

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ

На правах рукописи

УДК 524.387

Исакова Полина Борисовна

Особенности структуры течения в магнитных катаклизмических
переменных

01.03.02 — астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н. Жилкин Андрей Георгиевич

Москва 2018

Оглавление

| | |
|--|-----------|
| Введение | 4 |
| Общая характеристика | 4 |
| Краткое содержание диссертации | 14 |
| | |
| Глава 1. Моделирование процесса массообмена в системе АЕ Aqr | 17 |
| 1.1 АЕ Aqr как типичный представитель суперпропеллеров | 22 |
| 1.2 Процессы, влияющие на перенос углового момента | 27 |
| 1.2.1 Частичная ионизация плазмы | 34 |
| 1.2.2 Релятивистские эффекты | 37 |
| 1.2.3 Диффузионный слой | 40 |
| 1.3 Результаты численных расчетов неполного проникновения магнитного поля в плазму | 45 |
| 1.4 Результаты численного моделирования вспышечной активности в системе АЕ Aqr | 49 |
| <i>Заключение к главе 1</i> | 54 |
| | |
| Глава 2. Численная модель процесса аккреции в промежуточных полярах | 56 |
| 2.1 Описание модели аккреции в области магнитосферы аккректора в промежуточных полярах | 57 |
| 2.2 Численный метод | 59 |
| 2.3 Результаты численных расчетов аккреции в области магнитосферы | 63 |
| <i>Заключение к главе 2</i> | 67 |
| | |
| Глава 3. Взаимодействие магнитосферы белого карлика с аккреционным диском в промежуточных полярах | 69 |
| 3.1 Оценка геометрических размеров аккреционной шторки из наблюдений | 69 |
| 3.2 Аналитические оценки толщины аккреционной шторки | 74 |

| | | |
|------|--|------------|
| 3.3 | Описание модели | 76 |
| 3.4 | Расчет силы, действующей на плазму со стороны магнитного поля аккретора | 80 |
| 3.5 | Результаты численных расчетов взаимодействия магнитосферы белого карлика с аккреционным диском | 85 |
| 3.6 | Обсуждение результатов расчетов | 88 |
| | <i>Заключение к главе 3</i> | 92 |
| | | |
| | Глава 4. Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах | 94 |
| 4.1 | Оценки радиуса магнитосферы аккретора | 95 |
| 4.2 | Описание численной модели | 97 |
| 4.3 | Результаты численного моделирования аккреции в окрестности внутренней точки Лагранжа | 100 |
| | <i>Заключение к главе 4</i> | 108 |
| | | |
| | Заключение | 111 |
| | | |
| | Цитируемая литература | 116 |

Введение

Общая характеристика

Актуальность темы

Когда люди смотрят на ночное небо, многие из них не догадываются, что большая часть звезд, по-видимому, является двойными (или кратными) [1,2]. И среди двойных звезд около половины обмениваются веществом. Обмен веществом между звездами — важный процесс, он существенно влияет на эволюцию двойной системы. Такая эволюция не похожа на эволюцию одиночной звезды, и в ходе жизни двойных звезд возникают объекты, которые не могут рождаться в результате развития одиночных звезд. Но обмен массой между звездами — сложный процесс, и до сих пор можно найти такие системы, наблюдения которых не описываются теорией. Около каждой из компонент двойной звезды можно выделить некоторый объем. В системе отсчета, вращающейся вместе с двойной системой, наибольшее влияние на движение пробной частицы в этой области будет оказывать притяжение именно этой звезды, а не притяжение со стороны ее компаньона или центробежная сила. Эта полость называется полостью Роша. Она ограничивается поверхностью равного потенциала Роша и содержит первую (внутреннюю) точку Лагранжа L_1 . Внутренняя точка Лагранжа находится на прямой, соединяющей центры масс двух звезд, и находится ближе к звезде меньшей массы. В этой точке равнодействующая сила притяжений обеих звезд равна нулю. Поэтому если одна из звезд в ходе своей эволюции заполняет свою полость Роша, то становится возможным перетекание вещества от этой звезды к другой. В этом случае звезда, которая теряет вещество, называется донором, а звезда, которая накапливает вещество, — аккретором.

Звезды в двойных системах могут эволюционировать как одиночные, если они находятся достаточно далеко друг от друга и не взаимодействуют — так называемые разделенные двойные системы (ни одна звезда не заполняет полость Роша). Если в результате эволюции одна звезда влияет на другую, такие системы называются тесными. Последние могут быть

полуразделенными (одна звезда заполняет полость Роша) и контактными двойными системами (обе звезды заполняют свои полости Роша). В разделенных двойных системах возможен тоже обмен веществом, но только посредством звездного ветра (например, у симбиотических звезд).

В ходе своей эволюции тесные двойные звезды взаимодействуют друг с другом. В процессе взаимодействия важными являются и магнитное поле, и вращение звезд, и их массы, и то, на каком расстоянии они находятся друг от друга, на каком этапе эволюции находятся. Вещество, которое движется от одной звезды к другой, может образовывать диск вокруг второй звезды, может перетекать потоком разной толщины, может выбрасываться из системы сразу же, а может и окружать обе звезды одновременно.

Обмен веществом между компонентами двойной системы может кардинально изменить эволюцию звезд [3]. При наблюдениях как одиночных, так и двойных звезд может наблюдаться переменность их блеска, и такие звезды называют переменными. Колебания блеска могут иметь разную физическую природу. Среди переменных двойных звезд выделяют затменные, в которых одна звезда периодически затмевает другую. Примером таких звезд является известный издавна Алголь. Среди переменных также выделяют подкласс неправильных переменных, блеск которых изменяется без строгой периодичности. Спектральные исследования этих звезд показывают, что во время их вспышек (быстрое увеличение блеска) увеличивается скорость движения вещества, поэтому неправильные переменные стали называть катаклизмическими (взрывными).

Как показали исследования, во многих тесных двойных системах магнитное поле играет значительную роль в процессах массообмена и аккреции. К таким системам, в первую очередь, относятся магнитные катаклизмические звезды. Это тесные двойные звезды, состоящие из звезды-донора (маломассивной звезды позднего спектрального класса (К или М), как правило, красного карлика) и звезды-аккретора (белого карлика). В ходе своей эволюции красный карлик заполняет свою полость Роша (угловой момент уносится из системы магнитным звездным ветром, а компоненты сближаются до момента такого заполнения). Во внутренней точке Лагранжа L_1 градиент полного давления оказывается не уравновешен силой гравитации, поэтому начинается перетекание вещества во внутреннюю полость Роша белого карлика. Дальнейшее развитие двойной системы зависит от ее параметров. Магнитные катаклизмические переменные можно разделить

на так называемые поляры и промежуточные поляры, основываясь на их наблюдениях [4]. Поляры получили свое название из-за того, что у них наблюдается высокая степень круговой поляризации излучения в видимом диапазоне (до 9%), которая предполагает присутствие сильного магнитного поля, а в промежуточных полярах не наблюдается поляризации в видимом диапазоне [4]. Промежуточные поляры занимают пограничное положение между полярами и немагнитными катаклизмическими переменными. [5].

Согласно современной физической интерпретации, в полярах белый карлик обладает сильным собственным магнитным полем $10^7 - 10^8$ Гс на поверхности [4]. Такие системы обладают короткими орбитальными периодами от 1 до 5 часов. Считается, что аккреционные диски в полярах не образуются, а собственное вращение компонентов является синхронным. Влияние магнитного поля приводит к тому, что вещество с красного карлика перетекает на белый карлик в виде коллимированного потока. При этом вещество выпадает на поверхность белого карлика в районе одного из его магнитных полюсов.

В промежуточных полярах индукция магнитного поля белого карлика значительно меньше и составляет $10^4 - 10^6$ Гс [6]. Орбитальные периоды таких систем находятся в промежутке от нескольких часов до нескольких десятков часов, они существенно длиннее периодов вращения белого карлика. Асинхронность вращения аккректора объясняется взаимодействием его магнитного поля с веществом диска в области границы магнитосферы. Чем меньше магнитное поле, тем больший диск образуется и тем медленнее идет перетекание вещества. И наоборот, у большего магнитного поля перетекание вещества идет быстрее, оно как бы ускоряется магнитным полем.

Исследование структуры течения в этих системах относится к числу наиболее важных, интересных и актуальных задач современной астрофизики. Это обусловлено тем, что все наблюдаемые явления в двойных системах так или иначе связаны с аккрецией вещества на одну из компонент, при этом аккреция сопровождается значительным энерговыделением. Аккреция на компактный объект с магнитным полем может приводить к ряду интересных наблюдаемых явлений, таких как излучение из области горячих колонок; переменность, связанная с образованием горячих пятен на поверхности аккректора; необычная вспышечная активность. Эти явления притягивают внимание и наблюдателей и теоретиков, им посвящено

множество статей и монографий [4, 5, 7]. Однако, детали многих процессов остаются до сих пор загадкой.

Предметом изучения в первой главе диссертационной работы является система АЕ Aqr, относящаяся к типу так называемых «суперпропеллеров», в которых происходит интенсивный отток вещества из системы вместо традиционной аккреции. При этом в наблюдениях система является нестационарной, ее вспышки происходят почти во всех частях электромагнитного спектра. Однако, несмотря на большое количество публикаций по АЕ Aqr, наблюдательные проявления в ней до сих пор остаются необъясненными, что во многом связано с экстремальностью условий (недостижимых в земных лабораториях), в которых находится плазма. Например, большое значение играет вращение звезды-аккретора. Взаимодействию вращения с магнитным полем может приводить к тому, что вещество не будет попадать на поверхность звезды-аккретора вообще, а будет выбрасываться из системы. Для системы АЕ Aqr, в частности, до сих пор не известна природа вспышечной активности. Поэтому актуальной задачей является объяснение ее вспышечной активности в рамках согласованных физических моделей.

Предметом изучения второй и третьей глав диссертационной работы является система ЕХ Nuа. Эта двойная звезда является типичным промежуточным полярком и расположена близко к Земле, что делает ее удобным наблюдательным источником и идеальным объектом для проверки теоретических моделей. В частности, для нее был проведен спектральный анализ рентгеновского излучения и анализ ее периодической и стохастической переменности для определения геометрических размеров аккреционной колонки. В результате было показано, что площадь аккреционной колонки не превышает долей процента от площади поверхности белого карлика. С помощью самосогласованной МГД модели нами проведен анализ картины течения и объяснение найденных в наблюдениях закономерностей. Эти результаты представляются актуальными в свете интерпретации наблюдений данного объекта и других типичных представителей промежуточных полярков.

В четвертой главе изучается типичный поляр. В этой системе белый карлик обладает сильным собственным магнитным полем. Как показали предыдущие результаты трехмерных расчетов структуры течения в таких системах [8], струя вещества из оболочки донора сразу же расщепляется на

несколько потоков, которые движутся вдоль магнитных силовых линий и достигают магнитных полюсов звезды-аккретора. Такой характер течения совершенно не соответствует классической картине формирования струи у полюсов [9] и поэтому нуждается в более детальном исследовании. Эта задача исследуется в диссертационной работе с помощью численной модели путем расширения расчетной области, таким образом, что она полностью включает в себя полость Роша звезды-аккретора, а также частично полость Роша звезды-донора. Это позволяет описывать формирование естественным путем истечения из оболочки звезды-донора в окрестности внутренней точки Лагранжа и изучить влияние магнитного поля белого карлика на течение вещества в окрестности внутренней точки Лагранжа.

Цели диссертации

- Исследование особенностей структуры течения в магнитных катаклизмических переменных типа «суперпропеллер» на примере системы AE Aqr.
- Исследование процесса аккреции в промежуточных полярах с магнитным полем дипольного типа в присутствии волновой МГД турбулентности.
- Численное моделирование аккреционной шторки в промежуточных полярах на примере системы EX Hya.
- Численное моделирование структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах на примере системы с параметрами SS Cyg.

Результаты, выносимые на защиту

1. Предложен новый механизм вспышечной активности в AE Aqr, связанный с чередованием ламинарного и турбулентного режимов аккреционного потока в рамках разработанной трехмерной численной модели для описания структуры течения в магнитных катаклизмических переменных типа «суперпропеллер» в приближении неполного проникновения магнитного поля аккретора в плазму.

2. Трехмерное численное моделирование структуры магнитосферы белого карлика в промежуточных полях в рамках модифицированной магнитной гидродинамики, описывающей усредненные характеристики течения в условия волновой МГД турбулентности.
3. С помощью численного моделирования процесса аккреции в промежуточных полях сделан вывод о том, что приближение полностью проникающего в плазму магнитного поля аккретора не позволяет получить в расчетах тонкую аккреционную шторку, наблюдаемую в системе EX Нуа. Показано, что для достижения согласия с наблюдениями следует использовать модель диамагнитного диска, где магнитное поле звезды лишь частично проникает в плазму диска.
4. Вывод о том, что в полях взаимодействие вещества аккреционного потока из оболочки звезды-донора с магнитным полем звезды-аккретора должно приводить к формированию иерархической структуры магнитосферы, поскольку менее плотные части аккреционного потока останавливаются магнитным полем белого карлика раньше, чем более плотные. Учет такой структуры магнитосферы может повлиять на результаты анализа и интерпретации наблюдательных данных.

Научная новизна

Следующие основные результаты получены впервые:

- Впервые предложена самосогласованная трехмерная численная модель для описания структуры течения в магнитных катаклизмических переменных типа «суперпропеллер» в рамках приближения неполного проникновения магнитного поля аккретора в плазму. Впервые предложен механизм вспышечной активности в системе AE Aqr, связанный с чередованием ламинарного и турбулентного режимов аккреционного потока.
- Впервые предложена трехмерная численная модель, позволяющая детально исследовать структуру магнитосферы белого карлика в промежуточных полях в рамках модифицированной магнитной гидродинамики, учитывающей наклон магнитной оси по отношению к оси вращения, процессы диффузии магнитного поля, радиационный

нагрев и охлаждение и описывающей усредненные характеристики течения в условия волновой МГД турбулентности.

- На основе проведенных численных расчетов в рамках двумерной осесимметричной модели впервые сделан вывод о том, что приближение полностью проникающего в плазму магнитного поля аккретора не позволяет получить тонкую аккреционную шторку, наблюдаемую в системе EX Нуа. Показано, что для достижения согласия с наблюдениями следует использовать модель диамагнитного диска, где магнитное поле звезды лишь частично проникает в плазму диска.
- Впервые предложена модель формирования иерархической структуры магнитосферы в полярных областях. Подобная схема формирования иерархической магнитосферы в полярных областях существенно отличается от классической и ее учет может повлиять на результаты анализа и интерпретации наблюдательных данных.

Научная и практическая значимость

Полученные в диссертации результаты важны для понимания физики процесса аккреции в магнитных катаклизмических переменных. Проведенные исследования также важны для объяснения наблюдаемых характеристик полярных и промежуточных полярных областей. Основные результаты используются при интерпретации наблюдательных данных как у нас в стране, так и за рубежом.

Личный вклад автора

Автор принимал активное участие в постановке задач, разработке физических моделей, проведении численных расчетов, анализе результатов моделирования, обсуждении и подготовке к публикации полученных результатов. Все результаты, выносимые на защиту, получены автором в результате совместных исследований. Результаты, выносимые на защиту, согласованы с соавторами.

Достоверность представленных результатов

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов исследования структуры течения в магнитных катаклизмических пере-

менных обеспечивается применением хорошо обоснованных теоретических моделей, устойчивостью и сходимостью использованных разностных схем, сравнением с имеющимися данными наземных и космических наблюдений и обсуждением полученных результатов на конференциях и семинарах. Основные результаты опубликованы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК.

Апробация работы

Результаты, представленные в диссертации, были представлены в качестве устных и стендовых докладов:

- на международных конференциях:
 - «Physics at the Magnetospheric Boundary» (Женева, Швейцария, 2013 г.)
 - «40th COSPAR Scientific Assembly» (Москва, 2014 г.)
 - «5th Black Sea Biennial School and Workshop on Space Plasma Physics» (Китен, Болгария, 2014 г.)
 - «EuroWD16: 20th European White Dwarf Workshop» (Уорвик, Англия, 2016 г.)
 - «Accretion Processes in Cosmic Sources» (Санкт-Петербург, 2016 г.)
 - «Физика звезд: от коллапса до коллапса» (Нижний Архыз, 2016 г.)
 - «The Golden Age of Cataclysmic Variables and Related Objects - IV» (Палермо, Италия, 2017 г.)
 - «Accretion Processes in Cosmic Sources II» (Санкт-Петербург, 2018 г.)
- на всероссийских конференциях:
 - 38 «Физика космоса» (Екатеринбург, 2009 г.)
 - XI и XII «Забабахинские научные чтения» (Снежинск, 2012, 2014 гг.)
 - «ВАК-2013 Многоликая вселенная» (Санкт-Петербург, 2013 г.)
 - «ВАК-2017 Астрономия: познание без границ» (Ялта, Крым, 2017 г.)

- на конференциях Института астрономии РАН:
 - Конкурс молодых ученых (Москва, 2013, 2014, 2015, 2016, 2017 гг.)
 - Вторая международная школа для студентов и молодых ученых «Экзопланеты в двойных звездных системах» (Москва, 2017 г.)
- на астрофизических семинарах:
 - «Магнитоплазменные процессы в релятивистской астрофизике» (Таруса, 2014, 2018 г.)
 - Венского университета. (Вена, Австрия, 2014 г.)
 - Института астрономии РАН (Москва, 2015, 2016 гг.)
 - Кафедры теоретической физики ЧелГУ (Челябинск, 2016 г.)

Публикации по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК

- [A1] *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Численная модель процесса аккреции в промежуточных полярах с магнитным полем дипольного типа // *Астрон. журн.* 2015. Т. 92. №9. С. 720–727.
- [A2] *Исакова П. Б., Ихсанов Н. Р., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В., Бескровная Н. Г.* Особенности течения вещества в пекулярной взрывной (катаклизмической) переменной АЕ Водолея // *Астрон. журн.* 2016. Т. 93. №5. С. 474–485.
- [A3] *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В., Семена А. Н., Ревнивцев М. Г.* Особенности аккреции в системе ЕХ Hydrae: результаты численного моделирования // *Астрон. журн.* 2017. Т. 94. №7. С. 566–579.
- [A4] *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах // *Астрон. журн.* 2018. Т. 95. №8. С. 519–529.

