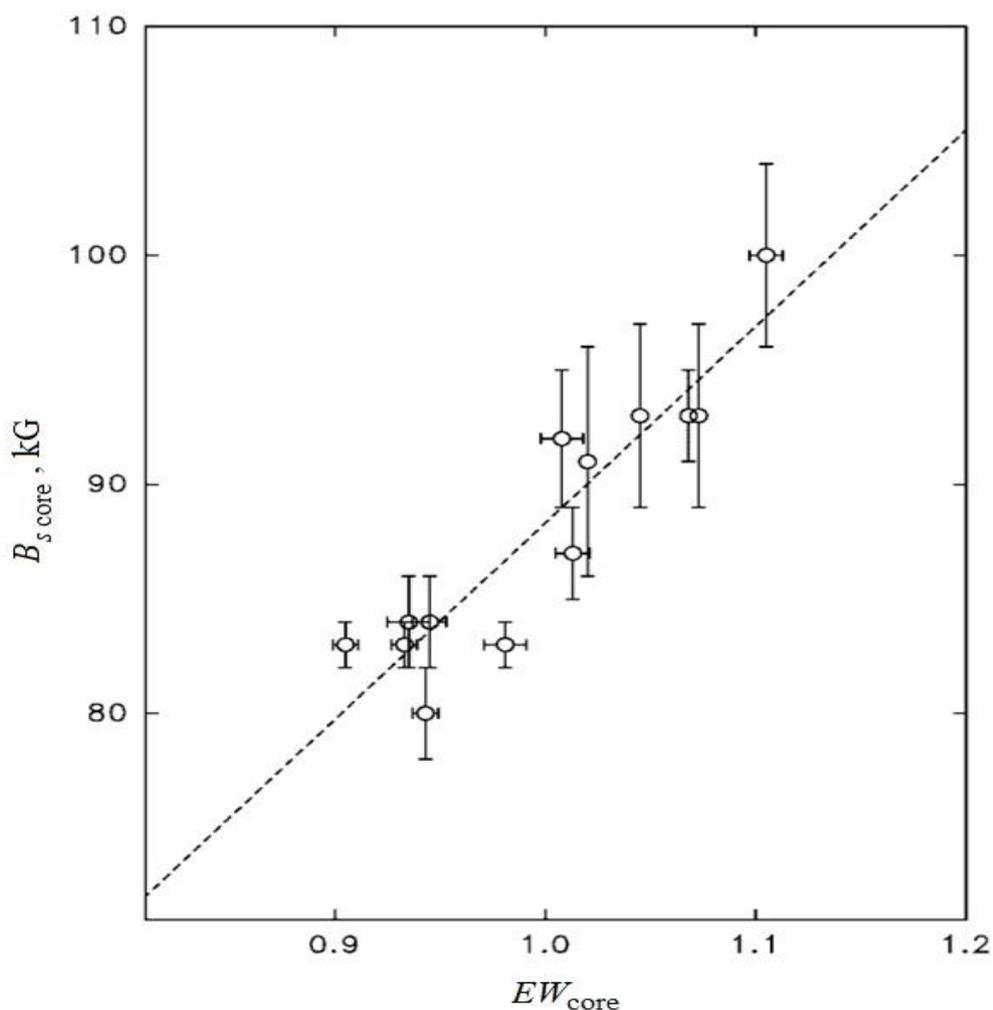


Рис. 19. Зависимость “ $EW_{\text{core}} - B_{s \text{ core}}$ ”, полученная из свернутых спектров высокого разрешения, для которых значения $B_{s \text{ core}}$ оценены в работе Макстеда и др. (2000). Пунктирная линия — линейная аппроксимация соотношения.

Таблица 8. Определение среднего модуля $B_{s \text{ core}}$ компоненты слабого поля

JD	EW_{core}	σ	$ B_{s \text{ core}} $, кГс	σ , кГс	Телескоп
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
2 450 676.955.....	1.040	0.008	91	5	AAT
2 451 391.948.....	1.073	0.008	93	4	AAT
2 451 391.955.....	1.105	0.016	100	4	AAT
2 451 391.962.....	1.045	0.008	93	4	AAT
2 451 392.059.....	1.068	0.012	93	2	AAT
2 451 392.957.....	0.905	0.012	83	1	AAT
2 451 393.066.....	0.943	0.012	80	2	AAT
2 451 393.106.....	0.933	0.012	83	1	AAT
2 451 393.947.....	1.008	0.020	92	3	AAT
2 451 393.958.....	1.013	0.016	87	2	AAT
2 451 393.973.....	0.945	0.016	84	2	AAT
2 451 393.988.....	0.935	0.020	84	2	AAT
2 451 394.003.....	0.981	0.020	83	2	AAT
2 452 048.801.....	0.901	0.012	80	3	VLT
2 452 048.893.....	0.917	0.012	81	3	VLT
2 452 076.671.....	1.012	0.012	89	3	VLT
2 452 076.883.....	1.057	0.016	93	3	VLT
2 452 078.722.....	1.013	0.016	89	3	VLT
2 452 078.879.....	0.939	0.012	83	3	VLT
2 452 079.672.....	1.052	0.016	93	3	VLT
2 452 079.892.....	1.102	0.012	97	3	VLT
2 452 087.621.....	0.952	0.016	82	3	VLT
2 452 087.670.....	0.939	0.016	83	3	VLT
2 452 087.722.....	0.911	0.016	78	3	VLT
2 452 087.768.....	0.921	0.016	79	3	VLT
2 452 505.290.....	0.978	0.020	84	4	BTA
2 452 505.327.....	1.000	0.020	88	4	BTA
2 452 505.360.....	1.028	0.020	91	4	BTA
2 452 505.397.....	1.034	0.020	91	4	BTA

4.2.3.2. Сильномагнитная компонента $|B_{\text{spot}}|$ WD 1953-011

Для измерения модуля магнитного поля $|B_{\text{spot}}|$ сильномагнитной гармонике магнитосферы WD 1953-011, мы (Valyavin et al., 2008) деблендировали профиль $N\alpha$ путем аппроксимации его пятью функциями Гаусса (три центральных профиля, используемых для воспроизведения зеемановского

Таблица 9. Определение среднего модуля $|B_{\text{spot}}|$ компоненты сильного поля

JD	S, %	σ , %	$ B_{\text{spot}} $, кГс	σ , кГс	Телескоп
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
2 450 676.955.....	13.1	0.6	521	40	ААТ
2 451 391.948.....	9.5	0.6	513	30	ААТ
2 451 391.955.....	12.0	1.2	495	30	ААТ
2 451 391.962.....	11.7	0.6	494	30	ААТ
2 451 392.059.....	12.0	0.6	527	15	ААТ
2 451 392.957.....	0.9	0.9	невидимо	...	ААТ
2 451 393.066.....	0.6	0.9	невидимо	...	ААТ
2 451 393.106.....	0.7	0.9	невидимо	...	ААТ
2 451 393.947.....	5.4	1.5	невидимо	...	ААТ
2 451 393.958.....	2.4	1.2	невидимо	...	ААТ
2 451 393.973.....	0.6	1.2	невидимо	...	ААТ
2 451 393.988.....	0.7	1.5	невидимо	...	ААТ
2 451 394.003.....	0.7	1.5	невидимо	...	ААТ
2 452 048.801.....	0.6	0.9	невидимо	...	VLT
2 452 048.893.....	0.6	0.9	невидимо	...	VLT
2 452 076.883.....	7.8	1.2	520	15	VLT
2 452 078.622.....	3.2	1.2	невидимо	...	VLT
2 452 078.879.....	0.5	1.2	невидимо	...	VLT
2 452 079.672.....	8.4	1.2	529	30	VLT
2 452 079.892.....	12.3	0.9	511	15	VLT
2 452 087.621.....	0.6	1.2	невидимо	...	VLT
2 452 087.670.....	0.6	1.2	невидимо	...	VLT
2 452 087.722.....	0.7	1.2	невидимо	...	VLT
2 452 087.768.....	0.6	1.2	невидимо	...	VLT
2 452 505.290.....	10.4	1.2	500	35	ВТА
2 452 505.327.....	2.3	1.2	492	40	ВТА
2 452 505.360.....	12.3	1.2	524	35	ВТА
2 452 505.397.....	10.8	1.5	502	45	ВТА

триплета в ядре $\text{H}\alpha$, и два профиля для определения смещенных компонент сильномагнитной структуры). Этот метод позволил воспроизвести зеемановское расщепление компонент обеих структур магнитосферы WD 1953-011 и оценить проекционную часть площади S области сильного поля на диске звезды (Valyavin et al., 2008).

Параметр S определялся в реконструкции гауссианами зеемановской картины спектра сильномагнитной компоненты как доля потока, описываемого двумя соответствующими гауссианами в общем (интегральном) потоке $\text{H}\alpha$. Метод является довольно грубым и может рассматриваться как первое приближение, необходимое для анализа, описанного ниже. Более реалистичный расчет проекционного размера области сильного поля описан ниже (см. также Valyavin et al., 2008). Результаты ($|B_{\text{spot}}|$ и S) представлены в таблице 9, где S указывается в процентах от площади диска звезды.

4.2.3.3. Оценка эффективных продольных магнитных полей $B_{e \text{ core}}$ и $B_{e \text{ spot}}$ WD 1953-011

Величины продольных магнитных полей слабомагнитной и сильномагнитной компонент магнитного поля WD 1953-011 определялись из спектров параметров Стокса I и V , полученных с помощью VLT и БТА (Valyavin et al., 2008) с использованием анализа формы зеемановского профиля круговой поляризации в спектральных линиях водорода, введенного в практику Анжелом и др. (Angel et al., 1973). Для нашего случая (сложный профиль поляризации из-за присутствия контрастного сильномагнитного пятна) может быть использована следующая формула (Valyavin et al., 2008):

$$V(\lambda) \sim (1 - S)B_{e \text{ core}} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \frac{1}{I(\lambda)} \frac{dI(\lambda)}{d\lambda} + SV(\lambda)_{\text{spot}}^{(9)},$$

где $B_{e \text{ core}}$ — продольное (эффективное) поле слабомагнитной составляющей магнитосферы звезды, $dI(\lambda)/(d\lambda)$ описывает градиент d в области профиля $H\alpha$ на конкретной длине волны, S — относительная площадь пятна, спроецированного на диск, λ_0 — центральная длина волны $H\alpha$, а $V(\lambda)_{\text{spot}}$ — V -профиль параметра Стокса от сильномагнитной компоненты поля, наблюдаемый в штарковских крыльях $H\alpha$.

Фактически в уравнении мы разделяем диск звезды на две эквивалентные области с разными усредненными значениями напряженности магнитного поля. Первый член уравнения описывает область слабого поля, а второй член относится к компоненте сильного поля. Первый член используется в обычном порядке, в соответствии с которым поток и его градиент берется непосредственно из наблюдаемых спектров. Возникающие при этом неточности из-за наличия особенностей сильного поля в крыльях $H\alpha$ слабы — эти объекты расположены довольно далеко от ядра линии и не влияют на узкий центральный профиль круговой поляризации. Однако пятно круговой поляризации $V(\lambda)_{\text{spot}}$ от составляющей сильного поля (второй член уравнения (9)) не может быть рассмотрен подобно первому члену уравнения и требует дополнительного анализа.

Для аппроксимации наблюдаемого профиля круговой поляризации от сильномагнитного пятна с последующей оценкой $B_{e \text{ spot}}$ мы (Valyavin et al., 2008) определяем эмпирический параметр Стокса $V(\lambda)_{\text{spot}}$:

$$V(\lambda)_{\text{spot}} = \frac{I(\lambda)_{\text{spot}}^L - I(\lambda)_{\text{spot}}^R}{I(\lambda)} \quad (10),$$

где поток $I(\lambda)$ — наблюдаемый профиль потока $H\alpha$, $I(\lambda)_{\text{spot}}^L$ и $I(\lambda)_{\text{spot}}^R$ — лево- и правополяризованные части профиля $H\alpha$ от эквивалентной области

сильного поля диска звезды. В наблюдаемых спектрах потоки $I(\lambda)_{\text{spot}}^L$ и $I(\lambda)_{\text{spot}}^R$ смешиваются с потоками из эквивалентной области слабого магнитного поля и поэтому не могут быть извлечены напрямую. Однако мы можем прямо из наблюдений построить их эмпирические образы с некоторыми упрощениями.

Рассмотренные индивидуально, $I(\lambda)_{\text{spot}}^L$ и $I(\lambda)_{\text{spot}}^R$ — это зеемановские σ -компоненты профиля $\text{H}\alpha$ круговой поляризации разных знаков. Из-за того, что компонента σ^- отсутствует в $I(\lambda)_{\text{spot}}^L$, а компонента σ^+ отсутствует в $I(\lambda)_{\text{spot}}^R$, центры тяжести этих профилей симметрично смещены друг относительно друга, что указывает на наличие продольного поля из области сильного поля. Нахождение этого смещения как функции продольного магнитного поля $B_{e \text{ spot}}$ позволяет смоделировать круговую поляризацию от области сильного магнитного поля и обеспечить устойчивую оценку $B_{e \text{ spot}}$.

В нашем решении (детали см. в Valyavin et al., 2008) $I(\lambda)_{\text{spot}}^L$ и $I(\lambda)_{\text{spot}}^R$ строились на основе профиля исследуемой линии $\text{H}\alpha$ в тех фазах вращения WD 1953-011, в которых спектральные особенности от составляющей сильного поля явно не проявлялись. Этот профиль был сконструирован усреднением всех профилей $\text{H}\alpha$, полученных при наблюдениях в режиме высокого спектрального разрешения в вышеобозначенных фазах (Maxted et al., 2000). Далее результат сворачивался с гауссовой функцией, имитирующей инструментальную функцию спектрографа низкого спектрального разрешения, для получения “опорного” профиля, характерного для наших наблюдений с FORS-I. Окончательно эмпирические профили $I(\lambda)_{\text{spot}}^L$ и $I(\lambda)_{\text{spot}}^R$ получались введением

Таблица 10. Определение продольного магнитного поля слабо- и сильномагнитных компонент белого карлика WD 1953-011

JD	B_e core, кГс	σ , кГс	B_e spot, кГс	σ , кГс	Телескоп
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
2 452 048.801.....	-41.5	1.5	нет	...	VLT
2 452 048.893.....	-39.6	1.6	нет	...	VLT
2 452 076.883.....	-41.0	1.6	430	70	VLT
2 452 078.722.....	-42.9	1.1.78	VLT
2 452 078.879.....	-42.2	1.6	нет	...	VLT
2 452 079.672.....	-41.9	1	360	60	VLT
2 452 079.892.....	-46.8	7	460	60	VLT
2 452 087.621.....	-41.5	1.6	нет	...	VLT
2 452 087.670.....	-39.8	1.7	нет	...	VLT
2 452 087.722.....	-40.1	1.7	нет	...	VLT
2 452 087.768.....	-40.1	1.5	нет	...	VLT
2 452 505.290.....	-46.2	2.3	440	80	ВТА
2 452 505.327.....	-44.8	2.3	450	80	ВТА
2 452 505.360.....	-45.0	2.5	нет	...	ВТА
2 452 505.397.....	-42.0	2.7	нет	...	ВТА

зеemanовского смещения их в коротковолновую $(I(\lambda)_{spot}^L)$ и в длинноволновую $(I(\lambda)_{spot}^R)$ части спектра симметрично относительно центральной длины волны $H\alpha$. Таким образом, вводя зеemanовское смещение от сильномагнитной компоненты в выражение (10) мы получали эмпирический параметр стокса $V(\lambda)_{spot}$. Варьируя это смещение как функцию продольного магнитного поля B_e spot сильномагнитной компоненты в выражении (9) совместно с B_e core от слабомагнитной компоненты и минимизируя статистику χ^2 , мы подгоняли модель комбинированной круговой поляризации к наблюдательным данным. Так были одновременно получены оценки продольного магнитного поля слабо- и (где возможно) сильномагнитной компонент магнитосферы WD 1953-011. Результаты представлены в таблице 10. На рис. 20 показано моделирование

комбинированного параметра стокса $V(\lambda)$ в сравнении с наблюдениями в той фазе, в которой обе компоненты круговой поляризации видны наиболее контрастно.

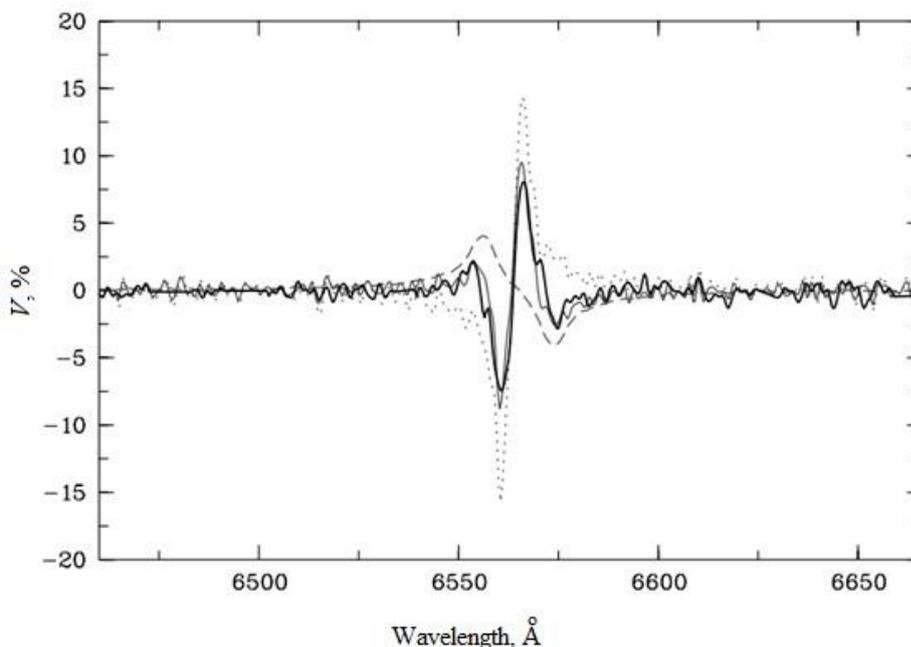


Рис. 20. Пример восстановления спектров параметра Стокса V с помощью описанной методики моделирования. Жирная сплошная линия представляет собой наблюдаемый спектр Стокса V в той фазе вращения WD 1953-011, в которой круговая поляризация от сильномагнитной составляющей видна наиболее контрастно. Штриховая и точечная линии – результат моделирования спектров круговой поляризации компонент слабого и сильного поля соответственно, тонкая сплошная линия – их сумма.

4.2.4. Моделирование геометрии магнитосферы WD 1953-011

В этой части главы, посвященной исследованию WD 1953-011, мы кратко приводим результаты моделирования геометрии его сложного магнитного поля. Как следует из приведенных выше рассуждений, структура магнитного поля звезды состоит из крупномасштабной (глобальной) слабомагнитной компоненты и сильномагнитной локализованной. Наши попытки связать

сильномагнитную компоненту с глобальной в качестве ее гармониками высокого порядка (более высокого, чем квадруполь), к сожалению, закончились неудачей. Поэтому было решено провести раздельное моделирование глобальной слабомагнитной компоненты и локализованной сильномагнитной области. Это, конечно, не означает, что физически сильномагнитная компонента не связана с глобальным слабым магнитным полем. Наша задача состояла в получении ключевых параметров глобального поля звезды, что может быть осуществлено не обязательно в рамках одного общего мультиполярного разложения.

4.2.4.1. Моделирование геометрии слабомагнитной компоненты магнитосферы WD 1953-011

Для моделирования слабомагнитной компоненты магнитосферы WD 1953-011 нам понадобятся усредненные в бинах фаз вращения значения $B_{s \text{ core}}$ и $B_{e \text{ core}}$. Выше, в разделах 2.2, 3.2, посвященных спектрополяриметрическим и фотометрическим наблюдениям белого карлика WD 1953-011, были представлены результаты и периодограмма поиска периода его вращения. Показано, что с высокой степенью точности период вращения P этой вырожденной звезды равен 1.441788(6) дня и не меняется на шкале порядка десятка лет. Данные индивидуальных измерений $B_{s \text{ core}}$ и $B_{e \text{ core}}$, свернутые с этим периодом (см. рис. 5, раздел 2.2: на рисунке $B_{s \text{ core}}$ и $B_{e \text{ core}}$ обозначены как B_s и B_e соответственно), демонстрируют гладкие, близкие к синусоидальным кривые их фазового изменения с периодом вращения.

Моделирование слабомагнитной компоненты магнитосферы WD 1953-011 проводилось строго в рамках методики, описанной выше (раздел 4.1.4). По этой причине здесь мы ограничимся только представлением результатов.

Как и в случае с белым карликом WD 0009+501 рассматривались две модели: “диполь” и “диполь + квадруполь”. Параметры дипольной модели следующие:

$$\begin{array}{ll}
 i = 14^\circ \pm 10^\circ; & B_d = 108 \pm 5 \text{ кГс}; \\
 \beta = 14^\circ \pm 10^\circ; & v_e = 0.33 \pm 0.05 \text{ км/с}; \\
 f_0 \approx 352^\circ; & v_e \sin i = 0.33 \pm 0.05 \text{ км/с}.
 \end{array}$$

Моделирование конфигурации “диполь + квадруполь” по схеме мультиполярного разложения дает следующие параметры (описание параметров см. в разделе 4.1.4):

$$\begin{array}{ll}
 i = 18^\circ \pm 10^\circ; & \gamma_1 \approx 77^\circ; \\
 \beta = 8^\circ \pm 10^\circ; & \gamma_2 \approx 243^\circ; \\
 f_0 \approx 357^\circ; & B_d = 178 \pm 30 \text{ кГс}; \\
 \beta_1 = 22^\circ \pm 10^\circ; & B_q = 233 \pm 30 \text{ кГс}; \\
 \beta_2 = 24^\circ \pm 10^\circ; & \\
 & v_e = 0.33 \pm 0.05 \text{ км/с};
 \end{array}$$

Наилучшее соответствие моделей результатам наблюдений приведено на рис. 21. Для сравнения: пунктирная линия показывает наилучшее соответствие простой дипольной модели, сплошная линия – наилучшее соответствие в рамках модели “диполь + квадруполь”. Очевидно наличие сложной мультиполярной структуры магнитосферы WD 1953-011.

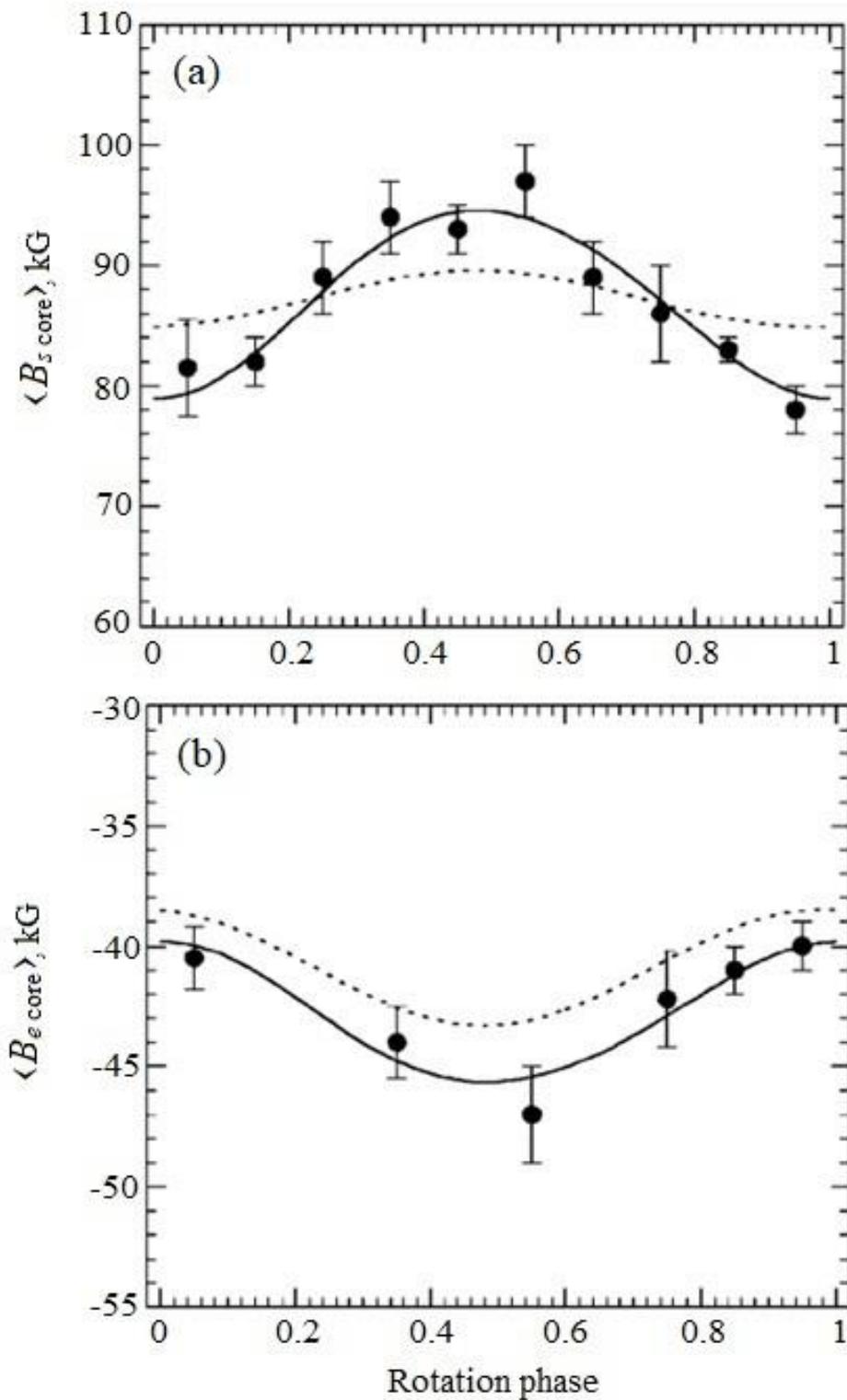


Рис. 21. Наблюдения и моделирование среднего продольного поля (эффективное поле, внизу) и средний модуль поля (поверхностное поле, вверху). Пунктирные линии показывают результат моделирования в рамках дипольной модели. Сплошные линии демонстрируют наилучшее соответствие, полученное с помощью модели “диполь+квадруполь”.

4.2.4.2. Спектральный синтез параметров Стокса фазоразрешенных спектров WD 1953-011

В этом разделе мы окончательно свяжем параметры слабомагнитной и сильномагнитной компонент магнитосферы WD 1953-011 в единую карту с использованием моделирования наблюдаемых параметров Стокса $I(\lambda)$, $V(\lambda)$, $Q(\lambda)$, $U(\lambda)$ (см. рис. 18). Согласно современной практике, сложившейся в исследованиях химически-пекулярных магнитных звезд Главной последовательности, спектральный синтез параметров Стокса проводится моделированием наблюдаемых спектров звезд с решением переноса излучения в их атмосферах и в присутствии магнитного поля. Для случая сильнозамагниченных белых карликов проведение такого моделирования оказалось проблематичным по следующим причинам.

Спектры белых карликов с полями напряженностью от мегатгаусса и более требуют детальных расчетов основных источников непрозрачности в условиях разрыва спин-орбитальной связи. На момент выполнения этой работы (2004–2006 гг.) такие расчеты не были в широком доступе для их практического использования. По этой причине самосогласованное решение уравнения переноса для моделирования профилей спектральных линий в спектрах сильномагнитных белых карликов невозможно получить без специального учета дополнительных параметров (связанных, например, со штарковским уширением спектральных линий при наличии сильного магнитного поля (Jordan, 1992).

В случае слабого поля мы в каком-то приближении можем ограничиться решением для нулевого поля, представленного в работе Викрамасингха и Мартина (Wickramasinghe, Martin, 1979), а также в работе Schmidt et al. (1992). Метод предполагает, что, если штарковское уширение доминирует над уширением от магнитного поля, общая непрозрачность может быть рассчитана как сумма отдельных уширенных по Штарку зеемановских

компонент. Штарковское уширение в данном случае предлагается использовать в приближении нулевого поля.

При этом упрощающем предположении мы можем моделировать локальные элементарные зеемановские спектры, используя один из следующих двух способов:

1. Решить уравнение переноса для всех параметров Стокса при заданной силе и ориентации локальной силовой линии магнитного поля, рассчитывая непрозрачности зеемановских компонент спектральной линии $H\alpha$, как описано выше.
2. Использовать “шаблонный” $H\alpha$ -профиль, характерный для спектра водородного белого карлика с нулевым полем, с теми же термобарическими условиями, что и в атмосфере WD 1953 011. Применяя такой профиль, построить на его основе профили отдельных зеемановских π - и σ -компонент, параметризуя их магнитное смещение и относительные интенсивности. Аддитивно объединить их для получения профилей Стокса I , V , Q и U спектральной линии $H\alpha$ в элементарных площадках наблюдаемой поверхности белого карлика.

Первый, прямой, метод атмосферных расчетов для WD 1953-011 также требовал специальных теоретических расчетов, выходящих за рамки этого наблюдательного исследования. Второй, упрощенный метод, который в конечном итоге был использован, на первый взгляд кажется грубым в силу того факта, что потоки от отдельных π - и σ -компонент, полученные с использованием шаблонного профиля нулевого поля, строго говоря, не являются аддитивными (в противоположность соответствующим им непрозрачностям в уравнении переноса). Тем не менее практика показала, что в линейном приближении для случая относительно слабых полей, не более одного-двух мегагаусс, сконструированные с помощью шаблонного профиля отдельные π - и σ -компоненты вполне можно принять аддитивными и метод также можно применять. Опробовав этот метод на некоторых

стандартных хорошо изученных магнитных Ap/Bp-звездах, автор получил удовлетворительный результат для моделирования их наблюдаемых поляризаций.

Таким образом, для расчета профилей I , V , Q и U в элементарных площадках был использован шаблонный профиль $H\alpha$, построенный по спектрам остаточных интенсивностей (параметр Стокса I), полученный в те моменты вращения звезды, когда зеемановский рисунок в крыльях профиля линии $H\alpha$ практически не виден. Штарковские части профиля построены усреднением профилей I в фазах вращения 0 и 0.91, в которых особенности сильного поля не проявляются. Центральный доплеровский профиль “нулевого поля” был подобран в гауссовом приближении для воспроизведения в модельной процедуре наблюдаемого слабополевого магнитного уширения ядра $H\alpha$ также в фазах 0 и 0.91. Необходимые индивидуальные профили несмещенных π - и смещенных σ -компонент были получены путем ввода нормального зеемановского смещения в зависимости от ориентации локального магнитного поля в элементарной площадке поверхности звезды: циркулярно поляризованные σ -компоненты смещаются согласно продольной проекции локального магнитного поля на луч зрения, а линейно поляризованные σ -компоненты смещаются поперечным полем в картинной плоскости.

Для моделирования профилей поляризации $H\alpha$ относительные интенсивности центральной π - и смещенных σ -компонент рассчитывались исходя из проекции вектора локального поля на картинную плоскость и луч зрения в соответствии с формализмом, представленным Unno (1956). Качественное объяснение физики процедуры дано также Ландстритом (Landstreet, 1980). Окончательные интенсивности π - и σ -компонент были получены путем их перенормировки так, чтобы общая сумма потоков всех компонент была равна потоку в профиле линии $H\alpha$ -шаблона нулевого поля. Наконец, потоки от элементарных π - и σ -компонент $H\alpha$ объединялись в две группы для моделирования обыкновенного и необыкновенного пучков, разделенных поляриметрическим анализатором в соответствии с той или

иной конфигурацией фазосдвигающих пластин. Из этих групп и их поляризационных конфигураций, задаваемых фазосдвигающими пластинами, моделировались синтетические элементарные спектры I , V , Q и U . Подробное описание процедуры см. также в работе Valyavin et al. (2008).

После определения элементарных спектров I , V , Q и U , заданных магнитной геометрией во всех элементах поверхности белого карлика WD 1953-011, наблюдаемые интегральные значения этих параметров рассчитывались интегрированием и усреднением их локальных значений по диску звезды. В качестве коэффициента потемнения к краю принято значение $u = 0.5$. Наконец, переходим к построению финальной модели магнитосферы WD 1953-011 с использованием уже определенных параметров её слабополевой компоненты и доработке геометрии области с сильным магнитным полем.

4.2.4.3. Моделирование глобальной геометрии поля WD 1953-011 при помощи спектрального синтеза

Представленные выше результаты (см. раздел 4.2.3.3, таблицу 10) показывают, что оценки продольного магнитного поля, основанные на приближении слабого поля, достаточно точны для моделирования геометрии компонента слабого поля отдельно от компоненты сильного. По этой причине и для того, чтобы уменьшить количество переменных, мы используем параметры геометрии слабомагнитной компоненты, полученные в разделе 4.2.4.1 как входные и неизменные. Отметим лишь, что моделирование наблюдаемых спектров, особенно в те моменты времени, когда пятно не видно, гораздо лучше соответствуют дипольно-квадрупольной геометрии слабомагнитной компоненты с параметрами, приведенными в разделе 4.2.4.1. Дипольная модель (рис. 21) не дает удовлетворительных результатов и далее не используется.

Моделирование области сильного поля как гармоника более высокого, чем квадруполь, порядка в мультипольном разложении оказалось не в состоянии воспроизвести наблюдения (Valyavin et al., 2008). Спектральный синтез на основании этого моделирования не обеспечил необходимый контраст в наблюдаемых зеемановских закономерностях в тех фазах вращения, где спектры поляризации и интенсивности одновременно демонстрируют зеемановские особенности слабого и сильного поля. Однако, если предположить, что компонента сильного поля сконцентрирована в ограниченной области размером около 12% диска, то соответствующие зеемановские спектральные особенности сильного поля могут быть хорошо воспроизведены с помощью равномерно распределенного по этой области магнитного поля напряженностью 550 ± 50 кГс.

Практически такой же результат был получен в работе Maxted et al. (2000). Поэтому для моделирования области сильного поля мы протестировали две упрощенные геометрии. Одна из них – “контрастное пятно” с однородно распределенным вертикальным магнитным полем (Maxted et al., 2000). И вторая – “сагиттальная” геометрия с вертикально ориентированным магнитным полем в центре области, непрерывно переходящим к периферии в горизонтальное (как у магнитного диполя при движении от магнитного полюса к экватору или в темном пятне солнечной фотосферы выходящей силовой магнитной трубки).

В целом обе геометрии способны описать наблюдаемые спектры параметров Стокса I и V с более-менее приемлемой точностью. Однако первая модель не дает соответствия спектров Q и U из-за наличия резкого (и нефизического) скачка интенсивности на краях области сильного поля. По этой причине такой случай также не обсуждается.

“Сагиттальная” модель геометрии сильномагнитной области построена с

использованием модифицированной модели централизованного диполя: около 45% площади пятна (центральные части сильномагнитной области) имеют дипольное распределение с полем на полюсе $B_p = 810$ кГс в центре. Остальные 55% внешнего дипольного поля модулируются, чтобы иметь постепенное снижение до характерной напряженности поля по краям области слабомагнитной компоненты WD 1953-011.

Итерационная подгонка параметров такой модели (угла наклона нормали центра магнитного пятна к оси вращения и коэффициента нормировки для “сшивки” поля магнитного пятна с геометрии общего поля) привела к следующему результату. Область сильного поля имеет локализованную структуру с преимущественно вертикальной ориентацией силовых линий напряженности магнитного поля в 50% центральной области. Далее при движении к периферии поле выполаживается в тангенциальном к поверхности направлении и сливается с глобальным полем звезды. Физический размер области составляет около 20% поверхности звезды, что дает максимальную проекцию на диск 12%. Центральная нормаль сильномагнитной области расположена под углом 67° к оси вращения, обеспечивая максимальную продольную напряженность поля около 400 кГс.

Представленная модель обеспечивает прекрасное согласие наблюдаемых параметров Стокса I и V и непротиворечиво воспроизводит спектры Q и U линейной поляризации, как показано на рис. 22, где проиллюстрирован томографический портрет магнитосферы белого карлика в динамике в зависимости от фазы вращения. Однако, несмотря на хорошее согласие “сагиттальной” геометрии с результатами наблюдений, автор не утверждает, что эта геометрия абсолютно верна. Например, модель не контролирует сохранение магнитного потока. Вместо этого предполагается, что отрицательный магнитный полюс находится на невидимой стороне

поверхности WD 1953-011.

Как и в случае со слабой компонентой поля, наиболее естественным способом изучения области сильного поля является описание этой особенности как результата суперпозиции нескольких высших гармоник в мультипольном разложении, что не удалось реализовать в полной мере (Valyavin et al., 2008). Между тем фотометрические исследования WD 1953-011 (Valyavin et al., 2011a; 2014a, см. также следующие разделы диссертации) показали, что комбинация дипольно-квадрупольной и “сагиттальной” моделей полностью описывает и, соответственно, объясняет физику природы сильной фотометрической переменности звезды. Факт полной внутренней самосогласованности данных спектральных, поляриметрических и фотометрических наблюдений WD 1953-011 свидетельствует о корректности проведенного моделирования.

4.2.4.4. Двухкомпонентная геометрия магнитосферы WD 1953-011

Таким образом, на основании вышеприведенных выкладок (детали см. также в работе Valyavin et al., 2008) наше представление о геометрии магнитосферы магнитного белого карлика WD 1953-011 следующее. Магнитосфера звезды представляет собой гладкую, без разрывов, комбинацию глобального дипольно-квадрупольного магнитного поля относительно низкой напряженности и области магнитного поля высокой напряженности. Слабополевая компонента демонстрирует регулярную вращательно-

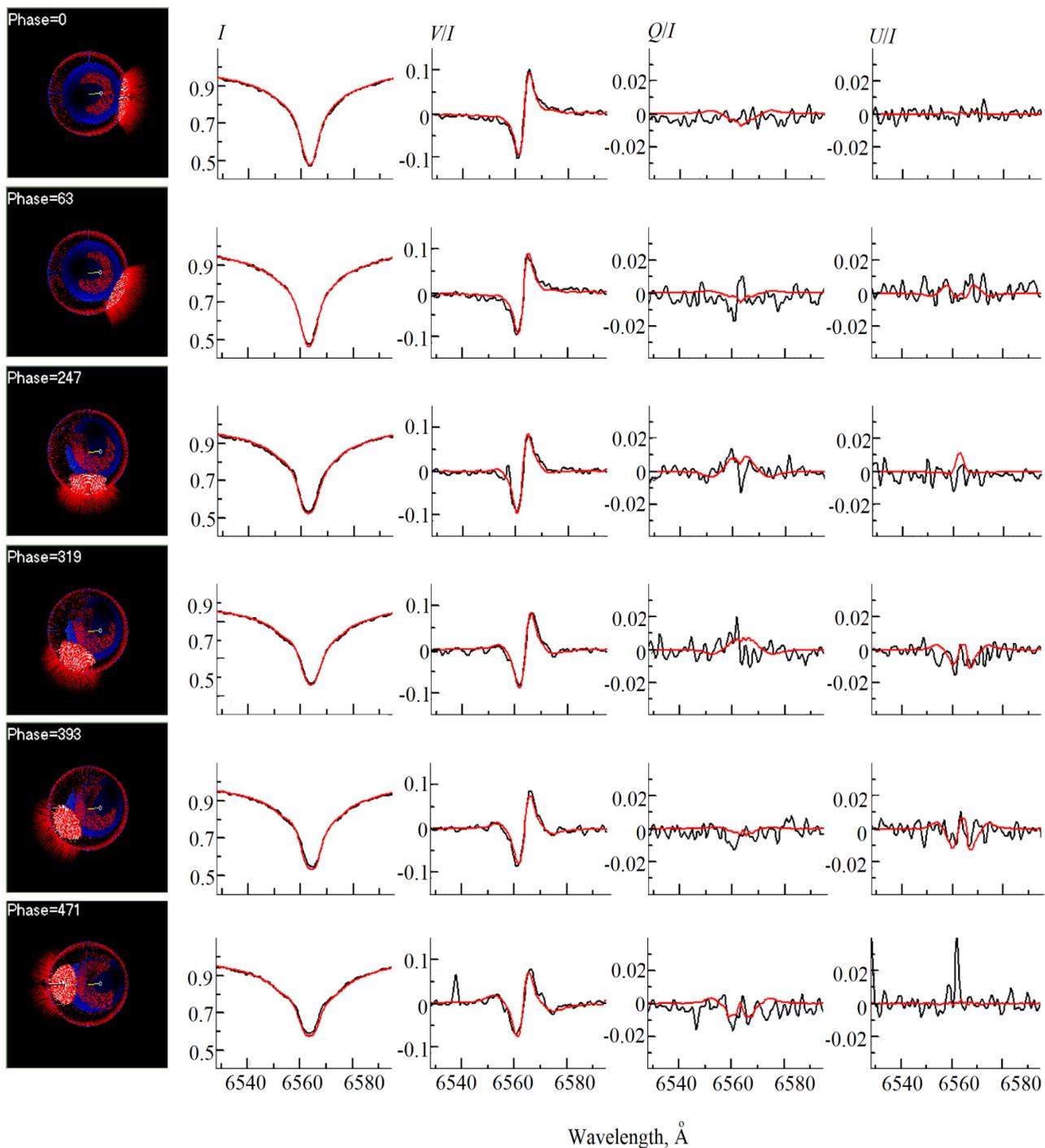


Рис. 22. Модельные аппроксимации (красные линии) наблюдаемых спектров параметров Стокса $IVQU$ (черные линии), полученных на VLT. Соответствующие томографические портреты магнитосферы и фазы вращения звезды ($\times 1000$, с пометкой “Phase”) представлены слева. Область сильного поля показана белым цветом. Силовые линии магнитного поля обозначены красными линиями.

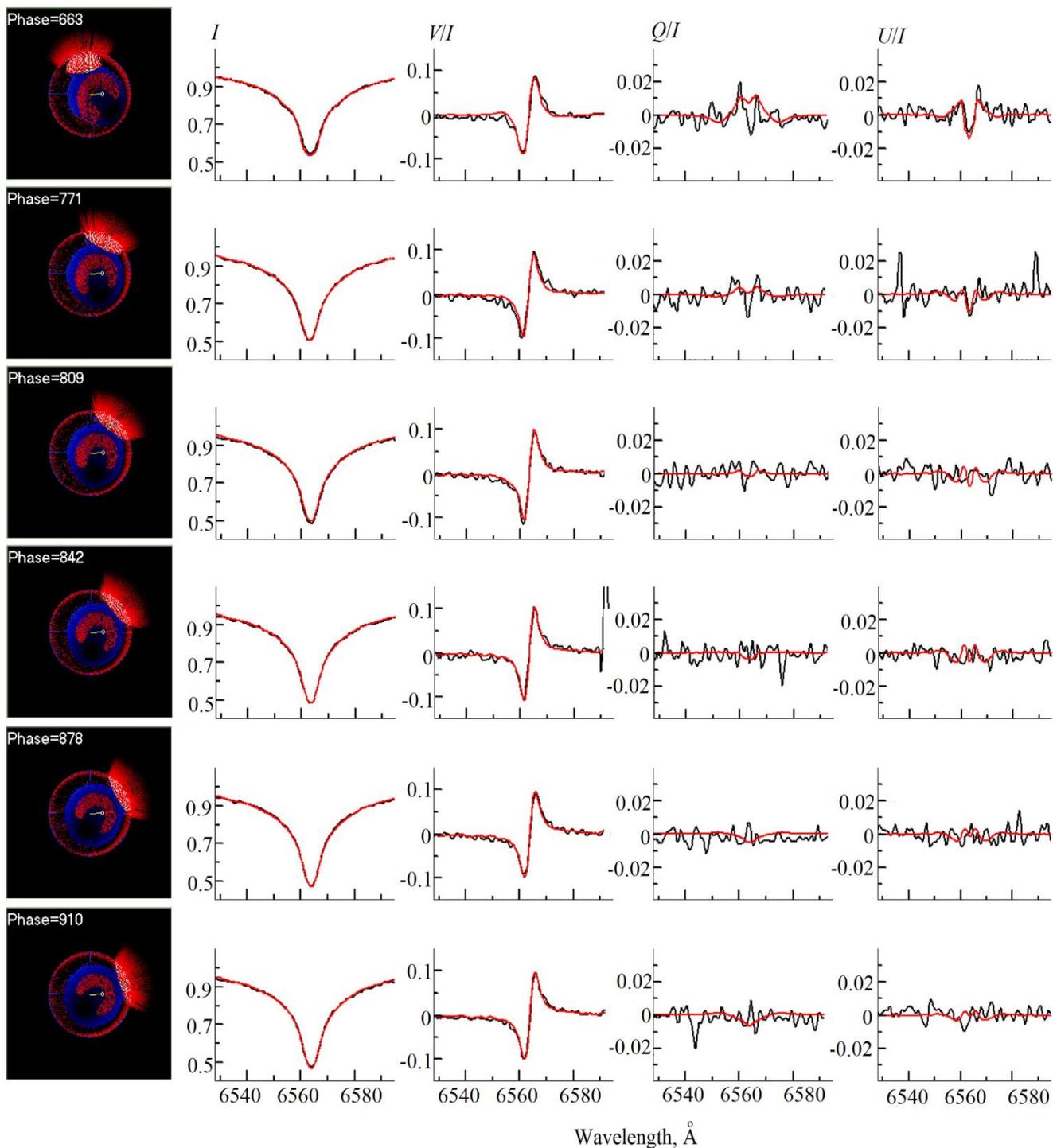


Рис. 22. Продолжение.

модулированную переменность с периодом $P = 1.4480 \pm 0.0001$ дней. Долгосрочная (десятилетие) стабильность поверхностного и продольного магнитных полей слабополевой компоненты позволяет рассматривать

реликтовую природу магнитного поля звезды. Напряженность поля на полюсах дипольной компоненты $B_d = 178 \pm 30$ кГс, на полюсах квадрупольной компоненты — $B_q = 233 \pm 30$ кГс.

Сильномагнитная компонента имеет локализованную структуру. Средний модуль поля пятна представлен значением 515 ± 7 кГс, что согласуется с результатами Maxted et al. (2000). Продольное магнитное поле пятна изменяется в зависимости от фазы вращения от нуля до примерно 400 кГс. Сравнивая средний модуль поля с продольным полем, мы предполагаем, что геометрия пятна сильного поля может быть похожа на магнитную силовую трубку с преимущественно вертикально ориентированной линией магнитного поля. Пятно расположено под углом 67° относительно оси вращения.

Представленные выше результаты и рассуждения позволяют предположить, что магнитное поле белого карлика WD 1953-011 состоит из двух физически различных морфологий: полоидального крупномасштабного поля реликтовой природы и, по-видимому, индуцированного магнитного пятна. Согласно классическим представлениям (Wendell et al., 1987), реликтовые медленно распадающиеся крупномасштабные (глобальные) поля белых карликов организованы в почти бессиловые полоидальные конфигурации (см. следующую главу диссертации и ссылки в ней) с временами эволюции порядка 10^9 лет. Напротив, преимущественно вертикальная ориентация силовых линий магнитного поля в пятне по типу силовой магнитной трубки должна индуцировать некомпенсированное “магнитное давление”, доминирующее над магнитным натяжением (объяснения с формулами см. также в следующей главе), что окажет сильное влияние на баланс давления и температуры в фотосфере магнитного белого карлика. Это может (и должно) привести к разнице температур между зоной сильного поля и другими

частями поверхности звезды. В результате у белого карлика WD 1953-011 можно ожидать наличие вращательно-модулированной фотометрической переменности, что наблюдается и рассмотрено в следующем разделе.

4.2.4.5. Связь между фотометрической и спектральной переменностями WD 1953-011

Как уже обсуждалось выше (см. раздел 3.2), магнитный белый карлик WD 1953-011 демонстрирует значительную фотометрическую переменность. Спектроскопические исследования с высоким спектральным разрешением (Maxted et al., 2000) исключают объяснение этой переменности как следствие двойственности звезды. Нетепловые эффекты, такие как модулированное вращением синхротронное излучение, тоже не могут объяснить фотометрическую переменность из-за сравнительно слабого магнитного поля звезды и отсутствия релятивистских электронов достаточной концентрации. Поэтому единственным разумным объяснением этих изменений является наличие поверхностных тепловых неоднородностей в группах темных пятен или представленных одним пятном (Wade et al., 2003; Brinkworth et al., 2005; Valyavin et al., 2008; 2011a; 2011b), и их возможная связь с магнитными неоднородностями на поверхности звезды. Для того чтобы детально исследовать связь между этой переменностью и сложным магнитным полем звезды, кроме фотометрических наблюдений, представленных в разделе 3.2 (см. также Valyavin et al., 2011a), в этой части будут также использованы результаты дополнительных спектральных наблюдений WD 1953-011.

Дополнительный материал был получен с помощью спектрографов умеренного и низкого разрешений 2.6-м телескопа (ЗТШ, КрАО) и 2.1-м телескопа обсерватории Сан Педро Мартин Института Астрономии Национального университета Мексики (OANSPM). Спектрограф низкого/умеренного спектрального разрешения REOSC 2.1-м телескопа

OANSPM (Valyavin et al., 2011a) представляет собой стандартную версию эшелле-спектрографа с разрешающей способностью R от нескольких тысяч до $R 17000$. Крымский спектрограф низкого спектрального разрешения является классической версией стандартного спектрографа с длинной щелью (детали см. в работе Valyavin et al., 2011a). Параллельно спектроскопические наблюдения были также поддержаны фотометрическими (см. таблицы 2, 3 раздела 3.2, а также Valyavin et al., 2011a).

Спектрограф 2.6-м телескопа ЗТШ был задействован для измерения потоков и эквивалентных ширин линии $H\beta$ звезды WD 1953-011 в режиме спектрального разрешения 3.8 \AA ($R 1300$). Детали исследований подробно описаны в работе Valyavin et al. (2011). Была выполнена серия дополнительных наблюдений WD 1953-011 в режиме низкого разрешения, около $R 3000$, со спектрографом REOSC (Мексика).

Наконец, кроме наблюдательного материала, полученного на телескопе ЗТШ, в исследовании использован весь спектральный материал с телескопов VLT, БТА и ААТ, описанный выше. Методика обработки и анализа данных спектральных и фотометрических наблюдений также описана выше (см. также Valyavin et al., 2008; 2011). Далее скажем несколько слов о спектральных измерениях эквивалентных ширин линий.

По спектрам, полученным на ЗТШ, измерялись эквивалентные ширины EW и относительные интенсивности r_c спектральной линии $H\beta$. Во всех остальных случаях использовалась линия $H\alpha$. В измерениях анализировались все части профилей в пределах $\pm 50 \text{ \AA}$ от центров линий. Чтобы минимизировать эффекты селекции за счет применения разных телескопов, спектрографов и спектральных линий, все измерения EW в пределах отдельных групп наблюдений для данного прибора и данной спектральной линии

нормировались на их значения, усредненные за полный цикл вращения звезды. Например, нормированные значения EW профиля $H\alpha$, полученные на VLT, означают, что измеренные EW были нормированы на их значение, усредненное за все спектральные наблюдения WD 1953–011 с FORS-1. Тот же самый принцип был применен и для результатов, полученных с помощью остальных телескопов. Поскольку во всех сетях на разных телескопах наблюдения распределялись более или менее однородно в течение цикла вращения звезды, такая нормализация обеспечила удовлетворительную однородность данных и позволила рассмотреть все измерения от разных спектральных линий совместно.

Результаты спектроскопических измерений эквивалентных ширин и остаточных интенсивностей водородных линий представлены в таблице 11 и на рис. 23: фазовые изменения с периодом вращения $P = 1.441788(6)$ дней: (a) — звездная величина V WD 1953–011, найденная по нашим наблюдениям (Valyavin et al., 2011a) вместе с данными, полученными Brinkworth et al. (2005), (b) — звездная величина V , найденная только по нашим наблюдениям, (c)-(d) — нормированные эквивалентные ширины и остаточные интенсивности линий $H\alpha$ и $H\beta$, представленные в таблице 11, (e) — глобальное магнитное поле WD 1953-011 и (f) — эффективная проекционная площадь S области сильного поля на диске (Valyavin et al., 2008). Сплошные синусоидальные линии на графиках (a)-(d) представляют собой аппроксимацию данных методом наименьших квадратов. Черные квадратики на среднем графике (c) — это усредненные данные в интервалах. Две вертикальные сплошные линии проходят через фазы 0.5 и 1.5. Эти фазы соответствуют минимальной световой энергии звезды и максимальной проекции магнитного поля на луч зрения. Все данные свернуты с уточненной эфемеридой вращения звезды $JD = 2454329.872 + 1.441788(6)E$ (Valyavin et al., 2011a).

Таблица 11. Результаты спектральных измерений эквивалентных ширин EW и остаточных интенсивностей r_c спектральных линий $H\alpha$ и $H\beta$ WD 1953-011

JD	Эксп., с	Телескоп	EW	$\sigma(EW)$	r_c	$\sigma(r_c)$
2 450 676.955	600	AAT	1.110	0.007	0.955	0.004
2 451 391.948	600	AAT	1.046	0.007	0.979	0.004
2 451 391.955	600	AAT	1.062	0.009	0.971	0.004
2 451 391.962	600	AAT	1.048	0.006	0.973	0.004
2 451 392.059	1800	AAT	1.077	0.005	0.971	0.004
2 451 392.957	1800	AAT	0.874	0.009	1.041	0.004
2 451 393.066	1800	AAT	0.905	0.007	1.027	0.004
2 451 393.106	1800	AAT	0.911	0.007	1.019	0.004
2 451 393.943	1200	AAT	0.957	0.006	1.017	0.004
2 451 393.958	1200	AAT	0.966	0.005	1.000	0.004
2 451 393.973	1200	AAT	0.929	0.007	1.010	0.004
2 451 393.988	1200	AAT	0.927	0.007	1.013	0.004
2 451 394.003	1200	AAT	0.951	0.006	0.994	0.004
2 452 048.801	840	VLT	0.874	0.006	1.051	0.002
2 452 048.890	840	VLT	0.879	0.004	1.053	0.002
2 452 076.671	840	VLT	0.996	0.005	0.984	0.002
2 452 076.883	840	VLT	1.060	0.006	0.964	0.002
2 452 078.722	840	VLT	1.001	0.005	0.965	0.002
2 452 078.879	840	VLT	0.933	0.004	1.004	0.002
2 452 079.672	840	VLT	1.046	0.003	0.973	0.002
2 452 079.892	840	VLT	1.086	0.006	0.968	0.002
2 452 087.621	840	VLT	0.905	0.005	1.030	0.002
2 452 087.670	840	VLT	0.894	0.004	1.035	0.002
2 452 087.722	840	VLT	0.878	0.005	1.048	0.002
2 452 087.768	840	VLT	0.881	0.004	1.056	0.002
2 452 505.290	3600	BTA	1.070	0.007	0.971	0.007
2 452 505.327	3600	BTA	1.072	0.004	0.976	0.007
2 452 505.360	3600	BTA	1.075	0.005	0.975	0.007
2 452 505.397	3600	BTA	1.070	0.008	0.975	0.007
2 454 302.374	8640	ZTSH	0.909	0.002	1.08	0.01
2 454 302.489	7477	ZTSH	0.909	0.002	1.08	0.01
2 454 303.345	7687	ZTSH	1.032	0.003	0.98	0.02
2 454 304.405	5656	ZTSH	1.024	0.003	1.01	0.01
2 454 304.492	5652	ZTSH	1.047	0.003	0.95	0.01
2 454 316.358	4082	ZTSH	1.028	0.004	0.96	0.02
2 454 316.455	2045	ZTSH	1.015	0.004	0.99	0.02
2 454 316.513	3897	ZTSH	1.004	0.004	1.04	0.03
2 454 317.335	5637	ZTSH	1.043	0.003	0.89	0.02
2 454 317.421	5612	ZTSH	1.065	0.003	0.89	0.02
2 454 317.508	5620	ZTSH	1.115	0.004	0.88	0.02
2 454 318.319	5593	ZTSH	0.903	0.003	1.05	0.03
2 454 318.395	3752	ZTSH	0.914	0.002	1.08	0.02
2 454 318.471	5581	ZTSH	0.925	0.003	1.09	0.02

Таблица 11. Продолжение

JD	Эксп., с	Телескоп	EW	$\sigma(EW)$	r_c	$\sigma(r_c)$
2 454 979.903	5400	2mSPM	0.924	0.040		
2 454 979.969	5400	2mSPM	0.905	0.030		
2 454 980.883	5400	2mSPM	1.109	0.040		
2 454 980.949	7200	2mSPM	1.035	0.030		
2 454 981.886	5400	2mSPM	1.007	0.040		
2 454 981.957	5400	2mSPM	1.044	0.030		
2 454 999.871	9000	2mSPM	1.050	0.050		
2 455 000.885	9000	2mSPM	1.078	0.050		
2 455 001.889	9000	2mSPM	0.905	0.050		

В качестве модели переменности потока от WD 1953–011 предложена ее связь с неоднородностями распределения температуры по поверхности звезды. Предполагая чернотельную связь между температурой и яркостью, эта переменность была смоделирована и продемонстрировала прекрасное согласие с наблюдениями. Детали моделирования подробно описаны в работе Валявина и др. (Valyavin et al., 2008). Здесь эти детали опущены, поскольку в последующем авторском исследовании (Valyavin et al., 2014a) была обнаружена более глубокая связь между переменностью, температурными неоднородностями и величиной магнитного поля. Это исследование подробно изложено ниже по тексту. Здесь же ограничимся лишь представлением конечных результатов моделирования.

Результаты чернотельного моделирования представлены на рис. 24 в виде набора томографических портретов (панели в левой части рисунка) поверхностного распределения температуры с обозначенной сильномагнитной областью (эллипс белого цвета). Темные области соответствуют низким температурам, яркие – высоким. В процессе моделирования возникла неоднозначность решения задачи: одну и ту же

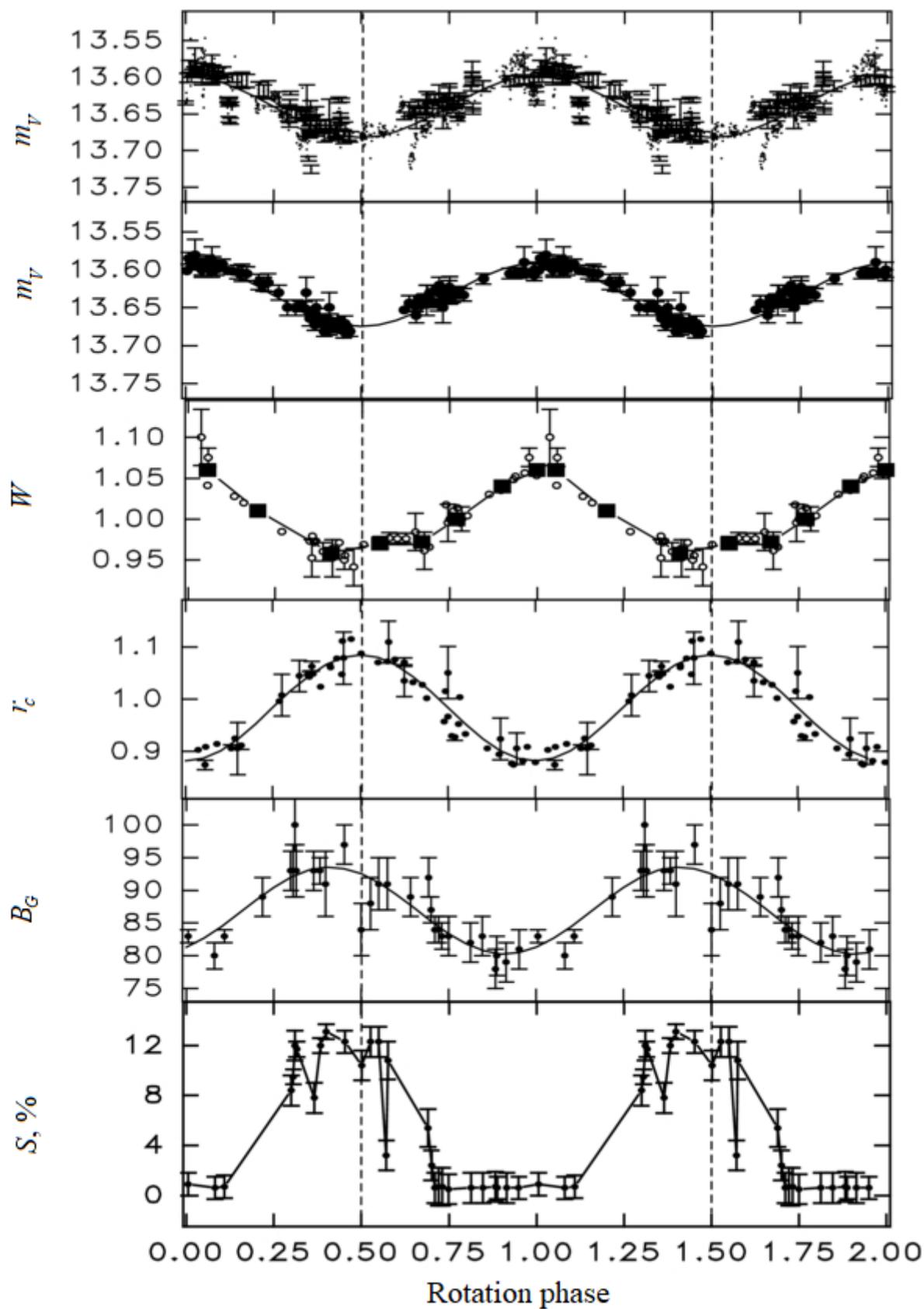


Рис. 23. Фазовые изменения наблюдаемых величин WD 1953–011. Пояснения см. в тексте.

переменность можно смоделировать разными конфигурациями пятенных образований. Область допустимых решений ограничивалась параметром T_0 – максимально низкой температурой, использованной в том или ином температурном портрете. Вертикальная ось на рис. 24 соответствует широте, горизонтальная – долготе температурной карты в координатах соответствующей магнитной модели, приведенной выше. Долгота показана от -180° до $+180^\circ$. Средняя панель – результирующие фазовые кривые блеска (сплошные линии), полученные в результате моделирования фотометрических наблюдений (закрашенные кружки): вертикальная ось – звездная величина, горизонтальная ось – фаза вращения. На правой панели градацией серого цвета проиллюстрированы температурные распределения на соответствующих томографических портретах. Всего показаны пять примеров распределения температуры звезды с разными значениями T_0 (сверху вниз: $T_0 = 6500$ К, 6750 К, 7000 К, 7100 К, 7120 К).

Все проиллюстрированные модели демонстрируют две характерные особенности: наличие температурного градиента от полюса вращения к экватору, а также наличие большого низкотемпературного пятна (тени), занимающего 15–20% полусферы звезды. Размер тени хорошо соответствует размеру области сильного поля, оцененного выше (см. также Valyavin et al., 2008). Три решения в низких температурных режимах ($T_0 = 6500$ К, $T_0 = 6750$ К и $T_0 = 7000$ К – три верхних графика на рис. 24) представляют наиболее устойчивые варианты, показывающие максимальные изменения температуры на широте $\theta \approx 67^\circ$, в области расположения зоны сильного поля. Более высокие температурные пределы смещают тень в область высоких широт и обеспечивают менее надежную адаптацию к фотометрическим данным (см. два нижних графика на рис. 24).

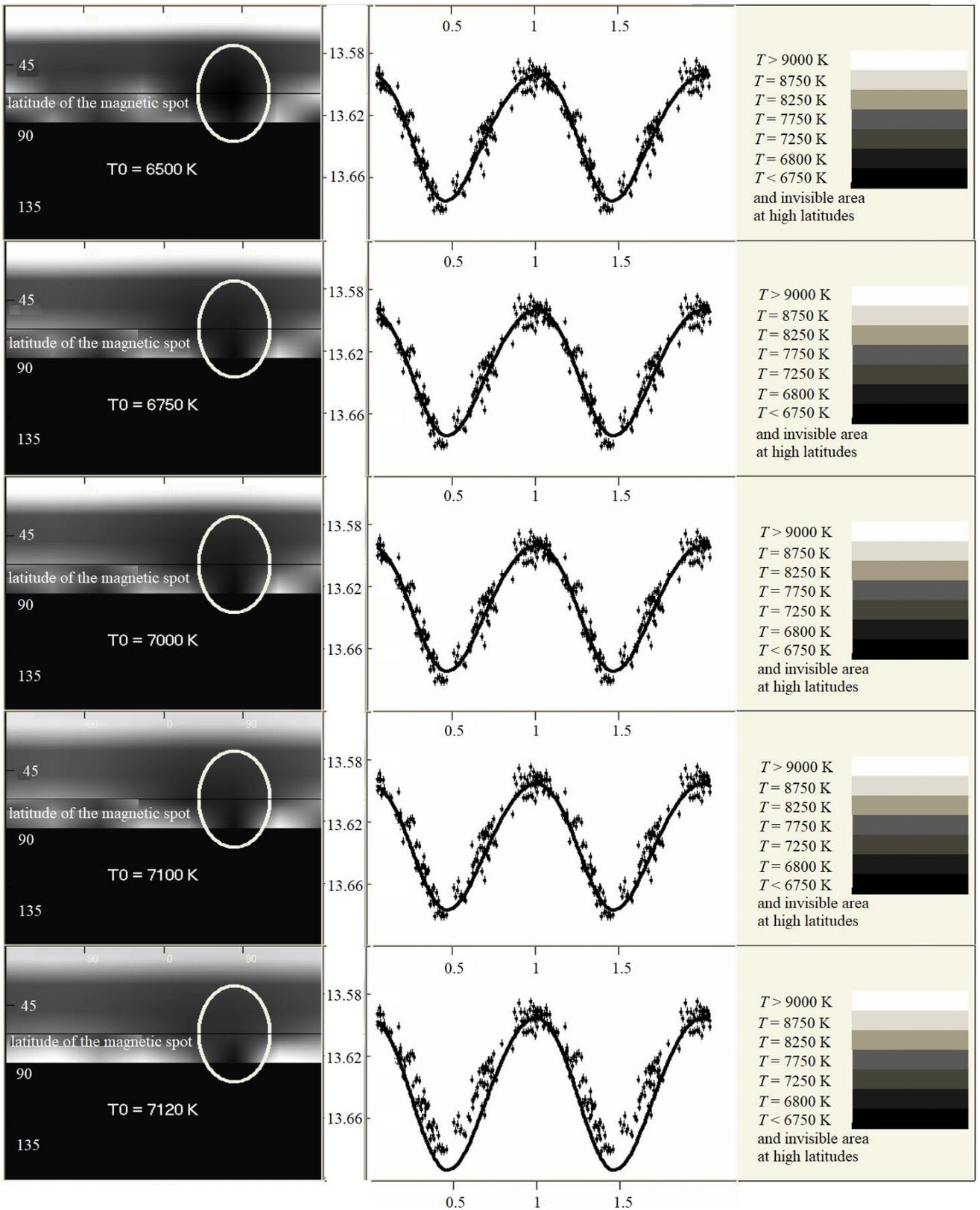


Рис. 24. Примеры томографических портретов распределения температуры на поверхности WD 1953–011. Пояснения см. в тексте.

Из всех рассмотренных решений наиболее надежное характеристическое значение нижнего предела температуры (в центре тени сильномагнитного пятна) соответствует значению T_0 между 6000 К и 7000 К. Чтобы найти более простые решения для распределения температуры, был также уточнен параметр i (угол наклона оси диполя к лучу зрения), найденный в моделях раздела 4.2.4.1 с не очень высокой точностью. Самые стабильные и физически адекватные решения находятся в диапазоне от 10° и до 20° . В этом диапазоне i температурные портреты демонстрируют наиболее устойчивые решения. Таким образом, мы уточняем допустимые пределы изменения угла i на уровне не менее 10° и не более 20° . Окончательно модель магнитосферы WD 1953-011 представлена следующими параметрами:

$$\begin{array}{ll}
 i = 10^\circ\text{-}20^\circ; & B_d = 178 \pm 30 \text{ кГс}; \\
 \beta \approx 8^\circ & B_q = 233 \pm 30 \text{ кГс}; \\
 f_0 \approx 357^\circ; & v_e = 0.33 \pm 0.05 \text{ км с}^{-1}; \\
 \beta_1 \approx 22^\circ & v_e \sin i = 0.1 \pm 0.05 \text{ км с}^{-1}; \\
 \beta_2 \approx 24^\circ & B_{sp} \approx 810 \text{ кГс}; \\
 \gamma_1 \approx 77^\circ; & \beta_3 \approx 67^\circ; \\
 \gamma_2 \approx 243^\circ; & \gamma_3 \approx 70^\circ.
 \end{array}$$

Наличие глобального градиента между полюсом вращения и экватором – также весьма любопытный результат. Этот градиент обнаруживается практически во всех протестированных моделях. Случаи с $T_0 \approx 7100$ К обеспечивают меньшие значения градиента. Более низкие значения T_0 увеличивают его. Кроме того, тестируя угол i в диапазоне от 11° до 14° , мы обнаружены решения с наименьшим, но тем не менее ненулевым градиентом. Во всех случаях наличие градиента делает тень сильномагнитной области более диффузной на краях, что обеспечивает меньший температурный контраст между тенью и соседними областями. Однако дальнейшее исследование (см. следующий раздел этой главы, а также Valyavin et al., 2014a) обеспечило более надежное решение без этого градиента.

4.2.4.6. Связь между магнитными и температурными неоднородностями WD 1953-011

В этой части главы сведем в одну картину все вышеприведенные выкладки по МБК WD 1958-011. На основании спектрополяриметрического, спектрального и фотометрического анализов построена детальная карта распределения магнитного поля на его поверхности. Сравнивая эти две карты, мы сделали вывод о том, что наиболее сильнозамагниченная область поверхности звезды ассоциируется с темным пятном, характерный размер которого примерно совпадает с размером этой области.

В целом ситуация выглядит аналогично той, которая существует при выходе силовых трубок магнитного поля на поверхность Солнца: именно в этих областях наблюдаются темные пятна с характерными размерами, совпадающими с размерами эффективных сечений всплывающих трубок.

Между тем есть и существенные различия. В то время как солнечные пятна с их магнитными полями являются термодинамически открытыми системами, подавляющими поверхностную конвекцию лишь в малых областях локализации магнитных силовых трубок, глобальное магнитное поле WD 1953-011 контролирует конвекцию во всех точках поверхности этой звезды (Valyavin et al., 2014a). Это наводит на мысль о существовании однозначной связи между величиной модуля магнитного поля WD 1953-011 в локальной области поверхности и ее яркостью. Поиск этой связи дал положительный результат (Valyavin et al., 2014a).

Используя реконструированное выше распределение напряженности магнитного поля на поверхности WD 1953-011, мы (Valyavin et al., 2014a) определили эмпирическую форму возможной связи магнитного поля с яркостью в виде $T_{\text{loc}} \sim B_{\text{loc}}^{-\gamma}$, где γ – произвольная константа. Лучшее согласие между наблюдаемыми и рассчитанными интегральными потоками

найден для $\gamma = 0.059 \pm 0.004$. Как видно на рис. 25, соответствие отличное, что подтверждает существование эмпирической связи между напряженностью магнитного поля и температурой. В свою очередь, это заслуживает отдельной дискуссии.

Наиболее правдоподобное объяснение изучаемого явления – это эффект, который, как известно, наблюдается в солнечных пятнах: подавление конвекции сильными магнитными полями (Solanki, 2003). У большинства белых карликов с водородными атмосферами и температурами ниже 12000 К конвекция начинает играть доминирующую роль в выносе энергии на поверхность звезды. В частности, моделирование атмосферы WD 1953-011 с использованием программы LLmodels Stellar Atmosphere Code (Shulyak et al., 2004) показало, что конвекция переносит до 70–95% потока энергии в подфотосферных слоях. Это значительная часть от общего потока и, соответственно, подавление конвекции способно вызвать понижение температуры, сравнимое с тем, которое вызывают солнечные пятна.

Степенная форма $T_{\text{loc}} \sim B_{\text{loc}}^{-\gamma}$ полученной эмпирической функции независимо подтверждает механизм подавления конвекции, аналогичный тому, который имеет место в солнечных пятнах (Solanki, 2003), и качественно объясняется следующим образом: чем сильнее поле, тем глубже конвективное торможение и тем холоднее фотосфера звезды.

Используя расчеты протяженности внешней конвекционной зоны для водородных атмосфер белых карликов (D'Antona, Mazzitelli, 1979), находим, что энергии магнитного поля WD 1953-011 вполне достаточно для подавления конвекции по всей поверхности звезды и на некоторое расстояние в глубину в зависимости от величины локального магнитного поля. Это, в свою очередь, свидетельствует о том, что найденная зависимость температуры от магнитного поля справедлива для всей поверхности звезды.

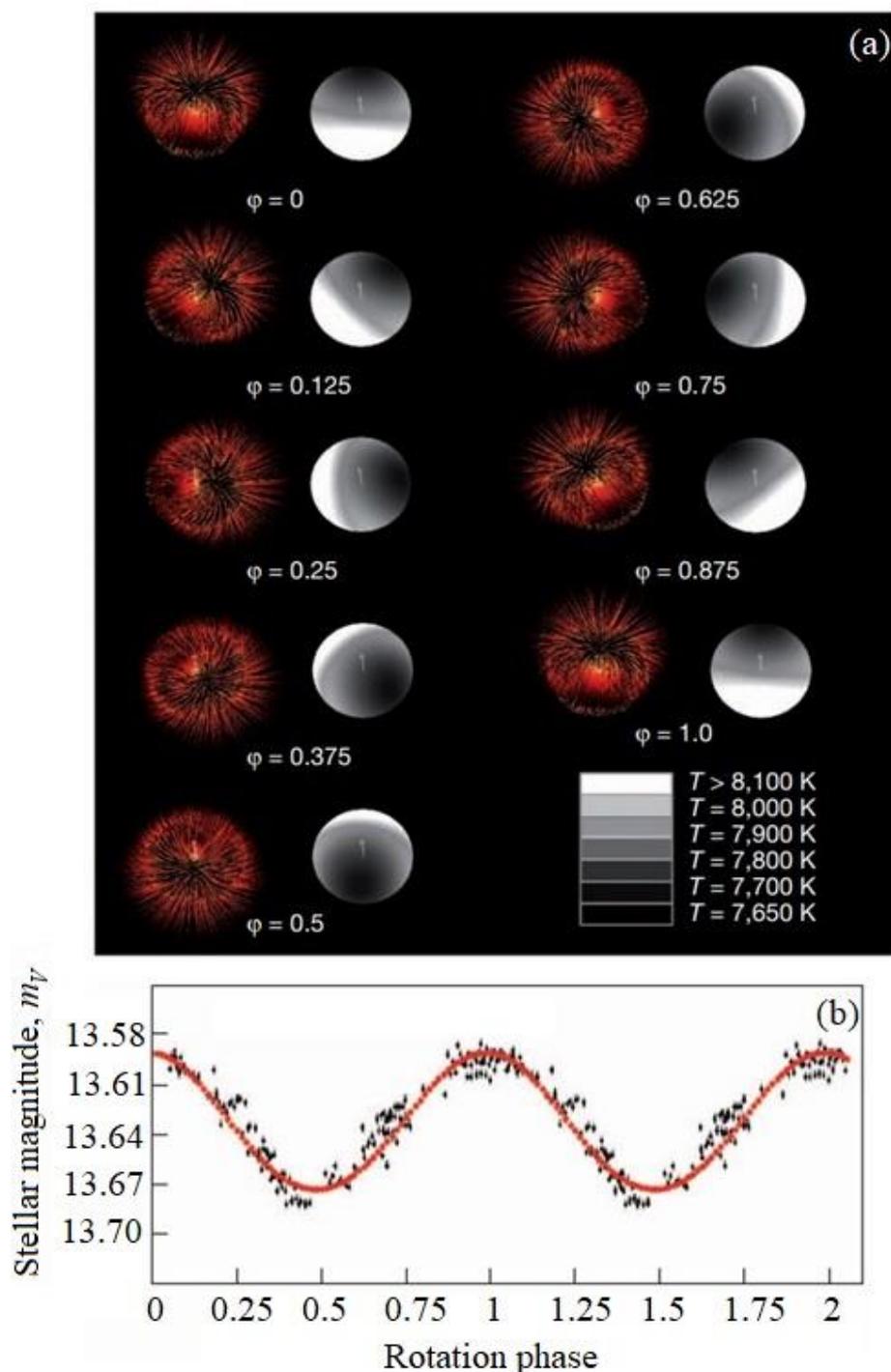


Рис. 25. Результаты моделирования эмпирической связи “магнитное поле – яркость” для WD 1953-011: (a) – томографические портреты поверхностного магнитного поля звезды (красный цвет) и распределения температуры (оттенки серого) в разных фазах вращения; (b) – фазовое изменение блеска звезды в звездных величинах (вертикальная ось) с периодом вращения. Наблюдения с ассоциированными барами ошибок показаны черными символами. Модель проиллюстрирована красным цветом.

Несмотря на кажущуюся полную аналогию найденного эффекта с солнечными пятнами, имеются и существенные различия. Согласно теории (Parker, 1979), в процессе образования солнечных пятен требуется наличие дифференциального вращения и сильной внешней конвекции для преобразования слабого глобального магнитного поля в силовые трубки. Эти трубки нестабильны, мигрируют по поверхности звезды и в конечном итоге распадаются через десятки и сотни дней. В отличие от солнечных пятен, магнитные детали и связанные с ними закономерности распределения температуры/яркости в WD 1953-011 стабильны и не меняются значительно в течение как минимум десяти лет (Valyavin et al., 2011a). Таким образом, обнаруженный у WD 1953-011 глобальный контроль поверхностной конвекции (и, как следствие, контроль транспорта тепла из недр звезды) магнитным полем представляет собой принципиально новый наблюдаемый эффект, который будет рассмотрен в заключительной главе настоящей диссертации.

4.3. Моделирование магнитосфер WD 2047+372 и WD 2359-434

В этой части главы кратко представлены результаты магнитного картирования описанных в разделе 2.2 белых карликов WD 2047+372 и WD 2359-434. Подробно о наблюдениях и процедурах моделирования представлено в наших совместных работах с группой Ландстрита (Landstreet et al., 2016; 2017). Как и выше, тестировались несколько вариантов мультиполярного разложения поверхностного поля возрастающей сложности: сначала чисто дипольное поле и затем мультиполярное расширение с различными компонентами более высокого порядка. Для каждой из этих моделей рассчитывалось распределение по поверхности звезды вектора магнитного поля и его проекции B_s и B_e соответственно. Методика моделирования полностью соответствует формализму,

представленному выше, в разделе 4.1, посвященному картированию WD 0009+501.

4.3.1. Моделирование WD 2047+372

Белый карлик WD 2047+372 открыт при непосредственном участии автора как магнитный и входит в число самых слабомагнитных белых карликов, магнитные поля которых близки к порогу детектирования даже с лучшими поляриметрами самых больших телескопов мира. В исследованиях магнитной природы этой звезды были использованы несколько поляриметров на телескопах “Уильям Гершель”, CFHT и БТА (Landstreet et al., 2016; 2017). Результаты измерений периода вращения и вращательно-модулированного магнитного поля звезды даны в разделе 2.2 (см. также Landstreet et al., 2016; 2017).

Простая дипольная модель магнитосферы звезды характеризуется следующими параметрами:

$$i = 27.0^\circ \pm 1.5^\circ;$$

$$\beta = 86.5^\circ \pm 1^\circ;$$

$$B_d = 91.8 \pm 0.8 \text{ кГс}.$$

Наилучшее мультиполярное разложение представлено комбинацией диполя и октуполя. Лучшее решение этого типа имеет $B_d = 80 \text{ кГс}$, $B_o = -40 \text{ кГс}$ и (i, β) приблизительно $(85^\circ, 33^\circ)$. По сравнению с простой моделью диполя с напряженностью полярного поля 92 кГс , уменьшаясь примерно до 46 кГс на экваторе, диполь-октупольное поле имеет полярное поле 40 кГс , возрастающее примерно до 80 кГс вокруг экватор. Обе модели дают практически одинаковый результат.

4.3.2. Моделирование WD 2359-434

В то время как магнитосфера WD 2047+372 оказалась предельно простой, с WD 2359-434 ситуация выглядит сложнее. Как следует из таблицы Приложения 1, напряженность продольного поля B_e , измеренная с помощью спектрографа FORS, оказывается систематически меньшей (примерно в два раза) по сравнению с измеренной с помощью ESPaDOnS. Более того, очевидно, что B_s меняется в зависимости от фазы вращения, и, поскольку порядок величины B_s составляет 50–100 кГс, его оценка не очень точна. Третья особенность, присущая WD 2359-434 – малое соотношение B_e/B_s : оно меньше 0.1 во всех фазах наблюдений измерений B_e . В рамках дипольной или любой другой осесимметричной модели эту особенность можно описать конфигурацией с сильным магнитным полем на полюсе. При этом магнитная ось диполя должна быть почти перпендикулярна лучу зрения. Поскольку звезда вращается, продольное поле, усредненное по диску звезды, очень мало по сравнению со средним модулем поля. Этот результат можно получить, если предположить, что $(i, \beta) \sim (0^\circ, 90^\circ)$ или $(i, \beta) \sim (90^\circ, 0^\circ)$. Поскольку звезда демонстрирует довольно сильную спектроскопическую переменность, маловероятно, что ось вращения видна с полюса, поэтому предпочтительным решением является второе: $(i, \beta) \sim (90^\circ, 0^\circ)$.

Наилучшее соответствие, полученное с чисто дипольной моделью, найдено при значениях углов $(i, \beta) \sim (87^\circ, 1.5^\circ)$ и напряженности магнитного поля на полюсе диполя $B_p \sim 145$ кГс. Очевидно, что эта модель не может объяснить большие изменения B_s , которые наблюдаются в процессе вращения звезды.

Модель “диполь-квадруполь-октуполь” значительно более устойчиво воспроизводит наблюдаемые величины измерения магнитного поля звезды. Модель с $i = 60^\circ$, $\beta = 40^\circ$, $B_d = +20$ кГс и $B_q = B_o = -100$ кГс имеет большее сходство с наблюдаемыми изменениям эффективного и поверхностного полей WD 2047+372, нежели простой диполь.

Между тем почти идеальное соответствие наблюдениям демонстрирует суперпозиция диполя и осесмещенного квадруполя. Данная модель имеет ось вращения, наклоненную к лучу зрения на угол $i = 83^\circ$, дипольное поле $B_d \sim 107$ кГс, ось которого наклонена на 2° к оси вращения, и квадрупольную компоненту $B_q \sim 63$ кГс, ориентация которой определяется углами $(\beta_1, \gamma_1) = (43^\circ, 14^\circ)$ и $(\beta_2, \gamma_2) = (71^\circ, 342^\circ)$. Однако неосесимметричная модель не уникальна, поэтому эту модель следует рассматривать лишь как один из возможных вариантов мультиполярного разложения.

Результаты моделирования магнитных полей белых карликов WD 2047+372 и WD 2359-434 проиллюстрированы на рис. 26. Для WD 2047+372 (слева на рис. 26) приведено моделирование лишь дипольного поля, поскольку описывает данные идеально. Для WD 2359-434 приведены все варианты.

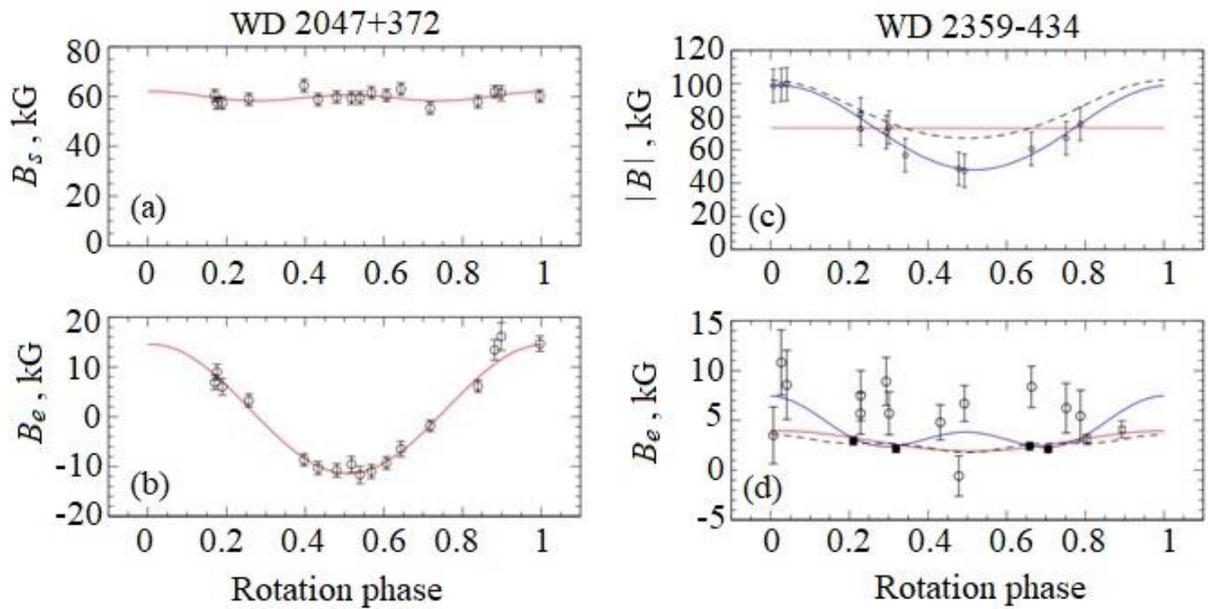


Рис. 26. Левая панель – наблюдаемые изменения B_s и B_e у WD 2047+372. Сплошная красная линия соответствует простой дипольной модели. Правая панель иллюстрирует моделирование B_s и B_e для WD 2359-434. Простой диполь описан сплошной красной линией. Осесимметричное мультиполярное разложение (пунктирные черные линии) соответствует модели “диполь-квадруполь-октуполь”. Сплошная синяя линия – модель суперпозиции диполя с нелинейным квадруполем. Наблюдения со спектрографом FORS2 представлены сплошными кружками. Данные с ESPaDOnS (пустые кружки) использовались с соответствующими весами. Две точки данных аблюдений со спектрографом FORS1 обозначены незакрашенными квадратиками.