Другие публикации автора по теме диссертации

- [B1] *Isakova P., Zhilkin A., Bisikalo D.* Features of the mass transfer in magnetic cataclysmic variables with fast-rotating white dwarfs // Труды конференции «Physics at the Magnetospheric Boundary». EPJ Web of Conferences. 2014. V. 64, article id. 03002. Ред. E. Bozzo, P. Kretschmar, M. Audard, M. Falanga, C. Ferrigno.
- [B2] *Isakova P. B., Zhilkin A. G., Bisikalo D. V., Ikhsanov N. R.* A possible mechanism of the flaring activity in AE Aqr // Труды конференции «5th Black sea biennial school and workshop on space plasma physics». AIP Conference Proceedings. 2016. V. 1714, article id. 020003. Ред. Zhelyazkov I., Mishonov T.
- [B3] *Isakova P. B., Zhilkin A. G., Bisikalo D. V.* The flow structure in the vicinity of the inner Lagrangian point in magnetic cataclysmic variables // Труды конференции «20th European white dwarf workshop». AIP Conference Proceedings. 2017. V. 509. P. 495–500. Ред. Tremblay P. -E., Gänsicke B., Marsh T.
- [B4] *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах и промежуточных полярах // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука. 2018. С. 221–226.
- [B5] *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Аккреция на быстро вращающиеся белые карлики // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука. 2018. С. 239–244.
- [B6] *Жилкин А. Г., Исакова П. Б., Бисикало Д. В.* Режим аккреции в ЕХ Нуа // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука. 2018. С. 186–191.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Общий объем диссертации 126 страниц, включая 27 рисунков, 1 таблицу и список цитируемой литературы из 116 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во Введении рассматривается актуальность данной работы, а также поставленные задачи, обсуждается научная новизна полученных результатов, и оценивается научная значимость и применимость проведенных исследований.

В Главе 1 «Моделирование процесса массообмена в системе АЕ Aqr» исследована структура течения в магнитных катаклизмических переменных с сильными магнитными полями и быстрым вращением звезды-аккретора на примере системы АЕ Aqr. В таких системах в рамках базовой модели [B1], [B2] магнитосфера слишком эффективно передает угловой момент веществу, что не позволяет сформироваться аккреционному диску. Однако эта картина не согласуется с результатами наблюдений, где вещество присутствует в полости Роша белого карлика. Поэтому были проанализированы физические механизмы уменьшения эффективности передачи углового момента от вращающейся магнитосферы веществу из внутренней точки Лагранжа. Самым эффективным оказался механизм, связанный с неполным проникновением магнитного поля в плазму. Было проведено трехмерное численное моделирование в рамках этого механизма. Показано, что вспышечная активность в системе АЕ Aqr связана с переходами между ламинарным и турбулентным режимами течения [A2], [B5].

В Главе 2 «Численная модель процесса аккреции в промежуточных полях» изучена структура течения вблизи поверхности аккретора в типичном промежуточном поле. Была разработана численная модель, включающая в себя диффузию магнитного поля, а также процессы радиационного нагрева и охлаждения. Модель основана на уравнениях модифицированной магнитной газодинамики, которые описывают усредненные характеристики течения в рамках волной МГД-турбулентности. Было проведено трехмерное численное моделирование процесса аккреции для двух значений собственного магнитного поля аккретора. По результатам моделирования были построены и проанализированы распределения плотности и скорости, показывающие, что вблизи аккретора формируется магнитосфера, а процесс аккреции имеет колонковый характер. Аккреционные колонки имеют форму не трубок, а шторок, поскольку не являются замкнутыми. Структура течения меняется с изменением величины магнитного поля. С увеличением индукции магнитного поля расширяется зона магни-

тосферы, увеличиваются вакуумные области, уменьшаются углы раскрытия шторок, а также увеличивается площадь горячих пятен на поверхности белого карлика и уменьшаются углы их раскрытия. Результаты данной главы опубликованы в статье [A1].

В Главе 3 «Взаимодействие магнитосферы белого карлика с аккреционным диском в промежуточных полярах» исследуется зависимость толщины аккреционных шторок от толщины аккреционного диска. Предполагается, что толщина аккреционной шторки у поверхности аккретора связана с ее толщиной у основания аккреционного диска на примере системы EX Нуа. В рамках модели [A3] было проведено двумерное численное моделирование, которое показало, что толщина аккреционных шторок слабо зависит от толщины аккреционного диска. Однако из наблюдений данной системы следует, что толщина шторки должна быть гораздо меньше, чем было получено в данных расчетах. Был сделан вывод о том, что в численной модели магнитное поле звезды полностью проникает в плазму диска, что может объяснить получение толстых аккреционных шторок. Для уменьшения толщины аккреционной шторки предложено использовать приближение диамагнитного диска, полностью или частично экранирующего магнитное поле звезды. В этом случае толщина аккреционной шторки должна определяться толщиной диффузионного слоя на границе магнитосферы. Приведенные оценки показывают, что соответствующие значения толщины аккреционной шторки хорошо согласуются с наблюдательными данными [B6].

В Главе 4 «Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах» изучена структура течения в полярах на примере системы с параметрами SS Cyg. В рамках численной модели, основанной на приближении модифицированной магнитной гидродинамики, которое описывает динамику плазмы в очень сильном внешнем магнитном поле с учетом турбулентности альфвеновских волн при малых магнитных числах Рейнольдса, было проведено трехмерное численное моделирование перетекания вещества из звезды-донора внутрь полости Роша звезды-аккретора. Подробно была изучена окрестность внутренней точки Лагранжа, где происходит формирование аккреционного потока. По результатам моделирования было показано, что вещество формирует коллимированные аккреционные потоки, движущиеся к магнитным полюсам белого карлика. В окрестности внутренней точки Лагранжа поток из-за

влияния магнитного поля расщепляется на два отдельных потока. Взаимодействие вещества аккреционного потока из оболочки звезды-донора с магнитным полем приводит к формированию иерархической структуры магнитосферы. Менее плотные (периферийные) части потока попадают под влияние магнитного поля на более далеких расстояниях от звезды-аккретора и формируют внешние области магнитосферы. Более внутренние и более плотные части потока отклоняются магнитным полем на более близких расстояниях от аккретора. Самые внутренние и плотные части потока проникают сквозь магнитное поле глубже всего и формируют самые внутренние области магнитосферы в непосредственной близости от аккретора. Однако вблизи магнитных полюсов все эти отдельные потоки должны снова сливаться и формировать у поверхности белого карлика аккреционные колонки или шторки. Такая схема формирования иерархической магнитосферы в полярах существенно отличается от классической и ее учет может повлиять на результаты анализа и интерпретации наблюдательных данных. Основные результаты данной главы опубликованы в работах [A4], [B3], [B4].

В Заключение кратко повторяются полученные результаты и отмечены возможные направления дальнейшей работы по теме диссертации.

Глава 1. Моделирование процесса массообмена в системе АЕ Aqr

В серии статей [10, 11] была представлена трехмерная численная модель для исследования процессов массопереноса в полуразделенных двойных системах с учетом магнитного поля звезды-аккретора. В рамках такой модели впервые удалось добиться самосогласованного описания структуры МГД-течений в тесных двойных системах. Однако эта модель в своем первоначальном виде оказалась неподходящей для описания структуры течения в системе АЕ Aqr, так как аккретор в этой системе обладает очень сильным магнитным полем (50 МГс) и очень быстро вращается (33 с). Это означает, что система находится в экстремальных условиях, которые не достижимы на Земле и при которых нельзя пользоваться уравнениями классической МГД.

В работах [12–16] систему АЕ Aqr моделировали методом квазичастиц. Такое моделирование показало, что в промежуточных полярах в зависимости от параметров системы могут формироваться различные структуры течения: от удерживаемых магнитным полем аккреционных потоков до аккреционных дисков. Однако, в этих моделях не учитываются такие важные эффекты, как, например, влияние газового и магнитного давлений, процессы нагрева и охлаждения. Данные модели позволяют использовать результаты расчетов лишь для качественного анализа, но не позволяют детально интерпретировать наблюдательные данные.

Авторы работ [12, 17] пытались подобрать параметры модели таким образом, чтобы получить синтетическую томограмму, похожую на наблюдаемую в спокойной фазе (результаты численного моделирования методом квазичастиц показаны на нижней правой диаграмме на рис. 1.1). В результате было выяснено, что в системе не формируется аккреционный диск, а структура течения не имеет ничего общего ни с полярами (в которых вещество перетекает на аккретор через колимированный поток, достигая его поверхности в районе одного из его магнитных полюсов), ни с промежуточными полярами (в которых вокруг белого карлика формируется аккреционный диск, а аккреция происходит через аккреционные колонки

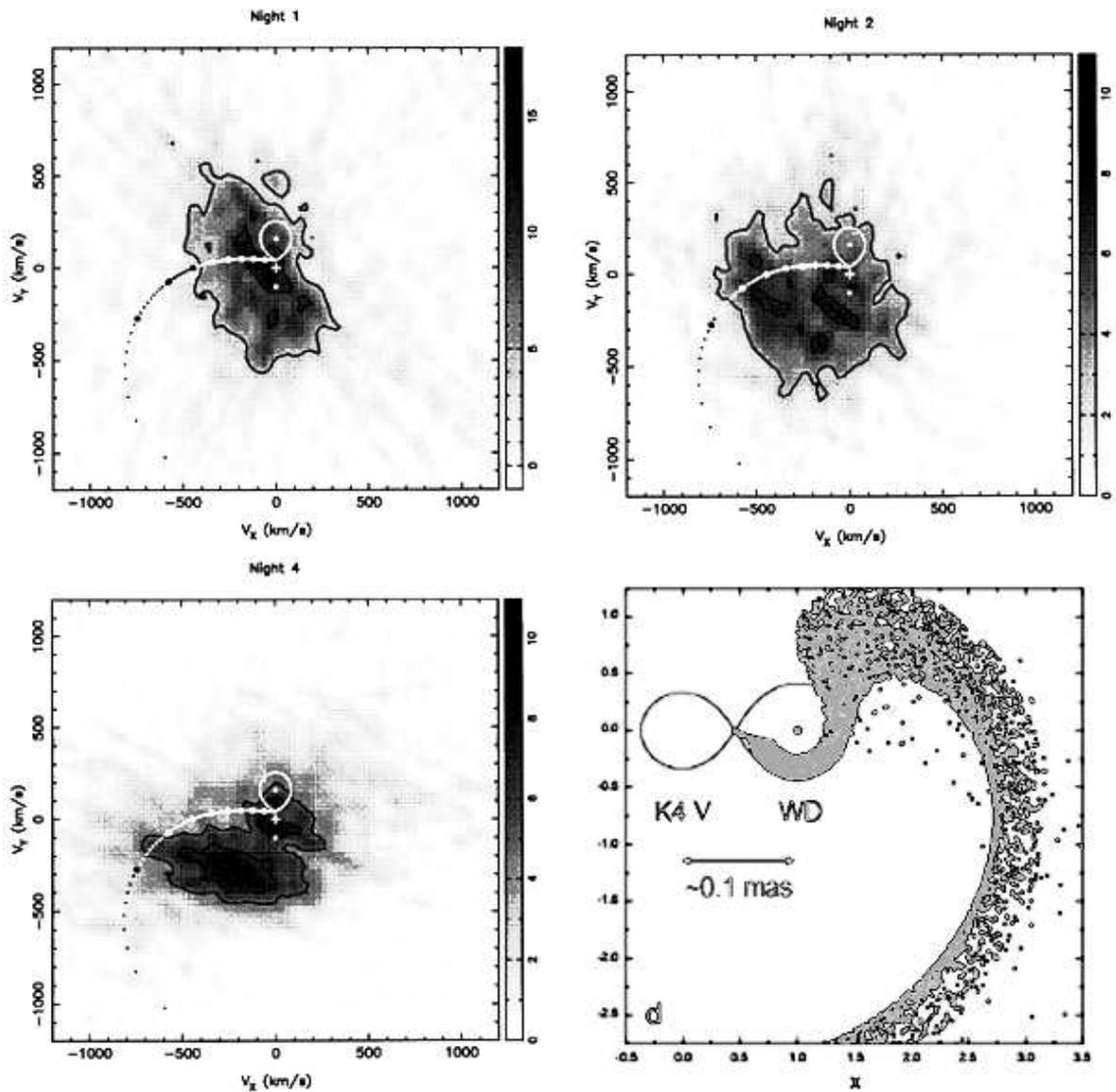


Рис. 1.1. Верхний ряд и нижний левый рисунок: эволюция наблюдательных доплеровских H_α томограмм системы AE Aqr от ночи к ночи. Нижний правый рисунок: результаты численного моделирования методом квазичастиц в рамках приближения «магнитного трения» [12].

или шторы).

В модели Икхсанова и др. [12] вещество не сразу улетает из полости Роша, а прежде чем покинуть систему, делает половину оборота. Такая картина течения по интерпретации авторов воспроизводит наблюдаемые особенности данной системы. Одна из задач диссертационной работы состояла в разработке модифицированной МГД модели для описания структуры течения в системе AE Aqr. Данная модель позволила подтвердить выводы авторов работы [12] и более детально воспроизвести все особенности течения. Наша модель является более полной и общей, она учитывает процессы нагрева-охлаждения, магнитную вязкость, при этом вещество представляет собой не отдельные пробные частицы, а сплошную среду.

У звезды с аккреционным диском угловой момент эволюционирует по следующему закону:

$$\frac{d(I\Omega)}{dt} = K_+ + K_-, \quad (1.1)$$

где I — момент инерции звезды, Ω — угловая скорость звезды, K_+ — ускоряющий, а K_- — замедляющий моменты. Угловой момент определяется взаимодействием между звездой и веществом аккреционного диска на радиусе магнитосферы. Ускоряющий момент возникает из-за аккреции вещества аккреционного диска на звезду, что приводит к раскручиванию, т.е. ускорению вращения звезды, его можно оценить выражением $K_+ = \Omega r_c^2 \dot{M}$, где r_c — радиус коротации, а \dot{M} — темп аккреции массы. Быстрые скорости вращения белых карликов по сравнению с орбитальным периодом в промежуточных полярах объясняются тем, что в них преобладает ускоряющий момент. Замедляющий (тормозящий) момент определяется трением области магнитосферы звезды о вещество аккреционного диска, его можно оценить из выражения $K_- = 8\pi\eta_t r_m^3 \Omega$, где η_t — коэффициент эффективной турбулентной вязкости, r_m — радиус магнитосферы.

Структура течения в тесных двойных системах может быть разной в зависимости от соотношения между радиусом магнитосферы r_m и радиусом коротации r_c . Магнитосфера — это область вокруг небесного тела, в которой его магнитное поле влияет на структуру течения. Радиус магнитосферы определяется из равенства магнитного и газового давлений:

$$\frac{B^2}{8\pi} = \rho v_{\text{ff}}^2, \quad (1.2)$$

где B — вектор индукции магнитного поля звезды, который определяется в каждой отдельной точке, ρ — плотность вещества вокруг звезды в этой точке, $v_{\text{ff}} = \sqrt{2GM_a/r}$ — скорость свободного падения, G — гравитационная постоянная, M_a — масса звезды, r — расстояние между центром звезды и рассматриваемой точкой. Если магнитное поле аккретора является дипольным (самый простой случай, ось диполя направлена вдоль оси вращения), оно будет определяться выражением:

$$B = B_a \left(\frac{R_a}{r} \right)^3, \quad (1.3)$$

где B_a — индукция магнитного поля аккретора на его полюсах, R_a — радиус аккретора. С учетом того, что темп массообмена $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v_{\text{ff}}$, радиус магнитосферы оценивается выражением:

$$r_m = \left(\frac{B_a^4 R_a^{12}}{8GM_a \dot{M}_a^2} \right)^{1/7}. \quad (1.4)$$

Радиус коротации — это расстояние, на котором скорость вращения магнитных силовых линий аккретора равна скорости вращения вещества в аккреционном диске:

$$r_c = \left(\frac{GM}{\Omega_*^2} \right)^{1/3}, \quad (1.5)$$

где Ω_* — угловая скорость твердотельного вращения магнитных силовых линий, а угловая скорость вещества равна кеплеровской скорости.

В зависимости от соотношения между этими радиусами можно выделить несколько режимов течения вещества. В случае, когда радиус магнитосферы меньше радиуса коротации ($r_c > r_m$), аккретор вращается медленно, т.е. скорость вращения магнитных силовых линий оказывается меньше кеплеровской скорости. Поэтому вещество зацепляется за магнитные силовые линии и падает на аккретор. Этот режим течения называется «аккретор». В случае, когда радиус магнитосферы больше радиуса коротации ($r_c < r_m$), аккретор вращается быстро, и в результате вокруг него возникает область, в которую вещество не может проникать свободно. Такой режим течения называется «пропеллер». В случае же, когда радиус коротации и радиус магнитосферы равны $r_c = r_m$, наступает режим равновесного вращения, когда темп аккреции является равновесным (он определяется

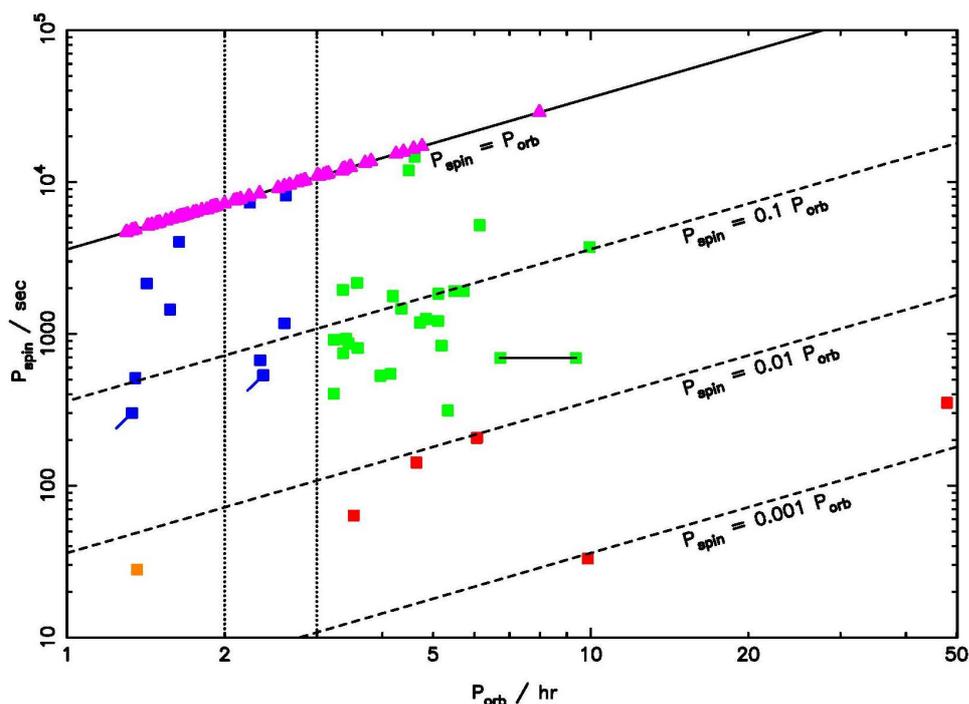


Рис. 1.2. Распределение звезд по отношению периодов (периода вращения аккректоров P_{spin} в зависимости от орбитального периода системы P_{orb}) [18].