4.4. Выводы

Представлены результаты моделирования геометрий магнитных полей четырех слабомагнитных белых карликов WD 0009+501, WD 1953-011, WD 2047+372 и WD 2359-434. WD 2047+372 показал наличие чисто дипольного поля без значимых признаков компонент более высоких порядков. У оставшихся трех из них (WD 0009+501, WD 1953-011 и WD 2359-434) обнаружено наличие компоненты квадрупольного поля и признаки существования полей более высоких порядков – октупольного у

WD 2359-434 и еще более высокого порядка у WD 1953-011. Такие подробные геометрии (по сути, магнитные карты) получены для одиночных белых карликов впервые. Впервые построена общая карта распределения напряженностей магнитных полей и температур на поверхности одиночного белого карлика WD 1953-011. Из модельного сравнения карты распределения напряженности поля с картой распределения температуры/яркости у этой звезды обнаружено существование обратной степенной зависимости между температурой в выбранной точке поверхности и величиной ее магнитного поля: чем сильнее магнитное поле, тем ниже температура. Подобные эмпирические зависимости наблюдаются у солнечных пятен с той лишь разницей, что, в отличие от локальных областей солнечных пятен, у WD 1953-011 зависимость имеет глобальный характер на всей его поверхности. Это позволило сделать заключение о существовании у данного белого карлика эффекта глобального подавления конвекции (детали см. также в работе Valyavin et al., 2014a).

Выносимые на защиту положения 4,5 сформулированы на основе:

1. Результаты доплер-зеemanовского картирования магнитосфер одиночных магнитных белых карликов. На основании теоретического моделирования спектрополяриметрических рядов наблюдений белых карликов WD 0009+501, WD 1953-011, WD 2047+372 и WD 2359-434 построены детальные карты распределения магнитных полей на их поверхностях. Все звезды имеют доминирующие дипольные и квадрупольные структуры на уровнях 100-200 кГс. Белый карлик WD 1953-011 имеет также контрастную магнитную структуру более высокого порядка с напряженностью поля на полюсе около 1 МГс. Структура покрывает примерно 20% поверхности этой вырожденной звезды.
2. Результаты совместного доплер-зеemanовского картирования и

картирования распределения температурных неоднородностей на поверхности одиночного белого карлика WD 1953-011. Сравнение карт позволило сделать заключение о том, что температура любой точки поверхности WD 1953-011 находится в обратной степенной зависимости от величины напряженности ее магнитного поля. Сделан вывод о существовании эффекта глобального контроля выноса тепла из недр WD 1953-011 его магнитным полем.

Глава 5

Влияние эволюции глобальных магнитных полей конвективно-спокойных звезд на структуру их атмосфер

Глава представляет теоретико-наблюдательное исследование влияния эволюции глобальных магнитных полей конвективно-спокойных звезд на структуру их атмосфер. Исследование представлено в публикациях автора 15, 18, 21, 22, 29.

В этой главе обсуждаются свойства атмосфер конвективно-спокойных магнитных звезд. Медленная эволюция глобальных магнитных полей приводит к развитию индуцированного электрического тока во всех проводящих слоях атмосферы. Сила Лоренца, возникающая в результате взаимодействия магнитного поля с индуцированным током, может изменить структуру атмосферы и дать представление о формировании и эволюции звездных магнитных полей конвективно-спокойных звезд Главной последовательности и белых карликов. Под руководством автора диссертации разработана программа для расчета моделей атмосфер с учетом силы Лоренца в уравнении гидростатического равновесия и рассчитан ряд моделей атмосфер для магнитных звезд спектральных классов А и В. Наличие значительной силы Лоренца приводит к существенной модификации структуры атмосферы и, в частности, барометрической стратификации, что, в свою очередь, влияет на формирование особенностей спектра поглощения, в том числе бальмеровских линий водорода. Кроме того, обнаружено, что вращательная модуляция средних по диску параметров глобального магнитного поля звезды вызывает характерную вращательную переменность линий водорода. В нашей модели наблюдаемые эффекты соответствуют индуцированным электрическим токам порядка 10^{-11} единиц сгс, что требует характерного времени эволюции поля на 2 порядка меньше, чем время затухания поля, оцененное для магнитных звезд класса А и В в

предположении дипольной топологии реликтового поля в недрах звезды. Используя расчеты созданной программы моделей атмосфер с учетом силы Лоренца, рассматривается наблюдательный аспект проблемы. По результатам наблюдений со спектрографом BOES (Институт космических исследований, Южная Корея) по линиям водорода получено подтверждение наличия существенной силы Лоренца в атмосферах некоторых магнитных конвективно-спокойных звезд. Обнаруженный эффект обсуждается в рамках оценки времен эволюции глобальных магнитных полей этих звезд и магнитных белых карликов.

5.1. Предварительные замечания

Магнитные конвективно-спокойные, как правило, химически пекулярные (CP) звезды Главной последовательности составляют примерно 10–15% В–F-звезд Главной последовательности (далее по тексту будем обозначать их как CP-звезды). Они отличаются медленным вращением, большим избытком редкоземельных элементов и некоторых элементов группы металлов, а также наличием сильных глобальных магнитных полей на поверхности. Статистические свойства полей CP-звезд и результаты детального моделирования геометрии полей отдельных объектов в целом согласуются с картиной гладкого квазидипольного или квадрупольного магнитного поля, наклоненного относительно оси вращения звезды (см., например, Landstreet, 2001; Vagnulo et al., 2002).

Несмотря на значительное влияние, которое магнитные поля могут оказывать на структуру фотосферы пекулярных звезд, они рассматриваются в основном с использованием стандартных плоскопараллельных “немагнитных” моделей атмосфер. Расчет синтетических спектров параметров Стокса на основе таких моделей позволяет составлять карту поверхностного магнитного поля и определять другие фундаментальные параметры звезд. Так были исследованы общие свойства (эффективная

температура, сила тяжести на поверхности, напряженность магнитного поля и т. д.) большинства магнитных звезд. Однако многие важные вопросы, связанные с природой магнитных полей горячих звезд, не могут быть решены таким образом. Наиболее важные из них связаны с проблемой происхождения и эволюции глобальных магнитных полей звезд, которая остается одной из немногих давних загадок звездной астрофизики.

В контексте настоящего исследования заметим, что любое изменение глобального звездного магнитного поля (связанное, например, с его омическим затуханием) приводит к развитию индуцированных электрических токов в проводящих слоях атмосферы. Сила Лоренца, возникающая в результате взаимодействия магнитного поля и электрических токов, может заметно влиять на структуру атмосферы и на формирование спектральных линий. Величина и знак силы Лоренца зависят от геометрии поверхностного магнитного поля и от напряженности электрического поля, индуцированного вековой эволюцией магнитного поля.

До серии теоретических и экспериментальных исследований, опубликованных в работах Valyavin et al. (2004; 2005b; 2007), Shulyak et al. (2005; 2007a; 2007b; 2009; 2010), понимание и соответствующие вычислительные методы, применяемые для изучения эволюции глобальных магнитных полей горячих звезд были практически на нулевом уровне. Существовало лишь несколько работ с качественными предположениями и оценками (см., например, Landstreet, 1987; Moss, 2001). С представленными выше работами стало ясно, что *эмпирическое определение величины и направления силы Лоренца* в звездных атмосферах может дать информацию о величине и структуре электрических токов и, следовательно, дать ключевое представление о физике магнетизма горячих конвективно-спокойных звезд.

Например, если магнитное поле типичной конвективно-спокойной звезды является реликтовым, приблизительно дипольным (как предполагают Vogt,

Landstreet, 1980; также Borra et al., 1982), а его характерное время затухания составляет около 10^{10} лет (Moss, 1984), то поле практически бессиловое (т.е. сила Лоренца близка к нулю) и существенно не изменяет гидростатическую структуру звездных атмосфер (Landstreet, 1987). В действительности эти теоретические предсказания могут вызывать сомнения, поскольку некоторые наблюдательные данные, полученные за последние двадцать лет, свидетельствуют о существовании небессиловых магнитных полей в фотосферах CP-звезд. Кроме того, сравнительно недавние статистические исследования эволюционного состояния таких звезд (Glagolevskij, Chountonov, 2001; Hubrig et al., 2000) свидетельствуют о том, что характерное время эволюции их глобальных магнитных полей может быть значительно короче, чем предсказывалось в более ранних теоретических работах.

Если эти выводы верны, то представление о существенно дипольных, очень медленно затухающих реликтовых магнитных полях в глубоких недрах CP-звезд должно быть пересмотрено. С этой точки зрения сила Лоренца представляется единственной наблюдаемой величиной, которую можно использовать для исследования поведения поля внутри магнитной звезды.

Кроме того, ее учет может оказаться необходимым в расчетах обычной модели атмосферы и синтеза спектра для магнитных CP-звезд.

Вопрос о влиянии силы Лоренца на структуру атмосферы обсуждался рядом авторов и в другом, не эволюционном контексте, но, на наш взгляд, он заслуживает дополнительного изучения (см. исторический обзор в работе Valyavin et al., 2004). Основная трудность предыдущих теоретических исследований состояла в том, что для изучения силы Лоренца в магнитных CP-звездах требовалось знание точной геометрии глобального магнитного поля в теле звезды. В настоящей работе предложен альтернативный подход к решению этой проблемы. Метод основан на полуэмпирическом рассмотрении проблемы. Очевидно, что наши знания о процессах в звездных

недрах и доступные вычислительные методы недостаточны для полностью самосогласованного расчета геометрии поля звезды и структуры индуцированных электрических токов путем тестирования реалистичных нестационарных трехмерных звездных магнитогидродинамических моделей. Вместо этого мы принимаем осесимметричную мультиполярную геометрию поверхностного поля низкого порядка, которая, как известно, дает разумное приближение для большинства CP-звезд, и фокусируем наше исследование на уточненном количественном анализе локального магнитогидростатического равновесия, в котором сила Лоренца в атмосфере звезды не рассчитывается, как у предшественников (см. исторический экскурс в работе Valyavin et al., 2004), а является свободным параметром.

В представленной ниже работе знак и амплитуда силы Лоренца варьируются в расчетах моделей атмосфер, и исследуются образующиеся в результате этого возмущения в структуре атмосферы и получающиеся звездные спектры. Будет показано, что, если сила Лоренца достаточно велика для того, чтобы сделать эти возмущения наблюдаемыми, знак и величина силы Лоренца могут быть измерены непосредственно, независимо от ее природы. Эти параметры, оцененные из модели, напрямую связаны с характерными временами и направлением эволюции магнитного поля в проводящем контуре звезды, что является основной целью данного исследования. Такие измерения эквивалентны картированию индуцированного атмосферного электрического тока и вместе с подробной информацией о геометрии поверхностного магнитного поля создают основу для дальнейшего прогресса в понимании фундаментальной физики магнитных звезд.

В отличие от подходов, предпочитаемых авторами предыдущих исследований, наша модель основана на детальном рассмотрении микроскопических электромагнитных свойств атмосферных течений в присутствии магнитного поля. Это позволило учесть эффекты частичной

ионизации и магнитосопротивления (уменьшение электропроводности в присутствии магнитного поля), что особенно важно для моделирования верхних слоев атмосферы, где циклотронная частота частиц тока выше эффективной частоты столкновений.

5.2. Теория и основные допущения

Уравнение гидростатического равновесия, включающее в себя член силы Лоренца f_L , имеет вид

$$\nabla P = \rho g + f_L, \quad (11)$$

$$f_L = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (12)$$

на единицу объема. Используя закон Ампера

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (13)$$

силу Лоренца можно записать как

$$f_L = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -\frac{\nabla B^2}{8\pi} + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{B}, \quad (14)$$

или в тензорных обозначениях

$$(f_L)_i = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\delta_{ij} \frac{B^2}{8\pi} + \frac{B_i B_j}{4\pi} \right). \quad (15)$$

Как видно, магнитное поле \mathbf{B} создает в плазме изотропное давление $\frac{B^2}{8\pi}$ и напряжение $\frac{B_i B_j}{4\pi}$, направленное вдоль магнитных силовых линий. В то время

как соседние силовые линии магнитного поля пытаются расшириться из-за магнитного давления, напряжение имеет тенденцию компенсировать этот эффект. Бессиловая конфигурация возможна только тогда, когда градиент магнитного давления полностью компенсируется силами натяжения:

$$\frac{\nabla B^2}{8\pi} = \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{B}. \quad (16)$$

Из уравнений (12) и (14) видно, что любая магнитная геометрия, для которой $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ или $\nabla \times \mathbf{B} = h(\mathbf{r})\mathbf{B}$ (где $h(\mathbf{r})$ — скалярная функция), соответствует бессиловой конфигурации. Классическим примером такого поля является осесимметричный магнитный диполь (см., например, Parker, 1979, раздел 5.1).

Чтобы получить ненулевой электромагнитный силовой член, дипольная магнитная конфигурация должна быть искажена или децентрирована. Ясно, что идеальных примеров очень симметричных геометрий магнитного поля, таких, как диполь, не существует. Даже в случае медленно вращающейся звезды с исходно дипольным бессиловым магнитным полем глобальное затухание поля приводит к развитию индуцированных атмосферных токов и, как следствие, к появлению дополнительных компонент магнитного поля, приводящих к искажениям идеальной бессиловой геометрии дипольного поля. Сила генерируемых электрических токов невелика, но даже в этом идеальном случае сила Лоренца, обусловленная взаимодействием магнитного поля и индуцированного электрического тока, может оказывать влияние на верхние слои атмосферы.

Во всех других, более реалистичных ситуациях, типичных для магнитных звезд на диаграмме ГР, силами Лоренца нельзя пренебрегать в атмосферных расчетах. Например, холодные звезды с внешней конвективной оболочкой имеют очень сложные магнитные поля, сосредоточенные в магнитных силовых трубках с напряженностью поля в несколько кГс. Такие поля очень

далеки от бессиловых, и мы не обсуждаем их в этом исследовании. Основная цель здесь – изучение медленно вращающихся, конвективно-спокойных CP-звезд, которые, как считается, обладают поверхностными магнитными полями мультипольной топологии низкого порядка.

Индукцированные атмосферные электрические токи рассматриваются как следствие вековой эволюции глобального магнитного поля. Другие сценарии генерации поверхностных течений здесь игнорируются. Как следует из классической работы Ландстрита (Landstreet, 1987), обсуждаемая модель должна быть достаточно близкой к реальности для медленно вращающихся звезд Главной последовательности в широком интервале температур от 8000 до 20 000 К.

5.2.1. Допущения модели

В настоящем исследовании рассматривается модель поверхностного поля дипольной осесимметричной конфигурации. Заметим, однако, что приведенные ниже рассуждения могут быть легко распространены на любую осесимметричную полоидальную конфигурацию. Магнитное поле в недрах звезды может иметь конфигурацию, совершенно отличную от поверхностной магнитной топологии, но на нашу модель это никак не влияет.

Для расчета газостатической структуры с учетом члена магнитной силы также введем следующие основные допущения:

1. Предполагается, что рассматриваемые намагниченные слои атмосферы находятся в статическом равновесии.
2. В магнитном поле поверхности звезды преобладает дипольная бессиловая компонента ($\nabla \times \mathbf{B} = 0$) во всех слоях атмосферы.

Компоненты вектора дипольного поля в сферических координатах в системе отсчета диполя имеют вид

$$\begin{aligned}
 B_r &= \frac{R_\star^3 B_p}{r^3} \cos \theta, \\
 B_\theta &= \frac{R_\star^3 B_p}{2r^3} \sin \theta, \\
 B_\phi &= 0,
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

где B_p — напряженность магнитного поля на полюсе, θ и ϕ — магнитная совместная широта и азимут соответственно, а r и R_\star соответствуют радиальной координате и звездному радиусу.

- Искажение дипольного поля создается эволюцией поля и может быть представлено через индуцированный азимутальный электрический ток j . Такое искажение эквивалентно дополнительному магнитному полю \mathbf{B}_{add} , которое следует из уравнения Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{B}_{\text{add}} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j};
 \tag{18}$$

- Отклонения распределения индуцированных электрических токов от осевой симметрии, вызванные динамическими эффектами, связанными с вращением звезды и возможным наличием тока Холла, не учитываются.

Начнем анализ с рассмотрения уравнения баланса давления в атмосфере конвективно-спокойной магнитной звезды, которое имеет вид

$$\nabla P_{\text{tot}} = \rho \mathbf{g} + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B},
 \tag{19}$$

где P_{tot} — полное атмосферное давление (газ + турбулентность + излучение), ρ — плотность газа, g — ускорение свободного падения, j — индуцированный атмосферный электрический ток, \mathbf{V} — вектор магнитного поля.

В данном исследовании мы не описываем силу Лоренца путем тестирования геометрии и долговременной эволюции магнитного поля \mathbf{V}_{add} по всей звездной поверхности. Вместо этого мы вводим ожидаемую геометрию атмосферного электрического тока, генерируемого эволюцией поля, и используем его амплитуду и ориентацию в качестве эффективных свободных параметров для определения магнитной силы в уравнении гидростатического равновесия.

Благодаря осевой симметрии дипольного поля его эволюция создает электрический ток только с азимутальной составляющей: $j_\phi = j_{\text{eq}} \sin \theta$, где j_{eq} — атмосферный ток в экваториальной плоскости диполя. В этом случае скалярная радиальная составляющая уравнения (10) имеет следующий вид:

$$\frac{\partial P_{\text{tot}}}{\partial r} = -\rho g \pm \frac{j_{\text{eq}}}{c} B_\theta \sin \theta, \quad (20)$$

где положительный знак относится к случаю направленной наружу силы Лоренца, а отрицательный знак относится к магнитной силе, направленной внутрь. Эту формулу можно распространить на любое осесимметричное полоидальное поле, принимая во внимание тот факт, что в общем случае поверхностное распределение индуцированных токов может быть выражено полиномами Лежандра: $j_\phi \sim P_n^1(\cos \theta)$ (Wrubel, 1952), где $n = 1$ для диполя, $n = 2$ для квадрупольного и т. д.

Для дипольного поля электрический ток j_{eq} , индуцируемый в экваториальной плоскости, можно описать функцией

$$j_{\text{eq}} = \Phi(\lambda, E_{\text{eq}}, B_{\text{eq}}). \quad (21)$$

Здесь λ – электрическая проводимость, E_{eq} — электрическое поле экваториальной поверхности, индуцированное эволюцией магнитного поля, а B_{eq} обозначает экваториальную напряженность магнитного поля. Теперь обсудим это уравнение более подробно.

5.2.2. Свойства атмосферного электрического тока в присутствии магнитного поля

В общем случае закон Ома в присутствии магнитного поля имеет следующий приближенный вид (разд. 2 в Пикельнер, 1966; Cowling, 1957):

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E}_{\parallel} + \lambda_1 \mathbf{E}_{\perp} - \frac{\lambda_2}{B} \mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}, \quad (22)$$

где \mathbf{E}_{\parallel} и \mathbf{E}_{\perp} – компоненты электрического поля, направленные соответственно вдоль и поперек силовых линий магнитного поля, λ – электропроводность в отсутствие магнитного поля, λ_1 – проводимость поперек силовых линий магнитного поля, λ_2 – холловская проводимость. При рассмотрении свойств самогравитирующей плазмы (Пикельнер, 1966; Cowling, 1957), видно, что электрическая проводимость поперек силовых линий магнитного поля λ_1 уменьшается по сравнению с немагнитной проводимостью λ :

$$\lambda_1 = \frac{\lambda}{1 + (\omega\tau)^2}. \quad (23)$$

Здесь ω и τ – циклотронная частота и среднее время свободного пробега проводящих частиц. Ток Холла (третье слагаемое в правой части уравнения (22)) возникает из-за дрейфа заряженных частиц, спиралевидно вращающихся в магнитном поле. Направление тока Холла определяется векторным произведением $\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}$. Например, в экваториальной плоскости

дипольного поля ток Холла направлен радиально. Электропроводность такого тока определяется выражением

$$\lambda_2 = \frac{\lambda\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}. \quad (24)$$

Как видно из этого уравнения, введенное выше предположение 3 может быть нарушено. В общем случае наличие магнитного поля приводит к искажению простого симметричного распределения атмосферного тока. В нашем случае предположение о том, что электрический ток можно описать только через азимутальную составляющую, становится не совсем верным. Кроме того, наличие дрейфующих составляющих атмосферного электрического тока может приводить к возникновению дополнительных индуцированных электрических полей и развитию глобальных дрейфовых движений плазмы, подобных меридиональной циркуляции (см., например, Landstreet, 1987). Эти эффекты могут быть изучены только с помощью самосогласованных трехмерных нестационарных магнитогидродинамических расчетов, которые выходят за рамки настоящей работы. Чтобы сделать проблему решаемой в контексте данного исследования и дать возможность включить эффекты силы Лоренца в стандартные одномерные плоскопараллельные модели звездных атмосфер, мы пренебрегаем холловскими токами в наших расчетах. Отметим, что отклонения от идеальной ситуации в основном имеют место в верхних слоях атмосферы, где циклотронная частота заряженных частиц выше эффективной частоты столкновений. В этом разделе мы проведем количественный анализ, для того чтобы охарактеризовать возможное отклонение магнитного поля в нашей модели от равновесной конфигурации. Это обсуждение актуально и для моделей, предложенных в предыдущих исследованиях.

Как следует из уравнений (22) - (24), ток Холла пренебрежимо мал в глубоких слоях атмосферы, где $\omega\tau \ll 1$. Отметим, что в этих слоях электропроводность поперек силовых линий магнитного поля близка к немагнитному случаю. Теперь определим формальное условие, когда током Холла нельзя пренебречь. Атмосферный слой, где

$$\omega\tau = 1, \quad (25)$$

соответствует ситуации, когда электропроводность поперек силовых линий уменьшается по сравнению с немагнитной в два раза. С другой стороны, этот слой также определяет точку в атмосфере (где $\lambda_2 \approx \lambda_1 \approx \lambda/2$), выше которой ток Холла быстро возрастает. Таким образом, мы выбираем уравнение (25) как критерий определения области справедливости наших предположений.

Используя стандартную немагнитную модель звездных атмосфер Куруца (Kurucz, 1993) с $T_{\text{eff}} = 11\,000$ К, $\log g = 4.0$ и химическим составом Солнца, мы оценили связь между напряженностью магнитного поля и критической оптической толщиной Росселанда (τ_{ross}), определяемой уравнением (25). Это соотношение графически представлено на рис. 27. Штриховая область под кривой соответствует тем слоям атмосферы, для которых нельзя пренебречь компонентой холловского тока, обусловленной электронами. Как видно на этом рисунке, пренебрежение током Холла строго адекватно только для магнитных звезд со слабым полем ($\mathbf{B} \sim < 0.5$ кГс). Тем не менее, даже когда ток Холла становится существенным, он увеличивает электропроводность поперек силовых линий магнитного поля, но в первом приближении не создает радиально направленной силы, которая вносила бы существенный вклад в уравнение гидростатического равновесия. Заметим, что в нашей модели можно будет проверить роль холловского тока наблюдательно,

используя вращательную переменность спектроскопических деталей, формирующихся на малых оптических глубинах (например, ядра бальмеровских линий), где эффекты, обусловленные холловским током, должны быть максимальны.

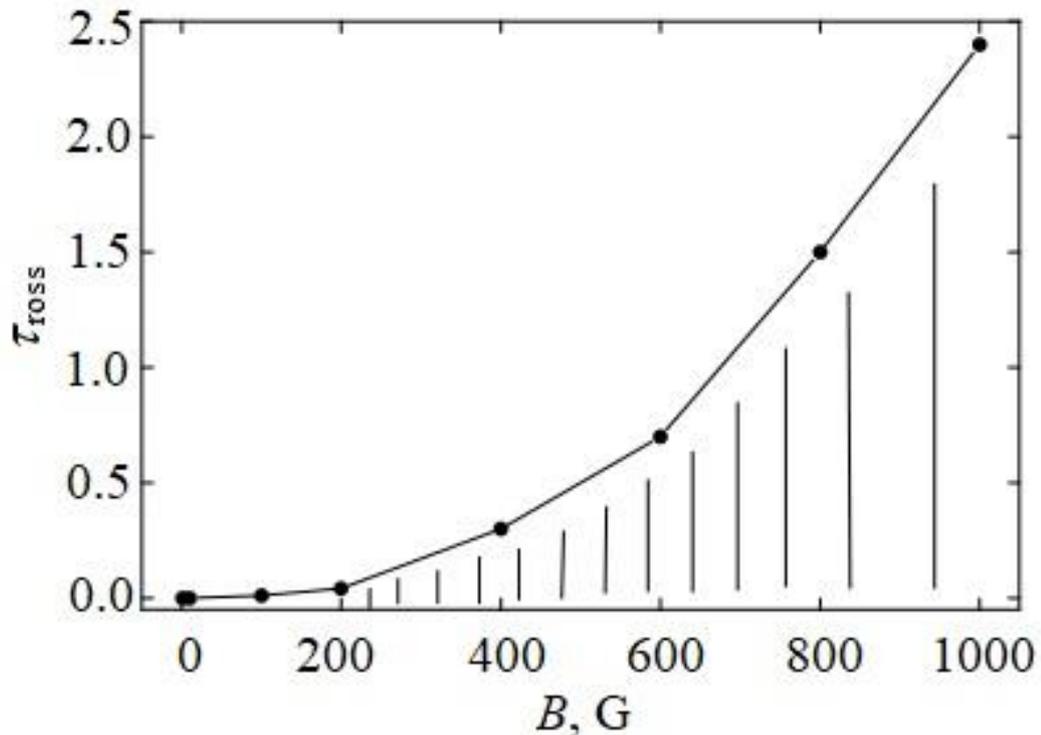


Рис. 27. Зависимость критической оптической толщины τ_{gross} от напряженности магнитного поля.

В ситуации, когда относительная важность эффекта Холла остается неопределенной, мы рассматриваем весь диапазон типичных значений напряженности магнитного поля звезды. Это позволит нам сделать самые общие выводы об эффектах, обусловленных магнитным полем, и исследовать вероятный нижний предел модификации структуры атмосферы, которую можно ожидать обнаружить у магнитных CP-звезд.

Теперь мы можем переписать закон Ома следующим образом:

$$\mathbf{j} = \lambda_1 \mathbf{E}_\perp. \quad (26)$$

Отметим, что в силу наших допущений в модели отсутствует составляющая индуцированного электрического тока \mathbf{E}_{\parallel} , параллельная магнитному полю. Таким образом, окончательное рабочее выражение для индуцированного электрического тока имеет следующий скалярный вид:

$$j_{\phi} = \frac{E_{\text{eq}}\lambda}{1 + (\omega\tau)^2} \sin \theta. \quad (27)$$

Обобщая наш подход на все виды атмосферных заряженных частиц, мы представляем наше решение для радиальной составляющей силы Лоренца через эффективную гравитацию:

$$\frac{\partial P_{\text{tot}}}{\partial r} = -\rho g_{\text{eff}}, \quad (28)$$

$$g_{\text{eff}} = g \pm \sum_i \frac{\lambda_i \sin \theta}{c\rho(1 + (\omega_i\tau_i)^2)} E_{\text{eq}} B_{\theta}, \quad (29)$$

где индекс i проходит через все типы заряженных частиц. Метод оценки электропроводности в отсутствии магнитного поля подробно описан в работах Valyavin et al., (2004), Shulyak et al., (2007b).

Поскольку ничего нельзя сказать об экваториальном электрическом поле E_{eq} , порожденном эволюцией глобального звездного поля, мы (Valyavin et al., 2004) разработали метод, который позволяет определить эту величину из наблюдений. Дальнейшие рассуждения основаны на предположении, что E_{eq} можно в первом приближении рассматривать как свободный параметр. Эмпирическое определение этой величины позволит выбрать реалистичные модели внутреннего магнитного поля и проверить их в контексте эволюции магнитного поля.

5.3 Расчеты

За основу для расчета моделей атмосфер мы (Valyavin et al., 2004) выбрали программу ATLAS9 (Kurucz, 1993). Были приняты следующие дополнительные допущения:

1. локальная модель атмосферы представлена плоскопараллельными слоями;
2. источники непрозрачности рассчитываются как немагнитные;
3. конвекцией пренебрегаем, а радиационное равновесие сохраняется во всей звездной атмосфере;
4. предполагается локальное термодинамическое равновесие;
5. химический состав атмосферы — солнечный.

Для решения уравнения газостатического равновесия разработаны новые подпрограммы, рассчитывающие баланс давлений для горизонтально ориентированных силовых линий магнитного поля. Чтобы получить исходную модель атмосферы для изменения гидростатического равновесия из-за магнитных сил, наш (Valyavin et al., 2004) модифицированный код ATLAS9 вычисляет стандартную немагнитную модель. После оценки концентраций и электропроводности всех видов газа рассчитывается новая модель, включающая магнитную силу. Итеративные поправки к температуре и другим локальным параметрам атмосферы повторяются до тех пор, пока не будет достигнута полная внутренняя самосогласованность.

На следующем этапе, чтобы иметь возможность моделировать реальные данные наблюдений, нужно было построить модель, представляющую всю звезду. Наиболее общий способ состоит в том, чтобы

- i) рассчитать (для заданных E_{eq} и магнитного поля B_p предполагаемой дипольной магнитной топологии) ряд локальных модельных атмосфер и синтетических спектров для всех участков поверхности от магнитного экватора до полюса;

ii) интегрировать локальные спектры по видимой звездной полусфере для набора фаз вращения и заданной ориентации осей вращения и магнитной оси звезды относительно луча зрения.

Дополнительное исследование показало, что даже самая экстремальная тестируемая величина силы Лоренца не изменила потемнение к краю магнитной модели по сравнению с немагнитной. Поэтому для первого исследования свойств магнитных атмосфер использован упрощенный подход, связанный с моделированием интегрированных по диску характеристик звезд с помощью единой “эффективной” магнитной модели, рассчитанной для усредненного по диску магнитного параметра $\langle \sin\theta B_\theta \rangle$. Этот приближенный метод описан ниже и предполагает линейный ответ свойств магнитных атмосфер на изменение входных параметров.

5.4. Численные результаты

5.4.1. Локальная магнитная атмосфера в экваториальной плоскости

Начнем с обсуждения звездной атмосферы на магнитном экваторе. Индуцированное электрическое поле постоянно с глубиной и имеет только азимутальную составляющую $E_\phi = E_{\text{eq}}$. Наши расчеты показали, что при напряженностях магнитного поля в несколько сотен Гс скалярное значение $E_{\text{eq}} \times B_{\text{eq}}$ около 10^{-9} – 10^{-10} (единиц сгс) соответствует случаю, когда влияние магнитного поля вызывает значительные изменения в структуре атмосферы. Сначала мы исследуем направленную наружу и внутрь силу Лоренца на магнитном экваторе в звезде с эффективной температурой $T_{\text{eff}} = 11\,000$ К, гравитацией на поверхности $\log g = 4.0$ и $E_{\text{eq}} = 5 \times 10^{-11}$ (здесь и далее мы

приводим E_{eq} в единицах $\text{сгс см}^{-1/2} \text{ г}^{1/2} \text{ с}^{-1}$). Сначала проанализируем эффективную гравитацию g_{eff} по сравнению с эталонной немагнитной моделью.

На рис. 28 показано поведение g_{eff} с оптической толщиной Росселанда для ряда выбранных моделей. Различные кривые на этом рисунке соответствуют моделям, приведенным в таблице 12. Как и ожидалось, эффективная гравитация уменьшается (увеличивается) по сравнению с немагнитной моделью в случае направленной наружу (внутри) силы Лоренца в широком диапазоне оптических толщин. Этот хорошо известный результат следует из того факта, что член значительной магнитной силы в уравнении гидростатического равновесия уменьшает (для случая направленной наружу силы Лоренца) или увеличивает (для направленной внутрь силы Лоренца) давление газа в намагниченной звездной атмосфере. Что любопытно, мы обнаружили, что поведение эффективной гравитации демонстрирует два экстремума. Это можно понять при внимательном рассмотрении микроскопических процессов, происходящих в нашей модели.

Как следует из уравнения (29), при заданном векторном произведении $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ (постоянном с глубиной) радиальное поведение эффективной гравитации зависит только от электропроводности и плотности газа. Электропроводность каждого компонента газа в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, определяется уравнением (23). В наиболее плотных слоях полная электропроводность такая же, как и в немагнитном случае, и определяется в основном свободными электронами. Положение первого сильного возмущения эффективной гравитации в наиболее глубоких слоях атмосферы, где $\omega_e \tau_e \ll 1$, объясняется тем, что с уменьшением глубины плотность газа падает быстрее, чем электронная проводимость. Эта ситуация и соответствующая гравитационная аномалия продолжают вплоть до слоев,

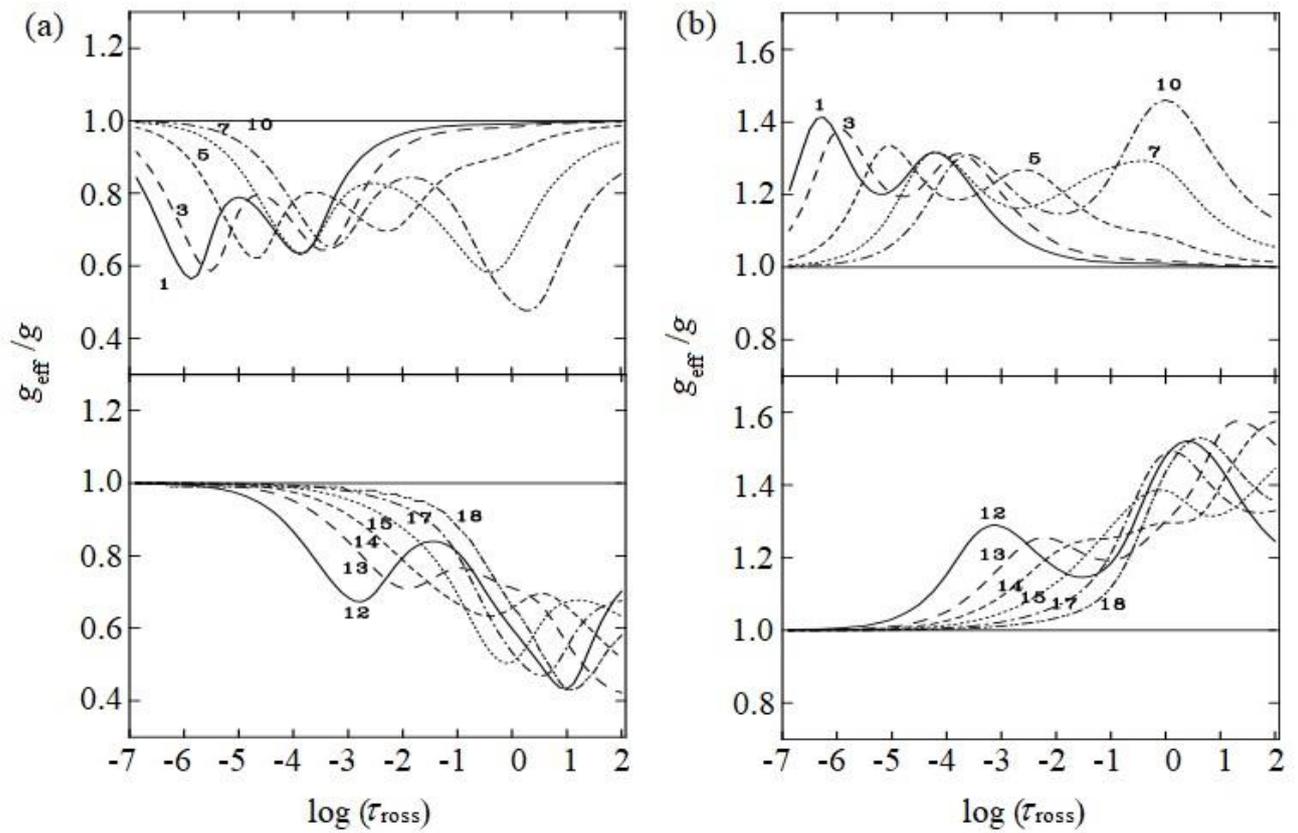


Рис. 28. Зависимость эффективной гравитации от оптической толщины Росселанда для силы Лоренца: (а) направленной наружу и (б) направленной внутрь.

Таблица 12. Модели атмосфер, рассчитанные для различной напряженности магнитного поля

№ модели	B_{eq} , Гс	№ модели	B_{eq} , Гс
1	3	10	500
2	5	11	750
3	10	12	1000
4	25	13	3000
5	50	14	6000
6	100	15	12 000
7	200	16	18 000
8	300	17	25 000
9	400	18	50 000

где $\omega_e \tau_e \sim 1$. В верхних слоях атмосферы электронная проводимость быстро стремится к нулю, а эффективная гравитация возвращается к исходному, гравитационному ускорению силы тяжести.

Второй экстремум на кривой g_{eff}/g аналогичен первому, но на этот раз гравитационная аномалия определяется ионной составляющей электропроводности. Это показано на рис. 29, где для моделей № 5 и № 10 построена зависимость электропроводности электронов и ионов от оптической толщи Росселанда. Этот рисунок отражает тот известный факт, что электрические токи в немагнитной плазме состоят в основном из электронов, т.е. электронная проводимость на несколько порядков больше, чем ионная проводимость, которой можно, поэтому, пренебречь в широком диапазоне расчетов немагнитной плазмы. Однако влияние магнитосопротивления в намагниченной плазме приводит к ситуации, в которой становится важным детальный расчет ионной проводимости. Электроны легкие и имеют высокую циклотронную частоту. Таким образом, магнитное поле уменьшает электронную проводимость более эффективно, чем проводимость, обусловленную тяжелыми ионами. В намагниченных звездных атмосферах есть области, где электронная проводимость уменьшена почти до нуля, а атмосферный ток поддерживается только ионами. Как видно на рис. 29, это происходит во внешних слоях атмосферы, где циклотронная частота электронов выше столкновительной, но циклотронная частота ионов еще меньше столкновительной.

Таким образом, в рамках нашей модели возникает бимодальная структура в поведении эффективной гравитации, обусловленная конкуренцией электронной и ионной проводимостей. В самых верхних слоях атмосферы (где $\omega_i \tau_i \gg 1$) магнитосопротивление обеспечивает близость звездной атмосферы к бессиловой конфигурации. Однако этот вывод может быть

изменен наличием диффузионных составляющих электрического тока, таких как ток Холла, которые могут быть значительными в самых верхних слоях, но не учитываются в представленной модели. Напряжённости звездного магнитного поля и экваториального электрического поля в основном влияют на глубину характерных возмущений эффективной гравитации, но не на её величину. Таким образом, даже относительно слабые магнитные поля могут заметно влиять на структуру намагниченной атмосферы и формирование некоторых спектральных линий, если экваториальное электрическое поле достаточно велико.

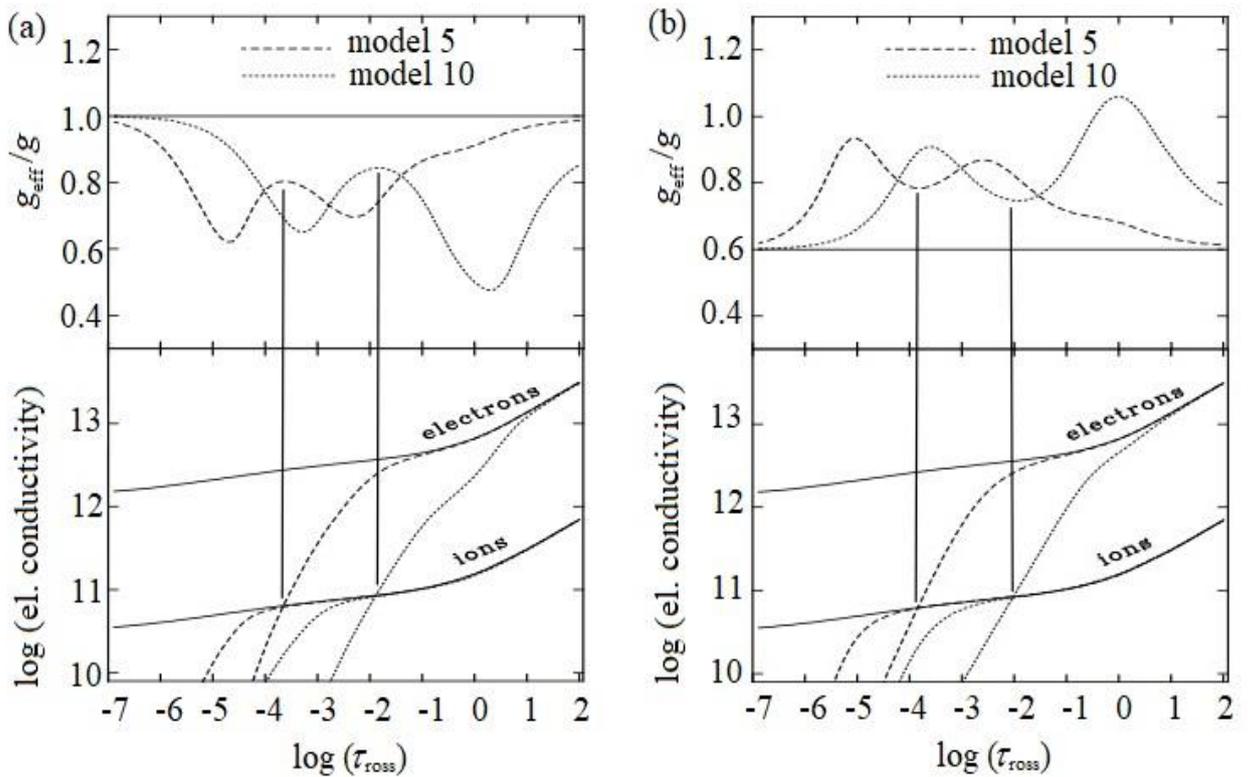


Рис. 29. Электронная и ионная электропроводность (в логарифмическом масштабе) в зависимости от оптической толщи Росселанда для моделей № 5 ($B_{\text{eq}} = 50$ Гс) и № 10 ($B_{\text{eq}} = 500$ Гс) (штриховые и пунктирные кривые). Электропроводность электронов и ионов в отсутствие магнитного поля показана сплошными линиями. (a) сила Лоренца направлена наружу, (b) магнитная сила направлена внутрь.

На рис. 30 показана температурная структура магнитных моделей в сравнении с эталонной немагнитной моделью. Помимо изменения эффективной гравитации, сила Лоренца влияет и на другие параметры атмосферы. Однако основным эффектом, приводящим к изменению возникающего звездного излучения, является модификация соотношения “давление-температура”, которая может достигать 2–3 раз. Поскольку возмущения температуры малы (менее 1 %, см. рис. 30), зависимость $P - T$ меняется за счет сильного возмущения концентраций атмосферных частиц. В случае направленной наружу силы Лоренца концентрация в намагниченной звезде уменьшается. Другими словами, атмосфера расширяется. Если сила Лоренца направлена внутрь, атмосфера имеет более высокую плотность и меньшую шкалу высот.

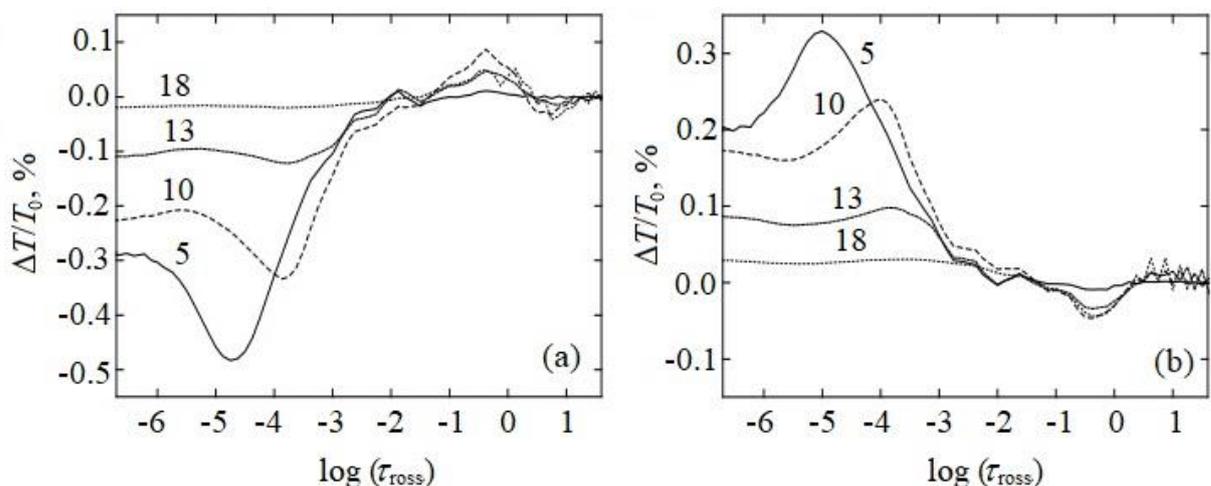


Рис. 30. Температурные возмущения в магнитных моделях относительно эталонной немагнитной модели: (a) сила Лоренца направлена наружу, (b) магнитная сила направлена внутрь.

Благодаря высокой чувствительности к давлению бальмеровские линии водорода дают наилучшую спектроскопическую диагностику структуры звездной атмосферы, измененной присутствием небесных магнитных полей. Это иллюстрируется различием синтетических профилей H β , представленных на рис. 31. Профили линий водорода были рассчитаны с

помощью программы BALMER (Peterson, 1969), модифицированной для включения недавних расчетов штарковского уширения, выполненных в работе Stehlé (1994), вместо таблиц штарковского уширения в Vidal et al., (1973). Профили, полученные с использованием моделей с направленной наружу магнитной силой, соответствуют стандартным линиям водорода, рассчитанным для моделей с меньшей поверхностной гравитацией. Ситуация обратная для силы Лоренца, направленной внутрь. В этом случае профили водородных линий, выходящие из магнитной атмосферы, более глубокие и соответствуют большей поверхностной силе тяжести по сравнению с результатами, полученными для немагнитной модели. Однако амплитуда этого эффекта меньше, чем для магнитной силы, направленной наружу.

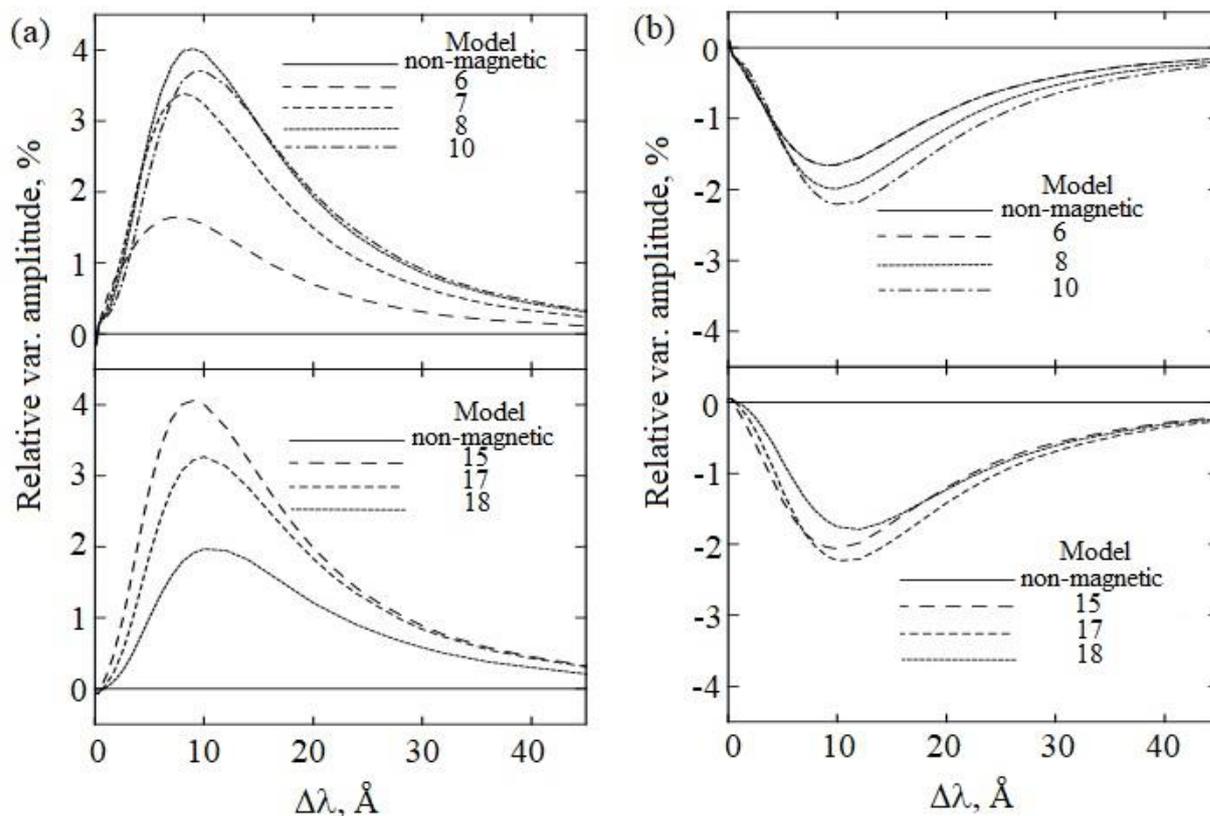


Рис. 31. Различия между магнитным и немагнитным профилями H β : (a) сила Лоренца направлена наружу, (b) магнитная сила направлена внутрь.

На рис. 32 показано максимальное различие между профилями $H\beta$, полученными для стандартной и магнитной атмосфер, рассчитанными для различных значений напряженности локального магнитного поля и экваториального индуцированного электрического поля $E_{eq} = 5 \times 10^{-11}$. Положение длины волны максимальной разности профилей $H\beta$ слабо зависит от локальной (экваториальной) напряженности магнитного поля, принятой для модельного расчета, и находится примерно в 10 \AA от ядра линии (см. рис. 31). Поведение максимальной разности в зависимости от напряженности магнитного поля показывает два экстремума, которые обусловлены бимодальной структурой изменения эффективной гравитации с глубиной в магнитных атмосферах. При очень малых магнитных полях возмущение атмосферы ограничивается малыми росселандовскими оптическими толщинами над областью формирования крыльев бальмеровских линий. Увеличение напряженности магнитного поля приводит к смещению возмущения в сторону более глубоких областей, способствующих образованию линий водорода. При этом через зону формирования бальмеровской линии проходят два максимума эффективного гравитационного возмущения, что приводит к бимодальной структуре (см. рис. 32). Очень сильное магнитное поле ($\gg 10 \text{ кГс}$) значительно снижает суммарную электропроводность всех слоев атмосферы, которые влияют на формирование бальмеровских линий. В результате эти слои находятся практически в бессиловом состоянии, и сильная аномалия бальмеровских линий не возникает.

Все представленные выше результаты иллюстрируют действие силы Лоренца в атмосфере магнитной звезды с эффективной температурой $11\,000 \text{ К}$ и гравитацией на поверхности $\log g = 4.0$. Интересно исследовать влияние магнитного поля у звезд с разными параметрами атмосферы. Мы обнаружили, что изменение силы тяжести на поверхности в диапазоне $\log g$,

типичном для звезд Главной последовательности, не изменяет существенно эффекты, обусловленные магнитным полем.

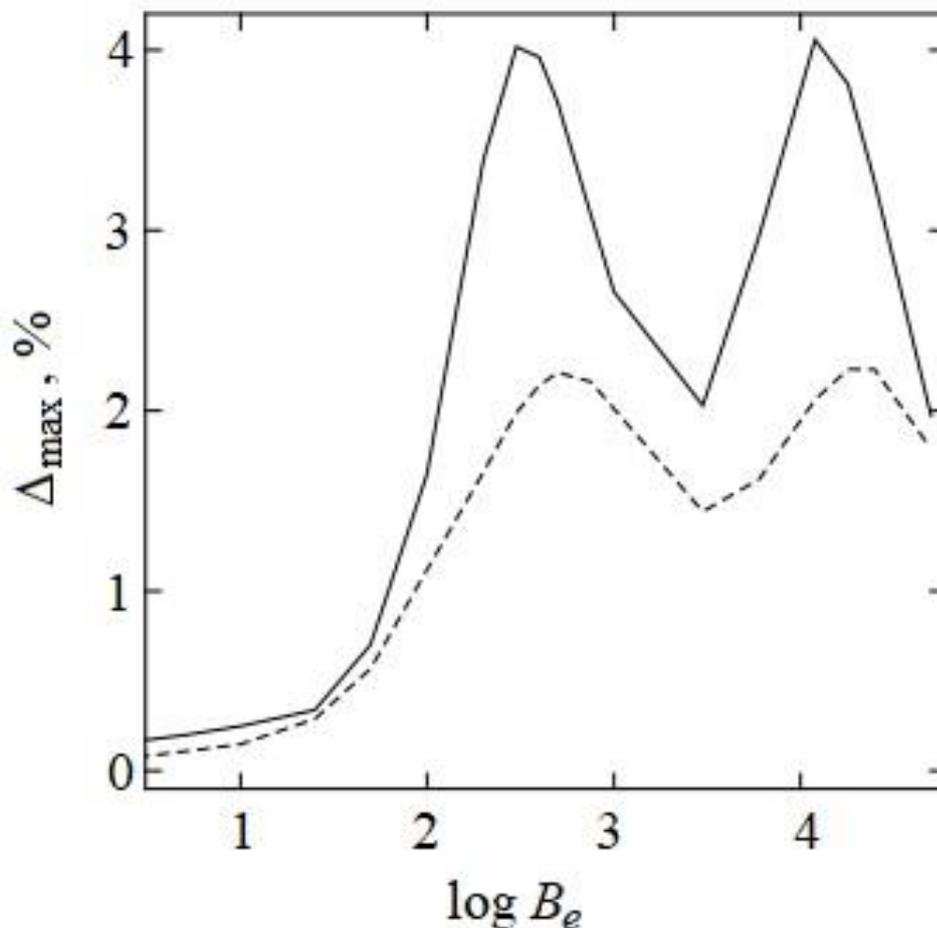


Рис. 32. Максимальная разница между профилями $H\beta$, рассчитанными для магнитной и немагнитной атмосфер, в зависимости от напряженности магнитного поля B_e . Сплошной линией показана сила Лоренца, направленная наружу, а штриховая линия соответствует магнитной силе, направленной внутрь.

Более важны изменения звездной температуры. На рис. 33 показано максимальное различие между профилями $H\beta$, рассчитанными для магнитной и немагнитной моделей атмосфер с различными T_{eff} ,

характерными для CP-звезд: $B_e = 500$ Гс и $E_{eq} = 5 \times 10^{-11}$. Поведение максимальной разности в зависимости от температуры в основном определяется долей ионизации атмосферной плазмы. Для звезд с эффективными температурами ниже 10 000 К сила Лоренца уменьшается из-за наличия значительной доли нейтральных частиц, нечувствительных к магнитным полям. Таким образом, если индуцированное электрическое поле генерируется каким-то универсальным механизмом для всех магнитных CP-звезд, то можно ожидать, что влияние электромагнитных сил на структуру атмосферы будет меньше для более холодных звезд.

5.4.2. Спектральная переменность вращающихся магнитных звезд

Расчеты, представленные в предыдущем разделе, иллюстрируют различие между локальной магнитной и немагнитной атмосферами звезд. Такие модели по сути соответствуют магнитным экваториальным и полярным областям реальной звезды. Как видно на рис. 31 и 32, возмущение, вызванное силой Лоренца, может быть весьма значительным в плоскости магнитного экватора и привести к сильной аномалии профилей бальмеровских линий. Однако в реальном случае вращающейся магнитной звезды усреднение по звездному диску уменьшит результирующий эффект магнитной силы. В этом разделе оценим вращательно-модулированную переменность линии H β с учетом эффектов усреднения по диску. Как обсуждалось выше, в этом, предварительном, исследовании переменности бальмеровских линий прямое интегрирование по диску локальных профилей линий или других наблюдаемых звездных характеристик не проводится. Вместо этого мы (Valyavin et al., 2004) вычисляем интегрированную по диску проекцию тангенциальной компоненты поля на магнитную ось $\langle \sin\theta B_\theta \rangle$ для каждой фазы вращения и используем ее как входной параметр для расчета модели атмосферы.

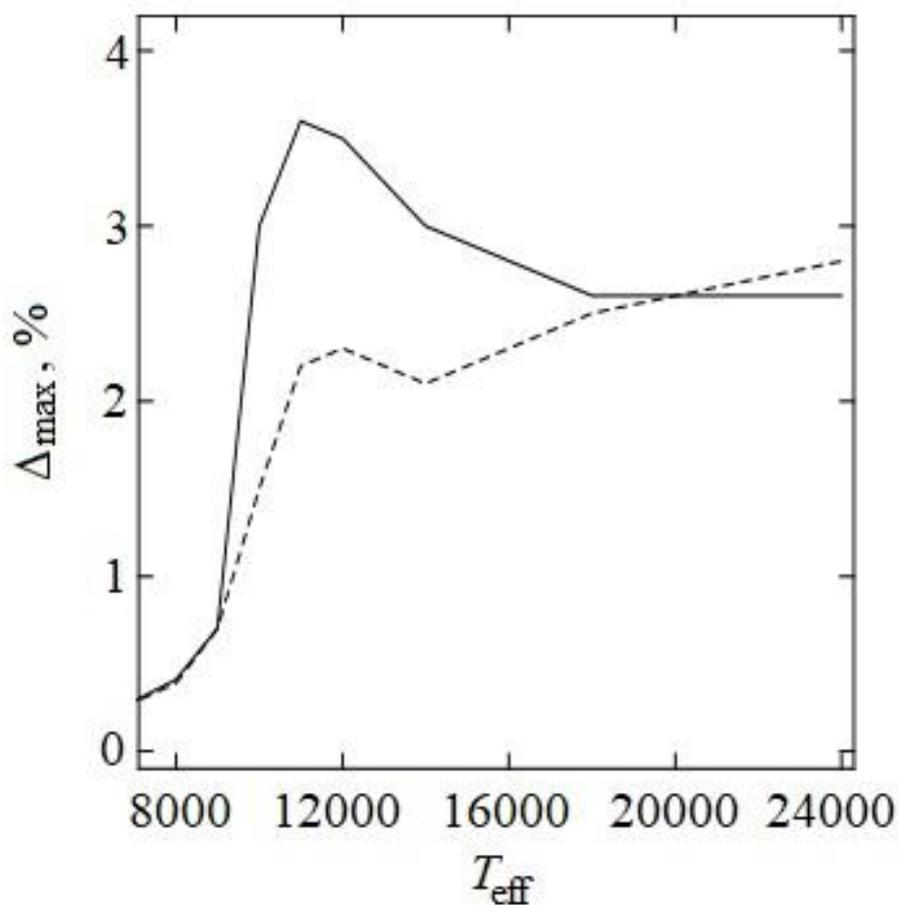


Рис. 33. Максимальная разница между профилями Н β , рассчитанными для магнитной ($B_e = 500$ Гс) и немагнитной атмосфер, в зависимости от эффективной температуры звезды. Сплошной линией показана сила Лоренца, направленная наружу, а штриховая линия соответствует магнитной силе, направленной внутрь.

Интегрирование по диску выполняется с помощью выражения

$$\langle \sin \theta B_\theta \rangle = \frac{3}{\pi(3-u)} \int_0^{2\pi} d\varphi_\star \int_0^{\pi/2} d\theta_\star \sin \theta_\star \cos \theta_\star \times (1-u + u \cos \theta_\star) \sin \theta B_\theta, \quad (30)$$

где φ_\star и θ_\star – сферические координаты в звездной системе отсчета, а коэффициент потемнения к краю $u = 0.4$, как предсказано для длины волны Н β программой для моделей атмосфер ATLAS9 с $T_{\text{eff}} = 11\,000$ К и $\log g = 4.0$.

В контексте такого приближения полезно сравнить переменность $\langle \sin\theta B_\theta \rangle$ с другими традиционными магнитными, интегрированными по диску наблюдаемыми величинами, такими как модуль поля $\langle B \rangle$ и продольное поле $\langle B_e \rangle$. На рис. 34 приведен пример фазовых кривых для этих магнитных параметров, рассчитанных для дипольного магнитного поля с напряженностью на полюсе $B_p = 1000$ Гс в ситуации, когда ось вращения перпендикулярна магнитной оси и лучу зрения (т. е. угол наклона $i = 90^\circ$ и наклон магнитного поля $\beta = 90^\circ$). В этой и других дипольных магнитных конфигурациях величина $\langle \sin\theta B_\theta \rangle$ положительна, но всегда ниже напряженности экваториального магнитного поля.

Даже в том случае, когда вращающаяся звезда показывает наблюдателю как магнитный экватор (нулевое $\langle B_e \rangle$), так и магнитные полярные области (положительные и отрицательные экстремумы $\langle B_e \rangle$), разница между профилями бальмеровских линий, полученными на разных фазах вращения, будет меньше, чем разница между магнитными и немагнитными профилями, о которых шла речь выше. Однако, если индуцированные токи достаточно велики, переменность линий водорода все же будет наблюдаться. Это показано на рис. 35, где различия между профилями H β построены как функция расстояния от центра линии. Как видно из сравнения этого рисунка с рис. 31, для дипольного поля силой 1 кГс эффект усреднения по диску по видимой звездной полусфере уменьшает локальные различия между профилями линий H β примерно в три раза.

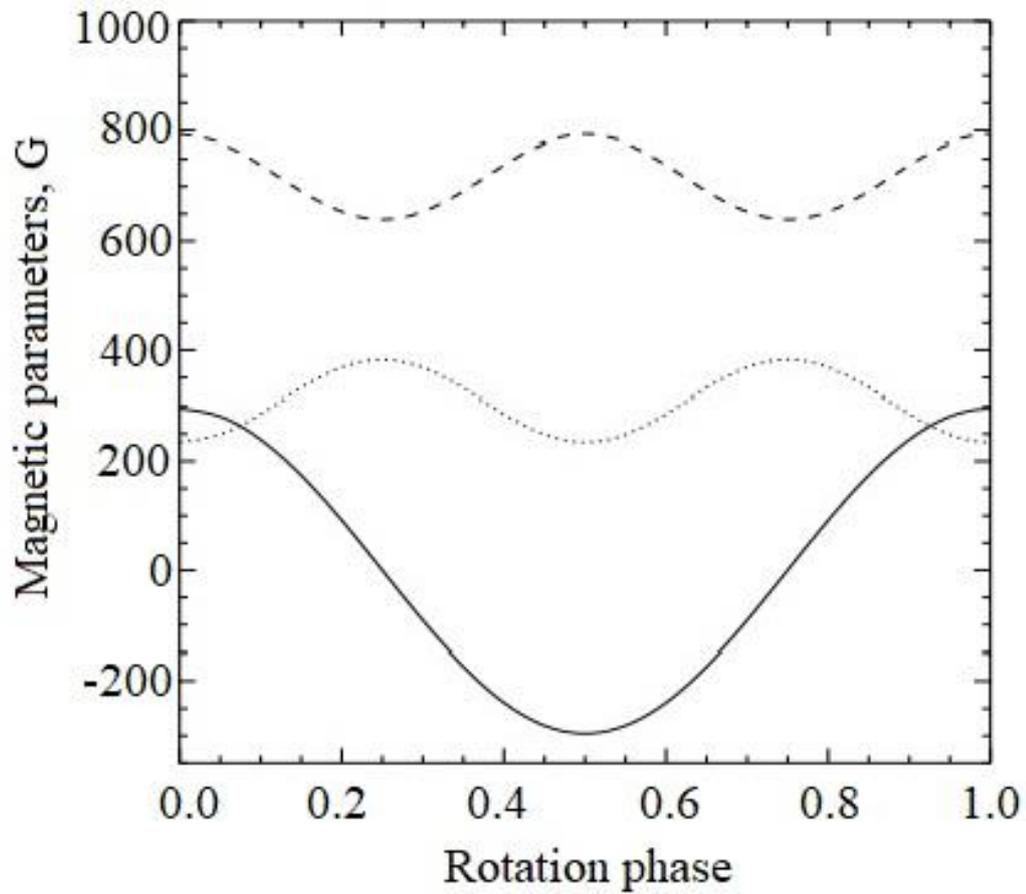


Рис. 34. Фазовое изменение интегральных по диску магнитных параметров для дипольной геометрии поля с полярной напряженностью $B_p = 1$ кГс, $\beta = 90^\circ$ и $i = 90^\circ$. Сплошной линией показана фазовая кривая продольного поля $\langle B_e \rangle$, штриховая линия соответствует модулю поверхностного поля $\langle B_s \rangle$, а пунктирная – $\langle \sin\theta B_\theta \rangle$.

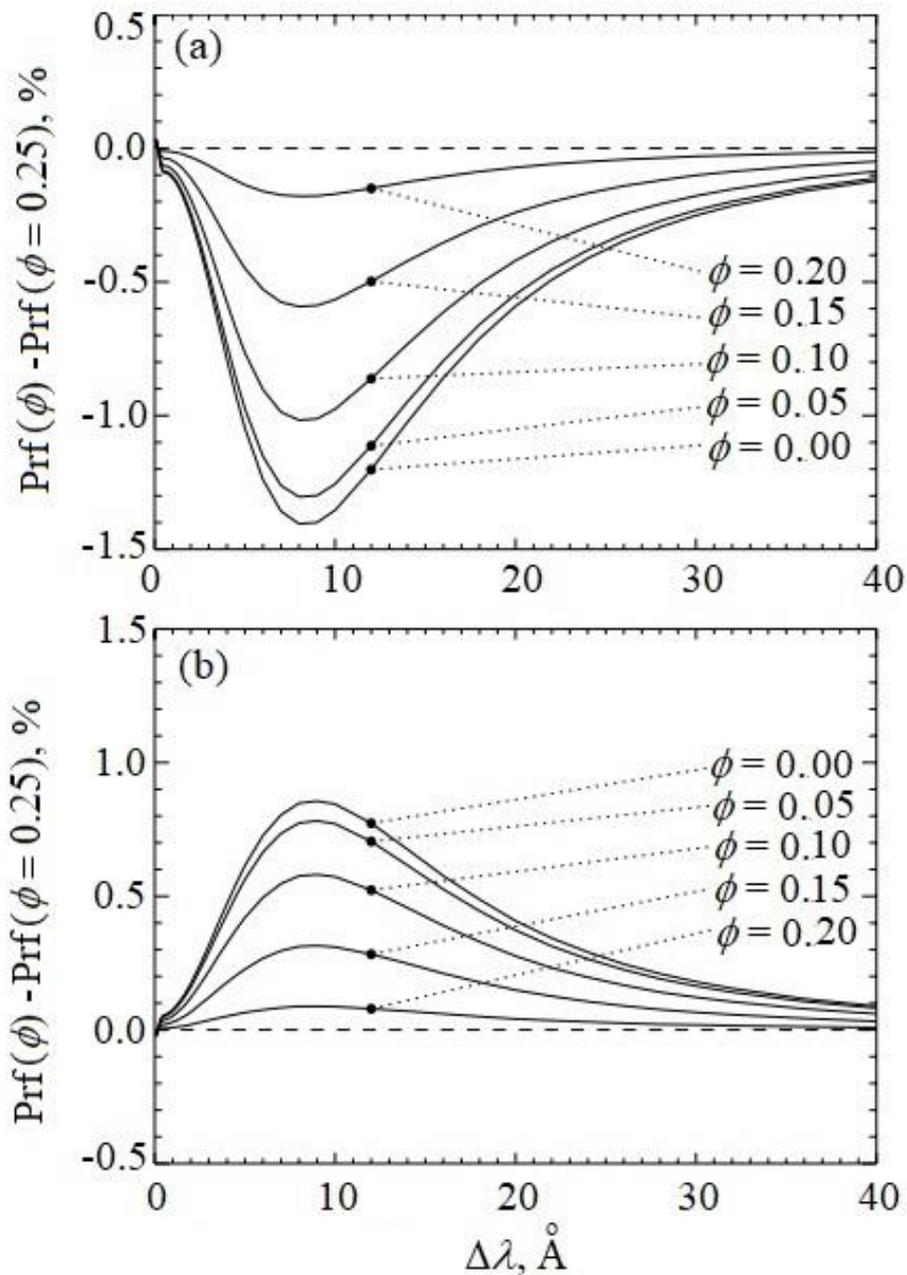


Рис. 35. Фазовая зависимость интегрированных по диску разностных профилей Н β для вращающейся магнитной звезды с дипольным полем напряженностью 1 кГс и $E_{\text{eq}} = 5 \times 10^{-11}$. Разности профилей линий водорода построены для фаз 0.00, 0.05, 0.10, 0.15 и 0.20 относительно профиля, соответствующего фазе вращения 0.25 (наибольшее воздействие магнитного поля). Верхний график относится к силе Лоренца, направленной наружу, а нижний график иллюстрирует результаты для магнитной силы, направленной внутрь.

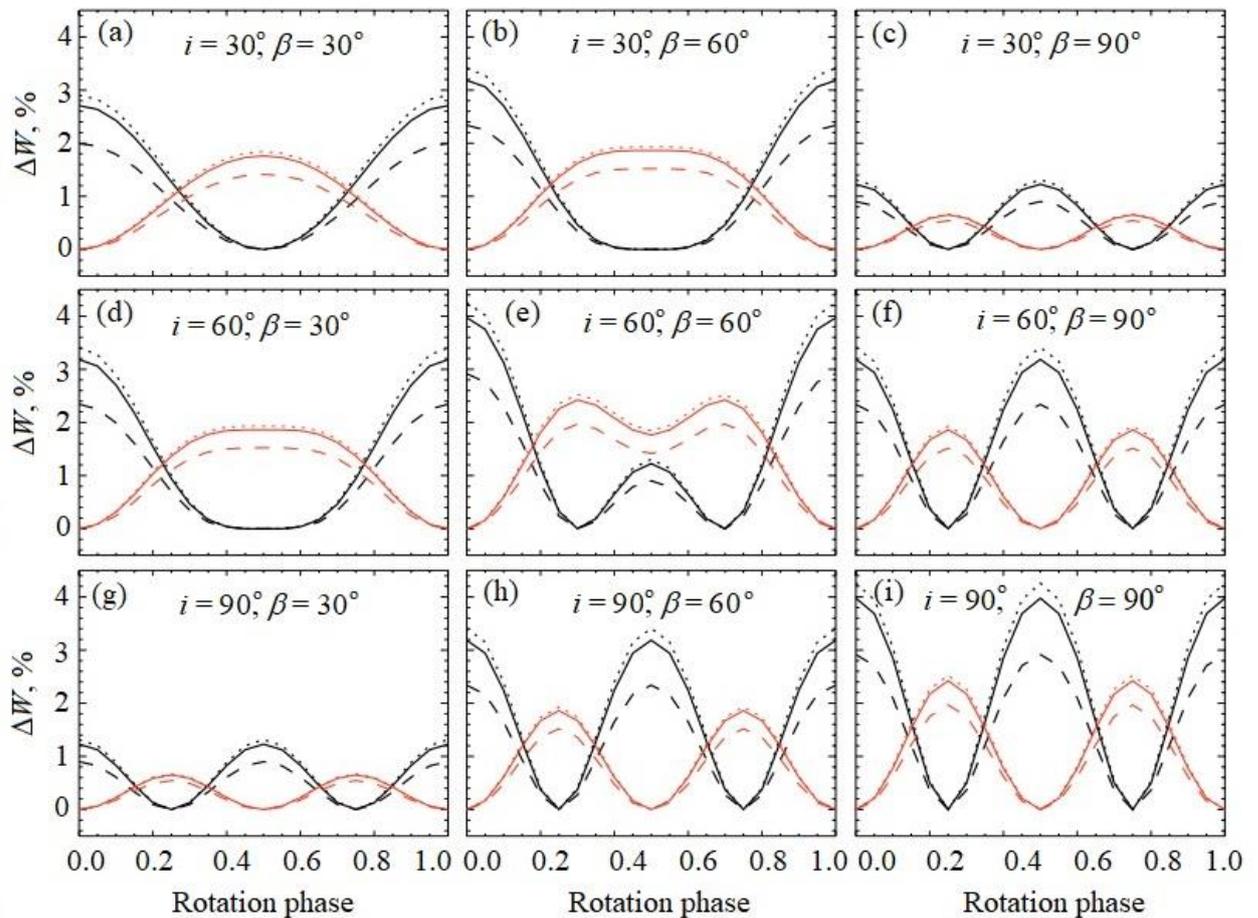


Рис. 36. Фазовый ход эквивалентной ширины бальмеровских линий водорода для различных наклонов звезды i и наклонов β дипольного магнитного поля напряженностью 1 кГс и $E_{\text{eq}} = 5 \times 10^{-11}$. Толстые кривые соответствуют силе Лоренца, направленной наружу, а тонкие линии показывают расчеты магнитной силы, направленной внутрь. Штриховые линии показывают изменение $H\alpha$, сплошные линии – $H\beta$ и пунктирные линии – $H\gamma$.

Структура фазовых кривых переменности бальмеровской линии может иметь весьма различный вид в зависимости от ориентации осей вращения и магнитного поля звезды. Чтобы проиллюстрировать этот эффект, на рис. 36 показано изменение относительной эквивалентной ширины первых трех бальмеровских линий водорода для девяти различных комбинаций углов i и β . Мы (Valyavin et al., 2004) обнаружили, что когда и i , и β малы, вариации бальмеровской линии показывают один максимум и один минимум в течение

цикла вращения. В противном случае при больших i и/или β будет наблюдаться двухволновая переменность линий водорода. Для идеальной магнитной геометрии ($i = 90^\circ$ и $\beta = 90^\circ$) и индуцированного электрического поля $E_{\text{eq}} = 5 \times 10^{-11}$ переменность эквивалентной ширины H β может достигать 4%.

Как и следовало ожидать из предположений нашей модели, фазовое изменение эквивалентных ширин симметрично относительно фазы 0.5. Такая ситуация характерна для нашей модели, поскольку распределение силы Лоренца по поверхности звезды подчиняется симметрии относительно оси магнитного диполя и не зависит от знака усредненного по диску продольного магнитного поля.

Расчеты, представленные в этом разделе, показывают, что даже сравнительно слабые магнитные поля могут приводить к значительной переменности бальмеровских линий. Поскольку распределение напряженности поля типичных магнитных звезд раннего типа достигает пика около 1 кГс (Bohlender, Landstreet, 1990) и меняется, в среднем, внутри значительно менее одного порядка величины, амплитуда вариаций водородных линий будет в первую очередь зависеть от величины индуцированного электрического поля. Несколько процессов, которые приводят к возникновению таких полей, обсуждаются ниже, но перед этим рассмотрим наблюдательный материал в работах, предшествующих этому исследованию по периодической переменности бальмеровских линий у магнитных звезд, и попытаемся интерпретировать эти данные в контексте переменности, вызванной силой Лоренца.

5.5. Сравнение с наблюдениями

5.5.1 Исторические свидетельства наличия детектируемой магнитоиндуцированной силы Лоренца в атмосферах конвективно-спокойных CP-звезд

Наблюдательные данные, свидетельствующие о наличии детектируемой силы Лоренца в атмосферах магнитных CP-звезд, существовали задолго до представленного исследования. В частности, спектроскопические данные, приведенные в работе Кролла (Kroll, 1989), показали, что у некоторых звезд переменность профилей бальмеровских линий достигает 5%. Во многих случаях зависимость амплитуды переменности от длины волны хорошо согласуется с предсказаниями представленной выше модели. Лучшим примером является CP-звезда 56 Ari. Амплитуда переменности профиля H β в ее спектре достигает 2% с четко выраженным максимумом примерно в 6–10 Å от центра линии, тогда как в центре H β амплитуда падает до нуля, точно так же, как на рис. 35 (см. выше). Варьируя различные параметры стандартных немагнитных моделей атмосфер, Кролл (Kroll, 1989) предположил, что такая форма может быть получена только за счет вариаций эффективной гравитации на звездной поверхности.

Предполагая, что переменность линий водорода в 56 Ari связана с эволюцией приблизительно дипольного магнитного поля с параметрами, определенными в работе Borra, Landstreet (1980), мы можем получить индуцированное экваториальное электрическое поле, необходимое для воспроизведения наблюдаемых амплитуд переменности. Используя подход к моделированию, описанный в предыдущем разделе, мы нашли $E_{\text{eq}} = 8 \times 10^{-11}$ для случая силы Лоренца, направленной наружу, и $E_{\text{eq}} = 4 \times 10^{-10}$ для сценария с магнитной силой, направленной внутрь.

К сожалению, кроме исследования Кролла (Kroll, 1989), представившего наблюдения вращательной модуляции бальмеровских линий лишь у нескольких CP-звезд, других систематических спектроскопических обзоров переменности бальмеровских линий не проводилось. С другой стороны, можно использовать данные фотометрических наблюдений H β , опубликованные для большого числа магнитных CP-звезд. Хотя фотометрия H β недостаточно информативна для анализа вращательной модуляции профилей водородных линий, она позволяет надежно обнаружить изменение эквивалентной ширины линии H β .

Наблюдательный аспект проблемы переменности β -индекса был подробно рассмотрен Мусиелоком и Мадеем (Musielok, Madej, 1988). В этой статье авторы представили обширный набор фотометрических измерений H β для 22 CP-звезд. Большая часть этих объектов показывает как экваториальные, так и полярные магнитные области во время своего вращения. Кроме того, некоторые звезды из выборки Мусиелока и Мадеев показывают почти симметричную относительно нуля переменность продольного поля, что говорит о больших углах наклона. Как показано выше (см. рис. 36), у таких звезд ожидается бимодальная структура изменения фазы эквивалентной ширины (или β -индекса) бальмеровских линий. Действительно, в данных по H β , собранных Мусиелоком и Мадеем (Musielok, Madej, 1988), есть примеры такого поведения. Однако большее количество звезд не проявляет такой четкой бимодальной структуры во вращательной модуляции β -индекса и имеет только один минимум и один максимум за цикл вращения.

Отсутствие звезд с поведением, ожидаемым для простых дипольных полей, может быть связано с модификацией атмосферных течений процессами, не учитываемыми в наших моделях (например, холловским дрейфом, меридиональной циркуляцией, амбиполярной диффузией), или отражать

отклонения от рассмотренной здесь чисто осесимметричной дипольной магнитной топологии. С другой стороны, в определенных ситуациях можно ожидать, что неоднородное распределение химического состава по поверхности звезды может давать важный вклад в изменение β -индекса из-за изменений линий металлов в пределах полос пропускания фильтра. Все эти сценарии можно различить, используя спектроскопические наблюдения высокого разрешения вместо H β -фотометрии. Ниже кратко представлены результаты такого исследования, подробно описанного в работах Valyavin et al. (2005b; 2007), Shulyak et al., (2007b; 2010).

5.5.2. Спектроскопические свидетельства наличия силы Лоренца в атмосферах нескольких конвективно-спокойных CP-звезд.

В этом пункте кратко представим результаты спектроскопического поиска атмосферных возмущений ненулевой электромагнитной силой. Для этой цели были выбраны несколько ярких магнитных CP-звезд разных температур, которые тестировались на модулированную вращением переменность штарковских профилей Бальмеровских линий в их спектрах. Исследуемые звезды и результаты их тестирования представлены в таблице 13. Представлено семь звезд, наблюдавшихся на планетном спектрографе-поляриметре высокого спектрального разрешения BOESP Бохьонсанской астрономической обсерватории Института космических исследований (KASI, Респ. Корея). Спектрограф кратко описан выше, в разделе 1.4.4, и ниже по тексту. Подробности об инструменте, телескопе, наблюдениях и обработке данных приведены в работах Valyavin et al., (2005b; 2007), Kim et al., (2007), Shulyak et al., (2007b; 2010).

Таблица 13. Здесь SP – спектральный класс, T_{eff} – температура, B_{min} и B_{max} —минимальное и максимальное значения напряженности интегральных магнитных полей, которые звезда демонстрирует во время вращения, σ_{max} – максимальная амплитуда стандартного отклонения в профиле Бальмеровской линии H β в течение полного цикла вращения

HD-обозначение звезды	SP	T_{eff} , К	B_{min} , Гс	B_{max} , Гс	σ_{max} , %
HD 65339	A2p	8400	-5400	+4200	< 0.3
HD 112413	A0p	11500	-1400	+1600	< 1
HD 112185	A0p	9500	-50	+150	0.5 - 0.7?
HD 196502	A0p	8500	-700	0	< 0.7
HD 19832 (56 Ari)	B9p	13600	-350	+380	0.6 ± 0.15
HD 173650	B9pSiCr	10600	-500	+700	0.5 ± 0.2
HD 40312 (θ Aur)	B9p	10400	-240	+360	0.7 ± 0.1

Следуя методу, использованному в пионерской работе Кролла (Kroll, 1989), индикатором наличия переменности в таблице 13 принято значение σ_{max} – максимальная амплитуда стандартного отклонения в профиле бальмеровской линии H β в течение полного цикла вращения звезды. Как можно видеть в таблице, две звезды – θ Aur и 56 Ari – продемонстрировали значимую переменность профиля H β . Рассмотрим эти две звезды более детально.

5.5.2.1. θ Aur

Объект исследования θ Aur (HD 40312) – конвективно-спокойная химически пекулярная звезда A0p с широкими спектральными линиями и относительно слабым (около 1 кГс) дипольным магнитным полем (см. Wade et al., 2000). За время вращения звезда показывает экваториальную (фазы 0.25, 0.75), а также полярные области (фазы 0.0, 0.5) своей магнитосферы. Как следует из представленных выше выкладок (см. Valyavin et al., 2004), максимальное

атмосферное возмущение от влияния силы Лоренца ожидается именно в экваториальной плоскости. В полярных регионах электромагнитное возмущение близко к нулю. Все это дает возможность оценить величину магнитного возмущения атмосферы из анализа различия между профилями бальмеровских линий, полученными при разных фазах вращения.

5.5.2.1.1. Спектральные наблюдения θ Aur

Наблюдения звезды проводились с помощью эшелле спектрографа BOESP, установленного на 1.8-метровом телескопе Корейского Института астрономии и космических наук. Спектрограф и процедуры наблюдений описаны в работе Kim et al. (2000).

Инструмент представляет собой спектрограф-спектрополяриметер высокого спектрального разрешения с оптоволоконным входом. Рабочие диаметры сердцевин входных волокон спектрографа составляют 300, 200 и 80 мкм, обеспечивая спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda = 30000, 45000$ и 90000 соответственно. В исследовании θ Aur использовался режим среднего разрешения в рабочем диапазоне длин волн от 3500 \AA до $10\,000 \text{ \AA}$. Высокая пропускная способность спектрографа в диапазоне длин волн $4100\text{--}8000 \text{ \AA}$ и стабильность в совокупности позволяют получить спектры бальмеровских линий с точностью около 0.2-0.3% (Kim et al., 2007; Valyavin et al., 2005b).

В ходе программы с января 2004 г. по апрель 2005 г. в течение 20 наблюдательных ночей было получено двадцать спектров θ Aur. Типичное время экспозиции в несколько минут позволило достичь отношения $S/N \sim 150$. Таблица 14 содержит обзор данных проведенных наблюдений. На

протяжении всего исследования были использованы эфемериды, представленные в работе Wade et al., (2000):

$$JD = 2\,450\,001.881 + E \times 3.61860 \quad (31),$$

где время нуль-пункта соответствует отрицательному экстремуму изменения продольного поля.

Таблица 14. Наблюдения θ Aur

№	JD	Фаза вращения
1	2 453 015.0238	0.681
2	2 453 015.9949	0.950
3	2 453 020.0157	0.061
4	2 453 038.0886	0.056
5	2 453 039.1761	0.356
6	2 453 039.9192	0.562
7	2 453 040.9137	0.837
8	2 453 042.9287	0.393
9	2 453 046.0285	0.250
10	2 453 340.0242	0.496
11	2 453 341.0364	0.775
12	2 453 341.3455	0.861
13	2 453 343.0469	0.331
14	2 453 354.0668	0.377
15	2 453 354.3565	0.456
16	2 453 356.0911	0.936
17	2 453 356.3045	0.995
18	2 453 457.9726	0.091
19	2 453 458.0466	0.111
20	2 453 458.0834	0.121

Редукция данных проводилась с помощью программы обработки изображений DECH (Galazutdinov, 2022), а также пакетами программной среды MIDAS (ESO). Основные шаги редукции стандартны, включают в себя устранение действия космических лучей, вычитание тока смещения (bias) и

рассеянного света, выделение спектральных порядков, деление на спектр плоского поля, нормировку на континуум и калибровку по длинам волн. Нормировка на континуум заслуживает дополнительного комментария.