магнитным полем), а замедляющий момент K_- на внутреннем крае диска и ускоряющий момент K_+ на радиусе магнитосферы взаимно компенсируются.

Распределение звезд по отношению периодов (периода вращения аккректора P_{spin} в зависимости от орбитального периода системы P_{orb}) показано на рис. 1.2 из работы Нортон и др. [18]. Этот рисунок иллюстрирует классификацию, описанную выше. Поляры показаны треугольниками, промежуточные поляры — квадратами. Большинство систем является регулярными промежуточными полярами, то есть находится в состоянии равновесного вращения ($P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}} = 0,033$, отмечены в центральной части рисунка синими и зелеными квадратами). Системы, находящиеся в режиме «аккректор», можно разделить на синхронные промежуточные поляры ($P_{\text{spin}} \approx P_{\text{orb}}$, в верхней части рисунка) и системы типа EX Гидры ($P_{\text{spin}} \approx 0,1P_{\text{orb}}$, находятся на рисунке между регулярными промежуточными полярами и «аккректорами»). Системы—«пропеллеры» делятся на системы типа DQ Геркулеса ($P_{\text{spin}} \approx 0.01P_{\text{orb}}$), в которых формируются аккреционные диски (поэтому эти системы находятся в пограничном состоянии между режимами «аккректор» и «пропеллер», красные и оранжевые квадраты ближе к низу рисунка), и системы типа AE Aqr ($P_{\text{spin}} \approx 0.001P_{\text{orb}}$,

самый нижний красный квадрат), где из-за быстрого вращения аккректора аккреционных дисков не возникает. Поэтому системы типа АЕ Аqr относят даже к типу так называемых «суперпропеллеров», в которых происходит интенсивный отток вещества из системы, сопровождаемый такими нестационарными явлениями, как, например, вспышки почти во всех частях электромагнитного спектра. В монографии [19] под режимом суперпропеллера подразумевается режим пропеллера в условиях сверхкритической аккреции [8]. Процесс взаимодействия суперпропеллера с веществом, окружающим его магнитосферу, носит нестационарный характер, и его эффективность существенно зависит от физических параметров в веществе, расположенном на границе его магнитосферы.

1.1. АЕ Аqr как типичный представитель суперпропеллеров

АЕ Аqr является одной из наиболее активно исследуемых катаклизмических переменных [4]. Она расположена относительно близко ($d = 100 \pm 30$ пк) и представляет собой двойную систему с орбитальным периодом $P_{\text{orb}} \simeq 9.88$ часа и малым эксцентриситетом $e \simeq 0.02$ [20, 21]. В ее состав входят красный карлик спектрального класса К3–К5 и белый карлик с сильным магнитным полем, вращающийся с очень коротким периодом $P_{\text{spin}} \simeq 33$ с [22]. Угол наклона орбиты ограничен неравенством $43^\circ < i < 70^\circ$ с наиболее вероятным значением $55^\circ \pm 7^\circ$. Отношение массы красного карлика M_d к массе белого карлика M_a составляет $q = M_d/M_a \sim 0.6\text{--}0.8$ (см. [12, 20, 23] и приведенную там литературу).

Болометрическая светимость системы в диапазоне от радио до рентгеновских лучей составляет $L_{\text{bol}} \simeq 10^{33}$ эрг/с. Относительно небольшая ($10^{-6}\text{--}10^{-4}$) часть этой энергии излучается в радиодиапазоне, в котором система проявляет себя как нетепловой переменный источник [24]. В остальных частях спектра ее излучение преимущественно тепловое и хорошо аппроксимируется суперпозицией трех пространственно разделенных источников. Излучение красного карлика доминирует (70%–95%) в инфракрасной и визуальной оптической области. Вклад белого карлика не превосходит 2% болометрической светимости и проявляется в форме регулярных пульсаций с периодом 33 с, наблюдаемых в оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. Третий источник проявляется в форме континуума и эмиссионных линий, наблюдаемых в оптическом, ультрафиоле-

товом и рентгеновском диапазонах, и отличается сильной переменностью. Он связан с веществом, которое движется в полости Роша белого карлика и истекает за пределы двойной системы, и, по-видимому, именно он является ответственным за уникальную вспышечную активность звезды, которая не имеет аналогов среди всех известных на сегодня классов нестационарных объектов.

Впервые о необычно быстрой переменности АЕ Аqr сообщил в 1949-ом году Хенниз [25]. Он отметил, что вспышки у этой звезды следуют сериями одна за другой с рекуррентным временем порядка часа. Дальнейшие наблюдения показали, что звезда преимущественно находится в активной фазе, суммарная длительность которой за время наблюдений (составляющее уже более 65 лет) превосходит длительность спокойного состояния. В активной фазе наблюдаются 5–10-минутные вспышки, которые, накладываясь одна на другую, образуют серии длительностью от нескольких десятков минут до нескольких часов. Изменение блеска звезды в ходе вспышек происходит синхронно в оптическом, УФ и рентгеновском диапазонах. Максимум энерговыделения на всем протяжении вспышки находится в УФ области спектра, где светимость системы на масштабе нескольких минут может измениться на порядок величины. Переход из активного в спокойное состояние происходит без видимой промежуточной фазы [26]. Для излучения системы в спокойном состоянии, длительность которого обычно составляет несколько десятков минут и лишь в редких случаях достигает 2–3 часов, характерно наличие мерцаний [27, 28].

Аналогичная временная структура вспышек наблюдается и в радиодиапазоне. Однако изменения интенсивности излучения в радиодиапазоне не коррелируют с вариациями интенсивности излучения в остальной части спектра. Наблюдения с помощью радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами АЕ Аqr указывают, что размер радиоисточника, по-видимому, сопоставим с размерами системы, и его излучение носит явно нетепловой характер [29]. Это указывает на существенные различия в механизмах генерации излучения вспышек, наблюдаемых в радио- и оптическом диапазонах, тогда как триггерный механизм, ответственный за временные характеристики этих событий, является, по-видимому, единым для системы в целом [30].

Наиболее вероятной причиной уникальной вспышечной активности АЕ Аqr является необычное состояние белого карлика. Наблюдаемый темп

торможения вращения этого объекта, $\dot{P}_0 = (5.64 \pm 0.02) \times 10^{-14}$ с/с [31, 32], означает, что количество вращательной энергии, которое он теряет в единицу времени,

$$L_{\text{sd}} = I\omega_s\dot{\omega}_s \simeq 6 \times 10^{33} I_{50} P_{33}^{-3} \left(\frac{\dot{P}_s}{\dot{P}_0} \right) \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (1.6)$$

в 120–300 раз превосходит светимость системы в УФ и рентгеновском диапазоне и более, чем в 5 раз, выше ее болометрической светимости L_{bol} . Здесь $\omega_s = 2\pi/P_{\text{spin}}$ — угловая скорость осевого вращения белого карлика, $\dot{\omega}_s = d\omega_s/dt$, а P_{33} и I_{50} — период и момент инерции белого карлика в единицах 33 с, 10^{50} г·см² и $\dot{P}_s = dP_{\text{spin}}/dt$. Ситуация, в которой темп потери вращательной энергии звездой существенно превосходит ее светимость, совершенно нетипична для объектов класса взрывных переменных. Среди всех источников нашей Галактики такое свойство присуще лишь эжектирующим пульсарам, потери вращательной энергии которых преобразуются преимущественно в энергию релятивистского ветра, электромагнитных и магнитогидродинамических волн. Впервые внимание на это обстоятельство было обращено в работе Ихсанова [33], где дипольный магнитный момент белого карлика был оценен на основе формулы для магнито-дипольных потерь,

$$\mu \simeq 10^{34} P_{33}^2 \left(\frac{L_{\text{sd}}}{6 \times 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{1/2} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3. \quad (1.7)$$

Средняя величина напряженности магнитного поля на поверхности белого карлика в этом случае составляет ~ 50 МГс (см. также [34]).

Основанием для первых сомнений в аккреционной природе излучения АЕ Aqr явились результаты наблюдений этой системы телескопом им. Хаббла [35]. Они позволили отождествить источник 33-х секундных (и 16.5 с) пульсаций, наблюдаемых в оптическом и УФ диапазонах, с двумя пятнами, расположенными диаметрально противоположно на поверхности белого карлика (вероятно, в области его магнитных полюсов). Температура в области пятен, $T_p \sim 26\,000$ К, превосходит среднюю температуру поверхности белого карлика, $T_a \sim 10\,000$ – $16\,000$ К, не более чем в 3 раза. Было также установлено, что интенсивность пульсирующего компонента в оптической и УФ частях спектра в течение вспышек практически не меняется, что исключает возможность объяснения вспышечной активности системы

в терминах нестационарной аккреции вещества на поверхность белого карлика.

Эти сомнения были усилены результатами наблюдений системы рентгеновскими телескопами. Спектр ее рентгеновского излучения, интенсивность которого существенно меньше интенсивности излучения, испускаемого в УФ, оказался исключительно мягким [36, 37], напоминающим, скорее, корональные, нежели аккреционные спектры [29]. Более того, размер источника непulsирующего рентгеновского излучения, вклад которого в спокойном состоянии превосходит 80% и в ходе вспышки достигает 93% [38], превосходит радиус белого карлика более чем на порядок величины [39]. Наконец, в спектре мощности, построенном по рентгеновским данным, отсутствует гармоника, соответствующая периоду 16.5 с. На фазовой диаграмме отчетливо виден вклад одного из пятен в рентгеновское и УФ излучение системы, в то время как второе пятно дает вклад лишь в УФ излучение, а интенсивность рентгеновского излучения в этот момент достигает своего минимального значения [38].

Окончательный вывод о неприменимости канонического сценария дисковой аккреции на поверхность белого карлика для описания течения вещества и процессов генерации излучения в системе АЕ Aqr был сделан на основании анализа оптических спектрограмм и, в частности, доплеровской H_{α} томограммы. Было показано, что расстояние от белого карлика до точки наибольшего сближения с ним вещества, текущего в его полости Роша, в 30–70 раз превосходит собственный радиус белого карлика [15, 16]. Было также отмечено, что доплеровские H_{α} томограммы, представленные в работах [15, 40], не показывают признаков присутствия в системе развитого кеплеровского аккреционного диска. Напротив, они соответствуют ситуации, в которой вещество, втекающее в полость Роша белого карлика через точку Лагранжа L_1 , после взаимодействия с магнитным полем быстро вращающегося белого карлика покидает систему (см. [12] и приведенную там литературу).

Модель АЕ Aqr, построенная к настоящему времени на основе вышеописанных наблюдений, позволяет ответить на вопрос о причине быстрого торможения вращения белого карлика (в терминах канонической модели радиопульсара), объяснить присутствие горячих пятен диссипацией обратного тока в его магнитосфере и отождествить дополнительный протяженный источник излучения с веществом, текущим в полости Роша белого кар-

лика и покидающим систему. Вместе с тем, вопрос о причине вспышечной активности объекта в рамках этой модели остается открытым. Отсутствие корреляции вспышек с орбитальной фазой системы [27] и высокая светимость источника в течение наиболее мощных вспышек (сопоставимая со средним значением болометрической светимости системы [26]) исключают возможность объяснения этого феномена в терминах магнито-вспышечной активности красного карлика. Более правдоподобной представляется гипотеза о том, что источник излучения вспышек, наблюдаемых в оптическом, УФ и рентгеновском диапазонах, располагается внутри полости Роша белого карлика. В пользу такой гипотезы говорят увеличение эффективной площади (объема) протяженного источника [26, 41] и значительное уширение крыльев эмиссионных линий [20, 23], наблюдаемых в течение вспышек. Изменения интенсивности излучения системы в рамках такой гипотезы отражают нестационарный характер процесса обмена энергией и угловым моментом между белым карликом и веществом, текущим между компонентами системы.

Исследование процесса взаимодействия между магнитным полем белого карлика и струей вещества, текущей в его полости Роша, до недавнего времени проводилось при ряде упрощающих предположений. В частности, струя моделировалась в виде суперпозиции диамагнитных сгустков, которые в процессе вычислений рассматривались как тестовые частицы. Деформация и нагрев сгустков не учитывались. Темп изменения кинетической энергии сгустков,двигающихся относительно магнитного поля белого карлика, нормировался на его максимально возможное значение, а поправочный коэффициент оценивался эмпирически, путем сопоставления результатов расчетов с полем скоростей вещества, полученным из анализа наблюдаемой доплеровской $H\alpha$ томограммы [15, 16]. Дисперсия скоростей истекающего вещества в рамках такого подхода интерпретировалась в терминах различий тестовых частиц по массам и радиусам и, соответственно, по траекториям их движений в полости Роша белого карлика. Причины, приводящие к фрагментации исходной струи на сгустки, при этом не рассматривались.

Результаты расчетов течения вещества в маломассивных двойных системах, выполненных на основе полной системы уравнений магнитной гидродинамики (МГД), подтверждают возможность реализации сценария, в котором струя вещества после взаимодействия с магнитосферой белого

карлика покидает систему [8, 42] (см. также монографию [5]). Магнитные белые карлики «суперпропеллеров» вращаются столь стремительно, что линейная скорость на границе их магнитосферы существенно превосходит кеплеровскую. При этом важную роль имеют физические параметры вещества, расположенного на границе магнитосферы. Это обеспечивает большое разнообразие возможных сценариев течения вещества в системе (от образования транзиентного диска до полного подавления процесса обмена массой между компонентами системы через точку Лагранжа L_1), включая периодическое замещение одного типа течения другим на масштабе динамического времени.

1.2. Процессы, влияющие на перенос углового момента

Для описания структуры течения будем использовать неинерциальную систему отсчета, которая вращается вместе с двойной системой с угловой скоростью $\Omega = 2\pi/P_{\text{orb}}$ относительно центра масс этой системы. Выберем декартову систему координат (x, y, z) с началом в центре аккретора, при этом центр донора находится на расстоянии A вдоль оси x от начала координат $\mathbf{r}_d = (-A, 0, 0)$. Ось z направлена вдоль оси $\mathbf{\Omega} = (0, 0, \Omega)$. Собственное вращение аккретора задается вектором угловой скорости

$$\Omega_a = \left(\frac{P_{\text{orb}}}{P_{\text{spin}}} - 1 \right) \Omega. \quad (1.8)$$

В рассматриваемой системе период биений между собственным вращением белого карлика и орбитальным вращением системы $P_{\text{beat}} = 2\pi/\Omega_a$ примерно равен периоду собственного вращения белого карлика $P_{\text{spin}} = 33.08$ с, а орбитальный период вращения двойной системы равен $P_{\text{orb}} = 9.88$ ч. Тогда вектор угловой скорости для АЕ Аqr $\Omega_a = 1091.5 \Omega$.

Пусть магнитное поле аккретора \mathbf{B}_* является дипольным. Оно описывается вектором дипольного момента $\boldsymbol{\mu}$, который в декартовой системе координат определяется через угол θ наклона вектора дипольного момента относительно оси z и угол ϕ между осью x и проекцией вектора дипольного момента на плоскость xy : $\mu_x = \mu \sin \theta \cos \phi$, $\mu_y = \mu \sin \theta \sin \phi$, $\mu_z = \mu \cos \theta$. Так как аккретор вращается, в приближении квазистационарного магнитного поля угол $\phi = \Omega_a t + \phi_0$ зависит от времени, где ϕ_0 – начальное значение этого угла. Кроме того, в этом приближении магнитное поле является

потенциальным $\text{rot } \mathbf{B}_* = 0$, что позволяет частично исключить его из уравнений, описывающих структуру МГД течения в тесной двойной системе.

В данной численной модели полное магнитное поле \mathbf{B} представляется в виде суперпозиции собственного магнитного поля аккректора \mathbf{B}_* и поля \mathbf{b} , индуцированного токами в аккрецирующем потоке и оболочке двойной системы, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_* + \mathbf{b}$. В уравнение движения будет входить поле токов \mathbf{b} , дополнительно учитывается градиент потенциала Роша, определяемый из выражения:

$$\Phi = -\frac{GM_a}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_a|} - \frac{GM_d}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_d|} - \frac{1}{2} [\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_c)]^2, \quad (1.9)$$

сила Кориолиса, связанная со вращающейся системой отсчета и сила, действующая на плазму со стороны магнитного поля белого карлика. В уравнение индукции добавлено слагаемое, связанное с магнитной вязкостью. В численной модели используется уравнение энтропии, что становится возможным из-за существенно безударного характера структуры течения в рассматриваемой нами области.

Течение вещества в тесной двойной системе с учетом влияния магнитного поля может быть описано с помощью следующей системы уравнений [8]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{\mathbf{b} \times \text{rot } \mathbf{b}}{4\pi\rho} - \nabla\Phi + 2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}) - \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_{\perp}}{t_w}, \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \text{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{b} + (\mathbf{v} - \mathbf{v}_*) \times \mathbf{B}_* - \eta \text{rot } \mathbf{b}], \quad (1.12)$$

$$\rho T \left[\frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) s \right] = n^2 (\Gamma - \Lambda) + \frac{\eta}{4\pi} (\text{rot } \mathbf{b})^2. \quad (1.13)$$

Здесь ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, P — давление, \mathbf{v}_* — скорость магнитных силовых линий аккректора, s — энтропия, рассчитанная на единицу массы, $n = \rho/m_p$ — концентрация, m_p — масса протона, η — коэффициент магнитной вязкости. В уравнении для энтропии (1.13) учитываются эффекты радиационного нагрева (функция радиационного нагрева Γ) и охлаждения (функция радиационного охлаждения Λ), а также нагрев вещества за счет диссипации токов. В численной модели использовалась линейная аппроксимация функций нагрева и охлаждения в окрестности равновесной темпе-

ратуры 8782 К [5, 10, 43, 44], соответствующей эффективным температурам всех трех источников теплового излучения в системе АЕ Aqr. Сила Кориолиса описывается слагаемым $2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega})$ в уравнении движения (1.11). Также в этом уравнении учитывается сила $f_* = (\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_{\perp} / t_w$, действующая на плазму со стороны внешнего магнитного поля аккретора, которая влияет на компоненту скорости плазмы, перпендикулярную магнитным силовым линиям \mathbf{v}_{\perp} . Сильное внешнее магнитное поле выступает в роли эффективной жидкости, с которой взаимодействует плазма. При этом последний член в уравнении (1.11) можно интерпретировать как силу трения между плазмой и магнитным полем (точнее, магнитными силовыми линиями), который по своему виду аналогичен силе трения между компонентами в плазме, состоящей из нескольких сортов частиц (см., например, [45]). Характерное время затухания поперечной скорости

$$t_w = \frac{4\pi\rho\eta_w}{B_*^2}. \quad (1.14)$$

Эта величина определяется волновой диссипацией магнитного поля, которая характеризуется коэффициентом диффузии

$$\eta_w = \alpha_w \frac{l_w B_*}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (1.15)$$

где $l_w = B_*/|\nabla B_*|$ — характерная пространственная шкала волновых пульсаций, α_w — безразмерный коэффициент, близкий к единице, определяющий эффективность волновой диффузии. Диффузия магнитного поля в целом имеет нелинейный характер. Скорость силовых линий магнитного поля аккретора имеет вид:

$$\mathbf{v}_* = \boldsymbol{\Omega}_a \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_a). \quad (1.16)$$

Уравнение состояния идеального газа связывает между собой плотность, энтропию и давление: $s = c_V \ln(P/\rho^\gamma)$, где c_V — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, а $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Полный коэффициент магнитной вязкости η в уравнении индукции (1.12) обусловлен эффектами диффузии магнитного поля (магнитным пересоединением и диссипацией токов в турбулентных вихрях [46], магнитной плавучестью [6] и волновой магнитогидродинамической турбулентностью [42]) и

зависит от величины магнитного поля в плазме \mathbf{b} .