Чтобы получить однородно реконструированный континуум для всех спектров была применена следующая методика. После процедуры нормировки на плоское поле все выделенные спектральные порядки отдельных кадров были объединены в новые 2D-изображения (4000×75), где спектральные порядки (всего 75) размещены в этих изображениях в виде векторов. Затем с помощью медианного и гауссовского фильтров идентифицируются и удаляются узкие спектральные особенности во всех спектральных порядках. Наконец, игнорируя области линий Бальмера, с помощью 2D кубического сплайна создаются новые изображения континуума спектров. Нормализованные спектры получаются путем деления исходных изображений на соответствующие им двумерные изображения континуума. Детально методика представлена в работах Valyavin et al., (2005b), Shulyak et al., (2007b).

Примеры исходного изображения, 2D-континуума и результат нормировки представлены на рис. 37. Исследование показало, что такая методика позволяет достичь требуемой высокой точности и стабильности реконструкции континуума в тех местах изображений спектров, где функция отклика спектрографа может быть описана монотонной полиномиальной 2D-функцией низкого порядка. Для BOESP наиболее подходящая область находится от 4150 до примерно 5100 Å, что делает анализ штарковских профилей бальмеровских линий надежным для линий H γ и H β . Точность нормализации континуума вокруг этих линии оценивается примерно в 0.1–0.2% (Valyavin et al., 2005b; Shulyak et al., 2007b).

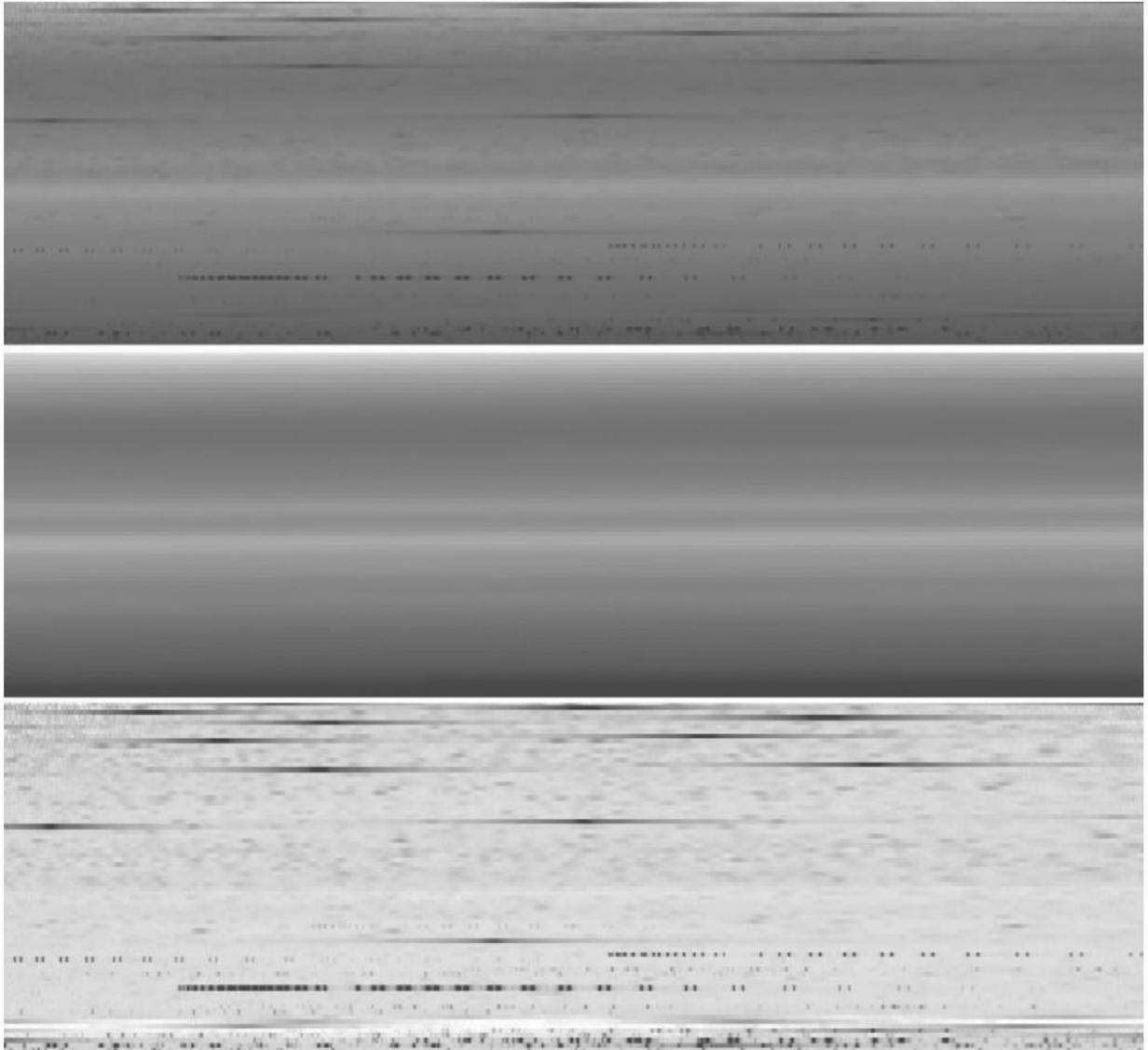


Рис. 37. Примеры (сверху вниз) исходного изображения эшелле порядков, 2D-континуума и нормализованного изображения.

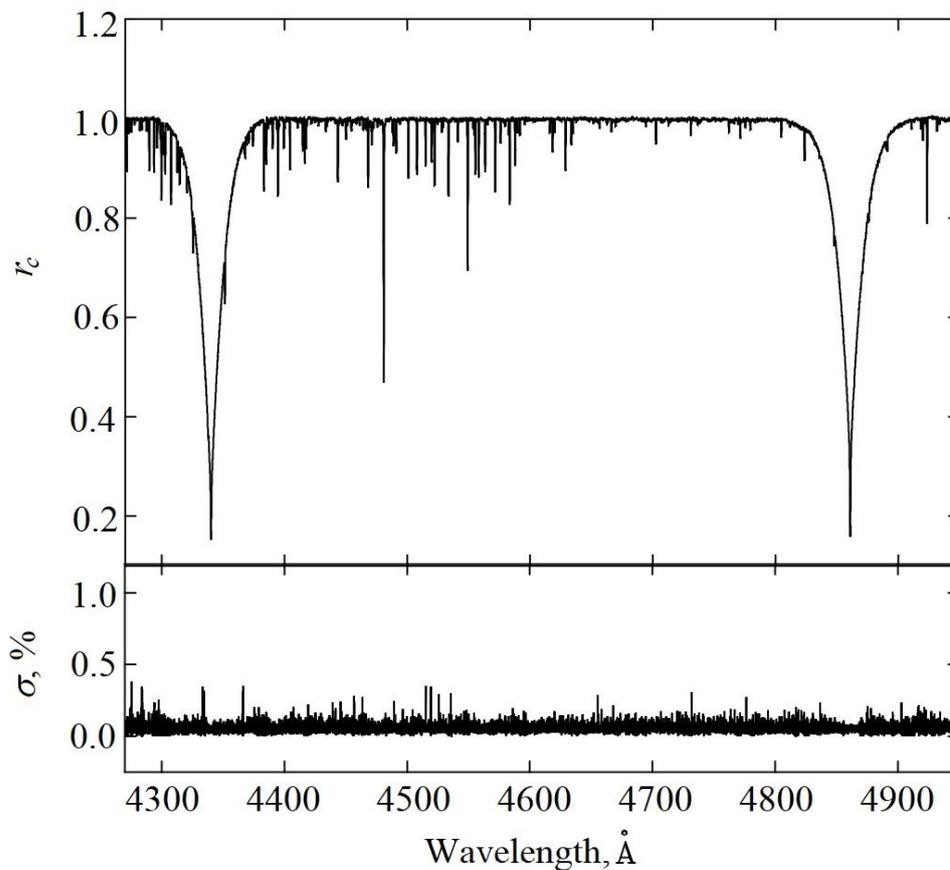


Рис. 38. Средний спектр (верхний график) и стандартное отклонение σ при профилях спектральных линий H β и H γ спектра Веги.

Точностные оценки реконструкции континуума поддержаны авторскими наблюдениями Веги, которые проводились со спектрографом BOESP в разные ночи в период с марта по май 2006 г. Известно (Peterson et al., 2006), что эта стандартная звезда имеет наклон оси вращения к лучу зрения $i = 4.5^\circ \pm 0.33^\circ$. Столь небольшой наклон сводит к минимуму вероятность обнаружения какой-либо физической переменности профилей Бальмера спектра Веги, что позволяет использовать эту звезду в качестве эталона в нашем исследовании. Результаты тестов представлены на рис. 38, где верхний график иллюстрирует средний спектр звезды, полученный методом усреднение наблюдаемых спектров. Нижний график представляет собой дисперсию полученного результата как стандартное отклонение индивидуального спектры от среднего. Как видно из поведения

дисперсионной функции, все неустойчивости реконструкции континуума обычно лежат ниже 0.15-0.2%.

Принимая во внимание все вышеизложенные выводы, мы (Valyavin et al., 2005b; Shulyak et al., 2007b) провели поиск переменности основных трех профилей бальмеровских линий с использованием нормированных спектров. Рисунок 39 иллюстрирует стандартное отклонение σ при профилях спектральных линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$. Анализируя области спектра с низкой плотностью линий было обнаружено, что стандартные отклонения из-за фотонного шума и неточностей обработки спектров лежат существенно ниже уровня 0.3%. Любое отклонение выше это значение указывает на значительную внутреннюю переменность линий Бальмера.

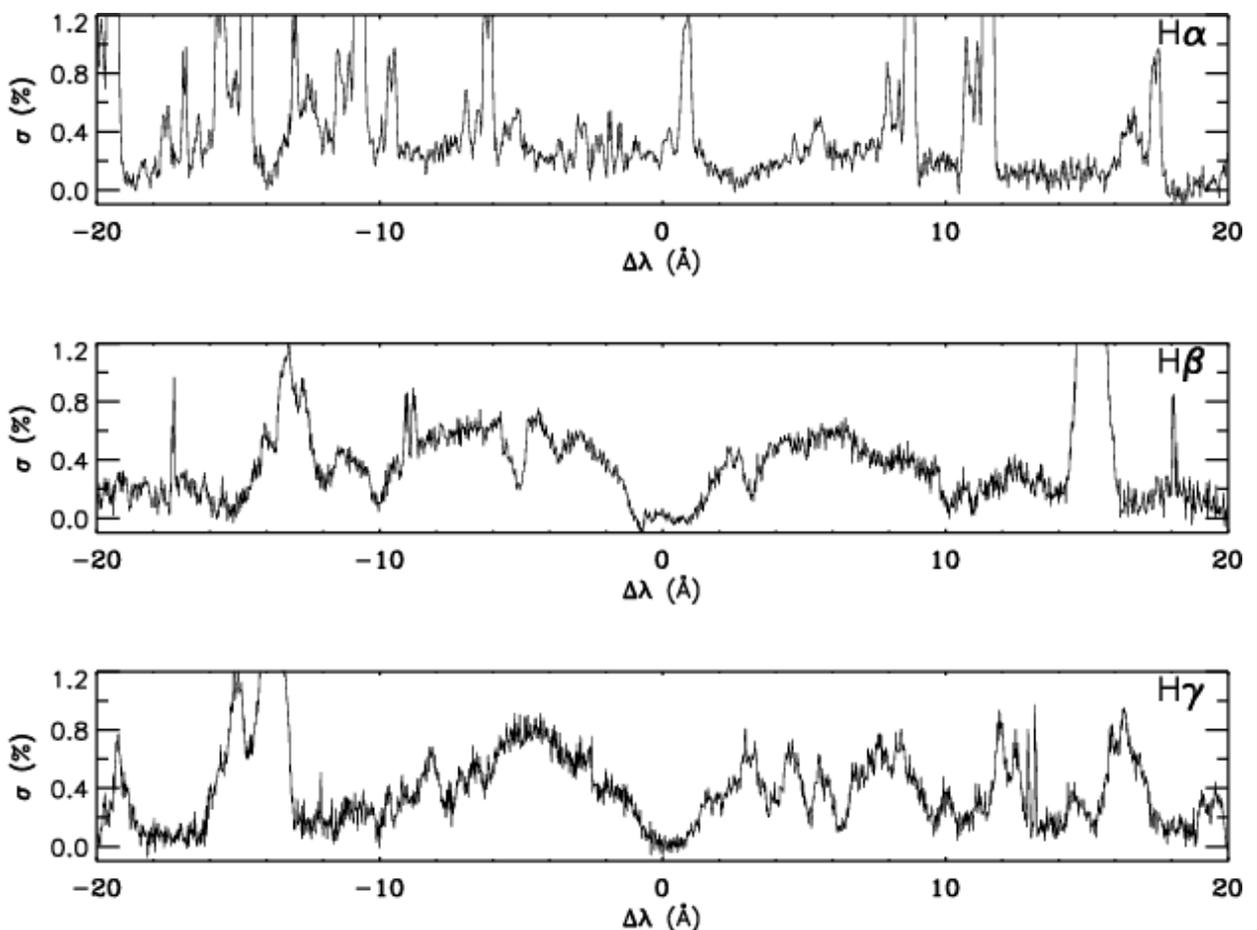


Рис. 39. Стандартное уклонение σ в области линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$. Фотонный шум на уровне $\sigma = 0.3\%$ вычтен.

Как видно на рис. 39, стандартные отклонения $H\beta$ и $H\gamma$ обнаруживают характерный отпечаток, впервые описанный Кроллом (Kroll, 1989) как воздействие силы Лоренца: амплитуда возрастает в крыльях и падает к центру линии. Для линии $H\alpha$ картина менее очевидна из-за сильного искажения профиля теллурическими молекулярными линиями поглощения, что сильно усложняет анализ профиля. Тем не менее эффект виден в “красном” крыле линии $H\alpha$ (рис. 39).

Факт существования этой характерной спектральной переменности звезды θ Aur установлен в работах Valyavin et al. (2005b), Shulyak et al. (2007) и защищен в диссертационной работе Бурлаковой Т.Е. в 2011 году. По последней причине в настоящей работе этот факт используется как уже установленный и не защищается. Между тем, полученный наблюдательный материал по этой звезде, также по звезде 56 Ari, используется далее для тестирования представленной модели переменности этих звезд. Модель и оценки времен эволюции конвективно-спокойных магнитных звезд на ее основе являются предметом защиты в настоящей диссертации.

5.5.2.1.2. Моделирование профилей Бальмеровских линий в спектре θ Aur

Моделирования переменности профилей Бальмеровских линий в спектре θ Aur проводилось по усовершенствованной схеме, подробно описанной в работе Shulyak et al. (2007b). В отличие от базовой теории вопроса (см. разделы 5.2-5.4), в которой сила Лоренца рассмотрена в дипольном приближении геометрии глобального магнитного поля звезды, влияние силы Лоренца на атмосферу θ Aur рассмотрено уже в мультиполярном представлении при следующих приближениях:

1. Магнитное поле поверхности звезды осесимметрично и в нем преобладает либо дипольная, либо диполь+квадрупольная геометрия во всех слоях атмосферы.
2. Индуцированная эволюцией ЭДС имеет только азимутальную составляющую по аналогии с исследованием Врубеля (Wrubel, 1952). В этом случае распределение поверхностных электрических токов можно представить полиномами Лежандра $P_n^1(\mu)$, где $n = 1$ соответствует случаю дипольной конфигурации, $n = 2$ для квадрупольной и т. д. и $\mu = \cos \theta$ – косинусу угла широты θ , который представлен в системе координат, связанной с осью симметрии дипольной компоненты магнитного поля.
3. Предполагается, что слои атмосферы находятся в статическом равновесии, и горизонтальные движения отсутствуют.
4. Вращение звезды, токи Холла, амбиполярная диффузия и другие динамические процессы отсутствуют.

В этом случае рабочее уравнение газостатического равновесия имеет следующий вид:

$$\frac{\partial P_{\text{total}}}{\partial r} = -\rho g \pm \frac{1}{c} \lambda_{\perp} \sum_n c_n P_n^1(\mu) \sum_n B_{\theta}^{(n)} \quad (32) .$$

Для получения этого уравнения использован принцип суперпозиции для векторов поля. Как и выше, рассмотрены только горизонтальные компоненты электрического поля так, что $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$. Далее, в соотношении (32) c_n представляет собой эффективное электрическое поле, генерируемое n -й компонентой магнитного поля на магнитном экваторе звезды, B_{θ} – горизонтальная компонента магнитного поля. Знаки “+” и “-” обозначают направленность результирующей силы Лоренца наружу и внутрь звезды. Значения c_n являются искомыми параметрами модели. Эти параметры представляют собой фундаментальные характеристики, которые могут быть

использованы для построения самосогласованных моделей глобальной геометрии магнитного поля звезды и ее эволюции.

Моделирование проводилось с применением компьютерной программы для расчета моделей звездных атмосфер LLmodels, разработанной Шуляком и др. (Shulyak et al., 2004). Программа основана на базе модифицированной программы ATLAS9 (Kurucz, 1993), а также на основе программного пакета спектрального синтеза, описанного Цымбалом (Tsymbal, 1996). LLmodels использует следующие общие приближения (типичные для многих 1D-моделей атмосферы):

- предполагается плоскопараллельная геометрия атмосферы звезды;
- для расчета заселенностей атомных уровней всех химических соединений применяется локальное термодинамическое (ЛТР);
- предполагается, что атмосфера звезды находится в газостатическом равновесии;
- выполняется условие радиационного равновесия.

В программе используется детальный (Line-by-line, LL) метод расчета связанных (bound-bound) непрозрачностей (Shulyak, 2004). Эта методика позволяет рассматривать индивидуальную картину звездного химического состава, что важно в исследовании θ Aur, потому что атмосфера звезды демонстрирует несолнечное содержание и неоднородное горизонтальное распределение некоторых химических элементов.

Параметры модели атмосферы $\log g$ и T_{eff} определялись с применением анализа спектрофотометрических наблюдений звезды (Adelman et al., 1989) и теоретического соответствия профилей спектральных линий H β и H γ . Для этой цели мы (Shulyak et al., 2007b) использовали данные наблюдений на фазе вращения θ Aur 0.995 (наблюдатель видит полярную область

магнитосферы звезды), где влияние силы Лоренца слабое. Звездная атмосфера в этой фазе близка к стандартной, “немагнитной”. Химический состав и проекционная скорость вращения $v \sin i = 55 \text{ км с}^{-1}$ были взяты из работы Kuschnig (1998). Моделируя спектрофотометрию и альмеровские линии спектра θ Aur, нами (Shulyak et al., 2007b) были получены следующие фундаментальные параметры: $T_{\text{eff}} = 10400 \pm 300 \text{ К}$, $\log g = 3.6 \pm 0.05$. Обращаем внимание на то, что такая высокая точность определяемых параметров – это лишь внутренняя точность, полученная при использовании методики моделирования данных. Реальные значения параметров могут немного отличаться от вычисленных, но это не играет существенной роли в настоящем исследовании. Сравнение наблюдательных данных и предсказаний модели представлено на рис. 40 и 41. Определенные фундаментальные параметры θ Aur позволяют считать, что θ Aur значительно проэволюционировала от ZAMS. Сравнение с теоретическими эволюционными треками (Kochukhov, Bagnulo, 2006) показало, что θ Aur находится в самом конце своей жизни на Главной последовательности.

Сравнение данных наблюдений и теоретических предсказаний для всех фаз вращения представлено на рис. 42–44. Остаточные теоретические и наблюдаемые бальмеровские линии получены вычитанием из спектров всех фаз вращения спектра опорной фазы (спектр звезды в этой фазе, $\varphi = 0$, получен из спектров в фазах 0.995 и 0.056, когда звезда наблюдается в такой конфигурации, в которой влияние силы Лоренца на спектр минимально. На рисунках черные сплошные линии — наблюдения, пунктирные красные линии — теоретические профили, рассчитанные для дипольной конфигурации магнитного поля (сила Лоренца направлена внутрь), толстые сплошные линии синего цвета – профили, рассчитанные для конфигурации магнитного поля “диполь+квадруполь” с $Bq/Bd = -2.0$ и $c2/c1 = 2.5$ (сила Лоренца направлена наружу). Черная пунктирная линия показывает нулевой уровень для каждого спектра.

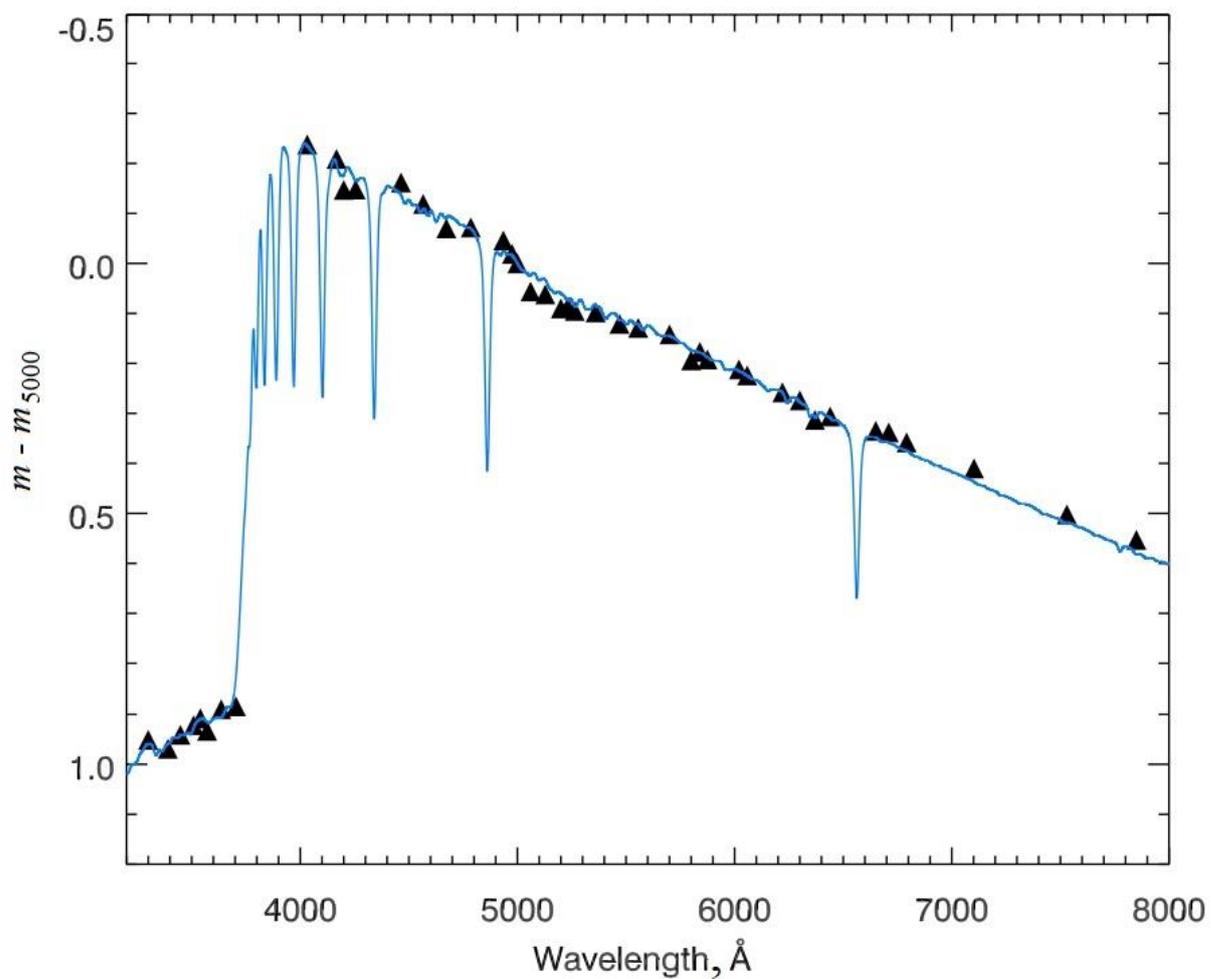


Рис. 40. Сравнение наблюдаемого (черные треугольники) и расчетного (сплошная линия) энергетического распределения в спектре звезды θ Aur. Теоретическая модель, свернутая с гауссовым фильтром с полушириной в 20 \AA , соответствует $T_{\text{eff}} = 10\,400 \text{ K}$, $\log g = 3.6$.

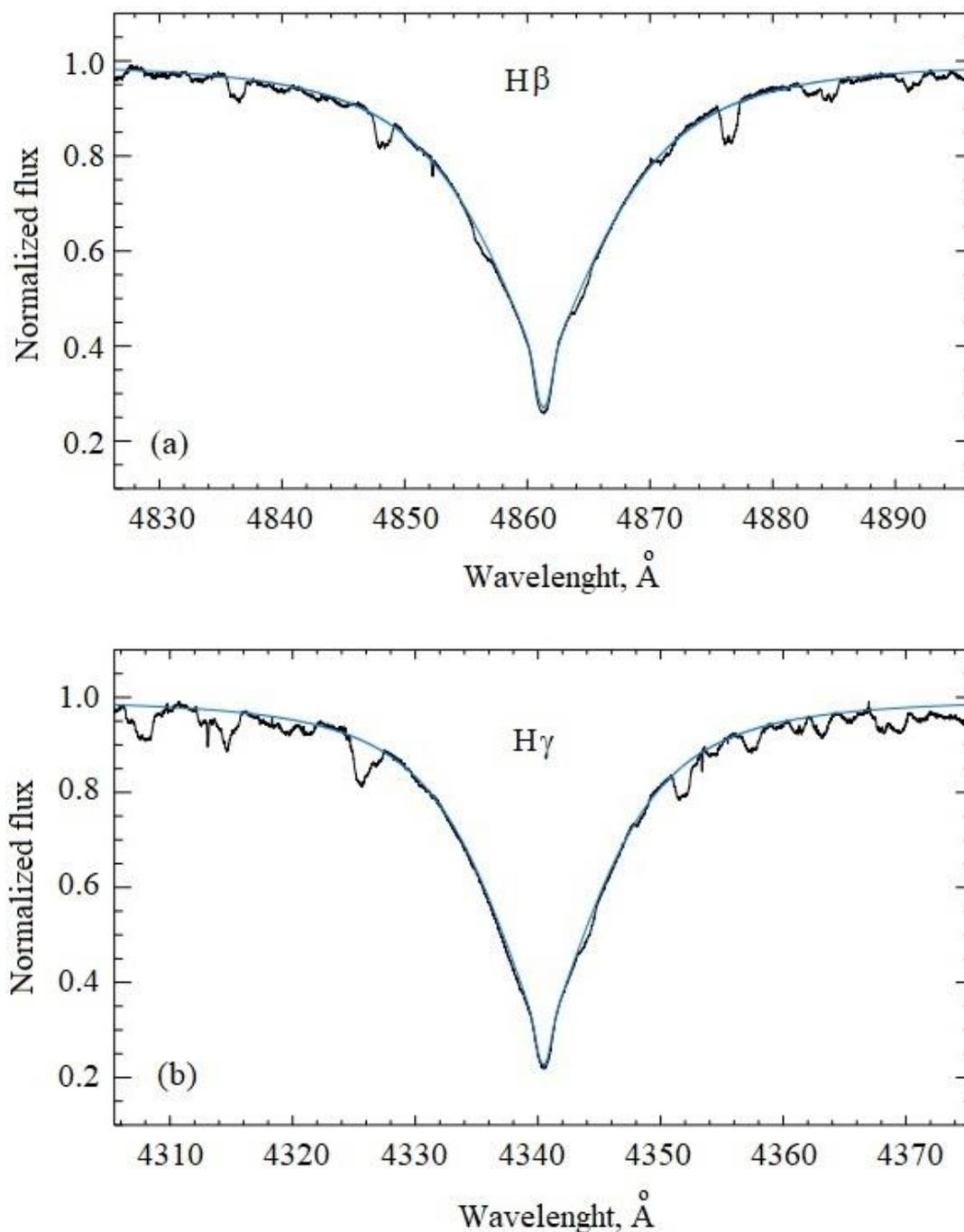


Рис. 41. Сравнение наблюдаемых (черные сплошные линии) и рассчитанных (голубые линии) $H\beta$ (верхняя панель) и $H\gamma$ (нижняя панель) профилей бальмеровских линий.

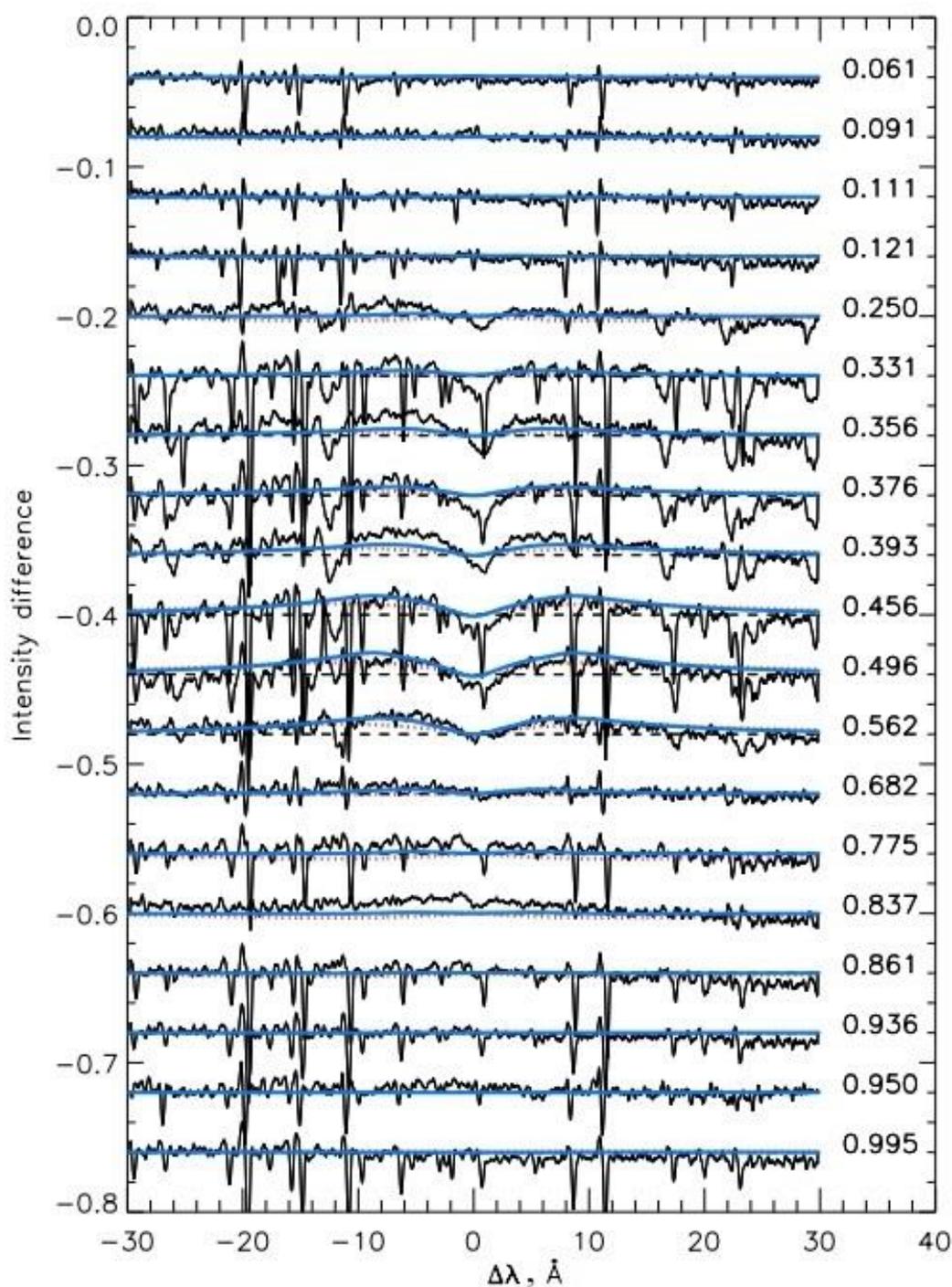


Рис. 42. Остаточные профили линии $H\alpha$ для каждой из наблюдаемых фаз вращения относительно фазы 0.056 (фазы представлены на вертикальной оси справа). Черные сплошные линии — наблюдения, пунктирные красные линии — теоретические профили, рассчитанные для дипольной конфигурации магнитного поля (сила Лоренца направлена внутрь), толстые синие линии — профили, рассчитанные для конфигурации магнитного поля “диполь+квадруполь” с $B_q/B_d = -2.0$ и $c_2/c_1 = 2.5$ (сила Лоренца направлена наружу). Черная пунктирная линия показывает нулевой уровень для каждого спектра.

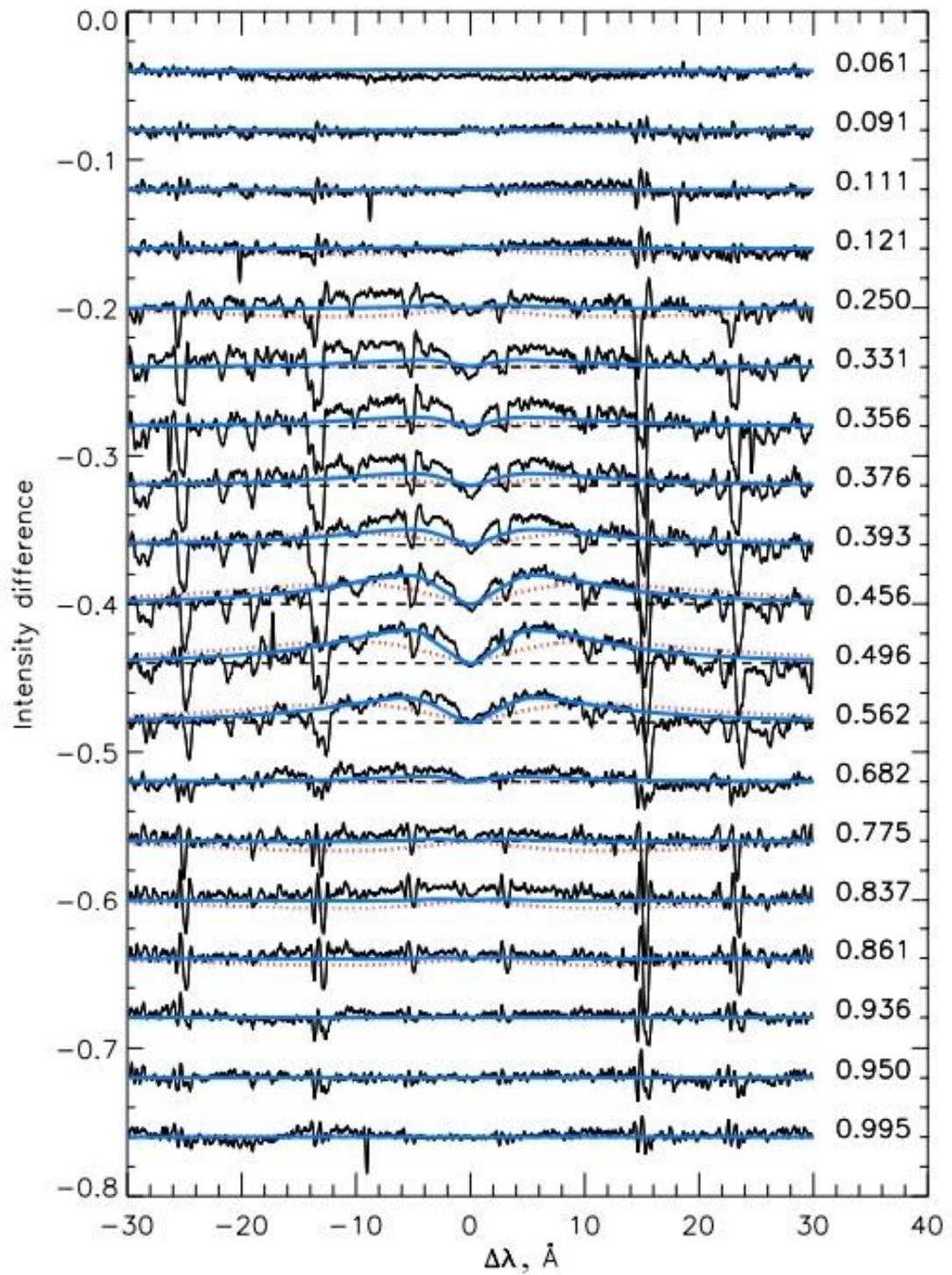


Рис. 43. То же, что на рис. 42, для линии H β .

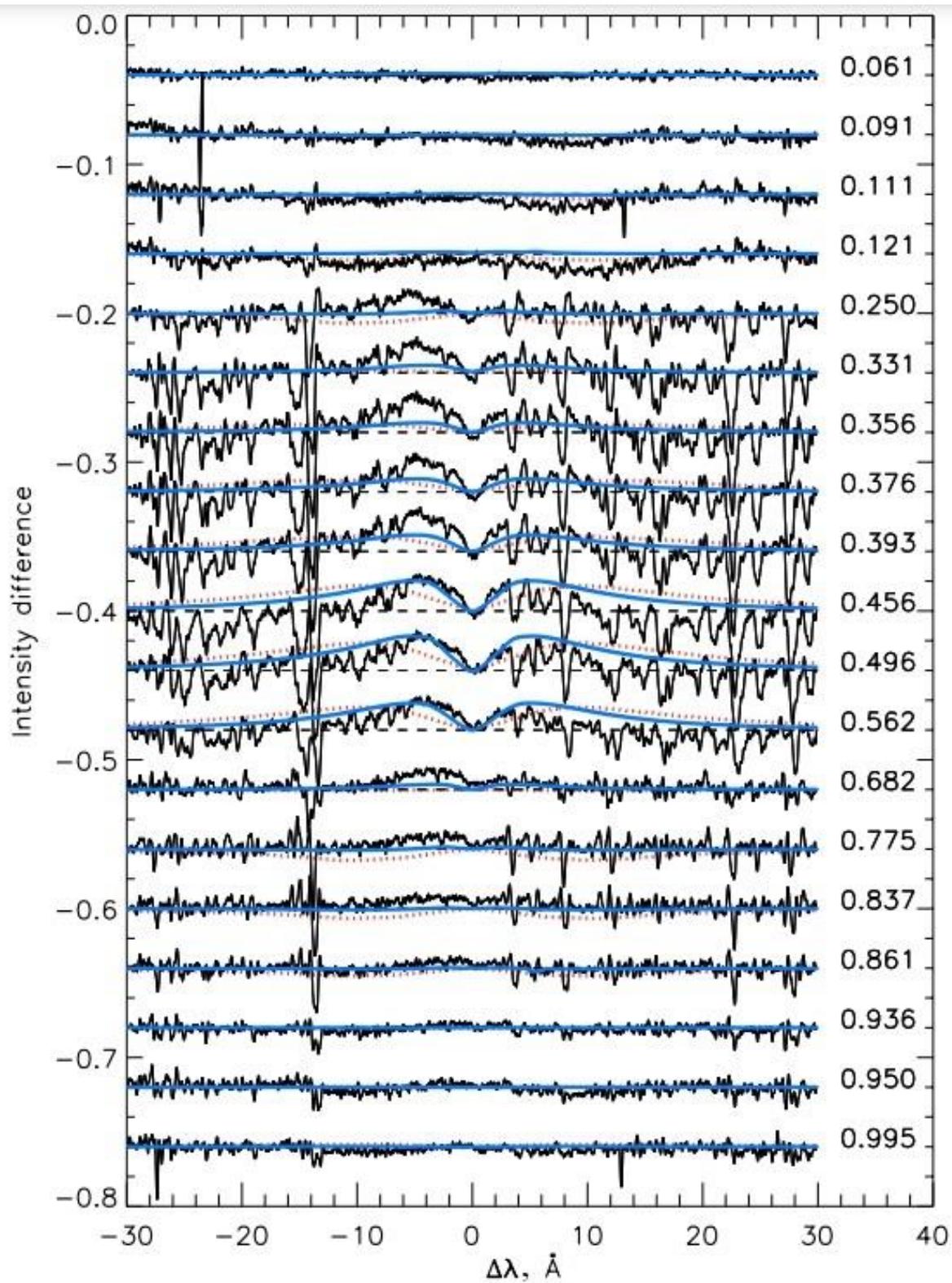


Рис. 44. То же, что на рис. 42, для линии $H\gamma$.

Как можно видеть (рис. 42-44), наиболее заметно эффект присутствия силы Лоренца проявляется в фазах между $\varphi = 0.3$ и $\varphi = 0.6$. Однако обе модели идеально соответствуют данным только в фазовом интервале между $\varphi = 0.45$ и $\varphi = 0.6$. Это разногласие связано с предположением об осесимметричной геометрии магнитного поля (в действительности поле обычно децентрировано и искажено). Несмотря на это несоответствие, мы полагаем, что наша модель воспроизводит общую фазовую зависимость, обнаруженную в наблюдениях.

Сравнивая результаты аппроксимации, полученные для обеих моделей, мы (Shulyak et al., 2007b) пришли к выводу, что наблюдения воспроизводятся лучше в том случае, когда сила Лоренца направлена наружу в геометрии магнитного поля “диполь + квадруполь”. Наилучшее согласие модель демонстрирует с наблюдениями с индуцированным эффективным экваториальным электрическим полем $c_1 = 1 \times 10^{-11}$ единиц сгс. Этот результат крайне важен в контексте оценки времени эволюции глобального поля звезды, что подробно обсуждается в конце этой главы.

5.5.2.2. 56 Ari

Объект исследования 56 Ari (HD 19832) – конвективно-спокойная, слабомагнитная ($B_e < 500$ Гс) звезда B6IV-V с широкими спектральными линиями. Как было упомянуто выше, спектроскопическое исследование Кролла (Kroll, 1989) показало наличие в спектре этой звезды переменности профиля H β , достигающей 2% с четко выраженным максимумом примерно в 6–10 Å от центра линии и падающей до нуля в ее центре. В этой же работе Кролл предположил, что такая форма переменности может существовать только за счет вариаций эффективной гравитации на звездной поверхности.

Мотивированные этим исследованием, мы (Shulyak et al., 2010) провели детальный спектроскопический мониторинг 56 Aгi с целью изучить вклад силы Лоренца в модуляцию бариметрических свойств атмосферы этой звезды в процессе ее вращения.

5.5.2.2.1. Спектральные наблюдения 56 Aгi

Наблюдения 56 Aгi проводились с помощью описанного выше эшелле-спектрографа BOESP. В ходе программы (Shulyak et al., 2010) были получены семнадцать спектров звезды в течение десяти ночей наблюдений с 2004 по 2006 гг. Типичное время экспозиции в несколько минут позволило достичь отношения $S/N \approx 250\text{--}300$. В таблице 15 приведен обзор наблюдений. В исследовании использованы эфемериды, полученные Adelman et al. (2001) с применением линейной модели периода (физика эволюции периода вращения в контексте настоящего исследования не рассматривается):

$$JD = 2\,434\,322.354 + \frac{0.7278883}{1 + 0.7278883 \cdot S \cdot (t - t_0)} \quad (32),$$

где $t_0 = 2434322.354$ и $S = -1.35 \times 10^{-9}$. Подробности, касающиеся редукиции спектральных данных, а также исследование стабильности спектрографа, представлены выше (также работах Valyavin et al., 2005b; Shulyak et al. 2007b). Точность нормализации континуума вокруг бальмеровских линий также оценивается на уровне примерно 0.2-0.3%.

Таблица 15. Наблюдения 56 Ari

№	JD	Фаза вращения
1	2 453 250.2191	0.321
2	2 453 250.3017	0.435
3	2 453 251.2284	0.708
4	2 453 251.3359	0.855
5	2 453 306.1282	0.128
6	2 453 306.2942	0.356
7	2 453 308.0681	0.793
8	2 453 309.0295	0.114
9	2 453 309.1620	0.296
10	2 453 666.0880	0.636
11	2 453 671.0690	0.478
12	2 453 671.0860	0.502
13	2 453 759.0098	0.290
14	2 453 760.0284	0.689
15	2 453 760.9714	0.985
16	2 453 762.0026	0.402
17	2 453 762.9682	0.728

5.5.2.2.2. Моделирование профилей бальмеровских линий в спектре 56 Ari

Моделирование переменности профилей Бальмеровских линий в спектре 56 Ari проводилось по схеме, описанной выше (см. также Shulyak et al., 2007b), и далее не рассматриваются. Фундаментальные параметры модели атмосферы $\log g$ и T_{eff} определялись с использованием анализа спектрофотометрических наблюдений звезды (Adelman, 1983) и низкодисперсионных УФ-спектрограмм базы данных IUE INES (<http://ines.ts.astro.it/>). Для моделирования линий водорода H β и H γ был

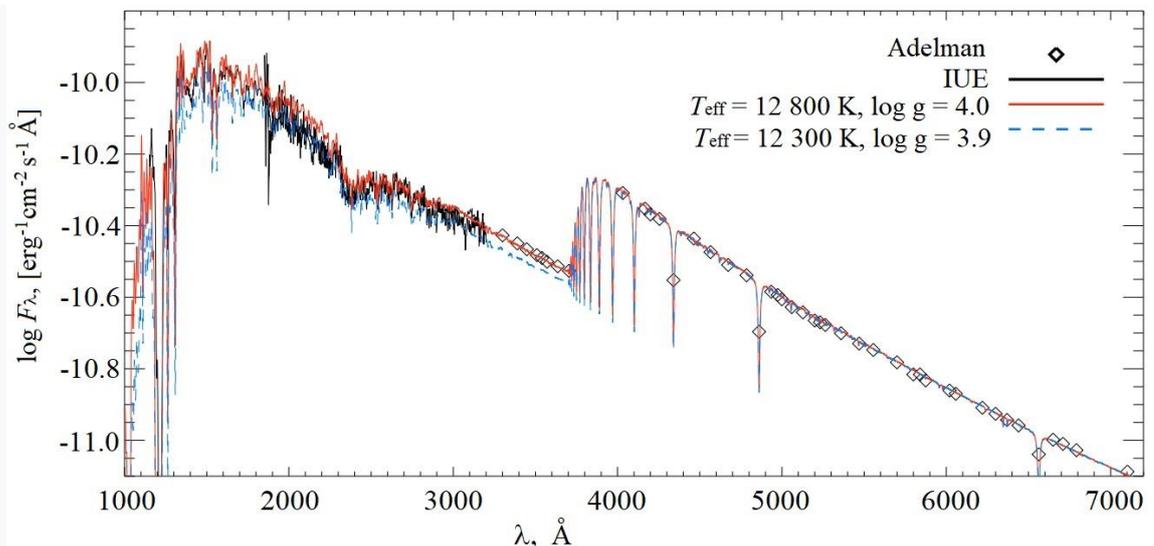


Рис. 45. Сравнение наблюдаемых и рассчитанных спектральных распределений энергии 56 Agi. Теоретические модели соответствуют $T_{\text{eff}} = 12\,300\text{ K}$, $\log g = 3.9$ и $T_{\text{eff}} = 12\,800\text{ K}$, $\log g = 4.0$. Для наглядности модельные потоки свернуты с использованием гауссовского ядра с полушириной $FWHM = 10\text{ \AA}$.

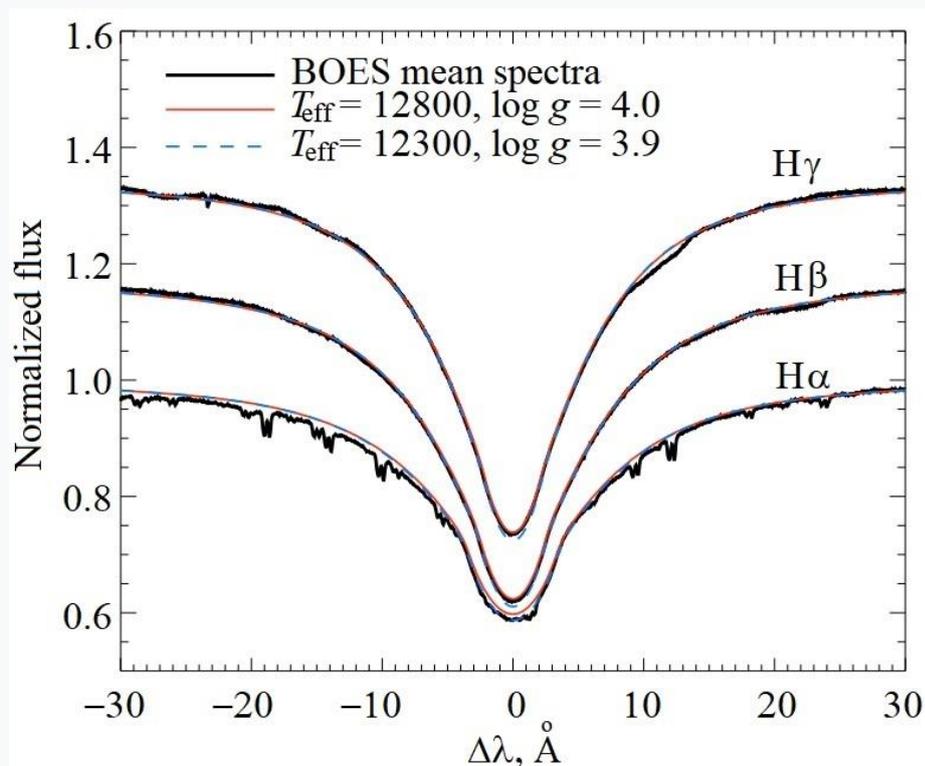


Рис. 46. Сравнение наблюдаемых и рассчитанных профилей линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$. Профили рассчитаны с использованием программы SYNTH3 (Kochukhov, 2007).

использован спектр 56 Arg, усредненный по всем 17 спектрам наблюдений звезды. Проекционная скорость вращения $v \sin i = 160 \text{ км с}^{-1}$ взята из работы Hatzes (1993). Распределение энергии и бальмеровские линии спектра звезды лучше всего аппроксимируются следующими параметрами: $T_{\text{eff}} = 12800 \pm 300 \text{ К}$, $\log g = 4.0 \pm 0.05$. Так же, как и в случае со звездой $\theta \text{ Aur}$, обратим внимание на то, что такая высокая точность определяемых параметров — это всего лишь внутренняя точность в рамках используемой методики. Реальные параметры могут незначительно отличаться от заявленных, но это также не играет существенной роли в нашем исследовании.

Сравнение наблюдений и прогнозов модели проиллюстрированы на рис. 45 и 46. На рис. 45 все спектры, включая данные спектрофотометрических наблюдений Адельмана (Adelman, 1983), представлены в абсолютных энергетических единицах.

Далее для расчета влияния силы Лоренца необходимо определить параметры геометрии магнитного поля звезды. Для этого мы (Shulyak et al., 2010) использовали данные магнитометрических наблюдений, представленные в работе Borra, Landstreet (1980). Авторы наблюдали плавное “одногорбое” изменение эффективного магнитного поля B_e 56 Arg с фазой ее вращения и пришли к выводу, что это вызвано полоидальной конфигурацией глобального магнитного поля звезды. Обобщая результаты этой работы, мы (Shulyak et al., 2010) смоделировали геометрию магнитного поля 56 Arg комбинацией коллинеарных дипольной и осесимметричной квадрупольной магнитных компонент. Параметры модели магнитной геометрии звезды представлены модулем напряженности магнитного поля на полюсе дипольной компоненты B_d , относительным вкладом квадрупольного поля

B_q/B_d , углом наклона β оси симметрии поля к оси вращения и угла наклона i оси вращения звезды относительно луча зрения. Последний параметр, $i = 70^\circ$, взят из работы Hatzes (1993). Учитывая неточность этого параметра, мы протестировали ряд моделей из диапазона $i = 50^\circ-70^\circ$. В этом случае приемлемые решения для геометрии магнитного поля оказываются в довольно широком диапазоне: от $B_q/B_d = 0.5$ до $B_q/B_d = -5$ для $i = 50^\circ$ до $B_q/B_d = -4.5$ для $i = 60^\circ$ и до $B_q/B_d = -4$ для $i = 70^\circ$. Соответствующая напряженность поля на полюсе диполя находится в диапазоне $B_d = 1.3-1.8$ кГс. Наклон оси симметрии глобального поля звезды к лучу зрения $\beta = 70-90^\circ$. На рис. 47 приведено сравнение наблюдений и модели для $i = 60^\circ$.

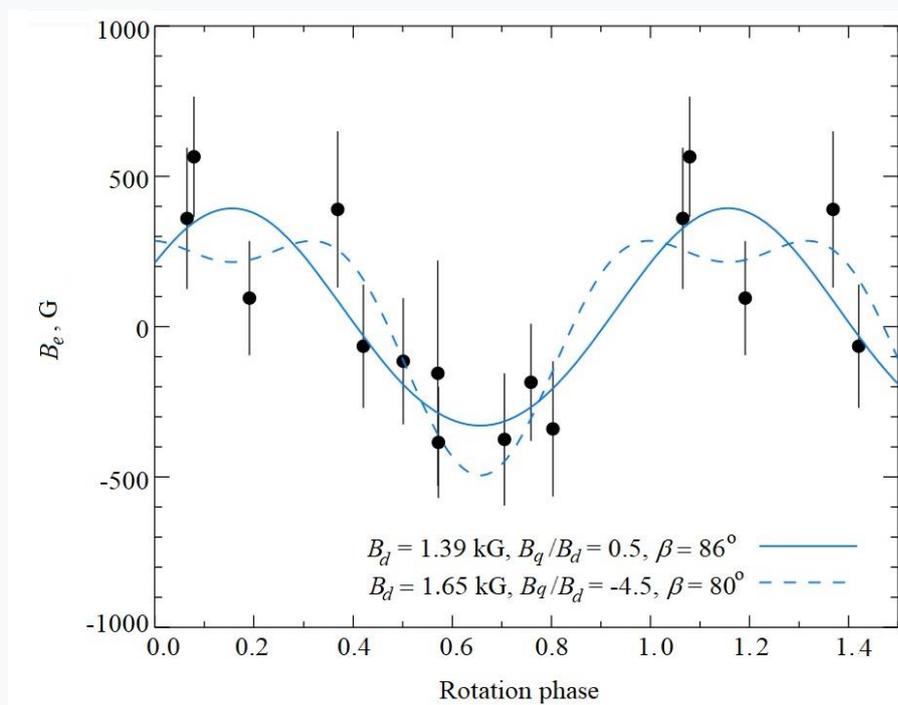


Рис. 47. Сравнение наблюдений эффективного (продольного) магнитного поля 56 Aгi (символы) с модельными кривыми для $i = 60^\circ$ и двух значений параметра B_q/B_d (сплошная и пунктирная линии).

Окончательно сравним остаточные теоретические и наблюдаемые спектры профилей линий Бальмера с предсказаниями моделей, основанных на различных предположениях о геометрии магнитного поля и о направлении силы Лоренца. Как и выше, остаточные спектры получены вычитанием из всех исследуемых профилей спектра при опорной фазе вращения φ_0 (в данном случае использован спектр при $\varphi_0 = 0.114$, где профили Бальмера имеют наибольшую ширину). Рисунки 48-50 иллюстрируют остаточные профили линий H α , H β и H γ для каждого из наблюдаемых фаз вращения. Положительный знак остатков означает, что линии на текущей фазе уже, чем линии, полученные при опорной фазе.

На рис. 48-50 видно, что характерное поведение линий водорода демонстрирует переменность с наиболее заметным эффектом при фазах между $\varphi = 0.402$ и $\varphi = 0.855$. Эффект также виден в “красных” крыльях линий при $\varphi = 0.985$, однако в “синем” крыле оно размазано. Подчеркнем, что эта систематическая асимметрия с “синим” крылом, лежащим ниже “красного”, наблюдается для всех трех исследуемых линий. Неточность обработки спектра может быть одной из причин этого эффекта. Однако наша (Shulyak et al., 2010) обработка данных полностью идентична обработке, проводившейся для θ Aur (Shulyak et al., 2007b), в результате которой такой асимметрии в спектре звезды θ Aur нет. Таким образом, мы полагаем, что эта асимметрия может иметь и физическое происхождение из-за магнито-колиммированного ветра на поверхности 56 Ari. Очень быстрое вращение и относительно высокая температура этой звезды делают вполне правдоподобным предположение, что ветер создает переменную с вращением особенность типа P Cyg, искажающую “синие” крылья бальмеровских линий. Наличие слабой особенности примерно на 2.5 Å на “синем” крыле всех трех линий водорода также может быть аргументом в пользу наличия ветра. Между тем, несмотря на эту проблему, возникшую в результате неизвестного

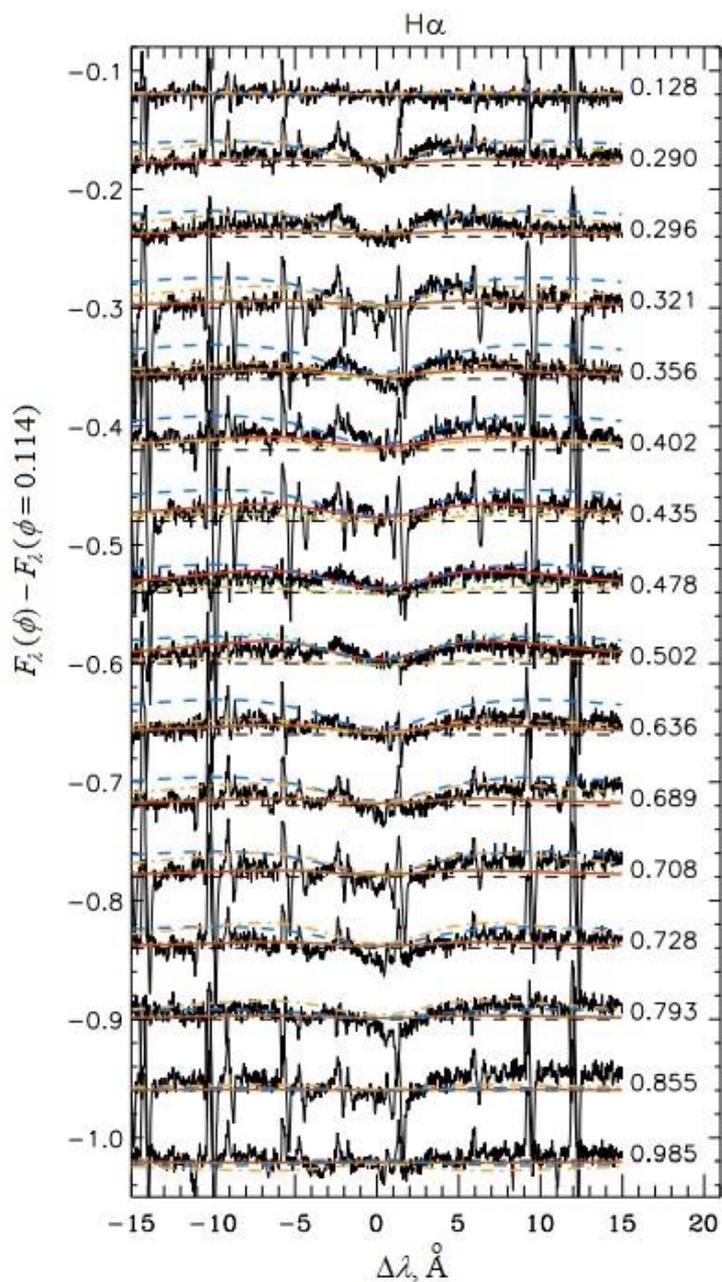


Рис. 48. Остаточные профили линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ для каждой наблюдаемой фазы относительно опорной фазы 0.114. Тонкая сплошная линия – наблюдения. Теоретические профили показаны для следующих моделей: толстая сплошная линия – модель с $B_q/B_d = -2.5$, $c2/c1 = 7$ (сила Лоренца, направлена наружу). Штриховая линия – модель с $B_q/B_d = -4.5$, $c2/c1 = 7$ (сила Лоренца, направлена наружу). Штрихпунктирная линия – модель с $B_q/B_d = 0.5$, $c2/c1 = 0.1$ (направленная наружу сила Лоренца). Пунктирная линия – модель с $B_q/B_d = -1.0$, $c2/c1 = 2$ (сила Лоренца направлена внутрь). Остаточные спектры для последовательных фаз сдвинуты в вертикальном направлении. Тонкая пунктирная линия показывает нулевой уровень для каждого спектра.

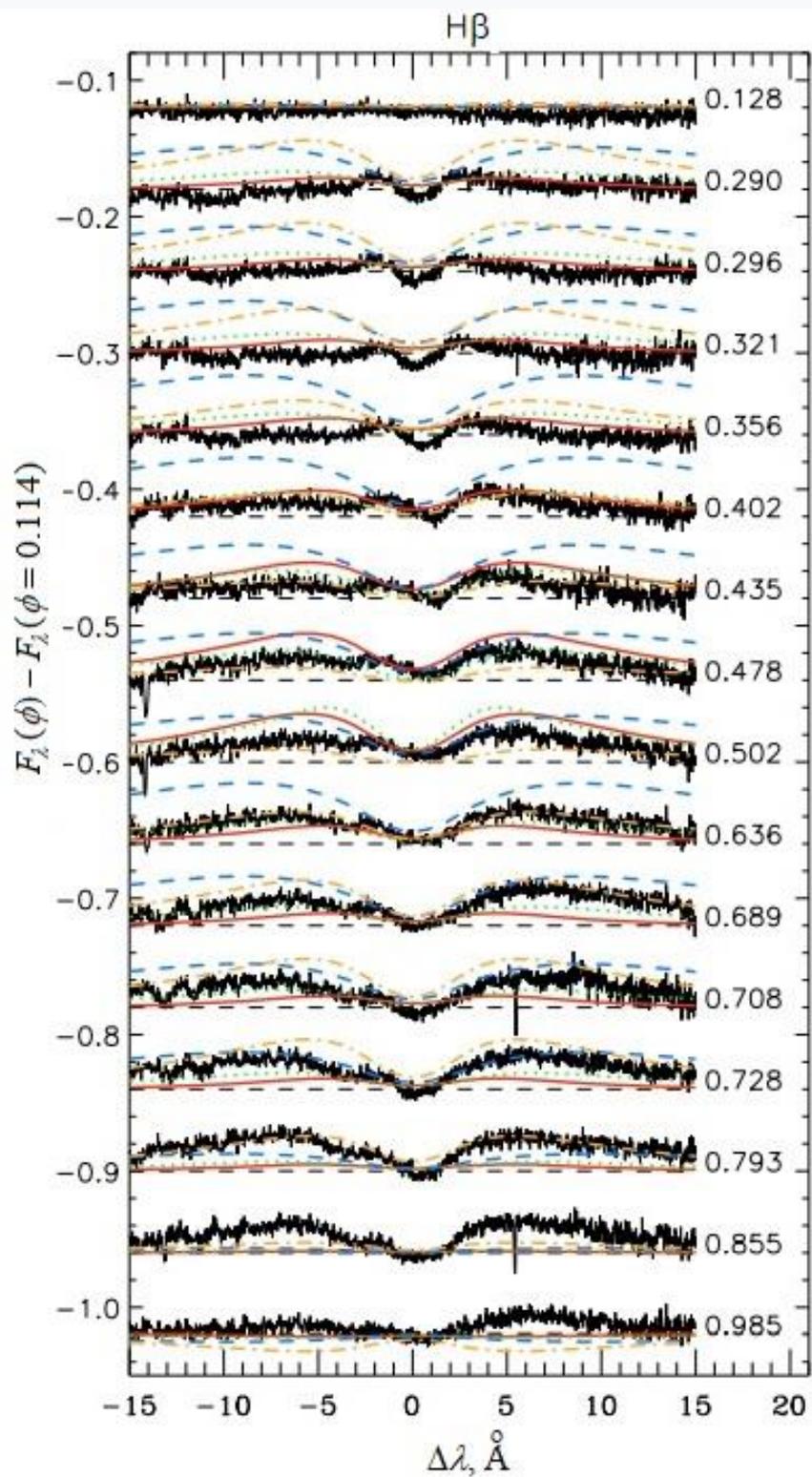


Рис. 49. То же, что на рис. 48, для линии Hβ.

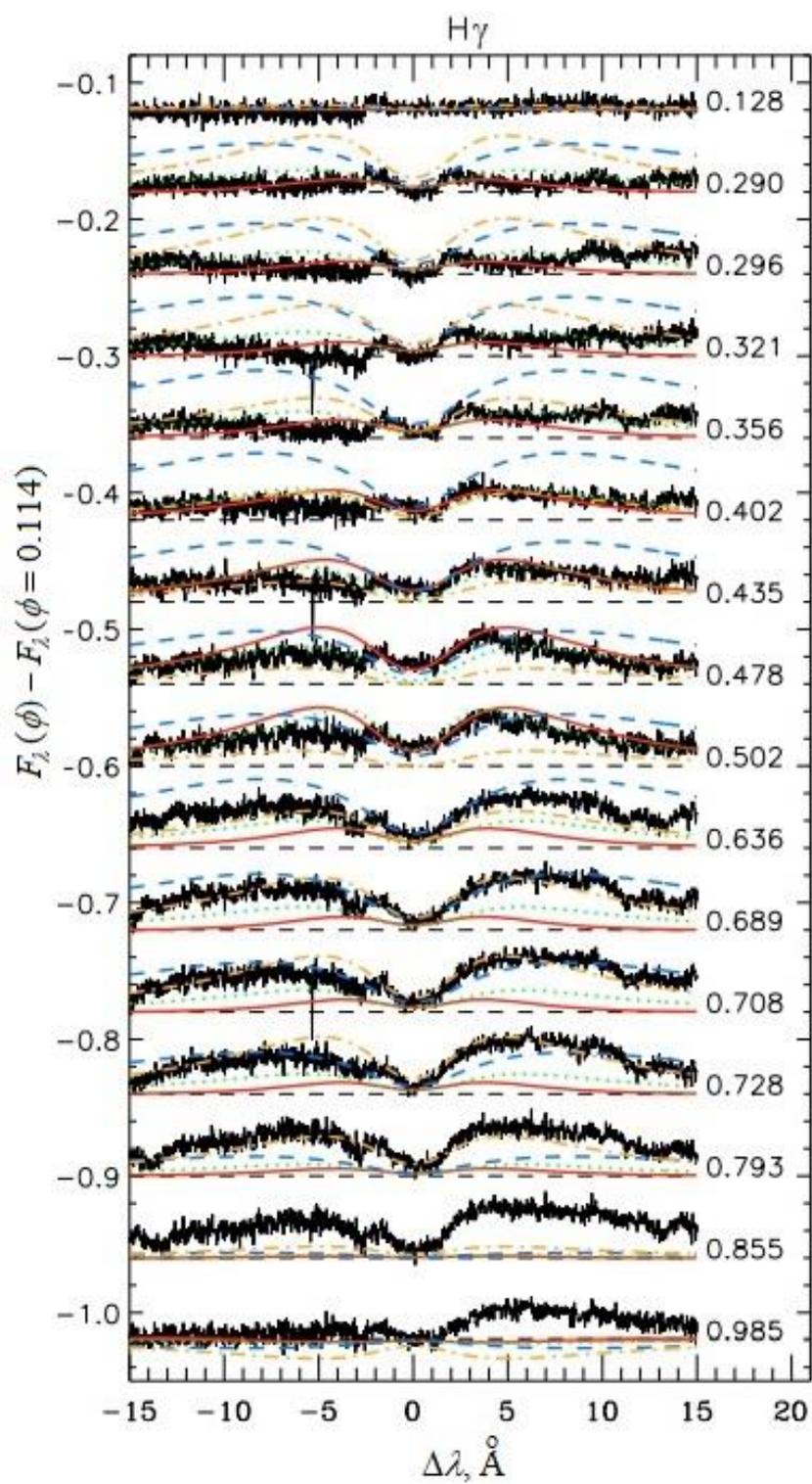


Рис. 50. То же, что на рис. 48, для линии H γ .

физического процесса, характерная форма переменности, вызванная силой Лоренца, отчетливо видна в остаточных водородных линиях спектра 56 Ari, что позволяет проводить анализ данных в рамках описанного выше подхода к моделированию.

Как можно видеть на рисунке, ни одна из протестированных теоретических моделей не описывает наблюдаемую переменность во всех фазах. Однако для более чем половины фаз модели соответствуют ожиданиям (все выглядит примерно так же, как и выше для θ Aur). Обсудим более подробно четыре модели, которые наилучшим образом описали наблюдения и представлены на рис. 48-50. Эти модели соответствуют следующим конфигурациям с силой Лоренца, направленной наружу:

$$B_q/B_d = -2.5, c_1 = 1.2 \times 10^{-11} \text{ сгс}, c_2/c_1 = 7.0 \text{ (модель 1)},$$

$$B_q/B_d = -4.5, c_1 = 1.2 \times 10^{-11} \text{ сгс}, c_2/c_1 = 7.0 \text{ (модель 2)},$$

$$B_q/B_d = +0.5, c_1 = 9.0 \times 10^{-11} \text{ сгс}, c_2/c_1 = 0.1 \text{ (модель 3)}.$$

Кроме того, рассмотрена модель с силой Лоренца, направленной внутрь:

$$B_q/B_d = -1.0, c_1 = 5 \times 10^{-10} \text{ сгс}, c_2/c_1 = 2 \text{ (модель 4)}.$$

Для всех моделей принимался угол наклона $i = 50^\circ$. Выбор $i = 70^\circ$ не сильно меняет интегральные (усредненные по диску) параметры магнитного поля и, таким образом, не приводит к существенному изменению портретов линий водорода. Модели 1 и 2 имеют одинаковые параметры, за исключением напряженности квадрупольной составляющей магнитного поля. Они дают почти одинаковое модельное соответствие наблюдаемых вариаций профилей водородных линий. Модель 3 представляется наиболее предпочтительной для фаз более 0.55, но она не соответствует наблюдениям при фазах $\varphi =$

0.435, 0.478, 0.502 и дает избыточно сильный эффект при фазах от $\varphi = 0.321$ и до нулевой фазы. То же самое справедливо и для модели 4 с силой Лоренца, направленной внутрь. Эта модель подходит по максимальной амплитуде для фаз $\varphi = 0.689, 0.708$ достаточно хорошо, но дает слишком широкие крылья вдалеке от центров линий в сравнении с наблюдениями. Таким образом, из двух возможных направлений силы Лоренца в приведенных моделях мы рассматриваем направленную наружу силу Лоренца как наиболее разумный выбор для описания наблюдений 56 Ari.

Комментируя не стопроцентную согласованность рассмотренных моделей с наблюдениями, подчеркнем следующее. Трудно в деталях указать наиболее предпочтительную модель геометрии магнитного поля без дополнительных точных магнитных наблюдений 56 Ari. Это обстоятельство является основным источником обозначенной неопределенности исследования. Кроме того, другие динамические процессы, такие как токи Холла, могут способствовать наблюдаемым отклонениям от ожидаемых. Все эти процессы не учитывались в моделировании из-за их сложного характера. Тем не менее, как и в представленном выше моделировании спектров θ Aur, исследование 56 Ari демонстрирует, что наблюдения можно описать с помощью простого геометрического подхода в предположении существования сильного поверхностного электрического тока в атмосфере звезды.

Итак, в результате исследования получено несколько прямых доказательств существования значительного магнитного давления в атмосфере 56 Ari. Это

– Характерная форма изменения профилей бальмеровских линий в течение полного цикла вращения звезды полностью соответствует описанной Кроллом (Kroll, 1989) в результате воздействия детектируемой силы Лоренца.

- Численные расчеты моделей атмосфер с индивидуальным содержанием показывают (Shulyak et al., 2010), что поверхностные химические пятна не могут вызвать наблюдаемую переменность в профилях линий водорода звезды.
- Модель демонстрирует разумное согласие с наблюдениями в случае направленной наружу магнитной силы в конфигурации комбинации магнитного диполя + квадруполь.
- Принимая во внимание множество возможных решений, найдено следующее. Для того чтобы соответствовать амплитудам фазоразрешенного изменения спектральных линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$, величина индуцированного экваториального электрического поля должна находиться в диапазоне 10^{-11} - 10^{-10} сгс в случае силы Лоренца, направленной наружу, и 5×10^{-10} в противоположном случае. Таким образом, принимая во внимание сделанную выше оценку индуцированного поля $c1 = 1 \times 10^{-11}$ единиц сгс для θ Aur можно заключить, что предсказание Ландстрита (Landstreet, 1987) о том, что ЭДС индукции в атмосферах магнитных звезд вследствие затухания глобального магнитного поля недетектируема из-за ее малой величины (порядка 10^{-13} единиц сгс) требует серьезной ревизии.

5.6. Обсуждение

Резюмируем кратко основные предположения и выводы из представленного выше исследования. В нашей модели влияние магнитного поля на структуру атмосферы учитывается за счет включения силы Лоренца в уравнение магнитогидростатического равновесия. Член силы Лоренца возникает из-за медленной эволюции глобального магнитного поля с почти дипольной геометрией поверхности. Распределение магнитной силы по поверхности звезды соответствует широтному распределению индуцированного

электрического тока с максимальным влиянием на структуру атмосферы на магнитном экваторе и отсутствием влияния на магнитных полюсах. При заданной напряженности поверхностного магнитного поля амплитуда атмосферного возмущения зависит от напряженности и знака индуцированного электрического поля.

Проведено детальное моделирование локального взаимодействия индуцированных электрических токов с намагниченной звездной плазмой и получены следующие результаты для значений напряженности индуцированного электрического поля:

1. Поведение эффективной гравитации с вертикальным направлением в звездной атмосфере имеет два экстремума, которые формируются электронной (в верхних слоях атмосферы) и ионной (в более глубоких слоях) электропроводностью. Этот результат свидетельствует о важности учета ионной составляющей в любых расчетах намагниченной атмосферы.
2. При любом значении напряженности поверхностного поля в диапазоне, характерном для магнитных CP-звезд (10^2 – 10^4 Гс), существенные искажения в структуре звездной атмосферы возникают, если экваториальная напряженность индуцированного электрического поля превышает примерно 10^{-11} см^{-1/2} г^{1/2} с⁻¹. Как правило, сила Лоренца, направленная внутрь, вызывает меньшие возмущения структуры атмосферы по сравнению с направленной наружу магнитной силой той же амплитуды.
3. Максимальное возмущение формы бальмеровских линий за счет силы Лоренца ожидается в двух диапазонах поверхностного магнитного поля у CP-звезд: примерно от 500 Гс до 1 кГс и для полей

напряженностью более 8 кГс (см. рис. 32).

4. Характерные детектируемые амплитуды изменения эффекта Штарка у CP-звезд можно объяснить наличием ненулевой силы Лоренца, если индуцированное электрическое поле в звездных атмосферах достигает величин $10^{-11}—10^{-10} \text{ см}^{-1/2} \text{ Г}^{1/2} \text{ с}^{-1}$.

Эти результаты были получены в предположении, что экваториальное индуцированное электрическое поле постоянно во всех слоях атмосферы. Это должно быть близко к реальности, если мы имеем дело с эволюционирующим глобальным магнитным полем, для которого изменения напряженности во всех наблюдаемых слоях атмосферы очень малы и ими можно пренебречь.

Ясно (Landstreet, 1987; Valyavin et al., 2004), что наиболее перспективным направлением изучения возможного происхождения силы Лоренца в атмосфере CP-звезд был бы анализ эффектов, связанных с эволюцией глобального магнитного поля. Любое временное изменение магнитного поля в звездных атмосферах приводит к возникновению индуцированного электрического поля и соответствующего тока заряженных частиц во всех проводящих слоях атмосферы:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (33)$$

Поэтому прямые наблюдения индуцированного электрического поля \mathbf{E} могут служить индикатором процессов, определяющих эволюцию поля и типичную напряженность дипольной составляющей глобального поля и характерный временной масштаб его эволюции. В следующих двух подразделах устанавливается взаимосвязь индуцированного электрического поля с

возможными механизмами эволюции магнитного поля. Использована простая схематическая модель, которая не претендует на подробное описание физики CP-звезд, но тем не менее достаточна для грубой оценки порядка величины.

5.6.1. Затухание дипольных магнитных полей

В оценке напряженности электрического поля, индуцированного на поверхности звезды затуханием квазидипольного реликтового магнитного поля, используем формализм, представленный Ландстритом (Landstreet, 1987). В этой идеальной модели магнитное поле имеет дипольную геометрию на всей магнитной звезде. В такой ситуации электрическое поле, индуцируемое на экваторе, можно аппроксимировать следующим выражением:

$$E_{\text{eq}} \sim \frac{R_{\star} B_{\text{eq}}}{ct}, \quad (33)$$

где R_{\star} – радиус звезды, B_{eq} – напряженность дипольного поверхностного поля на магнитном экваторе, t – характерное время затухания магнитного поля.

Для типичной магнитной звезды класса A0 с поверхностным полем 10 кГс это приводит к значению $E_{\text{eq}} \sim 10^{-13} \text{ см}^{-1/2} \text{ Г}^{1/2} \text{ с}^{-1}$, что на 2–3 порядка меньше силы электрических токов, проверенной в наших модельных расчетах и полученной по изменению линий водорода в двух конвективно спокойных магнитных звездах. Прежняя теоретическая оценка E_{eq} основана на типичном времени 10^{10} лет затухания почти дипольных полей у звезд середины Главной последовательности (Moss, 1984). Ясно, что такая медленная эволюция глобального поля оказывает незначительное влияние на структуру атмосферы и не может привести к наблюдаемым вариациям профилей

бальмеровских линий.

С другой стороны, время затухания 10^7 – 10^8 лет, соответствующее значениям E_{eq} (необходимым для получения наблюдаемых изменений в структуре звездной атмосферы), проверенным в нашей работе и предварительно полученным из вариаций линий водорода, намного короче, чем классическое значение из работы Мосса (Moss, 1984) и публикаций других авторов при ряде упрощающих предположений. Это противоречие объясняется просто. Предложенное Моссом время затухания магнитного поля у звезд рассчитано исходя из омических потерь поддерживающих их токов в предположении неизменных структур самих звезд в процессе их эволюции. Это утверждение справедливо для холодных звезд, время жизни которых сопоставимо с временем затухания вследствие омических потерь. Между тем для горячих звезд, таких как θ Aul и 56 Aul, время жизни которых более чем на порядок величины меньше оценки времени эволюции поля, предложенного Моссом, эта оценка не корректна. В этом случае надо рассматривать не только и даже не столько омические потери, сколько изменение геометрии токопроводящего контура внутри звезды в зависимости от ее эволюции на временах порядка 10^8 лет. И это полностью объясняет представленные выше результаты для θ Aul и 56 Aul.

Большая амплитуда индуцированных электрических токов может также свидетельствовать о том, что дипольная геометрия, доминирующая на поверхности, сильно искажается внутри магнитной звезды. Такое искажение, весьма вероятно, происходит из-за существования конвективной зоны или других динамических процессов в подфотосферных звездных слоях.

5.6.2. Генерация глобальных магнитных полей

Автор диссертации также не исключает существования не исследованных

еще процессов генерации магнитных полей у горячих конвективно-спокойных звезд. Также возможно, что поверхностное магнитное поле звезды, изначально скрытое на этапе звездообразования, регуляризуется и усиливается на поверхности звезды в процессе эволюционной диффузии поля по мере старения звезды. В любом случае, несмотря на сложившуюся, многократно проверенную гипотезу о реликтовой природе затухающих магнитных полей конвективно-спокойных звезд (см. весь представленный в библиографии настоящей диссертации цикл работ Романюка и Ландстрита), было бы интересно теоретически исследовать возможную физику формирования магнитного поля, связанную с его эволюционным усилением на поверхности звезд.

В рамках представленного подхода к моделированию знака силы Лоренца можно определить по изменению водородных линий и использовать его для нахождения общего направления эволюции поверхностного поля. К сожалению, настоящее исследование не дает возможность сделать однозначный вывод относительно направления эволюции глобального поля исследованных звезд. Для этого необходимо точное знание геометрии магнитного поля звезд в их внутренних, скрытых от наблюдателя частях.

5.7. Выводы

Рассмотрены свойства атмосфер конвективно-спокойных магнитных звезд с силовым компонентом от их глобальных магнитных полей. Медленная эволюция таких полей приводит к развитию индуцированного электрического тока во всех проводящих слоях атмосферы. Сила Лоренца, возникающая в результате взаимодействия между магнитным полем и индуцированным током, изменяет структуру атмосферы и тем самым дает представление о формировании и эволюции звездных магнитных полей конвективно-спокойных звезды Главной последовательности.

Представленный формализм и анализ на его основе наблюдений двух горячих конвективно-спокойных звезд θ Aur и 56 Ari позволил сделать заключение о том, что магнитные поля конвективно-спокойных звезд Главной последовательности эволюционируют на временах существенно меньше 10^9 лет. Этот вывод сделан из представленного численного моделирования намагниченных атмосфер таких звезд с учетом силы Лоренца. Факт детектирования такой силы аргументирует принципиальную важность включения силовой электромагнитной поправки в теорию атмосфер звезд с сильными глобальными магнитными полями. Представленный формализм можно также рассмотреть в контексте эволюции глобальных магнитных полей белых карликов. Это будет сделано в следующей, заключительной, главе настоящей диссертации.

Выносимое на защиту положение 6 сформулировано на основе:

Созданной автором с соавторами модели атмосферы конвективно-спокойной магнитной звезды с учетом эволюционно-индуцированной силы Лоренца и результатов моделирования на ее основе атмосфер двух конвективно-спокойных A-B-магнитных звезд Главной последовательности: θ Aurigae и 56 Arietis. У обеих звезд значимо обнаружено присутствие возмущений атмосфер силой Лоренца, индуцированной быстрой эволюцией глобального токопроводящего контура звезд на характерных временах менее 10^8 лет. Эволюция контура вызвана быстрым изменением структуры тел звезд при их движении поперек Главной последовательности. Поиск подобного эффекта у конвективно-спокойных магнитных звезд более поздних спектральных классов и у магнитных белых карликов не дал положительных результатов. Это согласуется с тем, что крупномасштабные магнитные поля таких звезд эволюционируют на временах более 10^8 лет, что опускает индукционные электромагнитные эффекты ниже предела детектирования.

Глава 6.

Замечания об особенностях тепловой эволюции магнитных белых карликов

Глава представляет аргументы к идее влияния эволюции глобальных магнитных полей конвективно-спокойных звезд на структуру их атмосфер. Исследование представлено в публикации автора в журнале Nature [12], также в других статьях автора 32, 33.

В этой, заключительной, главе диссертации обсуждаются некоторые особенности встречаемости и динамики магнитных белых карликов разных температур в процессе их тепловой эволюции. Результаты, полученные автором настоящей диссертации вместе с его соавторами, опубликованы в журнале Nature в 2014-м году (Valyavin et al., 2014a) и фактически они сводят в единую картину исследования, изложенные во всех предыдущих главах.

6.1. Предварительные замечания

Изолированные холодные звезды-белые карлики чаще имеют сильные магнитные поля, чем молодые и более горячие белые карлики (Valyavin Fabrika, 1998; Valyavin Fabrika, 1999; Fabrika, Valyavin, 1998; Fabrika, Valyavin, 1999b; Liebert et al., 2003; Kepler et al., 2013; Sion et al., 2014, Valyavin 2014a; 2014b; 2015), что является загадкой, поскольку ожидается, что магнитные поля со временем должны затухать (Wendell et al., 1987; Muslimov et al., 1995). Кроме того, как уже показано выше, некоторые белые карлики с сильными полями демонстрируют фотометрическую переменность с вращением, что объясняется неоднородностями поверхностной яркости (см. главу 4), химическими неоднородностями (Liebert et al., 1977) и другими

магнитооптическими эффектами (Martin, Wickramasinghe, 1979). На примере изложенного выше исследования магнитного белого карлика WD 1953-011 показано, что магнитное поле подавляет конвекцию в атмосфере этой звезды, что приводит к появлению темных пятен в наиболее намагниченных областях ее поверхности. Развивая эти рассуждения в направлении всей совокупности известных белых карликов с магнитными полями от 1-2 МГс и более можно предположить, что напряженности таких полей достаточно для подавления поверхностной конвекции у всех наблюдаемых холодных магнитных белых карликов. В свою очередь, торможение конвекции уменьшает вынос энергии наружу в процессе тепловой эволюции звезды, уменьшает ее яркость и тормозит ее остывание. Если эта гипотеза верна, то такой механизм торможения эволюции должен накапливать число белых карликов с сильными магнитными полями среди холодной (старой) выборки с избытком, по сравнению с выборкой горячих (молодых) звезд этого класса. Эта гипотеза объясняет загадку того, почему сильные магнитные поля присущи холодным белым карликам.

6.2. Глобальный контроль конвекции магнитных белых карликов на примере WD1953-011

Еще до опубликованных (Valyavin et al., 2008; 2011a; 2011b) и описанных выше (см. раздел 4.2) комплексных исследований белого карлика WD 1953-011 было высказано предположение (Maxted et al., 2000; Brinkworth et al., 2005), что фотометрическая переменность этой звезды является результатом присутствия темного магнито-генерируемого пятна на ее поверхности. Реконструированное распределение напряженности поверхностного магнитного поля (см. раздел 4.2.4.4, а также Valyavin et al., 2008) позволило нам установить физическую связь между сильнозамагниченным элементом поверхности и темным (холодным) пятном (раздел 4.2.4.5, а также Valyavin

et al., 2011a). Возможная связь с солнечными пятнами обсуждалась во всех этих работах, но оставалась спорной из-за фундаментальных различий между атмосферами белых карликов и звезд солнечного типа. Среди этих различий наиболее существенными являются высокие плотности вещества, обусловленные компактностью белых карликов, их простой химический состав и наличие чрезвычайно сильных глобальных магнитных полей.