В системе АЕ Aqr звезда-донор имеет массу $M_d = 0.91M_\odot$, а звезда-аккретор — $M_a = 1.2M_\odot$. Их эффективные температуры равны 4000 К и 13000 К соответственно. Равновесная температура равна 8782 К. Радиус белого карлика равен $R_a = 6.5 \cdot 10^8$ см, а магнитное поле на его поверхности — $B_a = 5 \cdot 10^7$ Гс [12]. Орбитальный период системы $P_{\text{orb}} = 9.88$ ч намного больше собственного периода вращения белого карлика $P_{\text{spin}} = 33.08$ с = $9.3 \cdot 10^{-4} P_{\text{orb}}$. Расстояние между белым и красным карликом составляет $A = 2.1 \cdot 10^{11}$ см, внутренняя точка Лагранжа находится на расстоянии $0.53 A$ от центра звезды-аккретора.

В расчетах использовались следующие граничные условия. Во внутренней точке Лагранжа L_1 задавалась скорость газа, равная локальной скорости звука $c_s = 7.4$ км/с и соответствующая эффективной температуре донора 4000 К. Плотность газа $\rho(L_1) = 4.7 \times 10^{-8}$ г/см³, что соответствует темпу течения вещества в системе $\dot{M} = 10^{-9}M_\odot/\text{год}$. На остальных границах расчетной области были заданы постоянные граничные условия. Задача решалась в области $(-0.53A \leq x \leq 0.53A, -0.53A \leq y \leq 0.53A, -0.26A \leq z \leq 0.26A)$ на сетке с числом ячеек $128 \times 128 \times 64$.

Для численного моделирования использовался трехмерный параллельный численный код Nurgush [5, 10, 42, 44]. Код основан на разностной схеме годуновского типа повышенного порядка точности. В расчетах использовалась геометрически адаптивная сетка [44], сгущающаяся к экваториальной плоскости и к поверхности белого карлика. Это позволило значительно повысить разрешение вертикальной структуры в аккреционном потоке и в области магнитосферы белого карлика.

На рис. 1.3 приведены результаты трехмерного численного моделирования системы двойной системы с параметрами системы АЕ Aqr для двух значений индукции магнитного поля аккретора: 0.1 МГс (слева) и 50 МГс (справа). В рамках используемой базовой модели в системе не происходит аккреции из-за быстрого вращения белого карлика. Вещество, попадающее внутрь полости Роша аккретора через внутреннюю точку Лагранжа, захватывается вращающейся магнитосферой белого карлика, получает дополнительный угловой момент и выбрасывается за пределы полости Роша, формируя общую оболочку вокруг двойной системы. Такая структура течения не совпадает с ожидаемой картиной, которая была показана до этого в рамках метода квазичастиц [15, 16].

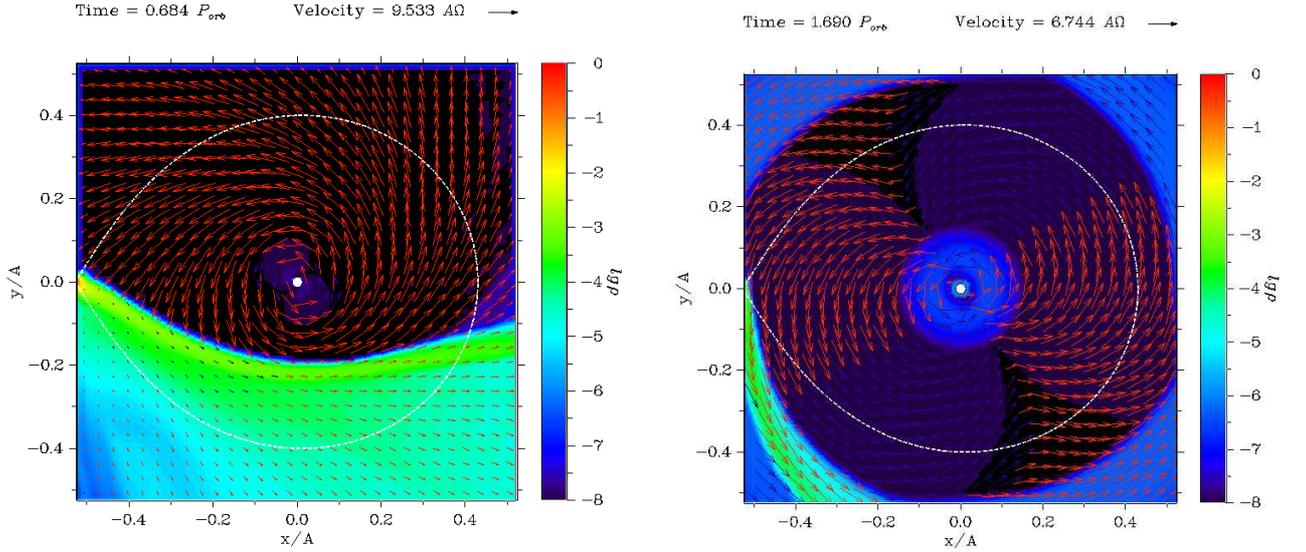


Рис. 1.3. Распределение десятичного логарифма плотности (нормированного на плотность во внутренней точке Лагранжа L_1) и скорости в экваториальной плоскости xu двойной системы в рамках базовой модели для индукции магнитного поля аккретора 0.1 МГс (слева) и 50 МГс (справа). Пунктирной линией показана полость Роша белого карлика, белой линией со стрелками обозначена линия тока, исходящая из внутренней точки Лагранжа, белый кружок – это аккретор.

Рассмотрим поток вещества в окрестности внутренней точки Лагранжа L_1 в баллистическом приближении (пренебрегаем эффектами давления из-за того, что поток является сверхзвуковым), как в анализе Любова и Шу [9], только в новой модели еще будут учитываться магнитное поле и вращение аккретора. При удалении от внутренней точки Лагранжа скорость газа возрастает из-за силы притяжения аккретора. Через некоторое время течение становится существенно сверхзвуковым [9, 47]. Струя вещества отклоняется от линии, соединяющей центры звезд из-за силы Кориолиса.

Преобразуем уравнение движения (1.11) для описания траектории пробной частицы (сгустка плазмы) с учетом магнитного поля и вращения белого карлика:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla\Phi + 2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}) - \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_{\perp}}{t_w}. \quad (1.17)$$

Начало координат задается в точке Лагранжа L_1 , а ось x будет направлена в сторону аккретора. Градиент потенциала Роша $g = -\nabla\Phi$ вбли-

зи внутренней точки Лагранжа может быть представлен в виде:

$$g_x = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \Big|_{L_1} x = (2\kappa + 1)\Omega^2 x, \quad g_y = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \Big|_{L_1} y = (1 - \kappa)\Omega^2 y, \quad (1.18)$$

где

$$\kappa = \frac{1}{1 + q} \left(\frac{1}{\tilde{a}^3} + \frac{q}{\tilde{b}^3} \right), \quad (1.19)$$

$q = M_d/M_a = 0.76$ — отношение масс, $\alpha = 0.53$ — расстояние от центра аккретора до внутренней точки Лагранжа в единицах A , $\beta = 1 - \alpha$ — расстояние от L_1 до центра донора в тех же единицах. Для системы АЕ Аqr параметр $\kappa = 7.97$.

Перейдем к безразмерным переменным:

$$X = \frac{x}{A}, \quad Y = \frac{y}{A}, \quad \tau = \Omega t, \quad V_x = \frac{v_x}{\Omega A}, \quad V_y = \frac{v_y}{\Omega A} \quad (1.20)$$

и введем безразмерные параметры:

$$p = \frac{\Omega_a}{\Omega}, \quad \omega = \frac{1}{\Omega t_w}, \quad (1.21)$$

которые для системы АЕ Аqr равны $p = 1081.5$ и $\omega = 0.0023$. Распишем уравнение (1.17) по компонентам и добавим уравнения для скоростей:

$$\dot{V}_x = (2\kappa - 1)X + 2V_y - \omega[V_x + pY], \quad (1.22)$$

$$\dot{V}_y = (1 - \kappa)Y - 2V_x - \omega[V_y - p(X - \alpha)], \quad (1.23)$$

$$\dot{X} = V_x, \quad \dot{Y} = V_y. \quad (1.24)$$

Эти уравнения нужно решать со следующими начальными условиями:

$$X(0) = 0, \quad Y(0) = 0, \quad V_x(0) = V_0, \quad V_y(0) = 0. \quad (1.25)$$

В качестве начальной скорости V_0 выберем значение скорости звука во внутренней точке Лагранжа

$$V_0 = \frac{c_s(L_1)}{A\Omega} = 0.02. \quad (1.26)$$

В случае газодинамики найдем аналитическое решение этих уравне-

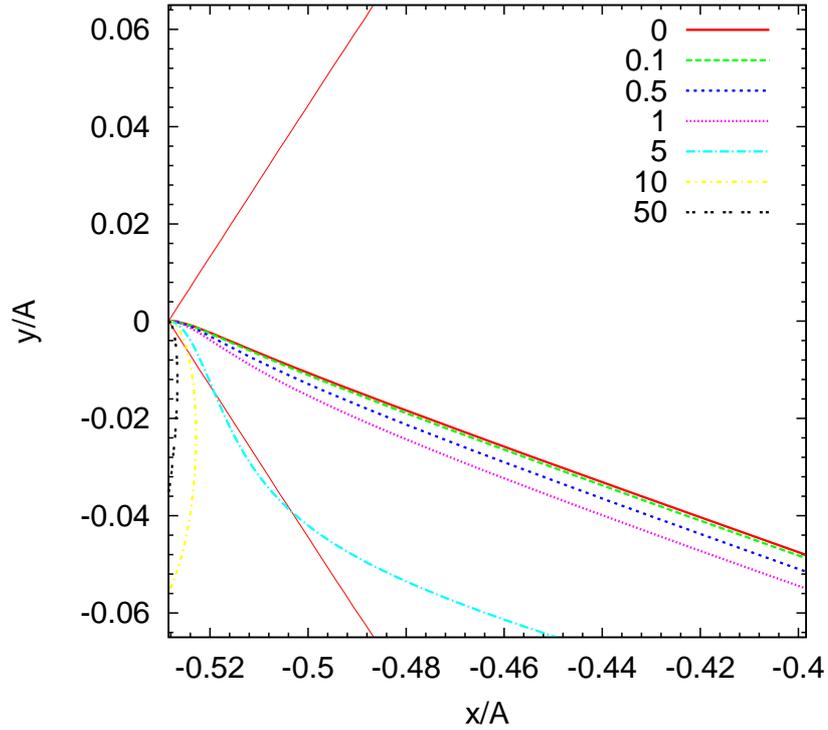


Рис. 1.4. Траектории пробных частиц в баллистическом приближении в окрестности внутренней точки Лагранжа для различных значений индукции магнитного поля на поверхности белого карлика (в МГц)

ний:

$$X = X_0 e^{\lambda\tau}, \quad Y = \operatorname{tg} \theta X_0 e^{\lambda\tau}, \quad (1.27)$$

где

$$\lambda = \left\{ \frac{1}{2} \left[(\kappa - 2) + \sqrt{9\kappa^2 - 8\kappa} \right] \right\}^{1/2}, \quad (1.28)$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\lambda^2 - (2\kappa + 1)}{2\lambda}. \quad (1.29)$$

Для системы АЕ Аqr $\lambda = 3.78$, $\theta = -19.58^\circ$ — угол наклона струи. Дальнейшая эволюция пробной частицы приводит к образованию в системе аккреционного диска. В присутствии магнитного поля аналитическое решение уравнений (1.22)-(1.24) получить не удастся, их нужно решать численно.

На рис. 1.4 показаны примеры таких решений для различных значений индукции магнитного поля на поверхности белого карлика (в МГц). Начало координат в этих расчетах расположено в аккреторе. Тонкой красной линией обозначены границы его полости Роша. Траектории струи в случае слабых магнитных полей ($B_a < 1$ МГц) слабо отличаются от гидродинамики. Угол наклона струи немного увеличивается с ростом индукции магнитного поля. Для сильных магнитных полей ($B_a \geq 1$ МГц) струя силь-

но отклоняется из-за быстрого вращения магнитного поля, а для магнитного поля $B_a \geq 5$ МГц даже не попадает внутрь полости Роша белого карлика. Расчеты в баллистическом приближении дают те же результаты, что и в приближении магнитной газодинамики — вращающаяся магнитосфера слишком эффективно передает угловой момент веществу. Таким образом, в рамках базовой модели нельзя получить решение, где часть вещества оставалась бы внутри полости Роша аккретора. Поэтому необходимо провести анализ физических механизмов уменьшения эффективности передачи углового момента от вращающейся магнитосферы веществу, вытекающему из внутренней точки Лагранжа.

1.2.1. Частичная ионизация плазмы

В системе АЕ Aqr равновесная температура вещества является низкой (8782 К), поэтому в области внутренней точки Лагранжа плазма является не полностью ионизованной. Значения степени ионизации можно найти по формуле Саха [48] при условии, что в каждой точке среды существует ионизационное равновесие. В слабоионизованной плазме с магнитным полем взаимодействовать будут только заряженные частицы (протоны и электроны). Нейтральные частицы, которых гораздо больше, чем заряженных, взаимодействуют с магнитным полем посредством столкновения с заряженными частицами (так называемая амбиполярная диффузия, см. рис. 1.5), и на них действуют в основном только неэлектромагнитные силы.

Основная проблема состоит в вычислении удельной силы, которая действует на плазму из-за присутствия внешнего магнитного поля. Удельная сила в уравнении движения (1.11), вызванная сильным внешним магнитным полем

$$\mathbf{f}_* = -\frac{\mathbf{V}_* \times (\nabla \times \mathbf{b})}{4\pi\rho}, \quad (1.30)$$

где \mathbf{V}_* — это собственное магнитное поле аккретора, \mathbf{b} — магнитное поле, вызванное токами в плазме, ρ — плотность. Эта сила может быть вычислена из усредненного выражения, определяющего общий закон Ома для слабо ионизованной плазмы [49]:

$$\mathbf{j} + \frac{\omega_e \tau_e}{B} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) - (1-x) \frac{(\omega_e \tau_e)(\omega_i \tau_i)}{B^2} [(\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] = \sigma \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right], \quad (1.31)$$

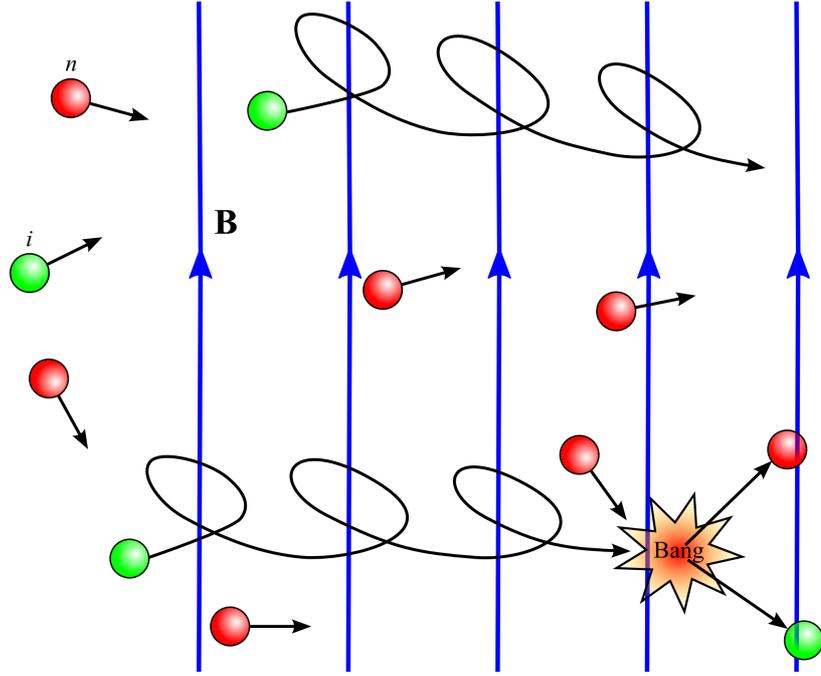


Рис. 1.5. Схематическое изображение амбиполярной диффузии, когда нейтральные частицы (обозначены красным цветом) взаимодействуют с магнитным полем (синие линии со стрелками) за счет столкновений с заряженными частицами (зеленые кружки), черными линиями показаны выборочные траектории нейтральных частиц.

где c — это скорость света, \mathbf{E} — напряженность электрического поля, \mathbf{v} — усредненная массовая скорость, \mathbf{j} — плотность тока, σ — проводимость, x — степень ионизации, ω_e и ω_i — ларморовские частоты для электронов и ионов, τ_e и τ_i — характерные времена столкновений для электронов и ионов, определяемые частотами столкновений между электронами и ионами, электронами и нейтронами, ионами и нейтронами.

Усредним это выражение (1.31) по ансамблю волновых пульсаций:

$$\mathbf{B}_* \times (\nabla \times \langle \mathbf{b} \rangle) = \frac{1}{1 + \chi^2} \frac{B_*^2}{\eta_*} (\langle \mathbf{v} \rangle - \mathbf{v}_*)_{\perp} + \frac{\chi}{1 + \chi^2} \frac{B_*^2}{\eta_*} [\mathbf{n}_* \times (\langle \mathbf{v} \rangle - \mathbf{v}_*)], \quad (1.32)$$

где \mathbf{v}_* — это скорость магнитных силовых линий, \mathbf{n}_* — единичный вектор, направленный вдоль вектора индукции магнитного поля аккректора, знак \perp означает перпендикулярное этому единичному вектору направление, η_* — суммарный коэффициент магнитной вязкости, определяемый выражением

$$\eta_* = \eta_w + (1 - x) \frac{(\omega_e \tau_e) (\omega_i \tau_i)}{B^2} \eta_{OD} B_*^2, \quad (1.33)$$

где η_w — коэффициент диффузии магнитного поля, определяемый волновой МГД-турбулентностью, а η_{OD} — коэффициент омической диффузии, коэффициент

$$\chi = \frac{\omega_e \tau_e \eta_{OD}}{B \eta_*} B_*. \quad (1.34)$$

Подставим усредненный закон Ома (1.32) в выражение для удельной силы (1.30) и получим усредненную электромагнитную силу, действующую на плазму со стороны внешнего магнитного поля:

$$\mathbf{f}_* = \frac{1}{1 + \chi^2} \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_{\perp}}{t_*} - \frac{\chi}{1 + \chi^2} \frac{\mathbf{n}_* \times (\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)}{t_*}, \quad (1.35)$$

где характерное время проникновения магнитного поля в плазму

$$t_* = t_w + \frac{1 - x}{x} \tau_i, \quad (1.36)$$

а τ_i — это типичное время столкновений ионов с нейтронами. В выражении для усредненной электромагнитной силы (1.35) присутствует поправочный коэффициент $(1 + \chi^2)$, который изменяет время релаксации t_* . Второе слагаемое в правой части действует в поперечном к магнитному полю направлении, но в плоскости, перпендикулярной векторам \mathbf{B}_* и $\mathbf{v} - \mathbf{v}_*$. В пределе при $x \rightarrow 1$ (переход к полной ионизации) и $\chi \rightarrow 0$ (пренебрежение эффектом Холла), выражение (1.35) имеет тот же вид, что и в уравнении движения (1.11). Первое слагаемое в правой части выражения (1.36) описывает характерное время проникновения магнитного поля в плазму за счет волновой МГД турбулентности, а второе определяет влияние амбиполярной диффузии. В случае малых значений степени ионизации это влияние может быть достаточно сильным.

Сравнение характерных времен релаксации показывает, что в области внутренней точки Лагранжа в системе АЕ Аqr амбиполярная диффузия становится эффективной при степенях ионизации $10^{-12} - 10^{-14}$. Однако оценки степени ионизации по формуле Саха $10^{-2} - 10^{-3}$ показывают, что механизм частичной ионизации плазмы в АЕ Аqr не оказывает почти никакого влияния на процесс отвода углового момента.

1.2.2. Релятивистские эффекты

Другой механизм, способный ослабить эффективность передачи углового момента, может быть связан с релятивистскими эффектами, происходящими из-за быстрого вращения аккректора. Рассмотрим электромагнитное поле вращающегося магнитного диполя. Характерная пространственная шкала распределения электромагнитного поля — радиус светового цилиндра

$$r_L = c/\Omega_a, \quad (1.37)$$

где Ω_a — это угловая скорость собственного вращения аккректора.

Точное решение уравнений Максвелла, определяющих электромагнитное поле магнитного диполя с учетом вращения, может быть описано выражениями [50]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(0)} + \mathbf{E}^{(1)} + \mathbf{E}^{(2)}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}^{(0)} + \mathbf{B}^{(1)} + \mathbf{B}^{(2)}, \quad (1.38)$$

где слагаемые выделены в зависимости от того, насколько близко они находятся к источнику. Первая часть, убывающая пропорционально r^{-3} , соответствует полю квазистатического магнитного диполя в ближней области:

$$\mathbf{E}^{(0)} = 0, \quad \mathbf{B}^{(0)} = \frac{1}{r^3} [3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\mu}) - \boldsymbol{\mu}], \quad (1.39)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор в направлении радиус-вектора, а $\boldsymbol{\mu}$ — вектор магнитного момента, который вычисляется в запаздывающий момент времени $\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}(t - r/c)$. На малых расстояниях от источника $r \ll r_L$ релятивистским запаздыванием можно пренебречь. В базовой модели используется именно это поле. Вторая часть, убывающая пропорционально r^{-2} , определяет электромагнитное поле квазистатического тока намагничивания:

$$\mathbf{E}^{(1)} = \frac{1}{r^2 c} (\mathbf{n} \times \dot{\boldsymbol{\mu}}), \quad \mathbf{B}^{(1)} = \frac{1}{r^2 c} [3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \dot{\boldsymbol{\mu}}) - \dot{\boldsymbol{\mu}}]. \quad (1.40)$$

Третья часть, пропорциональная r^{-1} , описывает поле магнитодипольного излучения в дальней (волновой) области:

$$\mathbf{E}^{(2)} = \frac{1}{rc^2} (\mathbf{n} \times \ddot{\boldsymbol{\mu}}), \quad \mathbf{B}^{(2)} = \frac{1}{rc^2} [\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \ddot{\boldsymbol{\mu}})]. \quad (1.41)$$

В общем случае динамику плазмы в электромагнитном поле вращаю-

щегося магнитного диполя нельзя описывать в рамках МГД приближения, так как такое поле не является квазистационарным, что нарушает условия применимости классической МГД [51]. Кроме того, в случае идеально проводящей плазмы в системе отсчета покоящегося вещества электромагнитное поле вращающегося магнитного диполя имеет существенную электрическую компоненту, создаваемую внешним источником. Однако в ближней области МГД приближение можно применять, так как здесь существенной будет только магнитная часть поля. В дальней области можно использовать МГД приближение, если учесть дополнительную силу, связанную с давлением магнито-дипольного излучения.

Давление магнито-дипольного излучения

В системе АЕ Aqr белый карлик является наклоненным вращающимся диполем, излучающим электромагнитные волны. Эти волны уносят энергию, поэтому энергия вращения уменьшается, и белый карлик замедляется. Это значит, что дипольное излучение существенно для АЕ Aqr и может быть связано с излучением магнито-дипольных волн. Этот эффект так же может быть важен для излучающих нейтронных звезд в двойных системах.

Итак, давление излучения электромагнитных волн может приводить к остановке вещества [19] и может действовать на любом расстоянии от аккретора. Это давление создает дополнительную силу, влияющую на динамику плазмы, ее удельная величина

$$\mathbf{f}_m = \frac{L_m}{2\pi\rho r^3 c r} \mathbf{r}, \quad (1.42)$$

где L_m — полная интенсивность магнитодипольного излучения, которая определяется из выражения:

$$L_m = \frac{2}{3} \frac{\mu^2 \Omega_a^4}{c^3} \sin^2 \theta, \quad (1.43)$$

где θ — это угол между магнитной осью аккретора и осью его вращения, совпадающей с координатой z .

Величина дополнительной силы, создаваемую давлением магнито-дипольного излучения из уравнения (1.42) в окрестности внутренней точ-

ки Лагранжа для системы АЕ Аqr, оказалась примерно в 100 раз меньше силы гравитации аккретора. Кроме того, плазма в магнитосфере может достаточно сильно экранировать магнито-дипольное излучение от звезды [52]. Поэтому пренебрежем действием давления этого излучения в случае АЕ Аqr.

Релятивистское запаздывание вращения магнитных силовых линий

В системе АЕ Аqr внутренняя точка Лагранжа оказывается в промежуточной (второй) области электромагнитного поля, создаваемого вращением белого карлика. МГД приближение здесь не будет работать, так как электромагнитное поле будет сложным, оно уже не будет квазистатическим. Уменьшить эффективность проникновения магнитного поля в плазму в этой области может механизм, связанный с релятивистским запаздыванием магнитных силовых линий.

Электромагнитное поле вращающегося диполя описывается запаздывающими потенциалами:

$$\mu = \mu \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (1.44)$$

поэтому его распределение в некоторый момент времени определяется магнитным моментом в некоторый предыдущий момент времени, конкретное значение которого зависит от расстояния до аккретора. Эффект запаздывания увеличивается с расстоянием от аккретора. Вблизи аккретора поле будет квазистационарным, силовые линии магнитного поля здесь будут вращаться твердотельно с угловой скоростью Ω_a (угловая скорость вращения аккретора). На границе светового цилиндра скорость вращения линий поля равна скорости света. Поэтому вне светового цилиндра магнитное поле оказывается оторванным от аккретора, и, следовательно, не может эффективно передавать угловой момент веществу.

В рамках базовой модели можно грубо описать этот эффект с помощью эмпирической зависимости угловой скорости магнитных силовых линий от расстояния от аккретора. Однако оценки показывают, что релятивистское запаздывание линий магнитного поля будет эффективным лишь в узкой области вблизи границы светового цилиндра. В случае АЕ Аqr внутренняя точка Лагранжа в эту область не попадает, поэтому этот механизм может дать лишь незначительный эффект.

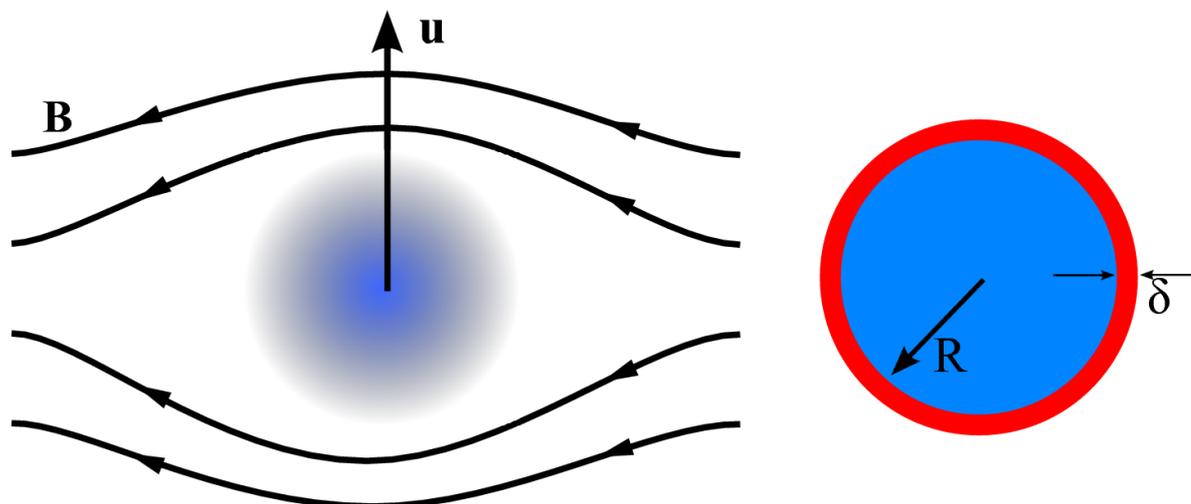


Рис. 1.6. Схематическое изображение движения сгустка плазмы во внешнем магнитном поле. Индукция магнитного поля аккретора \mathbf{B} , радиус сгустка R , его скорость \mathbf{u} , толщина диффузионного слоя δ .

1.2.3. Диффузионный слой

Еще один механизм, способный уменьшить эффективность передачи углового момента, может быть связан с неполным проникновением магнитного поля в плазму. Рассмотрим движение сгустка плазмы (однородный шар радиуса R) во внешнем магнитном поле \mathbf{B} со скоростью \mathbf{u} относительно магнитного поля (см. рис. 1.6).

Плазма струи обладает диамагнитным эффектом. Природа диамагнетизма обусловлена следующим известным свойством плазмы (см., например, [45, 53]). При попадании какого-либо сгустка плазмы во внешнее магнитное поле на его поверхности генерируются токи, порождающие собственное магнитное поле. При этом характер генерации токов такой, что индуцированное магнитное поле в сгустке плазме практически полностью (за исключением тонкого приповерхностного слоя) компенсирует внешнее магнитное поле. Из-за этого эффекта внешнее магнитное поле не может проникнуть в плазму мгновенно. Проникновение внешнего поля происходит постепенно за счет процессов диффузии.

Первоначально в плазме струи присутствует только то магнитное поле, которое было в оболочке вторичного компонента. Это поле определяется проникшим туда магнитным полем белого карлика, а также собственным магнитным полем звезды-донора [54]. Из-за эффектов вмороженности это магнитное поле будет переноситься вместе с веществом струи внутрь полости Роша. Однако это магнитное поле намного слабее поля в магнитосфере

белого карлика.

Рассчитаем силу взаимодействия струи плазмы с внешним магнитным полем. При движении проводящего тела в разреженной замагниченной плазме возникает индукция электрических полей и токов на поверхности тела. Это приводит к электромагнитному торможению тела, а также к генерации альфвеновских и магнитозвуковых волн. Такое взаимодействие проводящих тел при их движении в разреженной замагниченной плазме называется индукционным [55–57].

Эти соображения можно применить к рассматриваемому нами случаю. В рамках наших предположений полная сила, действующая на струю, будет равна

$$\mathbf{F}_* = \frac{1}{c} \int_{\delta V} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) dV, \quad (1.45)$$

где c — скорость света, \mathbf{j} — плотность индуцированных токов в поверхностном слое струи, занимающем объем δV . Плотность тока определяется индукционным электрическим полем, возникающим вследствие движения струи газа во внешнем поле:

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma} \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = \frac{1}{c} (\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (1.46)$$

где $\hat{\sigma}$ — тензор проводимости вещества струи. Для простоты пренебрежем эффектами замагниченности и будем считать, что проводимость определяется постоянным скалярным коэффициентом σ (как в магнитной гидродинамике). Подставляя выражения (1.46) в уравнение (1.45), приходим к следующей оценке:

$$\mathbf{F}_* = -\frac{\sigma}{c^2} \delta V B^2 \mathbf{u}_\perp, \quad (1.47)$$

где \mathbf{u}_\perp — поперечная к силовым линиям магнитного поля компонента скорости \mathbf{u} . Соответствующая удельная сила оказывается равной

$$\mathbf{f}_* = -\frac{\sigma B^2}{c^2 \rho} \frac{\delta V}{V} \mathbf{u}_\perp, \quad (1.48)$$

где ρ — плотность вещества струи.

Обозначим коэффициент диффузии магнитного поля в струе плазмы

через $\eta = c^2/(4\pi\sigma)$. Тогда получим окончательные выражения в виде:

$$\mathbf{f}_* = -\frac{\mathbf{u}_\perp}{t_w}, \quad t_w = \frac{4\pi\rho\eta}{B^2} \frac{V}{\delta V}. \quad (1.49)$$

Отметим, что по сравнению с формулой для времени релаксации t_w , которую мы использовали в наших предыдущих расчетах (см. например, [8, 42]), в выражении (1.49) возник дополнительный коэффициент $V/\delta V$, обусловленный наличием диффузионного слоя. В случае полного проникновения магнитного поля в плазму струи, когда объем диффузионного слоя δV равен объему части струи V , выражение (1.49) для времени релаксации упрощается и принимает вид:

$$t_w = \frac{4\pi\rho\eta}{B^2}. \quad (1.50)$$

В противоположном предельном случае, когда толщина диффузионного слоя $\delta \ll R$ (R — некоторый характерный размер плазменного сгустка), отношение объемов $\delta V/V = \kappa\delta/R$, поэтому

$$t_w = \frac{4\pi\rho\eta}{B^2} \frac{R}{\kappa\delta}. \quad (1.51)$$

Коэффициент κ определяется геометрией струи. Например, для сферически-симметричного сгустка плазмы $\kappa = 3$.

Аналогичные выражения для силы взаимодействия струи газа с внешним магнитным полем можно получить и в рамках формализма волновой МГД турбулентности. Этот подход, по-видимому, можно применять в случае очень сильного внешнего магнитного поля [42]. Это связано с тем, что динамика плазмы в сильном внешнем магнитном поле характеризуется относительно медленным средним движением частиц вдоль магнитных силовых линий, дрейфом поперек силовых линий и распространением с очень большими на этом фоне скоростями альфвеновских и магнитозвуковых волн. Для описания структуры такого течения можно использовать усредненную картину, рассматривая влияние быстрых пульсаций по аналогии с волновой МГД турбулентностью. Для описания медленного движения самой плазмы необходимо выделить быстро распространяющиеся флуктуации и применить определенную процедуру усреднения по ансамблю волновых пульсаций. Повторим вывод основных выражений, следуя работе [8]

с учетом необходимых поправок.

Рассмотрим соотношение

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \frac{\mathbf{j}}{\sigma}, \quad (1.52)$$

выражающее закон Ома для плазмы в приближении магнитной газодинамики [51]. Здесь $\mathbf{B} = \mathbf{B}_* + \mathbf{b}$ — полная индукция магнитного поля, равная сумме индукции невозмущенного внешнего магнитного поля \mathbf{B}_* и собственного поля плазмы \mathbf{b} . Следует подчеркнуть, что соотношение (1.52) необходимо использовать только в диффузионном слое, куда проникает внешнее магнитное поле. В остальном объеме струи индукционные токи не возникают.

Представим все динамические величины в виде суммы среднего значения и флуктуации, например, $\mathbf{b} = \langle \mathbf{b} \rangle + \delta \mathbf{b}$. Усредняя соотношение (1.52), находим:

$$c \langle \mathbf{E} \rangle + \langle \mathbf{v} \rangle \times \langle \mathbf{b} \rangle + \langle \mathbf{v} \rangle \times \mathbf{B}_* + \langle \delta \mathbf{v} \times \delta \mathbf{b} \rangle = \frac{c}{\sigma} \langle \mathbf{j} \rangle. \quad (1.53)$$

Последнее слагаемое в левой части можно оценить часто используемым в теории динамо выражением (см., например, [58, 59])

$$\langle \delta \mathbf{v} \times \delta \mathbf{b} \rangle = \alpha \langle \mathbf{b} \rangle - \eta_w \text{rot} \langle \mathbf{b} \rangle, \quad (1.54)$$

где α определяется средней спиральностью течения, η_w — коэффициент диффузии среднего магнитного поля, обусловленный волновой МГД турбулентностью. Первым членом (α -эффект) можно пренебречь, поскольку он описывает относительно слабый и медленный процесс генерации среднего магнитного поля в аккреционном диске.

Усредняя уравнение Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (1.55)$$

находим:

$$\langle \mathbf{j} \rangle = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \langle \mathbf{b} \rangle. \quad (1.56)$$

Подставляя выражения (1.54) и (1.56) в (1.53), получим:

$$c \langle \mathbf{E} \rangle + \langle \mathbf{v} \rangle \times \langle \mathbf{b} \rangle + \langle \mathbf{v} \rangle \times \mathbf{B}_* - \eta_w \text{rot} \langle \mathbf{b} \rangle = \eta_{\text{OD}} \text{rot} \langle \mathbf{b} \rangle, \quad (1.57)$$

где $\eta_{OD} = c^2/(4\pi\sigma)$ — коэффициент омической диффузии магнитного поля. Поскольку, как правило, $\eta_w \gg \eta_{OD}$, то правой частью можно пренебречь. Кроме того, в случае сильных внешних магнитных полей можно пренебречь вторым слагаемым по сравнению с третьим.