В разделе 4.2.4.6 установлена прямая связь между напряженностью магнитного поля и распределением температуры на поверхности WD 1953-011. Обнаруженное темное пятно в этой интерпретации представляет собой самую холодную область в целом гладкого распределения температуры, связанного с глобальным подавлением конвективной передачи энергии вблизи поверхности звезды. В этом проявляется аналогия ассоциации темного пятна с наиболее намагниченной областью у белого карлика.

Однако, как показано выше (раздел 4.2.4.6, а также Valyavin et al., 2014a), даже не экстремально сильного магнитного поля WD 1953-011 энергетически достаточно для подавления конвекции по всей поверхности звезды и на некоторое расстояние вглубь нее. Из степенной формы полученной выше зависимости (см. раздел 4.2.4.6) и ее согласия с наблюдениями (рис. 25) следует, что связь между температурой и магнитным полем справедлива всюду на поверхности звезды. Это, в свою очередь, означает, что у всех МБК с полями напряженностью как у WD1953-011 и более имеет место глобальный контроль транспорта тепла из недр звезды в отличие от звезд солнечного типа, магнитные пятна которых являются термодинамически открытыми локальными системами.

Глобальный контроль выноса тепла с поверхности магнитного белого карлика, таким образом, определяет два важных следствия. Первое состоит в

том, что большинство магнитных белых карликов, находящихся в конвективной температурной зоне, должно демонстрировать периодическую фотометрическую переменность.

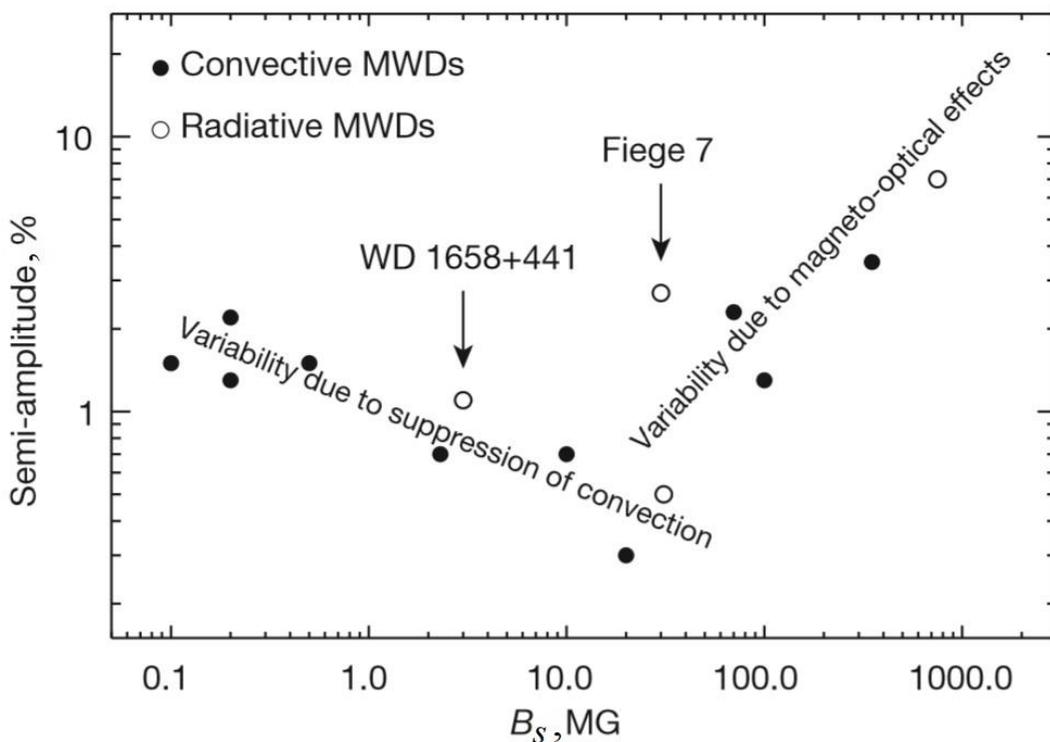


Рис. 51. Зависимость амплитуды фотометрической переменности МБК от напряженности их поверхностного магнитного поля B_s . МБК образуют две последовательности: горячие с радиационным выносом энергии из своих недр (незакрашенные кружки) и холодные с конвективным выносом энергии (черные кружки). Единственным исключением является очень горячий магнитный белый карлик WD 1658+441, переменность которого остается загадочной. Этот молодой вырожденный объект еще формируется и находится далеко от стадии кристаллизации. Мы также не можем исключить возможности того, что это двойная система или что у нее есть планета на орбите. Звезда Feige 7 представляет собой уникальный МБК, переменность которого обусловлена магнито-стратифицированным поверхностным содержанием гелия и водорода (Liebert et al., 1977; Achilleos et al., 1992).

Анализируя известные фотометрически переменные магнитные белые карлики (Brinkworth et al., 2013; Valeev et al., 2017a; 2017b) мы пришли к выводу (Valyavin et al., 2014a), что подобная переменность характерна для большинства таких звезд. Связь между наблюдаемыми полуамплитудами фотометрической переменности МБК и напряженностями их поверхностных магнитных полей предполагает существование двух режимов, или ветвей, как показано на рис. 51. Описание этих ветвей с помощью двух различных полиномиальных функций низкого порядка демонстрирует их статистически значимое различие. Мы полагаем, что эти две зависимости (ветви на рис. 51) между наблюдаемыми полуамплитудами фотометрической переменности МБК (Brinkworth et al., 2013) и напряженностью их поверхностного магнитного поля отражают два разных процесса. Первая, убывающая ветвь связана с глобальным подавлением конвекции (Valyavin et al., 2014a).

В первой ветви переменность уменьшается с увеличением напряженности поля. Это может быть проинтерпретировано как следствие глобального подавления конвекции. В верхнем конце первой ветви для звезд с магнитными полями напряженностью от нескольких сотен килогаусс до одного мегагаусса фотометрическая переменность демонстрирует максимальные амплитуды. После этого максимума амплитуды начинают уменьшаться вследствие эффекта насыщения с ростом поля. У звезд с магнитными полями напряженностью более десяти мегагаусс конвекция практически полностью подавлена во всем теле звезды, поэтому температурные неоднородности, связанные с неоднородностью магнитного поля, становятся все менее заметны.

Звезды с более сильными полями могут снова становиться переменными из-за “включения” других магнитооптических механизмов таких, как дихроизм непрозрачности (Ferrario et al., 1997a, b), переменное с вращением циклотронное поглощение (Martin, Wickramasinghe, 1979), покровный эффект

(Wickramasinghe, Martin, 1986) и т.д. В совокупности эти механизмы образуют вторую, восходящую ветвь на рис. 51. Два интересных магнитных белых карлика (рис. 51: WD 1658+1441 и Feige 7) требуют краткого обсуждения.

Сверхмассивную, очень горячую звезду WD 1658+441 невозможно классифицировать в рамках затронутых двух интерпретаций. Этот молодой вырожденный объект еще формируется и находится далеко от стадии кристаллизации. Мы также не можем исключить возможности того, что это двойная система или что у нее есть планета на орбите.

Горячая звезда Feige 7 отмечена на рис. 51 светлым кружком, несмотря на то, что эта звезда является конвективной из-за своей богатой гелием атмосферы (Liebert et al., 1977). Исследования (Liebert et al., 1977; Achilleos et al., 1992) показали, что этот уникальный белый карлик демонстрирует неоднородное распределение содержания гелия на поверхности, вызванное частично подавленной конвекцией, контролируемой его очень сильным магнитным полем. То есть изменение блеска Feige 7 также не вызвано механизмом, который предлагается настоящим исследованием.

Второе следствие глобального подавления конвекции состоит в том, что остывание белых карликов с самыми сильными магнитными полями должно замедляться. Если это так, то это объясняет несколько загадочных статистических характеристик МБК.

Согласно теории остывания белого карлика (Шапиро, Тьюколски, 1985), характерное время остывания τ определяется как $\tau = (L/M)^{-5/7}$, где L и M – светимость и масса звезды. Как отмечалось выше (см. главу 4), у белых карликов конвекция обычно переносит 70–95% потока из подфотосферных слоев на поверхность. Следовательно, сильномагнитные конвективные белые

карлики с подавленной конвекцией должны иметь гораздо меньшую светимость и более длительные времена остывания, чем их немагнитные или слабوماгнитные аналоги. В нашей работе (Valyavin et al., 2014a) представлены некоторые теоретические детали подавления конвекции и качественно смоделирован этот процесс. Утверждается, что конвекция подавлена у всех холодных белых карликов с магнитными полями напряженностью от сотен килогаусс до десятков мегагаусс и более. Как следствие, их светимость снижается (особенно у тех, у кого самые сильные поля), а время их остывания увеличивается. При этом заметим, что гидростатическое равновесие всегда сохраняется, поскольку белые карлики – это остывающие звезды без горения ядра.

Из этих рассуждений следует, что магнитные белые карлики должны иметь характерные особенности в своем распределении по температурам и возрастам, связанные с этими явлениями. Действительно, статистические исследования показывают, что наблюдаемая (Валявин и Фабрика, 1998; Liebert et al., 2003; Sion et al., 2014) доля сильномагнитных звезд среди холодных белых карликов выше, чем среди горячих. Так ли это на самом деле, обсуждается уже много лет, но недавно этот вопрос был решен открытием сотен магнитно-вырожденных звезд в Слоанском цифровом обзоре неба (Kepler et al., 2013). На рис. 52(a) показана зависимость частоты встречаемости МБК от их эффективной температуры из этого обзора и из ограниченной по объему выборки (Валявин и Фабрика, 1998; Liebert et al., 2003; Sion et al., 2014). Увеличение частоты встречаемости магнитных звезд в конвективной области очевидно. Будучи твердо установленным, этот эффект до сих пор не объяснен.

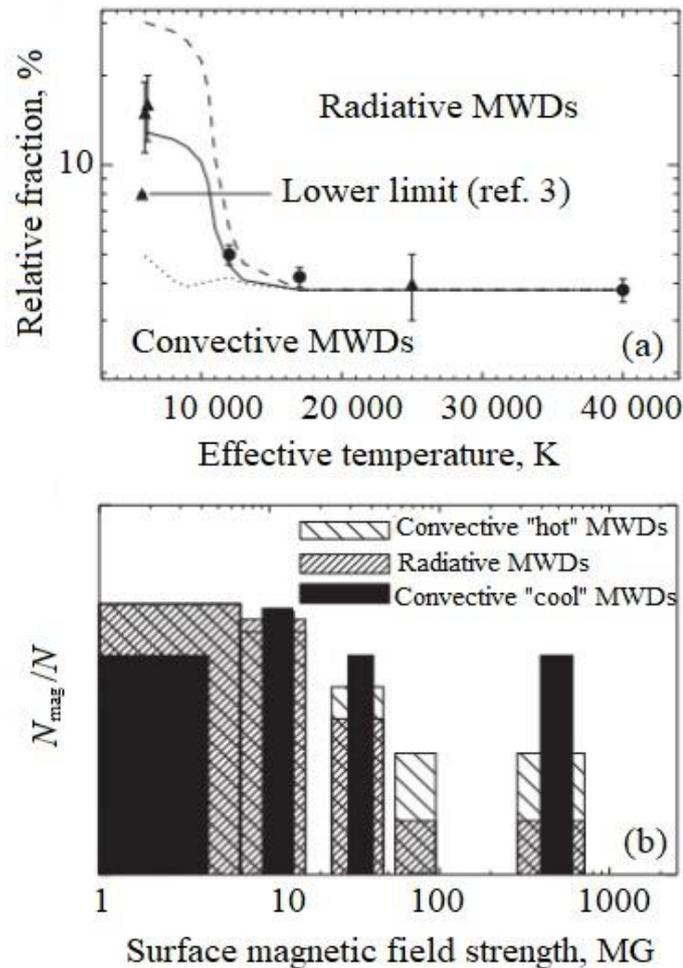


Рис 52. Некоторые характерные особенности статистических распределений МБК: (а) – частотная зависимость МБК от температуры. Закрашенные кружки – это частоты из самого последнего исследования (Kepler et al., 2013). Треугольники – это частоты встречаемости из других исследований (Валявин и Фабрика, 1998; Liebert et al., 2003; Sion et al., 2014). Погрешности получены методом Монте-Карло и взяты из литературы (Валявин и Фабрика, 1998; Liebert et al., 2003; Sion et al., 2014). Сплошные и пунктирные линии – расчеты, полученные Валявиным и др. (Valyavin et al., 2014a) в предположении торможения конвекции только в фотосфере (пунктирная линия); в верхних подфотосферных слоях и фотосфере (сплошная линия); и вся конвективная зона (пунктирная линия). (б) – распределение относительной доли $N_{\text{mag}}/N_{\text{MWD}}$, разделенных по напряженности магнитного поля на три группы: конвективные холодные МБК с температурами ниже 10 000 К, конвективные горячие МБК с температурами от 10 000 К до 14 000 К и радиационные МБК. N_{mag} и N – наблюдаемое количество магнитных белых карликов и всех белых карликов в каждой из этих групп.

Мы (Valyavin et al., 2014a) предполагаем, что магнитное подавление остывания дает естественное объяснение разницы частоты встречаемости холодных (конвективных) и горячих (без конвекции) МБК. В то же время среди звезд со слабым полем (Kawka et al., 2007; Landstreet et al., 2012) в несколько килогаусс разница частоты встречаемости не обнаружена. Для этих вырожденных объектов конвекция не подавляется полем и замедления остывания не происходит. Главный вывод состоит в том, что более медленное остывание холодных МБК меняет их распределение относительно горячих, в результате чего большинство звезд с сильными полями оказываются в низкотемпературном режиме.

Увеличение доли сильномагнитных белых карликов с возрастом также можно получить из рассмотрения и других опубликованных выборок (Kepler et al., 2013; Kawka et al., 2007; рис. 52b). Наконец, эффект замедления эволюции непосредственно виден на рис. 53, где отображены наблюдаемые (Sion et al., 2014; Anselowitz et al., 1999) пространственные движения МБК, разбитые на две группы по напряженности их поверхностного поля. Мы обнаружили (Valyavin et al., 2014a), что холодные/конвективные звезды демонстрируют статистически значимое увеличение пространственных скоростей и дисперсии скоростей с увеличением напряженности поля, что указывает (Anselowitz et al., 1999) на увеличение возраста с ростом напряженности поля. В результате проведенного анализа приходим к выводу, что самые холодные белые карлики с наиболее сильными магнитными полями являются самыми старыми белыми карликами в Галактике.

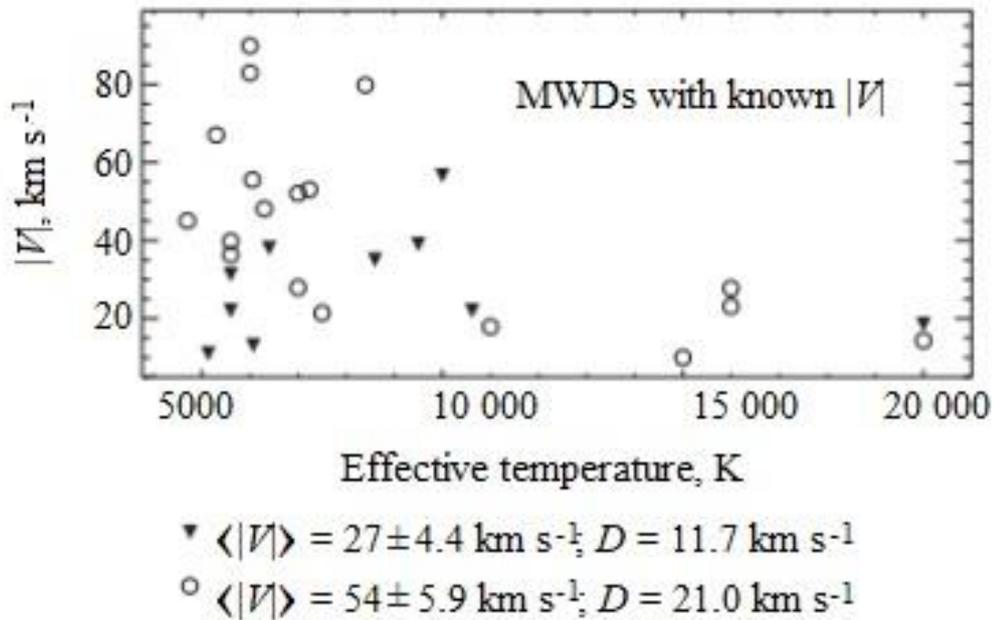


Рис. 53. Абсолютные значения пространственных скоростей $|V|$ магнитных белых карликов в зависимости от температуры их поверхности: треугольники – МБК с $B_s < 5$ МГц, кружки – МБК с $B_s > 5$ МГц.

6.3. Выводы

На примере исследования свойств поверхностного магнитного поля и его связи с распределением температуры по поверхности WD1953-011 и статистического исследования других МБК получены следующие результаты:

1. Эффект глобального подавления конвекции является общим для всех магнитных белых карликов с поверхностными магнитными полями более 2 МГц. Как следствие, сильномагнитные белые карлики, находящиеся в конвективной фазе своей тепловой эволюции, демонстрируют регулярную фотометрическую переменность и, вероятно, пониженную светимость по сравнению с их

слабомагнитными аналогами.

2. На этой основе сформулирована гипотеза о том, что эволюционное остывание магнитных белых карликов происходит медленнее, чем остывание обычных звезд этого класса.

Вплоть до сегодняшнего дня второй пункт остается гипотезой, которая должна быть подтверждена построением теории конвективного переноса энергии в условиях глобального подавления конвекции у МБК. Такой теории пока не существует.

Кроме того, существует и ряд других гипотез по поводу увеличения частоты встречаемости МБК с возрастом. Одна из них, связанная с возможной генерацией магнитного поля у МБК с возрастом, высказана в том числе и автором диссертации в работах Валявина и Фабрики (1998), Valyavin, Fabrika (1999). Если гипотеза верна, то характерное время эволюции магнитных полей должно быть редуцировано на два порядка до величин 10^8 лет и даже короче. Но в этом случае генерируемые в атмосферах токи становятся настолько сильными, что проявляются эффекты от генерируемой в атмосферах МБК силой Лоренца в соответствии с теорией, представленной в предыдущей главе. На сегодняшний день такие эффекты не обнаружены, поэтому, на взгляд автора диссертации, эффект блокирования выноса тепла магнитными полями МБК является наиболее предпочтительным для объяснения неоднородности распределения частоты встречаемости МБК по их возрастам.

Для выносимого на защиту положения 7 представлен следующий материал.

На основе статистического исследования всех известных магнитных белых карликов и сравнительного анализа энергетических бюджетов их внешних

слоев сделан вывод о том, что эффект глобального подавления конвекции является общим для всех магнитных белых карликов с поверхностными магнитными полями напряженностью более 2 МГс. Как следствие, сильномагнитные белые карлики, находящиеся в конвективной фазе тепловой эволюции, имеют пониженную светимость по сравнению с их слабомагнитными аналогами. На этой основе сформулирована гипотеза о том, что эволюционное остывание магнитных белых карликов происходит медленнее, чем остывание обычных звезд этого класса.

Заключение

Возвращаясь к главе ``Введение`` настоящей диссертации еще раз озвучим, что основной целью работы было исследование вопросов происхождения и эволюции сильномагнитных конвективно-спокойных звезд-белых карликов и горячих звезд Главной последовательности. Для достижения этой цели был поставлен ряд наблюдательных и теоретических задач. В ходе решения этих задач получены новые результаты, которые могут быть применены другими исследовательскими группами для построения теории возникновения и эволюции конвективно-спокойных звезд разных классов светимостей с крупномасштабными магнитными полями. В частности.

1. Обнаружение звезд с регулярными, предельно слабыми магнитными полями среди белых карликов и звезд спектрального класса F дает возможность начать исследование их преемственной связи. В более широком аспекте, построение на основе этих и наблюдений других авторов, делает возможным проведение популяционного анализа звезд разных спектральных классов с магнитными полями. Этот анализ в перспективе даст ответ на вопрос о происхождении популяций звезд с регулярными, крупномасштабными магнитными полями. В настоящее время эта задачка поставлена и является одной из ключевых в диссертационной работе моего ученика Аитова В.Н.
2. Фотометрические исследования белых карликов с крупномасштабными магнитными полями являются актуальными для поиска периодов их вращения и исследования их связи с магнетизмом конвективно-спокойных звезд. Представленные в диссертации новые наблюдения обогащают уже имеющуюся статистику по вращениям МБК и дают направление к дальнейшему уточнению и интерпретации диаграммы ``период вращения–напряженность магнитного поля``.
3. Проведение моделирования геометрий глобальных магнитных полей МБК впервые позволило построить детальные карты распределения

напряженностей магнитных полей и температур по поверхностям одиночных магнитных белых карликов. Из модельного сравнения карты распределения напряженности поля с картой распределения температуры/яркости у одиночного белого карлика WD 1953-011 эффект глобального подавления конвекции и, как следствие, блокировки выноса тепла из его недр. Этот результат открывает для будущих исследователей широкие возможности для ревизии теории тепловой эволюции белых карликов с сильными магнитными полями.

4. Построение самосогласованной модели и применение ее к атмосферам конвективно-спокойных звезд позволило оценить характерные времена эволюции их поверхностных магнитных полей. Это дает новый инструмент для исследования как эволюции магнитных полей на звездах (не только конвективно-спокойных), так и эволюции самих этих звезд. Кроме всего, проведенное исследование показало важность включения магнитоиндуцированных эффектов в теорию звездных атмосфер.
5. Интерпретация эволюционной переменности частот встречаемости МБК от их температуры/возраста блокировкой выноса тепла магнитным полем наглядно демонстрирует необходимость ревизии теории тепловой эволюции белых карликов с сильными магнитными полями.

Озвученные результаты получены в рамках отдельных исследований более чем двадцатилетней работы автора диссертации. Являясь логически законченными эти исследования, тем не менее, позволили сформулировать целый ряд новых задач и гипотез, которые ждут своего развития и решений. Последнее обстоятельство автор считает главным достоинством представленной им работы.

Благодарности

В первую очередь хотел бы выразить глубокую благодарность и признательность моему учителю и другу профессору С.Н. Фабрике, который был соавтором первых работ и руководителем моей кандидатской диссертации. Также хочу поблагодарить всех моих соавторов за плодотворную работу и крепкую дружбу. К сожалению, не имею возможности перечислить их всех поименно. Моя отдельная благодарность Е.Э. Филипповой за огромную помощь в оформлении рукописи. Благодарю мою жену Татьяну за неоценимую поддержку, помощь и терпение. Наконец, благодарю моего сына Александра и маму Нелли Александровну за то творческое вдохновение, которое черпал от них, живя с ними рядом.

Приложение 1. Измерения магнитных полей белых карликов со спектрографами ОЗСП, СП-124 и UAGS PF БТА

Объект	JD 2440000+	Эксп., с	B_e , кГс	$\sigma(B_e)$, кГс	B_s , кГс	$\sigma(B_s)$, кГс	Sp	V	Метод
WD 0009+501	11423.462	1500	-67	10			DA8	14.4	СП-124
	11423.478	1200	-98	13					
	11423.493	1200	-105	12					
	11423.508	1200	-122	12					
	11423.523	1200	-116	15					
	11423.531	900	-102	16					
	11423.539	600	-108	15					
	11423.547	600	-112	13					
	11423.554	600	-110	13					
	11423.562	600	-101	12					
	13003.15306	600	+84	10					
	13003.16255	600	+45	13					
	13003.17105	600	+57	18					
	13003.17976	600	+34	15					
	13003.18935	600	+26	18					
	13003.19806	600	+47	13					
	13003.20656	600	+50	16					
	13003.21513	600	+25	14					
	13003.22362	600	+29	18					
	13003.23238	600	+58	20					
	13003.24116	600	+15	18					
	13003.24972	600	+22	17					
	13003.25831	600	-27	18					
	13003.26672	600	-32	16					
	13003.27531	600	-51	15					
	13003.28373	600	-14	15					
	13003.29223	600	-74	18					
	13003.30066	600	-53	16					
	13003.30921	600	-113	16					
	13003.31784	600	-91	18					
	13003.32629	600	-112	14					
	13003.33477	600	-133	14					
	13003.34319	600	-124	14					
	13003.35171	600	-135	15					
	13003.36033	600	-101	14					
	13003.36896	600	-101	13					
	13003.37737	600	-108	15					
	13003.38564	600	-67	18					
	13003.39399	600	-55	16					
	13003.40234	600	-72	12					
	13003.41075	600	-55	15					

Приложение 1. Продолжение

Объект	JD 2440000+	Эксп., с	B_e , кГс	$\sigma(B_e)$, кГс	B_s , кГс	$\sigma(B_s)$, кГс	Sp	V	Метод
	13003.41914	600	-20	17					
	13003.42765	600	+5	19					
	13003.43626	600	+9	21					
	13003.47535	1800	+60	28					
	13004.12513	600	+48	13					
	13004.13348	600	+20	16					
	13004.14188	600	+61	13					
	13004.15034	600	+60	18					
	13004.15871	600	+52	18					
	13004.16712	600	+35	14					
	13004.17582	600	+54	12					
	13004.24442	600	+0	13					
	13004.25570	600	-1	14					
	13004.26512	600	-8	21					
	13005.16007	1500	+ 61	27					
	13006.14914	600	+24	13					
	13006.15736	600	+49	13					
	13006.16564	600	+48	11					
	13006.17401	600	+60	11					
	13006.18243	600	+54	10					
	13006.19954	600	+65	10					
	13006.21667	600	+54	10					
	13006.22521	600	+37	11					
	13006.23373	600	+20	12					
	13006.24227	600	+35	12					
	13006.25063	600	+8	10					
	13006.25910	600	+4	12					
	13006.26747	600	-11	10					
	13006.27362	600	-30	10					
	13006.28170	600	-59	10					
	13006.29233	600	-56	11					
	13006.30086	600	-89	23					
	13006.30889	600	-69	12					
	13007.14476	600	+75	10					
	13007.15302	600	+55	10					
	13007.16151	600	+54	10					
	13007.17095	600	+60	10					
	13007.18220	600	+65	11					
	13007.19011	600	+68	12					
	13007.19797	600	+44	11					
	13007.20591	600	+65	10					

Приложение 1. Продолжение

Объект	JD 2440000+	Эксп., с	B_e , кГс	$\sigma(B_e)$, кГс	B_s , кГс	$\sigma(B_s)$, кГс	Sp	V	Метод
	13007.21409	600	+50	10					
	13007.22229	600	+33	10					
	13007.23095	600	+9	12					
	13008.13248	600	+39	13					
	13008.14073	600	+25	10					
	13008.14909	600	+54	15					
	13008.15723	600	+59	11					
	13008.16522	600	+63	13					
	13008.17352	600	+43	13					
	13008.18212	600	+78	14					
	13008.19032	600	+66	15					
	13008.19842	600	+71	14					
	13008.20713	600	+39	12					
	13008.21590	600	+39	12					
	13008.22407	600	+48	13					
WD 0034–211	11884.2	3600	+35	13			DA7	14.5	СП-124
WD 0101+048	11887.3	3600	+0.5	2.2			DA4	14.0	СП-124
WD 0148+467	9973.511	600	+15.3	9.6			DA3.5	12.4	ОЗСП
	9974.444	1200	+14.1	5.9					
	10684.4	3600	+0.5	4.5					СП-124
WD 0227+050	9975.506	3600	-2.6	3.3			DA3	12.7	ОЗСП
WD 0232+525	7763.55	1800	-11.4	16.0			DA2.8	13.8	BM
WD 0235+064	11888.4	7200	-1.7	5.0			DA8	15.1	СП-124
40 Eri B	9973.559	1140	-1.9	1.9			DA3-4	9.5	
	9975.570	4860	+0.5	0.37					
	10061.334	12240	-0.06	0.48					
	16912.502	3600	+0.174	0.091					ESP
	16912.543	3600	-0.014	0.088					
	16914.579	3600	-0.090	0.083					
	16914.619	3600	-0.044	0.083					
	16916.576	3600	+0.212	0.088					ОЗСП
	16916.617	3600	+0.077	0.091					
	16938.944	3600	+0.573	0.290					
	16940.042	7200	-0.046	0.638					
	16941.021	9600	-0.208	0.434					
	16942.000	7200	+0.898	0.569					
	16944.000	3600	-0.043	0.780					
WD 0501+527	13004.49	3600	+3.9	2.8			DA1	11.7	UAGS
WD 0509+168	10188(4-8)	7200	+6.2	2.1			DA8	13.6	СП-124
WD 0532+414	11887.4	3600	+2.5	5.0			DA7	14.8	СП-124
WD 0627+299	11885.4	1800	+15.9	13.0			DA	14.8	СП-124

Приложение 1. Продолжение

Объект	JD 2440000+	Эксп., с	B_e , кГс	$\sigma(B_e)$, кГс	B_s , кГс	$\sigma(B_s)$, кГс	Sp	V	Метод
WD0644+375	13004.59	4020	+1.9	1.8			DA2	12.1	UAGS
WD0713+584	10062.301	6780	+0.07	1.02			SdO	12.0	ОЗСП
	13003.53	7100	+0.6	0.8			SdO		UAGS
	13003.61	7100	+0.8	1.0					
WD0727+482	11886.4	7200	Нет линий				DC9	14.6	СП-124
WD0939+071	11887.5	3600	-3.2	4.5			DA7	14.9	СП-124
WD0943+441	9324.43	1800	+26.1	19.3			DA3.8	13.5	BM
WD1019+637	11888.45	1800	+8.3	7.5			DA7	14.7	СП-124
WD1026+002	9324.53	2400	+5.8	15.2			DA3+dm	13.9	BM
WD1036+433	13005.49	6000	+9.6	2.6			SdO	11.1	UAGS
	13005.63	5000	+5.9	2.8					
	13422.34	5500	+1.1	3.2					
WD1105-048	13006.54	3600	+7.9	2.6			DA3	13.1	UAGS
	13007.55	7200	+4.8	2.3					
	13007.64	3100	+0.1	2.7					
WD1134+300	7668.35	1800	-12.3	8.6			DA3	12.5	BM
	7837.67	1200	+13.7	10.9					
	7838.63	1800	+6.2	8.2					
	7839.68	2400	+1.6	7.7					
	8321.66	900	-18.6	14.5					
	8351.54	3600	-9.4	6.9					
	13004.64	1800	+8.9	4.5					
	13006.62	3600	+3.5	2.7					
WD1126+185	10950.8	1800	-3.2	10.5			DC8	13.8	СП-124
WD1425-811	13137.044	960	+0.49	1.4			DA6	13.0	FORS-I
WD1647+591	8028.30	3600	+10.1	10.8			DAv4	12.2	BM
	8028.35	2400	+18.1	12.1					
	8401.42	1800	+1.6	13.2					
	8442.37	3600	+11.9	10.0					
	13194.47	3600	+2.9	3.4					
	13195.46	3600	+8.7	3.2					
	13422.59	5100	+0.5	2.8					
WD1733-544	13199.178	1664	+4.1	4.4			DA8	15.8	FORS-I
WD1756+827	11888.5	3600	+4.2	4.5			DA7	14.3	СП-124
WD1826-045	13193.179	1920	-2.7	1.53			DA6	14.5	FORS-I
WD1952-206	13251.088	2840	+0.53	1.18			DA6	15.0	FORS-I
WD1953-011	11357.501	3600	-28.0	6.0			DA6	13.7	СП-124 FORS-I
	12048.803	840	-41.5	1.5	80	3			
	12048.893	840	-39.6	1.6	81	3			
	12076.883	840	-41.0	1.6	93	3			
	12078.722	840	-42.9	1.8	89	3			

Приложение 1. Продолжение

Объект	JD 2440000+	Эксп., с	B_e , кГс	$\sigma(B_e)$, кГс	B_s , кГс	$\sigma(B_s)$, кГс	Sp	V	Метод
	12078.879	840	-42.2	1.7	83	3			UAGS
	12079.672	840	-41.9	1.6	93	3			
	12079.892	840	-46.8	1.7	97	3			
	12087.621	840	-41.5	1.6	82	3			
	12087.670	840	-39.8	1.7	83	3			
	12087.722	840	-40.1	1.7	78	3			
	12087.768	840	-40.1	1.5	79	3			
	12505.290	840	-46.2	2.3	84	4			
	12505.327	840	-44.8	2.3	88	4			
	12505.360	840	-45.0	2.5	91	4			
	12505.397	840	-42.0	2.7	91	4			
WD 2032+248	9943.443	60	-2.7	3.1			DA3	11.5	O3CII
	10684.3	1800	+0.8	4.2					CII-124
WD 2047+372	17266.082	3360	+0.61	0.24			DA3.4	13.0	ISIS
	17326.255	3256	+6.00	1.67	57.4	2.5			
	17549.554	4416	-10.79	1.37	59.8	2.5			O3CII
	17551.601	4416	+16.11	2.77	61.3	3.0			
	17551.942	3600	+2.20	2.00					
	17551.984	3660	-2.80	2.00					ESP
	17552.901	3660	-9.70	1.80					
	17552.944	3660	-7.60	2.30					
	17558.609	4416	-1.82	1.13	55.3	2.5			
	17560.511	4416	-11.69	1.72	59.5	2.5			
	17561.500	4416	-9.30	1.26	60.5	2.5			
	17562.451	3400	-9.57	1.60	59.5	2.5			
	17562.611	3400	+8.97	1.59	57.4	2.5			
	17603.483	3360	+3.25	1.31	58.9	2.5			
	17603.577	3360	-6.46	1.55	63.0	2.5			
	17606.380	3360	+6.89	1.46	60.4	2.5			
	17606.553	3360	+13.44	2.03	61.9	2.5			
	17609.499	3360	+14.66	1.51	60.2	2.5			
	17611.406	3360	+6.16	1.23	57.9	2.5			
17612.556	3360	-10.97	1.38	61.5	2.5				
17613.487	3360	-8.65	1.23	64.4	2.5				
17615.441	3360	-10.32	1.34	58.8	2.5				
WD 2105-820	13192.269	1760	+9.3	1.4			DA6	13.5	FORS-I
	13193.278	1760	+11.4	1.0					
	13197.294	880	+8.2	1.6					
	13199.317	880	+9.1	1.5					
	13227.209	1760	+9.8	0.85					
WD 2115-560	13199.342	1664	-1.4	1.1			DA6	14.3	FORS-I

Приложение 1. Продолжение

Объект	JD 2440000+	Эксп., с	B_e , кГс	$\sigma(B_e)$, кГс	B_s , кГс	$\sigma(B_s)$, кГс	Sp	V	Метод
	13227.238	1664	+0.13	0.96					
WD 2151-015	13240.174	1840	+3.94	1.19			DA6	14.5	FORS-I
	13251.124	1840	-2.00	0.95					
	13252.120	1840	-0.69	1.76					
WD 2333-049	13274.201	1704	+5.1	5.60			DA6	15.9	FORS-I
WD 2326+049	10684.4	2400	+0.15	2.4			DAv4	13.1	СП-124
WD 2359-434	11739.276	300			110		DA5.8		UVES
	11743.301	300			110				FORS1
	12583.025	2188	+4.10	0.84					FORS2
	12608.056	2188	+3.09	0.51					
	17234.299	4296	+2.14	0.37					
	17273.252	4296	+2.94	0.42					
	17324.324	3256	+10.81	3.28	99				ESP
	17326.343	3256	+3.50	2.86	99				
	17327.289	3256	+4.80	1.76	57				
	17328.285	3256	+5.70	2.15	74				
	17544.374	2496	+2.40	0.40					FORS2
	17567.399	2496	+2.10	0.34					
	17603.533	3360	+6.69	1.80	47				ESP
	17604.542	3360	-0.59	2.03	49				
	17606.598	3360	+5.43	2.59	76				
	17608.493	3360	+8.37	2.06	61				
	17609.546	3360	+8.57	3.46	100				
	17610.585	3360	+8.89	2.41	71				
	17611.476	3360	+5.69	2.07	73				
17612.599	3360	+7.49	2.51	81					
17613.556	3360	+6.23	2.50	67					
WD 2341+322	10062.153	30	+13.4	9.0			DA4	12.9	O3CII
	11421.5	1200	-1.4	12.0					СП-124
HD 16605	13570.58	3600	-2.2	0.03			AV	9.6	ESP
HD 32633	14006.065	8400	-2.6	0.056			B9pV	7.07	BOESP
HD 40312	14006.257	3840	+0.310	0.028			A0VpSi	2.05	BOESP
HD 49299	16293.42	3600	-2.5	0.049			ApSiV	10.5	ESP
HD 61421	14006.333	395	+0.004	0.002			F5IV	0.37	BOESP
HD 133652	16437.35	3600	+1.33	0.018			ApSiV	9.98	ESP
HD 215441	14005.990	7200	+10.5	0.330			A0p	8.81	BOESP
HD 318107	14552.62	3600	+4.90	0.045			B8V	9.34	

Приложение 1. Продолжение

Объект	JD 2440000+	Эксп., с	B_e , кГц	$\sigma(B_e)$, кГц	B_s , кГц	$\sigma(B_s)$, кГц	Sp	V	Метод
χ Dra	14006.096	360	+0.011	0.002			F7V	3.6	BOESP
	14123.337	600	+0.0053	0.0009					
	14125.334	400	-0.0032	0.0007					
	14126.331	600	-0.0023	0.0011					
	14129.320	600	-0.0053	0.0017					
	14132.345	480	-0.0105	0.0034					
	14134.093	500	-0.0115	0.0025					
	14135.345	360	-0.0078	0.0007					
	14136.347	360	-0.0095	0.0018					
	14216.014	360	+0.0058	0.0020					
	14216.999	720	+0.0044	0.0020					
	14218.061	600	+0.0050	0.0028					
	14223.218	600	-0.0071	0.0009					
	14630.817	800	-0.0089	0.0019					
	14719.988	360	-0.0085	0.0025					

Список литературы

1. *Achilleos N., Wickramasinghe D.T., Liebert J., Saffer R.A., et al.* Exploring the peculiar magnetic field of Feige7// *Astrophys. J.* – 1992. – Vol. 396. – P. 273–288.
2. *Adelman S. J.* Spectrophotometry of peculiar B and A stars. XIV. 56 Arietis, 41 Tauri, 25 Sextantis, HD 170973, HD 205087, and HD 215441// *Astron. Astrophys. Suppl.* – 1983. – Vol. 51. – P. 511-531.
3. *Adelman S. J., Malanushenko V., Ryabchikova T. A., Savanov I.* On the rotation of the chemically peculiar magnetic star 56 Arietis// *Astron. Astrophys.* – 2001. – Vol. 375. – P. 982-988.
4. *Adelman S. J., Pyper D. M., Shore S. N., White R. E., et al.* A catalog of stellar spectrophotometry// *Astron. Astrophys. Suppl.* – 1989. – Vol. 81. – P. 221-223.
5. *Angel J. R. P., Borra E. F., Landstreet J. D.* The magnetic fields of white dwarfs// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1981. – Vol. 45. – P. 457-474.
6. *Angel J.R.P., Liebert J., Stockman H.S.* The optical spectrum of hydrogen at 160-350 million gauss in the white dwarf GRW +70°8247// *Astrophys. J.* – 1985. – Vol. 292. – P. 260-266.
7. *Angel J. R. P., McGraw J. T., Stockman H. S.* Magnetic Observations of the X-Ray Binaries HD 77581 and HD 153919 // *Astrophys. J. Lett.* – 1973. – Vol. 184. – P. L79-L83.
8. *Anselowitz T., Wasatonic R., Matthews K., Sion E. M., et al.* The parentage of magnetic white dwarfs: implications from their space motions// *Publ. Astron. Soc. Pacific.* – 1999. – Vol. 111. – P. 702–708.
9. *Antonyuk K.A., Kolesnikov S.V., Pit N.V., Valyavin G.G., et al.* Detection of circular polarization and low-amplitude photometric variability of the white dwarf WD1748+508// *Astrophys. Bull.* – 2016. – Vol. 71. – P. 475-478.

10. *Antonyuk K. A., Valyavin G. G., Valeev A. F., Karpov S. V. et al.* Search for and Study of Photometric Variability of Magnetic White Dwarfs WD 2047+372 and WD 0009+501// *Astrophys. Bull.* – 2019. – Vol. 74. – P. 172-178.
11. *Appenzeller I., Fricke K., Fürtig W., Gässler W., et al.* FORS, the FOcal Reducer/low dispersion Spectrograph, has been designed as an all-dioptic Cassegrain instrument for the wavelength range from 330 nm to 1100 nm. The FORS schedule foresees a second commissioning period after the assessment of the data from the first commissioning; after this the instrument is officially handed over to ESO// *Messenger.* – 1998. – Vol. 94. – P. 1-6.
12. *Auriere M., Konstantinova-Antova R., Charbonnel C., G.A. Wade, et al.* The magnetic fields at the surface of active single G-K giants// *Astron. Astrophys.* – 2015. – Vol. 574. – P. 90-119.
13. *Aznar Cuadrado R., Jordan S., Napiwotzki R., Schmid H. M., et al.* Discovery of kilogauss magnetic fields in three DA white dwarfs// *Astron. Astrophys.* – 2004. – Vol. 423. – P.1081-1094.
14. *Babcock H.W.* Zeeman effect in stellar spectra// *Astrophys. J.* – 1947. – Vol. 105. – P. 105-119.
15. *Babcock H.W.* A Catalog of Magnetic Stars// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1958. – Vol. 3. – P. 141-210.
16. *Bagnulo S., Landstreet J.* Searching for the weakest detectable magnetic fields in white dwarfs. Highly-sensitive measurements from first VLT and WHT surveys// *Astron. Astrophys.* – 2018. – Vol. 618. – P. 113-155.
17. *Bagnulo S., Landi Degl'Innocenti M., Landolfi M.* A statistical analysis of the magnetic structure of CP stars// *Astron. Astrophys.* – 2002. – Vol. 394. – P. 1023-1037.