Далее, усредняя уравнение Максвелла, выражающее закон электромагнитной индукции,

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.58)$$

получим:

$$c \text{ rot } \langle \mathbf{E} \rangle = -\frac{\partial \langle \mathbf{b} \rangle}{\partial t} - \text{rot} (\mathbf{v}_* \times \mathbf{B}_*), \quad (1.59)$$

где \mathbf{v}_* — скорость магнитных силовых линий. Первое слагаемое в правой части этого уравнения связано с изменением среднего магнитного поля $\langle \mathbf{b} \rangle$ за характерные динамические времена. По порядку величины это слагаемое соответствует второму слагаемому в (1.57). Поэтому среднее значение напряженности электрического поля можно оценить из выражения:

$$c \langle \mathbf{E} \rangle = -\mathbf{v}_* \times \mathbf{B}_*. \quad (1.60)$$

Оставляя в (1.57) доминирующие члены, приходим к следующему соотношению:

$$\eta_w \text{ rot } \langle \mathbf{b} \rangle = \mathbf{u} \times \mathbf{B}_*, \quad (1.61)$$

где $\mathbf{u} = \langle \mathbf{v} \rangle - \mathbf{v}_*$ — относительная скорость движения струи и магнитных силовых линий.

Полученное выражение можно использовать для вычисления усредненной электромагнитной силы в уравнении движения. Пренебрегая флуктуациями плотности, а также волновым магнитным давлением и натяжением, для полной электромагнитной силы, действующей на струю газа, находим:

$$\mathbf{F}_{\text{em}} = -\frac{1}{4\pi} \int_V \langle \mathbf{B} \times \text{rot } \mathbf{B} \rangle dV = -\frac{1}{4\pi} \int_V \langle \mathbf{b} \rangle \times \text{rot } \langle \mathbf{b} \rangle dV - \frac{1}{4\pi} \int_{\delta V} \mathbf{B}_* \times \text{rot } \langle \mathbf{b} \rangle dV. \quad (1.62)$$

Первое слагаемое в правой части описывает электромагнитную силу, обусловленную собственным магнитным полем плазмы $\langle \mathbf{b} \rangle$. Во втором слагаемом, описывающем силу со стороны внешнего поля, учтено, что поле \mathbf{B}_* проникает в плазму только в диффузионном слое. Для вычисления этого

слагаемого воспользуемся полученным соотношением (1.61). Имеем

$$\mathbf{B}_* \times \text{rot} \langle \mathbf{b} \rangle = \frac{B_*^2}{\eta_w} \mathbf{u}_\perp, \quad (1.63)$$

где значок \perp определяет поперечные к магнитному полю \mathbf{B}_* компоненты скоростей.

Для соответствующей удельной силы получаем следующее выражение:

$$\mathbf{f}_* = -\frac{\mathbf{u}_\perp}{t_w}, \quad t_w = \frac{4\pi\rho\eta_w}{B^2} \frac{V}{\delta V}. \quad (1.64)$$

В отличие от соотношения (1.49), здесь меняется смысл коэффициента диффузии. Хотя, если не вдаваться в природу диффузии магнитного поля, то эти формулы оказываются эквивалентными. Более того, на все приведенные выше выкладки можно смотреть как на модификацию вывода выражения для силы \mathbf{f}_* в (1.49) в рамках индукционного механизма с учетом эффектов волновой МГД турбулентности, возникающей в случае очень сильного внешнего поля.

1.3. Результаты численных расчетов неполного проникновения магнитного поля в плазму

Модель диффузионного слоя была включена в численную базовую модель и в трехмерный параллельный численный код. Толщина диффузионного слоя является параметром, ее конкретное значение определяется механизмом проникновения магнитного поля в плазму. Например, магнитное поле может проникать в плазму за счет омичекой диффузии, амбиполярной диффузии, бомовской диффузии, различных мелкомасштабных плазменных неустойчивостей, турбулентности, в том числе и МГД турбулентности, которая развивается в сильных внешних магнитных полях. При этом на разных расстояниях от аккретора могут преобладать разные механизмы.

Проникновение магнитного поля за счет диффузий может происходить на всех стадиях формирования течения, включая самую начальную стадию перетекания вещества внутрь полости Роша аккретора через внутреннюю точку Лагранжа. Для развития турбулентности в аккреционном потоке необходимы дополнительные условия. Эффективность проникнове-

ния магнитного поля в плазму резко увеличивается, когда течение в аккреционном потоке становится турбулентным, так как соответствующие коэффициенты диффузии увеличиваются на несколько порядков величины.

В этой модели толщина диффузионного слоя является функцией расстояния до аккретора:

$$\delta = Rf(r), \quad (1.65)$$

где R — радиус комка плазмы, который выбирался равным радиусу втекающей струи из внутренней точки Лагранжа, функция $f(r)$ задавалась в виде

$$f(r) = \alpha e^{-k(r-r_A)}, \quad (1.66)$$

где $R_A = 0.33 A$ — альфвеновский радиус белого карлика в системе АЕ Аqr в единицах расстояния между компонентами, k и α — безразмерные параметры. В расчетах использовались значения $K = 50.4$ и $\alpha = 0.0015$.

На рис. 1.7 представлены результаты численного моделирования структуры течения в системе АЕ Аqr с учетом механизма неполного проникновения магнитного поля в плазму. Структура течения показана в экваториальной плоскости, цветом показан логарифм плотности, стрелками — распределение скоростей, полость Роша представлена белой пунктирной линией, белый кружок — это аккретор. На начальных этапах расчета формируется картина аккреционного потока, истекающего из внутренней точки Лагранжа (верхние диаграммы). Вначале вещество движется почти по баллистической траектории, но вблизи альфвеновского радиуса магнитное поле начинает эффективно проникать в плазму потока. Поэтому передача углового момента от вращающейся магнитосферы веществу, истекающему из внутренней точки Лагранжа становится все более эффективной. В результате вещество, получая дополнительный угловой момент, не может проникнуть внутрь магнитосферы и упасть на звезду-аккретор.

На левой нижней диаграмме рис. 1.7 показана структура течения на следующем этапе эволюции аккреционного потока. Взаимодействие вещества с магнитным полем вращающегося белого карлика приводит к тому, что аккреционный поток расщепляется на множество отдельных потоков, которые покидают полость Роша белого карлика под разными углами. Угол раскрытия вееров потока оказывается довольно широким. Небольшая часть вещества совершает вещество вокруг звезды-аккретора. При этом по-

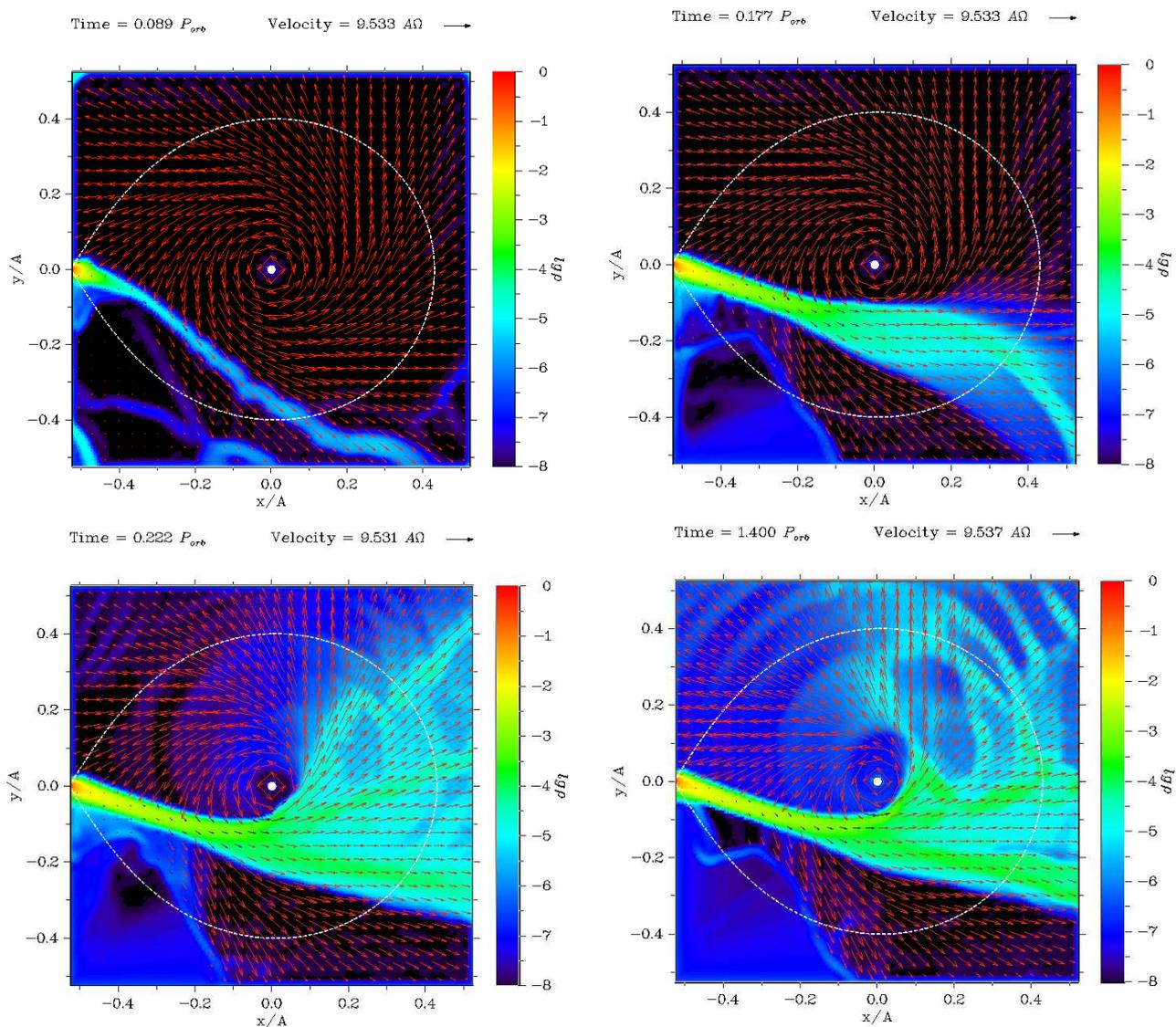


Рис. 1.7. Распределение десятичного логарифма плотности (нормированного на плотность во внутренней точке Лагранжа L_1) и скорости в экваториальной плоскости xu двойной системы в рамках базовой модели для модели диффузионного слоя в последовательные моменты времени. Пунктирной линией показана полость Роша белого карлика, белой линией со стрелками обозначена линия тока, исходящая из внутренней точки Лагранжа, белый кружок – это аккректор.

ток оказывается неоднородным, в нем наблюдаются различного вида сгустки, что, по-видимому, обусловлено развитием в нем неустойчивостей. С ростом расстояния эффективность проникновения магнитного поля в плазму снижается, что определяется из зависимости толщины диффузионного слоя от расстояния (1.65). Поэтому вещество, приобретая в результате раскрутки дополнительный импульс, уходит из системы по баллистическим траекториям. Такая картина течения хорошо согласуется с результатами расчетов методом квазичастиц в рамках модели «магнитного трения», представленными в работе [16], где параметры модели подбирались искусственным образом так, чтобы получить согласие между синтетической и наблюдаемой доплеровскими томограммами для системы АЕ Aqr.

Примерно через половину орбитального периода в системе происходит выход на квазистационарный режим, когда структура течения качественно уже не меняется с течением времени. На правой нижней диаграмме представлена картина течения на момент времени $1.4 P_{\text{orb}}$. Полная масса вещества в расчетной области остается примерно постоянной. Аккреционный поток в виде широкого веера пересекает полость Роша белого карлика и покидает ее, формируя квазипериодические выбросы в общую оболочку двойной системы.

Большинство особенностей течения вещества в системе АЕ Aqr удается объяснить в рамках модели струи, взаимодействующей с быстро вращающейся магнитосферой белого карлика в режиме суперпропеллера. Временные и пространственные характеристики источника, полученные в из наблюдений, соответствуют сценарию взаимодействия струи с магнитным полем, представленному на рис. 1.7. Наблюдаемое распределение энергии в спектре источника показывает, что областью взаимодействия преимущественно выступает диффузионный слой, расположенный на границе струи. Нестационарный характер источника при этих условиях может быть объяснен либо спонтанной турбулизацией плазмы, вызванной различными неустойчивостями, например, дрейфово-диссипативными, либо взаимодействием струи с веществом, совершившим один оборот вокруг белого карлика.

1.4. Результаты численного моделирования вспышечной активности в системе АЕ Aqr

Для описания вспышечной активности исследуется ситуация, в которой течение вещества в полости Роша белого карлика происходит последовательно в двух разных режимах: ламинарном и турбулентном. При ламинарном режиме толщина пограничного слоя в области взаимодействия вещества с магнитным полем белого карлика определяется микроскопическими процессами и оказывается относительно небольшой. При этих условиях влияние магнитного поля на течение струи оказывается относительно слабым, и параметры ее движения не сильно отличаются от параметров, вычисленных в газодинамическом приближении. В турбулентном режиме толщина диффузионного слоя резко увеличивается. Магнитное поле в этом случае глубоко проникает в плазму струи и оказывает существенное влияние на параметры ее движения.

В ламинарном режиме поток огибает магнитосферу белого карлика и формирует транзитный диск (кольцо). Переход диска в турбулентный режим происходит по мере его взаимодействия со струей вещества, поступающего от звезды-донора, и/или развития на внутренней границе диска неустойчивости (типа Кельвина–Гельмгольца). В турбулентном режиме вещество транзитного диска быстро перемешивается с магнитным полем белого карлика, ускоряется в тангенциальном направлении и выбрасывается за пределы его полости Роша. После этого течение вещества, вновь поступающего из точки L_1 , возвращается в ламинарный режим.

Оценить мгновенную толщину диффузионного слоя в рассматриваемой нами численной модели затруднительно. Вместо этого задавался соответствующий коэффициент магнитной вязкости из некоторых феноменологических соображений. Для целей данного исследования такой подход является вполне приемлемым.

Для моделирования структуры течения вещества в полости Роша белого карлика с учетом переходов из ламинарного режима в турбулентный и обратно использовалась описанная выше численная модель, в которой толщина диффузионного слоя определялась выражением:

$$\frac{\delta V}{V} = 1 - (1 - e^{-kr}) f(t), \quad (1.67)$$

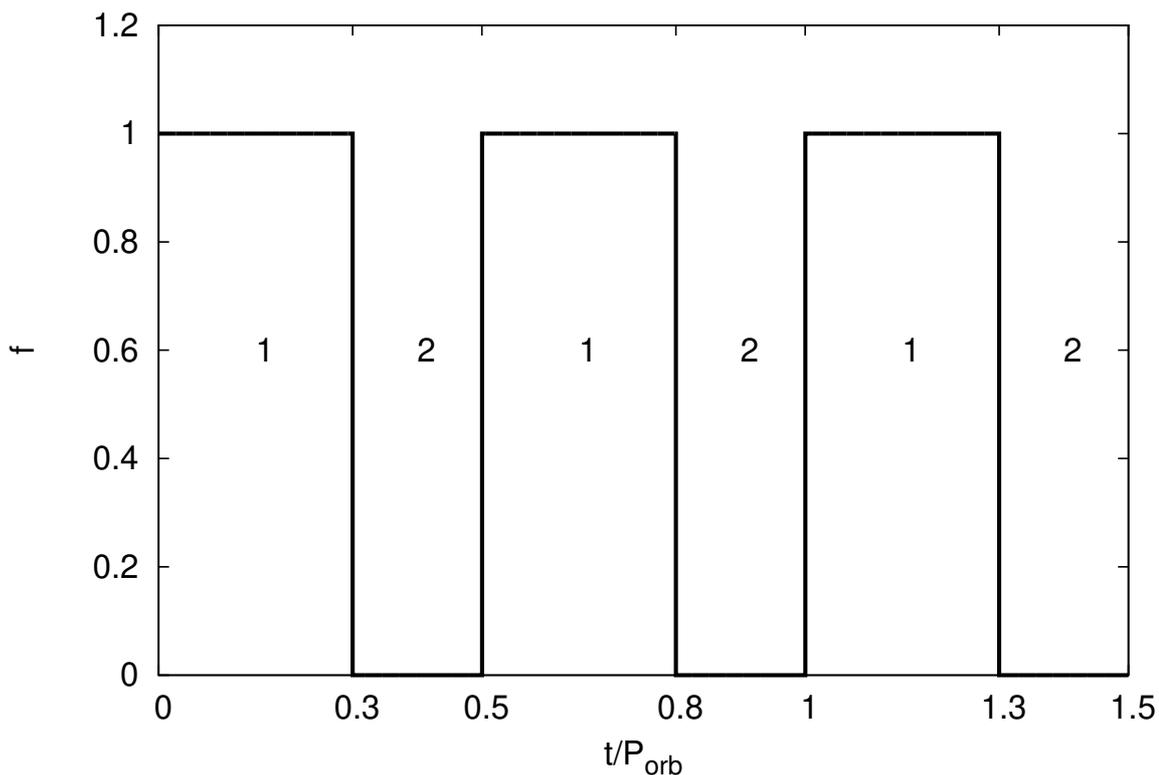
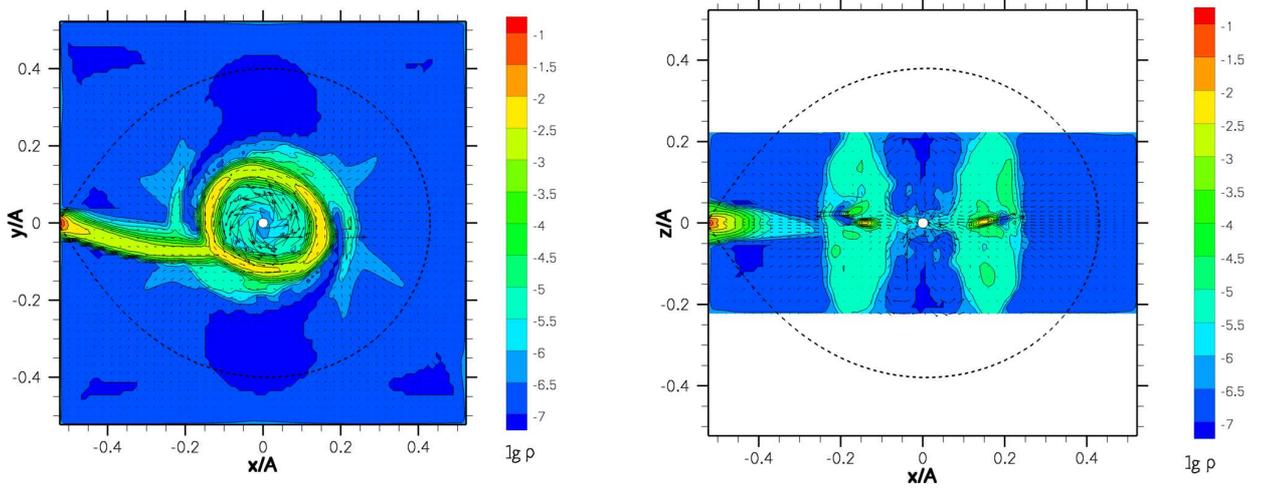


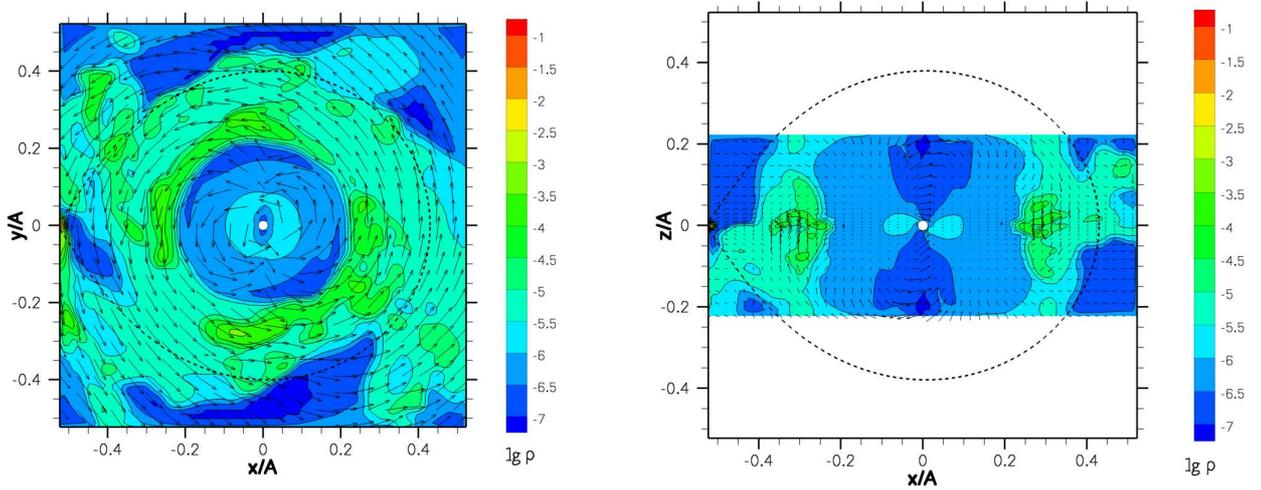
Рис. 1.8. Функция $f(t)$. Цифрами обозначены: 1 — ламинарная фаза, 2 — турбулентная фаза.

где r — расстояние от оси вращения до данной точки, k — коэффициент, определяющий характерный размер магнитосферы белого карлика. В расчетах использовалось значение этого коэффициента $k \approx 33/A$. Функция $f(t)$, показанная на рис. 1.8, является периодической с периодом $P_{\text{orb}}/2$. На начальных фазах ($0 \leq t \leq 0.3P_{\text{orb}}$) орбитального периода эта функция равна 1. В этом случае толщина диффузионного слоя (1.67) будет практически равна нулю, за исключением области магнитосферы вблизи белого карлика. На этой стадии течение плазмы в полости Роша будет ламинарным. На последующих фазах ($0.3P_{\text{orb}} \leq t \leq 0.5P_{\text{orb}}$) орбитального периода функция $f(t) = 0$. В этом случае толщина диффузионного слоя (1.67) будет максимальной (величина $\delta V/V = 1$), в результате чего течение плазмы в полости Роша перейдет в турбулентный режим.

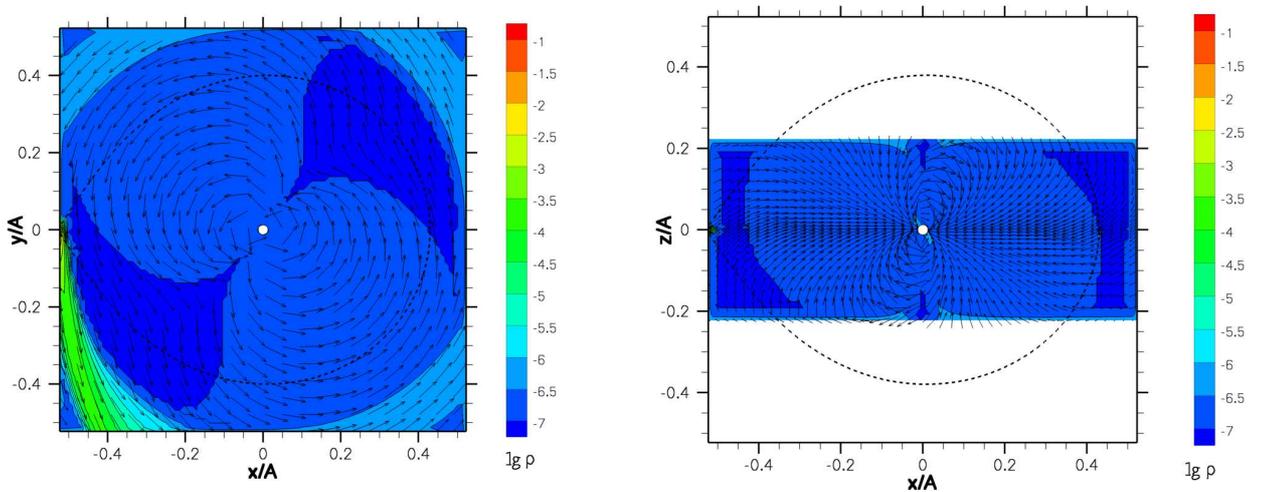
Результаты численного моделирования системы АЕ Aqr в рамках предложенного сценария приведены на рис. 1.9. Цветом показано распределение логарифма плотности в единицах плотности во внутренней точке Лагранжа $\rho(L_1) = 4.7 \times 10^{-8}$ г/см³, соответствующей темпу обмена массой $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$. Стрелками показано распределение скорости. Пунк-



Стационарная ламинарная фаза



Переходная фаза



Стационарная турбулентная фаза

Рис. 1.9. Распределение плотности и скорости в экваториальной (слева) и вертикальной (справа) плоскостях двойной системы.

тирная линия соответствует границе полости Роша. Белый карлик показан белым кружком.

В спокойной фазе (рис. 1.9 сверху) течение в системе является ламинарным. Диффузионный слой в этом случае является тонким и магнитное поле белого карлика проникает в плазму струи незначительно. Однако при этом в области магнитосферы может присутствовать горячая разреженная плазма, вращающаяся вместе с магнитными силовыми линиями. Она создает своеобразную корону быстро вращающегося белого карлика и затрудняет проникновение вещества в эту зону. В остальной области течения магнитное поле белого карлика не оказывает практически никакого влияния. Этот режим течения можно назвать стационарной ламинарной фазой.

На этой стадии в системе формируется транзитный диск с характерным радиусом $0.1A-0.2A$. Внутренний радиус диска определяется условием равновесия на границе магнитосферы белого карлика. Вертикальная структура течения показана на рис. 1.9 сверху справа. Магнитосфера белого карлика имеет форму цилиндра с достаточно широкими и относительно плотными стенками. Транзитный диск располагается в области этих стенок в экваториальной плоскости двойной системы.

По окончании ламинарной фазы, которая в данной модели длится $0.3P_{\text{orb}} \approx 3$ часа, численный код переводится в режим расчета турбулентного течения. В турбулентном потоке коэффициент диффузии магнитного поля быстро увеличивается на несколько порядков по сравнению с ламинарным. Толщина диффузионного слоя, в котором выполняется условие вмороженности плазмы в магнитное поле струи, существенно увеличивается. Граница области турбулентности распространяется по веществу со скоростью порядка скорости магнитозвуковых волн. Поэтому на масштабе времени, меньше динамического, вся область течения оказывается турбулентной. Вмороженное в магнитное поле вещество некоторое время твердотельно вращается, следуя за магнитными силовыми линиями. Первоначальное кольцо расплывается в диск, и вещество постепенно выносится за пределы полости Роша (см. рис. 1.9 в центре). Этот режим течения можно назвать переходной фазой. В это время площадь поверхности диска увеличивается, что приводит к увеличению его светимости и проявляется для наблюдателя в форме вспышки. Площадь расширяющегося диска на рис. 1.9 сверху примерно в 5–7 раз превышает площадь транзитного диска на рис. 1.9 в центре. Заметим, что рост магнитной вязкости при перехо-

де в турбулентный режим должен приводить к росту диссипации токов и, как следствие, к росту температуры. Это является дополнительным фактором роста светимости. Поэтому в рамках этой модели нетрудно добиться того, чтобы светимость системы в активной фазе на порядок величины превышала светимость системы в спокойной фазе. Именно такое увеличение светимости может наблюдаться в активной фазе АЕ Aqr.

Темп истечения вещества за пределы системы соответствует динамическому времени на границе полости Роша белого карлика. Вещество, поступающее в полость Роша белого карлика через точку L_1 , в течение этой фазы также покидает систему, взаимодействуя с истекающей материей и магнитным полем белого карлика (см. рис. 1.9 снизу). Такой режим течения можно назвать стационарной турбулентной фазой. Он соответствует обычному состоянию суперпропеллера [8]. Длительность этой стадии в этой модели была задана равной $0.2P_{orb}$. Все это время светимость системы будет уменьшаться из-за ослабления потока излучения от выброшенной за пределы полости Роша оболочки. Как показывают проведенные нами ранее расчеты подобных течений, вещество, вытекающее из точки Лагранжа L_1 , формирует длинный шлейф, закручивающийся вокруг двойной системы в виде спирали и формирующий ее общую оболочку. Аналогичные результаты для системы АЕ Aqr были получены и другими авторами в рамках метода квазичастиц [15, 16].

Результаты расчетов указывают на большое разнообразие возможных режимов течения вещества в полости Роша быстро вращающегося магнитного белого карлика в АЕ Aqr. Картина течения существенно зависит от физических условий в веществе, взаимодействующем с его магнитным полем, и может меняться от транзитного кеплеровского диска (кольца) до интенсивного квази-радиального потока, покидающего двойную систему. Смена режимов течения происходит на масштабе динамического времени (времени свободного падения), которое в случае АЕ Aqr составляет от нескольких сотен секунд (в области наибольшего сближения вещества с белым карликом) до нескольких тысяч секунд в области точки Лагранжа L_1 . Этот временной интервал соответствует характерному времени вспышечной активности системы. Длительность коротких вспышек, составляющая несколько минут, соответствует времени турбулизации плазмы на внутреннем радиусе транзитного диска. Этот процесс приводит к нагреву и ускорению плазмы с последующим ее истечением из системы. Процесс

формирования нового транзиентного диска занимает около часа. В течение этого времени система находится в спокойном состоянии.

Картина стационарного течения струи через полость Роша белого карлика без образования кеплеровского диска, ранее обсуждавшаяся в работах [15, 16], является одним из частных решений рассмотренной нами задачи. Это решение отвечает случаю турбулентной струи, эффективность взаимодействия которой с магнитным полем белого карлика близка к максимально возможному значению. Однако вопрос о механизме турбулизации струи в такой картине течения остается открытым. Столкновений сгустков различной массы при их движении в полости Роша белого карлика не происходит [16]. С другой стороны, магнитное поле на границе полости Роша белого карлика для интересующих нас значений параметров относительно слабое и не оказывает существенного влияния ни на структуру течения вещества, ни на его внутреннее состояние. Наконец, характерное время релаксации турбулентных движений в струе вследствие затухания Ландау не превосходит динамическое время на границе полости Роша белого карлика. Вследствие этого струя, двигаясь по баллистической траектории в полости Роша белого карлика, имеет достаточно времени для перехода в ламинарный режим течения. Истечение вещества из системы в этом случае может происходить лишь в случае повторной турбулизации струи в области ее наиболее сильного взаимодействия с магнитным полем белого карлика, что и подтверждается результатами численных расчетов.

Заключение к главе 1

Данная глава посвящена разработке трехмерной численной модели, позволяющей объяснить структуру течения в магнитных катаклизмических переменных с сильными магнитными полями и быстрым вращением звезды-аккретора. В рамках данной МГД модели вращающаяся магнитосфера слишком эффективно передает угловой момент веществу. Поэтому были проанализированы физические механизмы уменьшения эффективности передачи углового момента от вращающейся магнитосферы веществу, вытекающему из внутренней точки Лагранжа. Механизм, связанный с неполным проникновением магнитного поля в плазму, оказался наиболее эффективным. Этот механизм был включен в численную модель кода Nurgush [5], с помощью которого было проведено моделирование структуры

течения с донора на аккректор в системе АЕ Aqr, а также промоделирована вспышечная активность в этой системе, которая связана с переходами между ламинарным и турбулентным режимами течения. По результатам численного моделирования были построены и проанализированы распределения логарифма плотности и скорости. Расчеты, проведенные в рамках механизма неполного проникновения магнитного поля в плазму, позволяют получить структуру течения, согласующуюся с наблюдательными данными.

По результатам первой главы на защиту выносятся следующее положение:

Предложен новый механизм вспышечной активности в АЕ Aqr, связанный с чередованием ламинарного и турбулентного режимов аккреционного потока в рамках разработанной трехмерной численной модели для описания структуры течения в магнитных катаклизмических переменных типа «суперпропеллер» в приближении неполного проникновения магнитного поля аккректора в плазму.

По результатам первой главы были опубликованы следующие статьи:

1. Исакова П. Б., Ихсанов Н. Р., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В., Бескровная Н. Г. Особенности течения вещества в пекулярной взрывной (катаклизмической) переменной АЕ Водолея // Астрон. журн. 2016. Т. 93. №5. С. 474–485.

2. Isakova P., Zhilkin A., Bisikalo D. Features of the mass transfer in magnetic cataclysmic variables with fast-rotating white dwarfs // Труды конференции «Physics at the Magnetospheric Boundary». EPJ Web of Conferences. 2014. V. 64, article id. 03002. Ред. E. Bozzo, P. Kretschmar, M. Audard, M. Falanga, C. Ferrigno.

3. Isakova P. B., Zhilkin A. G., Bisikalo D. V., Ikhsanov N. R. A possible mechanism of the flaring activity in АЕ Aqr // Труды конференции «5th Black sea biennial school and workshop on space plasma physics». AIP Conference Proceedings. 2016. V. 1714, article id. 020003. Ред. Zhelyazkov I., Mishonov T.

4. Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В. Аккреция на быстро вращающиеся белые карлики // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука. 2018. С. 239–244.

Глава 2. Особенности аккреции в промежуточных полярах

Трехмерная численная модель аккреции, учитывающая магнитное поле аккретора, впервые была разработана в работе [60]. В рамках такой модели удалось детально описать трехмерную структуру течения в области магнитосферы гравитирующего объекта, где магнитное поле играет доминирующую роль. В последующих работах этих авторов [61–63] были представлены результаты трехмерного численного моделирования аккреции плазмы на гравитирующий объект с магнитным полем дипольного типа, ось симметрии которого не совпадает с осью вращения звезды. Впервые трехмерное МГД-моделирование дисковой аккреции на звезду со сложной геометрией магнитного поля было проведено в работах [64, 65]. В работе [66] рассматривались и более сложные конфигурации магнитного поля звезды с учетом октупольной компоненты. Эти модели применялись для исследования процесса дисковой аккреции на молодые звезды типа Т Тау.

В серии работ [8, 10, 42, 44, 67–69] (см. также монографию [5]) была разработана трехмерная численная модель для исследования процессов массопереноса в полуразделенных двойных системах с учетом магнитного поля звезды-аккретора. В основе модели лежит предположение, что динамика плазмы определяется медленным средним течением, на фоне которого с большими скоростями распространяются МГД-волны. При этом сильное внешнее магнитное поле выступает в роли эффективной жидкости, с которой взаимодействует плазма. В модели учитываются наклон магнитной оси по отношению к оси вращения, процессы диффузии магнитного поля, а также радиационный нагрев и охлаждение. В рамках такой модели авторам впервые удалось добиться самосогласованного описания структуры МГД-течений в тесных двойных системах, включающие в себя такие характерные особенности, как аккреционный диск, магнитосферу аккретора, аккреционные колонки и др. Однако в силу ограниченности вычислительных ресурсов, основное внимание уделялось исследованию внешних частей аккреционного диска, которые наблюдаются в классической астрономии. Авторы до этого не рассматривали детальную структуру течения вблизи

поверхности аккректора. В данной главе диссертационной работы описана численная модель, которая в рамках общего подхода позволяет детально изучать особенности течения в области магнитосферы аккректора. Решение этой задачи позволит, в частности, более детально изучить процессы проникновения плазмы в магнитосферу белых карликов и нейтронных звезд.

2.1. Описание модели аккреции в области магнитосферы аккректора в промежуточных полях

В качестве объекта исследования была выбрана тесная двойная система с параметрами типичного промежуточного поляра [70]. Звезда-донор (красный карлик) имеет массу $M_d = 0.1 M_\odot$ и эффективную температуру 4000 К. Масса белого карлика $M_a = 0.8 M_\odot$. Период обращения системы составляет $P_{\text{orb}} = 1.6$ ч, а межкомпонентное расстояние $A = 0.7 R_\odot$. Мы предполагаем, что магнитное поле белого карлика с хорошей точностью может быть описано с помощью дипольного поля. Величина поля на поверхности белого карлика варьировалась в пределах от 8 до 80 кГс. Наклон магнитной оси к оси вращения составляет 30° .

Для описания структуры течения в численной модели использовалась неинерциальная система отсчета, вращающаяся вместе с двойной системой с угловой скоростью $\Omega = 2\pi/P_{\text{orb}}$ относительно ее центра масс. Поле сил в такой системе описывается потенциалом Роша (1.9). В данной системе отсчета используется декартова система координат (x, y, z) , начало которой совпадает с центром звезды-аккректора. При этом центр звезды-донора находится в точке $(-A, 0, 0)$. Ось z направлена вдоль оси вращения системы, $\Omega = (0, 0, \Omega)$.

Вектор индукции дипольного магнитного поля определяется выражением

$$\mathbf{V}_* = \frac{3(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\boldsymbol{\mu}}{r^3}, \quad (2.1)$$

где $\boldsymbol{\mu}$ — вектор магнитного момента аккректора. Для уменьшения численных ошибок полное магнитное поле \mathbf{V} в данной модели представлено в виде суперпозиции собственного магнитного поле аккректора \mathbf{V}_* и поля \mathbf{b} , индуцированного токами в плазме: $\mathbf{V} = \mathbf{V}_* + \mathbf{b}$ [71].

В общем случае собственное вращение аккректора является асинхронным и в выбранной системе отсчета характеризуется угловой скоростью Ω_a . В случае синхронного вращения $\Omega_a = 0$. В данной главе рассматри-

вается ситуация, когда ось собственного вращения аккректора совпадает по направлению с осью вращения двойной системы. Таким образом, магнитное поле аккректора является нестационарным:

$$\frac{\partial \mathbf{B}_*}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v}_* \times \mathbf{B}_*), \quad (2.2)$$

где $\mathbf{v}_* = \boldsymbol{\Omega}_a \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)$ — скорость силовых линий магнитного поля аккректора.