18. *Bagnulo S., Landolfi M., Landi Degl'Innocenti M.* Modelling of magnetic fields of CP stars. II. Analysis of longitudinal field, crossover, and quadratic field observations// *Astron. Astrophys.* – 1999. – Vol. 343. – P. 865-871.
19. *Bagnulo S., Landolfi M., Mathys G., Landi Degl'Innocenti M.* Modelling of magnetic fields of CP stars. III. The combined interpretation of five different magnetic observables: theory, and application to beta Coronae Borealis// *Astron. Astrophys.* – 2000. – Vol. 358. – P. 929-942.
20. *Bagnulo S., Landstreet J. D., Martin A. J., Valyavin, G.* A high-precision survey of magnetic white dwarfs// *Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso.* – 2018. – Vol. 48. – P. 236-244.
21. *Berdyugin A. V., Piirola V.* Polarization variability in magnetic white dwarfs GD 229 and G 240-72// *Astron. Astrophys.* – 1999. – Vol. 352. – P. 619-622.
22. *Bevington P. R.* Data reduction and error analysis for the physical sciences. – McGraw-Hill Companies, New York, 1969.
23. *Blacket P.M.S.* The magnetic field of massive rotating bodies// *Nature.* – 1947. – Vol. 159. – P. 658-666.
24. *Bohlender D. A., Landstreet J. D.* A search for magnetic fields in Lambda Bootis stars// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1990. – Vol. 247. – P. 606-610.
25. *Borra E. F., Landstreet J. D.* The magnetic fields of the AP stars// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1980. – Vol. 42. – P. 421-445.
26. *Borra E.F., Landstreet J.D., Mestel L.* Magnetic stars// *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 1982. – Vol. 20. – P. 191-220.
27. *Brinkworth C.S., Burleigh M.R., Lawrie K., Marsh T.R., et al.* Measuring the Rotational Periods of Isolated Magnetic White Dwarfs// *Astrophys. J.* – 2013. – Vol. 773. – article id. 47. – 16 pp.

28. *Brinkworth C. S., Burleigh M. R., Wynn G. A., Marsh T. R.* Photometric variability of the unique magnetic white dwarf GD 356// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2004. – Vol. 348. – P. L33-L37.
29. *Brinkworth C. S., Marsh T. R., Morales-Rueda L., Maxted P. F. L., et al.* Rotational period of WD 1953-011- a magnetic white dwarf with a star-spot// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2005. – Vol. 357. – P. 333-337.
30. *Bychkov V.D., Fabrika S.N., Monin D.N., Valyavin G.G.* The new circular polarization analyser for the Nasmyth-1 focus of the 6m telescope// *Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars: Proc. Intern. Conf., Nizhnij Arkhyz, 1999/ Ed. by Yu.V. Glagolevskij and I.I. Romanyuk.* – Moscow. – 2000. – P. 258-260.
31. *Campbell W.W.* The variable velocity of Chi Dra in the line of sight// *Astrophys. J.* – 1898. – Vol. 8. – P.292-293.
32. *Cowling T.G.* *Magnetohydrodynamics.* – Interscience Publishers, New York, London, 1957.
33. *D'Antona F., Mazzitelli I.* White dwarf external layers. IV. Interpretation of Spectra// *Astron. Astrophys.* – 1979. – Vol. 74. – P.161–171.
34. *Donati J.-F.* ESPaDOnS: An Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars at CFHT// *Solar Polarization: Proc. Conf. Tenerife, Canary Islands, Spain, 2002/ Ed. by J. Trujillo-Bueno, J. Sanchez Almeida.* – San Francisco, 2003. – P.41-49 (ASP Conf. Ser.; Vol. 307).
35. *Donati J.-F., Catala C., Wade G. A., Gallou G., et al.* A dedicated polarimeter for the MuSiCoS échelle spectrograph// *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* – 1999. – Vol. 134. – P.149-159.

36. *Donati J.-F., Semel M., Carter B.D., Rees D.E., et al.* Spectropolarimetric observations of active stars// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1997. – Vol. 291. – P. 658 -682.
37. *Elkin V.G.* Magnetic fields in hot subdwarfs// *Astron. Astrophys.* – 1996. – Vol. 312. – P. L5-L8.
38. *Fabrika S. N., Valyavin G. G.* Magnetic field function of white dwarfs// *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, 1998, Vol. 45, P. 84-92.
39. *Fabrika S., Valyavin G.* Magnetic field function of white dwarfs //11th European Workshop on White Dwarfs: Proc. Conf./ Ed. by S.-E. Solheim, E.G. Meistas. – San Francisco, 1999a. – P. 214 (ASP Conf. Ser.; Vol. 169).
40. *Fabrika S., Valyavin G.* Observations of white dwarfs magnetic fields in the submegagauss region// 11th European Workshop on White Dwarfs: Proc. Conf./ Ed. by S.-E. Solheim, E.G. Meistas. – San Francisco, 1999b. – P. 225 (ASP Conf. Ser.; Vol. 169).
41. *Fabrika S.N., Shtol' V.G., Valyavin G.G., Bychkov V.D., et al.* Magnetic measurements of white dwarfs// *Stellar magnetic fields: Proc. Intern. Conf., Nizhnij Arkhyz, 1996/* Ed. by Y.V. Glagolevskij, I.I. Romanyuk. – Moscow, 1997a. – P. 215-220.
42. *Fabrika S. N., Shtol' V. G., Valyavin G. G., Bychkov V. D.* Measurements of magnetic fields on white dwarfs// *Astron. Letters.* – 1997b. – Vol. 23. – P. 43-47.
43. *Fabrika S.N., Valyavin G.G., Burlakova T.E.* Magnetic Fields and Rotation of the White Dwarfs 40 Eri B and WD 0009+501// *Astron. Lett.* – 2003. – Vol. 29. – P. 737-747.
44. *Fabrika S. N., Valyavin G. G., Burlakova T. E., Barsukova E. A., Monin D. N.* Magnetic field measurements in white dwarfs. Magnetic field, rotation and spectrum of 40 Eri B // *Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars:*

- Proc. Intern. Conf., Sept. 24 — 27, 1999, Nizhnij Arkhyz, Russia/ Ed. by Y.V. Glagolevskij, I.I. Romanyuk. —Moscow, 2000. — P. 218-228.
45. *Ferrario L., Vennes S., Wickramasinghe D.T., Bailey J.A., et al.* EUVE J0317–855 A rapidly rotating, high-field magnetic white dwarf// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1997b. – Vol. 292. – P. 205–217.
 46. *Ferrario L., Wickramasinghe D.T., Liebert J., Schmidt G. D., et al.* The magnetic field and emission-line spectrum of the remarkable white dwarf GD 356// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1997a. – Vol. 289. – P.105-116.
 47. *Galazutdinov G.A.* DECH: A Software Package for Astronomical Spectral Data Processing and Analysis// *Astrophys. Bull.* – 2022. – Vol.77. – P. 519-529.
 48. *Gert E., Glagolevskij Yu.V., Scholz G.* Integral representation of the surface structure of the stellar magnetic field// *Stellar magnetic: Proc. Intern. Conf., Nizhnij Arkhyz, 1996/ Ed. by Y.V. Glagolevskij, I.I. Romanyuk.* – Moscow, 1997. – P. 67-75.
 49. *Ginzburg V.G.* // *Sov. Phys. Dokl.*, 1964, Vol. 9, P. 329- 333.
 50. *Glagolevskij Yu. V., Chountonov, G. A.* Some notes on the evolution of magnetic fields of CP stars// *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* – 2001. – Vol. 51. – P. 88-93
 51. *Gray D. F.* Measurements of rotation and turbulence in F, G and K dwarfs// *Astrophys. J.* – 1984. – Vol. 281. – P. 719-722.
 52. *Greenstein J.L.* The identification of hydrogen in GW +70°824// *Astrophys. J.* – 1984. – Vol. 281. – P. L47-L50.
 53. *Greenstein J.L., McCarthy J.K.* Emission lines in the magnetic white dwarf GD 356// *Astrophys. J.* – 1985. – Vol. 289. – P. 732-747.
 54. *Greenstein J.L., Sargent A.I.* The Nature of Faint Blue Stars in the Halo. II// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1974. – Vol. 28. – P.157-209.

55. *Greenstein J.L., Henry R.J.W., O'Connell R.F.* Further identifications of hydrogen in GRW +70°8247// *Astrophys. J.* – 1985. – Vol. 289. – P. L25-L29.
56. *Gusev O. N., Lobachev M. V., Zandin N. G.* Spectrograph for study of planets// *Optiko-mekhanicheskaja promyshlennost'*. – 1976. – Vol. 12. – P. 63 – 64.
57. *Hale G.E.* On the probable existence of a magnetic field in Sun-spots// *Astrophys. J.* – 1908. – Vol. 28. – P. 315-322.
58. *Hamada T., Salpeter E.E.* Models for zero-temperature stars// *Astrophys. J.* – 1961. – Vol. 134. – P. 683-698.
59. *Han I., Burlakova T., Valyavin G., Kim H. S. et al.* High Resolution Spectroscopy of the Star Feige 34 // *Magnetic Stars: Proc. Intern. Conf., 27 Aug. — 1 Sept. 2010, Nizhnij Arkhyz, Russia/ Ed. by D.O. Kudryavtsev, I.I. Romanyuk.* — Nizhnij Arkhyz, 2011. — P. 415-418.
60. *Hatzes A.P.* Mapping the Surface Distribution of Elements on Ap-Stars Using the Maximum Entropy Method// *Peculiar versus Normal Phenomena in A-type and Related Stars: Proc. Colloquium No. 138, Trieste, Italy, July 1992/ Ed. by M.M. Dworetsky, F. Castelli, R. Faraggiana.*– San Francisco, 1993. – P. 258-273 (ASP Conf. Ser.; Vol. 44).
61. *Hiriart D., Valyavin G., Plachinda S., Ramirez J. et al.* // *Magnetic Stars: Proc. Intern. Conf., 27 Aug. — 1 Sept. 2010, Nizhnij Arkhyz, Russia/ Ed. by D.O. Kudryavtsev, I.I. Romanyuk.* — Nizhnij Arkhyz, 2011. — P. 220-223.
62. *Hubrig S., North P., Mathys G.* Magnetic AP Stars in the Hertzsprung-Russell Diagram// *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 539. – P. 352-363.
63. *Jordan S.* Models of white dwarfs with high magnetic fields// *Astron. Astrophys.* – 1992. – Vol. 265. – P. 570-576.

64. *Jordan S., Schmelcher P., Becken W., Schweizer W.* Evidence for helium in the magnetic white dwarf GD 229// *Astron. Astrophys.* – 1998. – Vol. 336. – P. L33-L36.
65. *Jordan S., Bagnulo S., Landstreet J., Fossati L. et al.* Low Magnetic Fields in White Dwarfs and their Direct Progenitors? // 18th European White Dwarf Workshop: Proc. Conf., 13-17 August 2012, Pedagogical Univ., Cracow, Poland / Ed. by J. Krzesinski, G. Stachowski, P. Moskalik, K.Bajan. —San Francisco, 2013. — P. 411-417 (ASP Conf. Ser.; Vol. 469).
66. *Kang D.-I., Park H.-S., Han I., Valyavin G., et al.* Development of an automatic processing program for BOES data // *Publ. Korean Astron. Soc.* – 2005. – Vol. 20. – P. 97-107.
67. *Kawka A., Vennes S.* Ap stars as progenitors of magnetic white dwarfs// *The A-Star Puzzle: Proc. IAU Symp. No. 224, Poprad, Slovakia, 2004/* Ed. by J. Zverko, J. Ziznovsky, S.J. Adelman, W.W. Weiss. – Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2004. – P. 879-885 (IAU Symp.; Vol. 224).
68. *Kawka A., Vennes S., Schmidt G. D., Wickramasinghe D. T., et al.* Spectropolarimetric Survey of Hydrogen-rich White Dwarf Stars// *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 654. – P. 499-520.
69. *Kemic S.B.* Wavelength and strength of hydrogen and helium transitions in large magnetic fields// *Joint Inst. Laboratory Astrophys. Rep.* – 1974. – Vol. 113. – P. 1-27.
70. *Kemp J. C., Swedlund J. B., Landstreet J. D., Angel J.R.P.* Discovery of Circularly Polarized Light from a White Dwarf// *Astrophys. J.* – 1970. – Vol. 161. – P. 77-79.

71. *Kepler S. O., Pelisoli I., Jordan S., Kleinman S. J., et al.* Magnetic white dwarf stars in the Sloan Digital Sky Survey// *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2013. – Vol. 429. – P.2934-2944.
72. *Kim K. -M., Han I., Plachinda S., Valyavin G., et al.* Conceptual Design Study of the BOES Stokesmeter // *Publ. Korean Astron. Soc.* – 2005. – Vol. 20. – P. 117-124.
73. *Kim K.-M., Han I., Valyavin G. G., Plachinda S., et al.* The BOES Spectropolarimeter for Zeeman Measurements of Stellar Magnetic Fields// *Publ. Astron. Soc. Pacific.* – 2007. – Vol. 119. – P.1052-1062.
74. *Kochukhov O. P.* Spectrum synthesis for magnetic, chemically stratified stellar atmospheres// *Physics of Magnetic Stars: Proc. Intern. Conf., Nizhnij Arkhyz, 28-31 August, 2006/ Ed. by D.O. Kudryavtsev, I.I. Romanyuk.* – Nizhnij Arkhyz, 2007. – P. 109-118.
75. *Kochukhov O., Bagnulo S.* Evolutionary state of magnetic chemically peculiar stars// *Astron. Astrophys.* – 2006. – Vol. 450. – P. 763-775.
76. *Koester D., Herrero A.* Non-LTE line profiles, rotation and magnetic fields in seven DA white dwarfs// *Astrophys. J.* – 1988. – Vol. 332. – P. 910-916.
77. *Koester D., Dreizler S., Weidemann V., Allard N. F.* Search for rotation in white dwarfs// *Astron. Astrophys.* – 1998. – Vol. 338. – P. 612-622.
78. *Kroll R.* Atmospheric Variations in Chemically Peculiar Stars// *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* – 1989. – Vol. 2. – P. 194-204.
79. *Kudryavtsev D.O., Romanyuk I.I., Elkin V. G., Paunzen E.* New magnetic chemically peculiar stars// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2006. – Vol. 372. – P. 1804-1828.

80. *Kupka F., Piskunov N. E., Ryabchikova T. A., Stempels H.C., et al.* VALD-2: Progress of the Vienna Atomic Line Data Base// *Astrophys. Suppl. Ser.* – 1999. – Vol. 138. – P.119.
81. *Kurucz R.L.* CD-ROM No. 13. – *Smithsonian Astrophys. Obs.*, 1993.
82. *Kuschnig R.* Ph.D. Thesis. – University of Vienna, 1998.
83. *Lafler J., Kinman T.D.* An RR Lyrae Star Survey with the Lick 20-INCH Astrograph II. The Calculation of RR Lyrae Periods by Electronic Computer// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1965. – Vol. 11. – P. 216-222.
84. *Landolfi M., Bagnulo S., Landi Degl'Innocenti M.* Modelling of magnetic fields of CP stars. I. A diagnostic method for dipole and quadrupole fields from Stokes I and V observations// *Astron. Astrophys.* – 1998. – Vol. 338. – P. 111-121.
85. *Landolfi M., Bagnulo S., Landi Degl'Innocenti E., Landi Degl'Innocenti M., et al.* Constraints on the magnetic configuration of AP stars from simple features of observed quantities// *Astron. Astrophys.* – 1997. – Vol. 322. – P. 197-201.
86. *Landstreet J.D.* The measurement of magnetic fields in stars// *Astron. J.* – 1980. – Vol. 85. – P. 611-620.
87. *Landstreet J.D.* On the importance of the decay-induced Lorentz force to the photospheric structure of hot magnetic stars// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1987. – V. 225. – P. 437-450.
88. *Landstreet J.D.* Recent Advances in Magnetic Field Diagnosis Techniques//*Magnetic Fields Across Hertzsprung-Russell Diagram: Proc. Conf./* Ed. by G. Mathys, S. K. Solanki, D. T. Wickramasinghe. – San Francisco, 2001. – P. 277-285 (ASP Conf. Ser.; V.248).
89. *Landstreet J. D., Bagnulo S., Valyavin G.* Monitoring and modelling magnetic variability in two white dwarfs with very weak magnetic fields// *Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso.* – 2018. – Vol. 48. – P. 284-286.

90. *Landstreet J.D., Bagnulo S., Martin, A., Valyavin G.* Discovery of an extremely weak magnetic field in the white dwarf LTT 16093 = WD 2047+372// *Astron. Astrophys.* – 2016. – Vol. 591. – P. 80-89.
91. *Landstreet J.D., Bagnulo S., Valyavin G.G., Fossati L., et al.* On the incidence of weak magnetic fields in DA white dwarfs// *Astron. Astrophys.* – 2012. – Vol. 545. – P. L30-L38.
92. *Landstreet J.D., Bagnulo S., Valyavin G.G., Gadelshin D., et al.* A novel and sensitive method for measuring very weak magnetic fields of DA white dwarfs. A search for a magnetic field at the 250 G level in 40 Eridani B// *Astron. Astrophys.* – 2015. – Vol. 580. – P. L120-L127.
93. *Landstreet J.D., Bagnulo S., Valyavin G., Valeev A.F.* Monitoring and modelling of white dwarfs with extremely weak magnetic fields. WD 2047+372 and WD 2359-434// *Astron. Astrophys.* – 2017. – Vol. 607. – P. 92-106.
94. *Lee B.-Ch., Gadelshin D., Han I., Kang D.-I., et al.* Magnetic field and radial velocities of the star χ Draconis A// *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* – 2018. – Vol. 473. – P.41-45.
95. *Liebert J., Angel J.R.P., Stockman H.S., Spinrad H., et al.* Feige 7 - a hot, rotating magnetic white dwarf// *Astrophys. J.* – 1977. – Vol. 214. – P. 457-470.
96. *Liebert J., Sion E.M.* Is the relative frequency of magnetic white dwarfs higher among cool stars than hot stars?// *Astrophys. Lett.* – 1979. – Vol. 20. – P. 53-55.
97. *Liebert J., Bergeron P., Holberg J.B.* The True Incidence of Magnetism among Field White Dwarfs// *Astron. J.* – 2003. – Vol. 125. – P. 348-353.
98. *Martin B., Wickramasinghe D.T.* Cyclotron absorption in magnetic white dwarfs// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1979. – Vol. 189. – P. 69–77.
99. *Mathys G.* The observation of magnetic fields in nondegenerate stars// *Fundamentals Cosmic Physics.* – 1989. – Vol. 13. – P. 143-308.

100. *Mathys G.* Spectropolarimetry of magnetic stars. IV. The crossover effect // *Astron. Astrophys.* – 1995. – Vol. 293. – P. 733-745.
101. *Maxted P.F.L.* Hot subdwarfs// Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of the Close Binary Stars: Proc. Workshop, Dubrovnik, Croatia, 2003/ Ed. by R. W. Hilditch, H. Hensberge, K. Pavlovski. – San Francisco, 2004. – P. 387-395 (ASP Conf. Ser.; Vol. 318).
102. *Maxted P.F.L., Ferrario L., Marsh T.R., Wickramasinghe D.T.* WD1953-011: a magnetic white dwarf with peculiar field structure// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2000. – Vol. 315. – P. L41-L44.
103. *McCook G.P., Sion E.M.* A catalog of spectroscopically identified white dwarfs// *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 1987. – Vol. 65. – P. 603-670.
104. *Monin D.N., Fabrika S.N., Valyavin G.G.* Magnetic survey of bright northern main sequence stars// *Astron. Astrophys.* – 2002. – Vol. 396. – P. 131-141.
105. *Monin D. N., Fabrika S. N., Valyavin G. G., Barsukova E. A.* The first results in the magnetic survey of main sequence stars // *Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars: Proc. Intern. Conf., Sept. 24 — 27, 1999, Nizhnij Arkhyz, Russia/ Ed. by Y.V. Glagolevskij, I.I. Romanyuk.* — Moscow, 2000.
106. *Moss D.* The decay of stellar magnetic fields// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1984. – Vol. 207. – P. 107-113.
107. *Moss D.* Magnetic Fields in the Ap and Bp Stars: a Theoretical Overview// *Magnetic Fields Across Hertzsprung-Russell Diagram: Proc. Conf./ Ed. by G. Mathys, S. K. Solanki, D. T. Wickramasinghe.* – San Francisco, 2001. – P. 305-314 (ASP Conf. Ser.; Vol. 248).
108. *Musielok B., MadejJ.* Variability of Balmer lines in Ap stars// *Astron. Astrophys.* – 1988. – Vol. 202. – P. 143-152.

109. *Muslimov A.G., Van Horn H.M., Wood M.A.* Magnetic field evolution in white dwarfs: the Hall effect and complexity of the field// *Astrophys. J.* – 1995. – Vol. 442. – P. 758-767.
110. *Naidenov I.D., Valyavin G.G., Fabrika S.N., Borisov N.V., et al.* A spectropolarimeter based on the 6 m telescope fast prime focus spectrograph// *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* – 2002. – Vol. 53. – P. 124-130.
111. *Panchuk V. E., Chuntanov G. A., Naidenov I.D.* Main stellar spectrograph of the 6-meter telescope. Analysis, reconstruction, and operation// *Astrophys. Bull.* – 2014. – Vol. 69. – P.339-355.
112. *Parker E.N.* *Cosmical Magnetic Fields. Their Origin and their Activity.* – Clarendon Press, Oxford, 1979. – P. 207–214.
113. *Peterson D. M.* The Balmer Lines in Early Type Stars// *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep.* – 1969. – P. 293.
114. *Peterson D. M., Hummel C. A., Pauls T. A., Armstrong J.T., et al.* Vega is a rapidly rotating star// *Nature.* – 2006. – Vol. 440. – P. 896-899.
115. *Pilachowski C.A., Milkey R.W.* The rotational velocities of white dwarfs// *Publ. Astron. Soc. Pacific.* – 1987. – Vol. 99. – P. 836- 838.
116. *Piskunov N.E.* Magnetic Doppler imaging of CP stars// *Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram: Proc. Conf./ Ed. by G. Mathys, S.K. Solanki, D.T. Wickramasinghe.* – San Francisco, 2001. – P. 293 (ASP Conf. Series.; Vol. 248).
117. *Piskunov N.E., Kupka F., Ryabchikova T.A., Weiss W.W., et al.* VALD: The Vienna Atomic Line Data Base// *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* – 1995. – Vol. 112. – P. 525-535.
118. *Preston G.W.* The chemically peculiar stars of the main sequence // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 1974. – Vol. 12. – P. 257-277.

119. *Putney A.* Magnetic white dwarf stars - a review // 11th European Workshop on White Dwarfs: Proc. Conf./ Ed. by S.-E. Solheim, E.G. Meistas. – San Francisco, 1999. – P. 195-205 (ASP Conf. Ser.; Vol. 169).
120. *Ramírez Vélez J., Hiriart D., Valyavin G., Valdez J. et al.* Measurements of the magnetic field in WD 1658+441 // Magnetic Fields Throughout Stellar Evolution: Proc. IAU Symp. No. 302, August 25-30, 2013, Biarritz, France / Ed. by P. Petit et al. — Cambridge, 2014. —P. 402-403.
121. *Robinson R.D., Worden S.P., Harvey J.W.* Observations of magnetic fields on two late-type dwarfs stars// *Astrophys. J.* – 1980. – Vol. 236. – P. L155-L158.
122. *Romanyuk I.I., Elkin V.G., Wade G.A., Landstreet J.D.* The very strong and complex magnetic field of the He-strong star HD 37776// *Stellar magnetic: Proc. Intern. Conf., Nizhnij Arkhyz, 1996/* Ed. by Y.V. Glagolevskij, I.I. Romanyuk. – Moscow, 1997. – P. 101-105.
123. *Ryabchikova T.A., Piskunov N.E., Stempels H.C., Kupka F., et al.* The Vienna Atomic Line Data Base – a Status Report// *Physica Scripta.* – 1999. – Vol. 83. – P. 162-173.
124. *Scargle J. D.* Studies in Astronomical Time Series Analysis. III. Fourier Transforms, Autocorrelation Functions, and Cross-Correlation Functions of Unevenly Spaced Data// *Astrophys. J.* – 1989. – Vol. 343. – P. 874-887.
125. *Schmidt D., Bergeron P., Liebert J., Saffer R.A.* Two ultramassive white dwarfs found among candidates for magnetic fields// *Astrophys. J.* – 1992. – Vol. 394. – P. 603-608.
126. *Schmidt, G.D.* Magnetic Fields in White Dwarfs// *Lecture Notes in Physics.* – 1989. – Vol. 328. – P.305–313.
127. *Schmidt G.D., Grauer A.D.* Upper Limits for Magnetic Fields on Pulsating White Dwarfs// *Astrophys. J.* – 1997. – Vol. 488. – P. 827-830.

128. *Schmidt G.D., Norsworthy J.E.* Rotation and magnetism in white dwarfs// *Astrophys. J.* – 1991. – Vol. 366. – P. 270-276.
129. *Schmidt G.D., Smith P.S.* The incidence of magnetism among white dwarfs: The first stars below 100 kilogauss// *Astrophys. J.* – 1994. – Vol. 423. – P. L63-L65.
130. *Schmidt G.D., Smith P.S.* A search for magnetic fields among DA white dwarfs// *Astrophys. J.* – 1995. – Vol. 448. – P. 305-312.
131. *Schmidt G.D., Allen R.G., Smith P.S., Liebert J.* Combined ultraviolet-optical spectropolarimetry of the magnetic white dwarf GD 299// *Astrophys. J.* – 1996. – Vol. 463. – P. 320-325.
132. *Schoeller M., Balega I.I., Balega Y.Y., Hofmann K.-H., et al.* Diffraction-limited speckle masking interferometry of binary stars with the SAO 6-m telescope// *Astron. Lett.* – 1998. – Vol. 24. – P. 337-342.
133. *Severny A.* Is the Sun a Magnetic Rotator?// *Nature.* – 1969. – Vol. 224. – P. 53-54.
134. *Shajn G., Struve O.* On the rotation of the stars// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1929. – Vol. 89. – P.222-239.
135. *Shtol' V. G., Fabrika S. N., Valyavin G. G., Bychkov V. D., et al.* A search for variations in the magnetic field of the white dwarf PG 1658 + 441// *Astron. Letters.* – 1997b. – Vol. 23. – P. 48-54.
136. *Shtol' V.G., Valyavin G.G., Fabrika S.N., Bychkov V.D., et al.* Magnetic field variations of the white dwarf PG 1658+441// *Stellar magnetic fields: Proc. Intern. Conf., Nizhnij Arkhyz, 1996/* Ed. by Y.V. Glagolevskij, I.I. Romanyuk. – Moscow, 1997a. – P. 210-215.
137. *Shulyak D., Kochukhov O., Valyavin G., Lee B.-C., et al.* The Lorentz force in atmospheres of chemically peculiar stars: 56 Arietis// *Astron. Astrophys.* – 2010. – Vol. 509. – P. 28-37.

138. *Shulyak D., Tsymbal V., Ryabchikova T., Stütz Ch., et al.* Line-by-line opacity stellar model atmospheres// *Astron. Astrophys.* – 2004. – Vol. 428. – P. 993–1000.
139. *Shulyak D., Valyavin G., Kochukhov O., Burlakova T.* Analysis of magnetic pressure effects in atmospheres of CP stars// *Cosmic Magnetic Fields: From Planets, to Stars and Galaxies: Proc. Conf., Nov. 3-7, 2008, Puerto Santiago, Tenerife, Spain/ Ed. by K.G. Strassmeier, et al. – Cambridge, 2009. – P. 405-406 (IAU Symp.; Vol. 259).*
140. *Shulyak D., Valyavin G., Kochukhov O., Khan S.* Atmospheres of CP stars: magnetic field effects// *Spectroscopic methods in modern astrophysics: Proc. Conf./ Ed. by L.Mashonkina, M.Sachkov. – Moscow, 2007a. – P. 357-374.*
141. *Shulyak D., Valyavin G., Kochukhov O., Khan S., et al.* Atmospheres of CP stars: magnetic field effects // *Mem. Soc. Astron. Ital. Suppl.* – 2005. – Vol. 7. – P. 99-106.
142. *Shulyak D., Valyavin G., Kochukhov O., Lee B.-C., et al.* The Lorentz force in atmospheres of CP stars: θ Aurigae// *Astron. Astrophys.* – 2007b. – Vol. 464. – P. 1089-1099.
143. *Sion E.M., Holberg J. B., Oswalt T.D., McCook G.P., et al.* The white dwarfs within 25 pc of the Sun: kinematics and spectroscopic subtypes// *Astron. J.* – 2014. – Vol. 147. – P.129-139.
144. *Solanki, S. K.* Sunspots: an overview// *Astron. Astrophys. Rev.* – 2003. – Vol. 11. – P. 153–286.
145. *Stehlé C.* Stark broadening of hydrogen Lyman and Balmer in the conditions of stellar envelopes// *Astron. Astrophys. Suppl.* – 1994. – Vol. 104. – P. 509-527.
146. *Stibbs D.W.N.* A study of the spectrum and magnetic variable star HD 125248// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1950. – Vol. 110. – P. 395-402.

147. *Strassmeier K.G., Ilyin I., Järvinen A., Weber M., et al.* PEPSI: The high-resolution échelle spectrograph and polarimeter for the Large Binocular Telescope// *Astron. Nachr.* – 2015. – Vol. 336. – P. 324.
148. *Tomkin J., McAlister H. A., Hartkopf W. I., Fekel F.C.* The Orbit of the Speckle and Double-Lined Spectroscopic Binary Chi Draconis// *Astron. J.* – 1987. – Vol. 93. – P. 1236-1244.
149. *Torres G., Andersen J., Gimenez A.* Accurate masses and radii of normal stars: modern results and applications// *Astron. Astrophys. Rev.* – 2010. – Vol. 18. – P. 67-126.
150. *Tsymbal V.V.* STARSP: A Software System For the Analysis of the Spectra of Normal Stars// *Model Atmospheres and Spectral Synthesis: Proc. Conf./ Ed. by S.J. Adelman, F. Kupka, W.W. Weiss.* – San Francisco, 1996. – P. 198-199 (ASP Conf. Ser.; Vol. 108).
151. *Unno W.* Line Formation of a Normal Zeeman Triplet // *Publ. Astron. Soc. Japan.* – 1956. – Vol. 8. – P. 108-125.
152. *Valeev A. F., Antonyuk K. A., Pit N. V., Moskvitin A. S. et al.* Detection of Low-Amplitude Photometric Variability of Magnetic White Dwarfs// *Stars: from Collapse to Collapse: Proc. Conf., 3-7 Oct. 2016, Spec. Astrophys. Obs., Nizhny Arkhyz, Russia/ Ed. by Y.Y. Balega, D.O. Kudryavtsev, I.I. Romanyuk, I.A. Yakunin.* — San Francisco, 2017. —P. 504-506 (ASP Conf. Ser.; Vol. 510).
153. *Valeev A. F., Antonyuk K. A., Pit N. V., Moskvitin A. S., et al.* Search for and study of photometric variability in magnetic white dwarfs // *Astrophys. Bull.* – 2017. – Vol. 72. – P. 44-50.
154. *Valeev A. F., Antonyuk K. A., Pit N. V., Solovyev V.Ya., et al.* Detection of regular low-amplitude photometric variability of the magnetic dwarf WD0009+501. On the possibility of photometric investigation of exoplanets on the basis of 1-meter

- class telescopes of the Special and Crimean Astrophysical Observatories//
Astrophys. Bull. – 2015. – Vol. 70. – P. 318-327.
155. *Valyavin G. G.* Magnetic white dwarfs// Putting A Stars into Context: Evolution, Environment, and Related Stars: Proc. Intern. Conf., June 3-7, 2013, Moscow M.V. Lomonosov State Univ., Moscow, Russia/ Ed. by G. Mathys, E. Griffin, O. Kochukhov, R. Monier, G. Wahlgren. —Moscow, Publishing house "Pero", 2014b. — P. 451-457.
156. *Valyavin G.* White Dwarf Magnetic Fields: a Brief Historical Review and New Results // Physics and Evolution of Magnetic and Related Stars: Proc. Conf., 25-31 Aug. 2014, Spec. Astrophys. Obs., Nizhny Arkhyz, Russia / Ed. by Y.Y. Balega, I.I. Romanyuk, D.O. Kudryavtsev. — San Francisco, 2015. — P. 107-113 (ASP Conf. Ser.; Vol. 494).
157. *Valyavin G. G., Fabrika S. N.* Evolution of magnetic fields of white dwarfs // Bull. Spec. Astrophys. Obs., 1998, Vol. 45, P. 69-83.
158. *Valyavin G., Fabrika S.* White dwarfs magnetic fields evolution// 11th European Workshop on White Dwarfs: Proc. Conf./ Ed. by S.-E. Solheim, E.G. Meistas. – San Francisco, 1999. – P. 206 (ASP Conf. Ser.; Vol. 169).
159. *Valyavin G., Kochukhov O., Piskunov N.* The influence of magnetic fields on the hydrostatic structure of the atmospheres of chemically peculiar stars// Astron. Astrophys. – 2004. – Vol. 420. – P. 993-1007.
160. *Valyavin G., Burlakova T. E., Fabrika S. N., Monin D. N.* Magnetic Fields of White Dwarfs // Astron. Rep. – 2003. – Vol. 47. – P. 587-599.
161. *Valyavin G., Antonyuk K., Plachinda S., Clark D.M., et al.* Study of the Photometric Variability of the Peculiar Magnetic White Dwarf WD 1953- 011// Astrophys. J. – 2011a. – Vol. 734. – P. 17-25.

162. *Valyavin G., Bagnulo S., Fabrika S., Han I.* et al. Possible Detection of Weak Magnetic Fields in Two White Dwarfs, Including the Pulsating WD 1647+591 // Solar Polarization 4: Proc. Conf., 19-23 Sept., 2005, Boulder, Colorado, USA / Ed. by R. Casini, B.W. Lites. — San Francisco, 2006b. —P. 413-416. (ASP Conf. Ser.; Vol. 358).
163. *Valyavin G., Bagnulo S., Fabrika S., Reisenegger A.*, et al. A Search for Kilogauss Magnetic Fields in White Dwarfs and Hot Subdwarf Stars// *Astrophys. J.* – 2006a. – Vol. 648. – P. 559-564.
164. *Valyavin G., Bagnulo S., Fabrika S., Reisenegger A.* et al. Magnetism of White Dwarfs (intermediate results of a survey for kilogauss magnetic fields in white dwarfs) // *Odessa Astron. Publ.* – 2005c. – Vol.18. – P.135-137.
165. *Valyavin G., Bagnulo S., Monin D., Fabrika S.*, et al. Rotation period and magnetic field morphology of the white dwarf WD 0009+501// *Astron. Astrophys.* – 2005a. – Vol. 439. – P. 1099-1106.
166. *Valyavin G., Ikhsanov N. R., Beskrovnaya N. G., Gadelshin D.* et al. Possible Detection of a Magnetic Field in X Persei // *Stars: from Collapse to Collapse: Proc. Conf.*, 3-7 Oct. 2016, Spec. Astrophys. Obs., Nizhny Arkhyz, Russia/ Ed. by Y.Y. Balega, D.O. Kudryavtsev, I.I. Romanyuk, I.A. Yakunin. —San Francisco, 2017. — P. 229-232 (ASP Conf. Ser.; Vol. 510).
167. *Valyavin G., Kochukhov O., Shulyak D., Lee B.-C.*, et al. The Lorentz Force in Atmospheres of CP Stars: θ AUR// *J. Korean Astron. Soc.* – 2005b. – Vol.38. – P. 283-287.
168. *Valyavin G., Lee B. -C., Shulyak D., Han I.*, et al. Variability of Balmer Profiles in Magnetic Ap/Bp Stars// *The Seventh Pacific Rim Conference on Stellar Astrophysics: Proc. Conf./ Ed. by Y.W. Kang, H.-W. Lee, K.-C. Leung, K.-S. Cheng.* – San Francisco, 2007. – P. 245-248 (ASP Conf. Ser.; Vol. 362).

169. *Valyavin G.G., Monin D.N., Burlakova T.E., Fabrika S.N., et al.* Magnetic observations of white dwarfs with The BTA Main Stellar Spectrograph// *Stellar Magnetic Fields: Proc. Intern. Conf., Nizhnij Arkhyz, 1996/ Ed. by Y.V. Glagolevskij, I.I. Romanyuk.* – Moscow. – 1997. – P. 127-131.
170. *Valyavin G., Shulyak D., Wade G. A., Antonyuk K., et al.* Suppression of cooling by strong magnetic fields in white dwarf stars// *Nature.* – 2014a. – Vol. 515. – P.88-91.
171. *Valyavin G., Wade G. A., Bagnulo S., Antonyuk K., et al.* First Observational Evidences for the Presence of Active, Localized Magnetic Structures in White Dwarfs // *Magnetic Stars: Proc. Intern. Conf., 27 Aug. — 1 Sept. 2010, Nizhnij Arkhyz, Russia/ Ed. by D.O. Kudryavtsev, I.I. Romanyuk.* — Nizhnij Arkhyz, 2011b. —P. 295-302.
172. *Valyavin G., Wade G. A., Bagnulo S., Szeifert T., et al.* The Peculiar Magnetic Field Morphology of the White Dwarf WD 1953-011: Evidence for a Large-Scale Magnetic Flux Tube?// *Astrophys. J.* – 2008. – Vol. 683. – P. 466-478.
173. *Vidal C.R., Cooper J., Smith E.W.* Hydrogen Stark-Broadening Tables// *Astrophys. J. Suppl.* – 1973. – Vol.25. – P. 37-135.
174. *Wade G. A., Neiner C.* Magnetism of hot stars// *Contributions Astron. Obs. Skalnaté Pleso.* – 2018. – Vol. 48. – P. 106-115.
175. *Wade G. A., Donati J. -F., Landstreet J. D., Shorlin S. L. S.* Spectropolarimetric measurements of magnetic Ap and Bp stars in all four Stokes parameters // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2000. – Vol. 313. – P. 823-850.
176. *Wade G. A., Bagnulo S., Szeifert T., Brinkworth C., et al.* The Magnetic White Dwarf WD 1953-011: Migrating Magnetic and Brightness Spots?// *Solar Polarization: Proc. Conf., Tenerife, Canary Islands, Spain, 2002/ Ed. by J. Trujillo-Bueno, J. Sanchez Almeida.* – San Francisco, 2003. – P. 569-572 (ASP Conf. Ser.; Vol. 307).

177. *Wendell C.E., Van Horn H.M., Sargent D.* Magnetic field evolution in white dwarfs// *Astrophys. J.* – 1987. – Vol. 313. – P. 284-297.
178. *Wickramasinghe D. T., Ferrario L.* Magnetism in Isolated and Binary White Dwarfs// *Publ. Astron. Soc. Pacific.* – 2000. – Vol. 112. – P. 873-924.
179. *Wickramasinghe D. T., Ferrario L.* The origin of the magnetic fields in white dwarfs// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2005. – Vol. 356. – P. 1576-1582.
180. *Wickramasinghe D. T., Martin B.* The magnetic DA white dwarfs// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1979. – Vol. 188. – P. 165-180.
181. *Wickramasinghe D.T., Martin B.* Magnetic blanketing in white dwarfs// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1986. – Vol. 223. – P. 323–340.
182. *Wickramasinghe D. T., Farihi J. C., Tout A., Ferrario L., et al.* Does GD 356 have a terrestrial planetary companion?// *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2010. – Vol. 404. – P. 1984-1991.
183. *Woltjer L.* X-Rays and Type I Supernova Remnants// *Astrophys. J.* – 1964. – Vol. 140. – P. 1309-1316.
184. *Wrubel M. H.* On the Decay of a Primeval Stellar Magnetic Field// *Astrophys. J.* – 1952. – Vol. 116. – P. 291-298.
185. *Wunner G., Roesner W., Herald H., Ruder H.* Stationary hydrogen lines in white dwarfs magnetic fields and the spectrum of the magnetic degenerate GW+70°8247// *Astron. Astrophys.* – 1985. – Vol. 149. – P. 102-108.
186. *Бычков В.Д., Фабрика С.Н., Штоль В.Г.* Измерения магнитных полей белых карликов// *Письма в Астрон. журн.* – 1991. – Т. 17. – С. 43-49.
187. *Валявин Г.Г., Фабрика С.Н.* Эволюция магнитных полей белых карликов. – Нижний Архыз, 1998, С.1-30 (Препр. / САО РАН; № 129).

188. *Васильев А. С., Евзеров А. М., Лобачев М. В., Пейсахсон И.В.* Основной звездный спектрограф БТА// Оптико-механическая промышленность. – 1977. – № 2. – С. 31—34.
189. *Пикельнер С.Б.* Основы космической электродинамики. – Москва, Наука, 1966.
190. *Романюк И.И.* Магнитные CP-звезды главной последовательности. I. Методы диагностики магнитных полей// Бюлл. Спец. астрофиз. obs. – 2005. – Т. 58. – С. 64-89.
191. *Романюк И.И.* Магнитные CP-звезды главной последовательности. II. Физические параметры и химический состав атмосфер// Астрофиз. бюлл. – 2007. – Т. 62. – С. 72-101.
192. *Романюк И.И.* Магнитные поля химически пекулярных и родственных им звезд. I. Основные результаты 2014 года и ближайшие перспективы// Астрофиз. бюлл. – 2015. – Т. 70. – С. 199-214.
193. *Романюк И.И.* Магнитные поля химически пекулярных и родственных им звезд. II. Основные результаты 2015 года и ближайшие перспективы// Астрофиз. бюлл. – 2016. – Т. 71. – С. 340-357.
194. *Романюк И.И.* Магнитные поля химически пекулярных и родственных им звезд. III. Основные результаты 2016 года и ближайшие перспективы// Астрофиз. бюлл. – 2017. – Т. 72. – С. 314-333.
195. *Романюк И.И.* Магнитные поля химически пекулярных и родственных им звезд. IV. Основные результаты 2017 года и ближайшие перспективы// Астрофиз. бюлл. – 2018. – Т. 72. – С. 464-380.
196. *Фабрика С.Н., Штоль В.Г., Валявин Г.Г., Бычков В.Д.* Измерения магнитных полей белых карликов// Письма в Астрон. журн. – 1997а. – Т. 23. – С. 47-52.

197. *Хохлова В.Л.* Магнитные звезды// Итоги науки и техники. Сер. Астрономия. – 1983. – Т. 24. – С. 233-278.
198. *Шатино С., Тьюколски С.* Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. – Москва, Мир, 1985.
199. *Штоль В.Г.* Фотометрическая приставка к спектрографу UAGS// Изв. Спец. астрофиз. обс. – 1984. – Т. 18. – С. 139-151.
200. *Штоль В.Г., Бычков В.Д., Викульев Н.А., Георгиев О.Ю.,* и др. Поляриметр-магнитометр для водородных линий// Изв. Спец. астрофиз. обс. – 1985. – Т. 19. – С. 66-70.
201. *Штоль В.Г., Валявин Г.Г., Фабрика С.Н., Бычков В.Д.,* и др. Поиск изменений магнитного поля у белого карлика PG 1658+441// Письма в Астрон. журн. – 1997а. – Т. 23. – С. 53-60.