В области магнитосферы белых карликов в магнитных катаклизмических переменных плазма является замагниченной [8] и движется во внешнем магнитном поле. Собственное магнитное поле плазмы \mathbf{b} оказывается во много раз слабее собственного магнитного поля белого карлика \mathbf{B}_* . В этом случае скорость движения плазмы может быть во много раз меньше скорости распространения в ней МГД-волн. В областях сильного магнитного поля или низкой плотности скорости распространения альфвеновских и магнитозвуковых волн могут быть даже релятивистскими. За характерное динамическое время такие МГД-волны успевают пройти по аккреционной струе в продольном и поперечном направлениях много раз. Поэтому динамику плазмы в струе можно рассматривать в рамках модифицированной магнитной газодинамики как некоторое усредненное течение на фоне своеобразной волновой МГД-турбулентности. Для описания движения плазмы в этом случае необходимо выделить быстро распространяющиеся МГД-флуктуации и применить определенную процедуру усреднения по ансамблю волновых пульсаций. Такая модель была разработана ранее в работах [8, 42].

Строго говоря, она является корректной только в случае присутствия сильного внешнего магнитного поля. Такая ситуация реализуется в полярах и магнитосферах промежуточных полярных звезд. Однако результаты расчетов [72] показали, что эта модель является достаточно универсальной. При подходящем выборе параметров (например, параметра, определяющего эффективность волновой турбулентности) эта модель хорошо описывает структуру течения и в случае слабых магнитных полей. Поэтому она была взята за основу для описания процесса аккреции в магнитных катаклизмических переменных в области магнитосферы белого карлика.

Течение вещества в тесной двойной системе с учетом магнитного поля можно описать с помощью системы уравнений (1.10)–(1.13) из предыдущей

главы.

2.2. Численный метод

Эта система уравнений (1.10)–(1.13) является достаточно сложной для непосредственного численного решения. Поэтому удобно провести ее расщепление по физическим процессам на более простые подсистемы. Для решения каждой выделенной подсистемы можно использовать свои численные методы. Допустим, что нам известно распределение всех величин в расчетной области в момент времени t^n . Для получения значений на следующем временном слое, соответствующем моменту времени $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ в данном подходе используется алгоритм, состоящий из пяти последовательных шагов.

На первом шаге алгоритма выделяется подсистема уравнений, описывающая динамику плазмы в собственном магнитном поле:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{\mathbf{b} \times \text{rot } \mathbf{b}}{4\pi\rho}, \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{b}), \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)s = 0. \quad (2.6)$$

Эта система уравнений по своему виду совпадает с уравнениями идеальной магнитной газодинамики. Для ее численного решения используется разностная схема гуденовского типа повышенного порядка точности, описанная ниже в этом параграфе.

На втором этапе учитывается изменение скорости газа за счет внешних сил (силы Кориолиса и градиента потенциала Роша):

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = 2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}) - \nabla \Phi. \quad (2.7)$$

Все остальные величины на данном шаге алгоритма считаются неизменными. Потенциал Роша Φ не зависит от времени. Поэтому для вычисления новых значений скорости \mathbf{v} в этом методе используется аналитическое ре-

шение этого уравнения на интервале $t^n \leq t \leq t^{n+1}$.

На третьем этапе алгоритма учитывается сила торможения при движении плазмы поперек магнитных силовых линий, а также генерация магнитного поля за счет этого движения. Соответствующие уравнения могут быть представлены следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}_\perp}{\partial t} &= -\frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_\perp}{t_w}, \\ \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} &= \text{rot} [(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_\perp \times \mathbf{B}_*]. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Для вычисления новых значений скорости \mathbf{v} и магнитного поля \mathbf{b} на данном шаге алгоритма также используются аналитические решения этих уравнений на интервале $t^n \leq t \leq t^{n+1}$.

На четвертом шаге алгоритма учитываются эффекты диффузии магнитного поля. Соответствующее уравнение имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = -\text{rot} (\eta \text{rot} \mathbf{b}). \quad (2.9)$$

В данной модели это уравнение является нелинейным. Поэтому оно решалось численно с помощью неявного локально-одномерного метода с факторизованным оператором [5, 73].

Наконец, на последнем, пятом этапе учитываются эффекты радиационного нагрева и охлаждения, а также нагрева за счет диссипации токов. Эти процессы описываются правой частью уравнения (1.13).

Опишем более подробно метод решения уравнений гиперболической подсистемы (2.3)–(2.6). Перепишем эти уравнения в консервативном виде в декартовых координатах $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$:

$$\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial x^1} + \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial x^2} + \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial x^3} = 0. \quad (2.10)$$

Здесь \mathcal{U} и \mathcal{F}_k (индекс k пробегает значения 1, 2, 3) обозначают векторы консервативных переменных и потоков, которые определяются выражени-

ЯМИ

$$\mathcal{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \mathbf{b} \\ \rho s \end{pmatrix}, \quad \mathcal{F}_k = \begin{pmatrix} \rho v_k \\ \rho \mathbf{v} v_k + \mathbf{n}_k (P + \mathbf{b}^2/8\pi) - \mathbf{b} b_k/4\pi \\ \mathbf{b} v_k - \mathbf{v} b_k \\ \rho s v_k \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

где \mathbf{n}_k — единичные векторы вдоль осей декартовой системы координат.

Перейдем в этих уравнениях от переменных x^k к новым переменным ξ^k с помощью преобразований координат. В новых криволинейных координатах ξ^k удобно ввести векторы локального базиса $\mathbf{e}_k = \partial \mathbf{r} / \partial \xi^k$, направленные по касательным к соответствующим координатным линиям. В общем случае этот базис является неортогональным и ненормированным. Кроме этих векторов можно рассматривать и векторы взаимного (дуального) базиса $\mathbf{e}^1 = \mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3$, $\mathbf{e}^2 = \mathbf{e}_3 \times \mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}^3 = \mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2$, ортогональные соответствующим координатным линиям. Векторы взаимного базиса также, вообще говоря, являются неортогональными и ненормированными. Якобиан преобразования координат можно записать в виде $Q = \mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3)$.

В новых переменных система уравнений (2.10) принимает вид

$$\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial t} + \frac{1}{Q} \frac{\partial \mathcal{H}_1}{\partial \xi^1} + \frac{1}{Q} \frac{\partial \mathcal{H}_2}{\partial \xi^2} + \frac{1}{Q} \frac{\partial \mathcal{H}_3}{\partial \xi^3} = 0, \quad (2.12)$$

где потоки

$$\mathcal{H}_k = \sum_{i=1}^3 e_i^k \mathcal{F}_i, \quad (2.13)$$

а через e_1^k , e_2^k и e_3^k обозначены компоненты векторов \mathbf{e}^k взаимного базиса в декартовых координатах. Для численного решения этой системы уравнений использовалась разностная схема гудуновского типа повышенного порядка точности [44]. Она имеет третий порядок аппроксимации по пространственной переменной в областях гладкости решения и первый порядок аппроксимации по времени. Следует отметить, что при соответствующих граничных условиях эта разностная схема обеспечивает точное выполнение законов сохранения для физических величин в пространстве исходных переменных (x, y, z) . Условие устойчивости схемы обеспечивается ограничением временного шага Δt (условие Куранта–Фридрихса–Леви).

В приводимых ниже расчетах в качестве криволинейных координат

использовались сферические координаты $\xi^1 = r$, $\xi^2 = \theta$, $\xi^3 = \varphi$, связанные с декартовыми координатами с помощью выражений

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, \quad y = r \sin \theta \sin \varphi, \quad z = r \cos \theta. \quad (2.14)$$

Задача решалась в расчетной области ($0.015A \leq r \leq 0.08A$, $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$). Численные расчеты проводились на сетке с числом ячеек $N_r \times N_\theta \times N_\varphi = 128 \times 128 \times 256$.

В расчетах использовались следующие граничные и начальные условия. На внутренней границе, соответствующей поверхности звезды-аккретора, задавались условия свободного втекания. Для магнитного поля использовались условия $\mathbf{b} = 0$. Мы пренебрегли дополнительным нагревом вещества, связанным с поглощением излучения из зон аккреции. Рассматриваемые величины поля на поверхности аккретора являются характерными для промежуточных полярков. В таких системах процесс массообмена приводит к формированию аккреционного диска. Поэтому на внешней границе расчетной области задавались условия, соответствующие распределению величин в аккреционном диске. Вертикальное распределение плотности задавалось из условия гидростатического равновесия в изотермическом диске с температурой 10000 К. Для скоростей использовались условия $v_\varphi = v_K$, $v_r = -0.1v_K$, где v_K — скорость кеплеровского вращения. На экваториальной плоскости диска задавалось значение плотности $\rho = 10^{-3}\rho(L_1)$, где $\rho(L_1)$ — плотность во внутренней точке Лагранжа L_1 , соответствующая темпу массообмена $\dot{M} = 10^{-10} M_\odot/\text{год}$. Начальные условия в расчетной области были следующими: плотность $\rho = 10^{-6}\rho(L_1)$, скорость $\mathbf{v} = 0$, температура $T = 10000$ К, магнитное поле $\mathbf{b} = 0$.

Для численного моделирования использовался трехмерный параллельный численный код Nurgush [8, 44]. Во всех вариантах расчет проводился до выхода на квазистационарный режим, который определялся примерным (с погрешностью до 1%) постоянством полной массы вещества в расчетной области. Приводимые ниже расчеты проводились на вычислительном кластере Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН с использованием 512 процессоров.

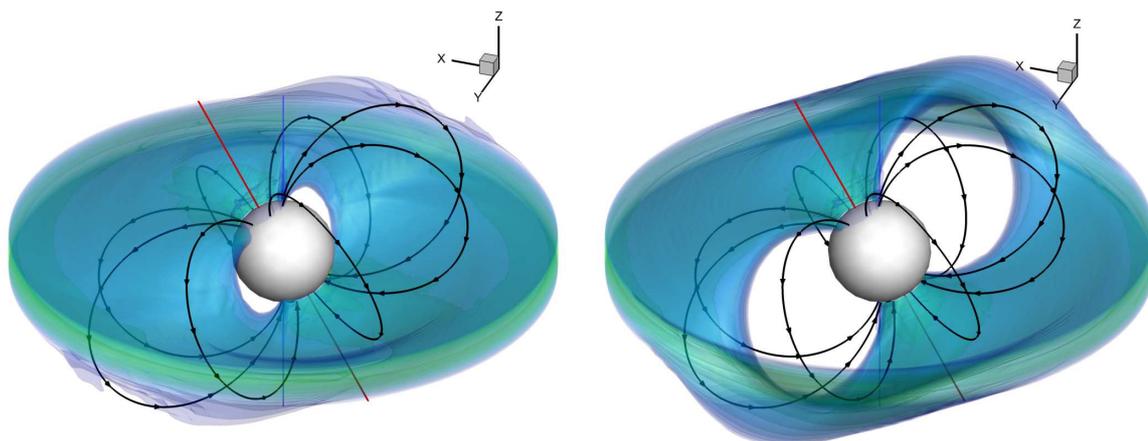


Рис. 2.1. Структура течения (вид сбоку) для случая $B_a = 8$ кГс (слева) и $B_a = 80$ кГс (справа) по результатам расчетов с помощью разработанной модели. Показаны изоповерхности логарифма плотности (цвет), магнитные силовые линии (черные линии со стрелками), ось вращения (синяя линия) и магнитная ось (красная линия).

2.3. Результаты численных расчетов аккреции в области магнитосферы

Приведем результаты моделирования структуры течения для случаев магнитного поля на поверхности аккретора $B_a = 8$ кГс (модель 1) и $B_a = 80$ кГс (модель 2). Угол наклона магнитной оси к оси вращения (ось z) в обоих случаях был равен 30° . Следует заметить, что в обеих моделях радиус магнитосферы превышает радиус звезды-аккретора. Поэтому процесс аккреции имеет не газодинамический, а магнитогазодинамический характер.

Трехмерную структуру течения демонстрируют рис. 2.1–2.2. Модели 1 соответствуют левые диаграммы рисунков, а модели 2 — правые. Здесь светлой сферой показана звезда-аккретор, а цветом — изоповерхности логарифма плотности. Линии со стрелками указывают направление силовых линий магнитного поля. Синяя линия направлена вдоль оси z и соответствует оси вращения звезды-аккретора. Красная линия показывает магнитную ось.

Анализ рисунков показывает, что вблизи поверхности аккретора формируется магнитосфера, в которой вещество движется преимущественно вдоль магнитных силовых линий. Это приводит к тому, что процесс аккреции приобретает колонковый характер, при котором вещество попадает

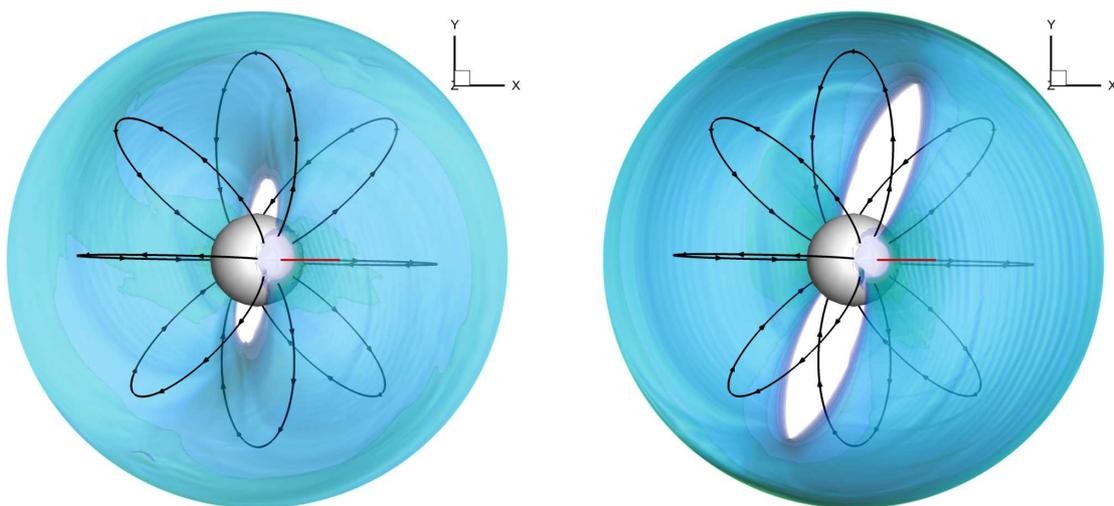


Рис. 2.2. То же, что на рис. 2.1, в случае вида сверху.

на поверхность аккретора в районе его магнитных полюсов. Аккреционный диск имеет неоднородную вертикальную структуру. В тех местах, где начинаются аккреционные колонки, толщина диска становится меньше. Между аккреционным диском и аккретором формируются две полости (вакуумные области), свободные от вещества. Их образование обусловлено тем, что магнитное поле не позволяет веществу проникать в эти области, поскольку в районе магнитного экватора магнитные силовые линии проходят преимущественно вдоль поверхности звезды. Размеры вакуумной области увеличиваются с ростом величины поля. На рис. 2.2 видно, что эти области повернуты под определенным углом. Это связано с тем, что вещество в диске вращается и поэтому аккреционная колонка оказывается смещенной в сторону, противоположную направлению вращения.

Рисунки показывают, что в обоих случаях аккреционная колонка имеет форму не трубки, а шторки. В модели 1 эта шторка является более широкой и плотной, а угол ее раскрытия оказывается равным почти 180° . В модели 2 шторка занимает гораздо меньший объем пространства, является более узкой и менее плотной. В обоих случаях вещество попадает на поверхность белого карлика в виде двух дуг, формируя горячие пятна, в которых происходит энерговыделение.

Структуру течения в вертикальной (xz) плоскости демонстрирует рис. 2.3. Левая диаграмма соответствует модели 1, а правая — модели 2. Цветом показаны распределения десятичного логарифма плотности (в единицах $\rho(L_1)$), а стрелками — распределения скорости. Линиями со стрелками показаны силовые линии магнитного поля. Картина течения, пока-

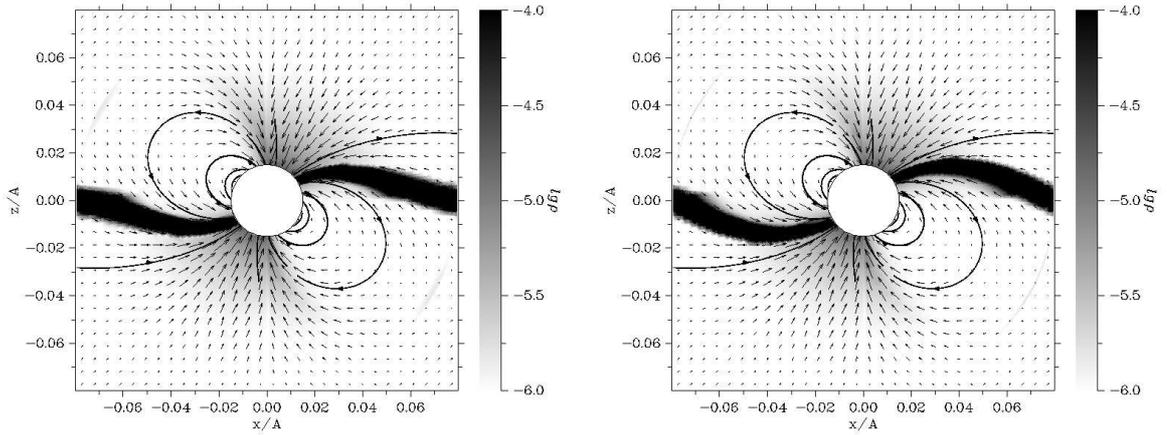


Рис. 2.3. Структура течения в вертикальной (xz) плоскости для модели 1 (слева) и модели 2 (справа). Показано распределение логарифма плотности (градиация серого; в единицах $\rho(L_1)$) и скорости (стрелки). Линии со стрелками соответствуют силовым линиям магнитного поля.

занная на этом рисунке, вполне соответствует тому, что уже было сказано выше. Четко выделяются все отмеченные выше особенности течения: магнитосферная область, аккреционные колонки, вакуумные полости. Следует отметить, что структуры течения в плоскости xz для двух моделей различаются довольно слабо. Более наглядно это различие проявляется при анализе трехмерных распределений.

Форму горячих пятен демонстрирует рис. 4.5. На этом рисунке показаны распределения десятичного логарифма плотности вещества на поверхности звезды. Левые диаграммы соответствуют модели 1, а правые — модели 2. На верхних диаграммах показаны полушария, ориентированные по отношению к северному горячему пятну. На нижних диаграммах показаны соответствующие полушария, ориентированные по отношению к южному горячему пятну. Синими шариками отмечены положения северного (верхние диаграммы), а красными — южного (нижние диаграммы) магнитных полюсов. Зеленая линия соответствует магнитному экватору.

Рисунки показывают, что области энерговыделения имеют дугообразную форму (части овалов). Такая форма обусловлена влиянием гравитации. Частицам, движущимся вдоль магнитных силовых линий, энергетически более выгодно выпасть на поверхность аккректора в тех местах, которые расположены ближе к экватору. Поэтому наибольшая плотность наблюдается именно в этих местах. Выпадение вещества на противоположном конце приполярного аккреционного кольца требует больших энергетических затрат.

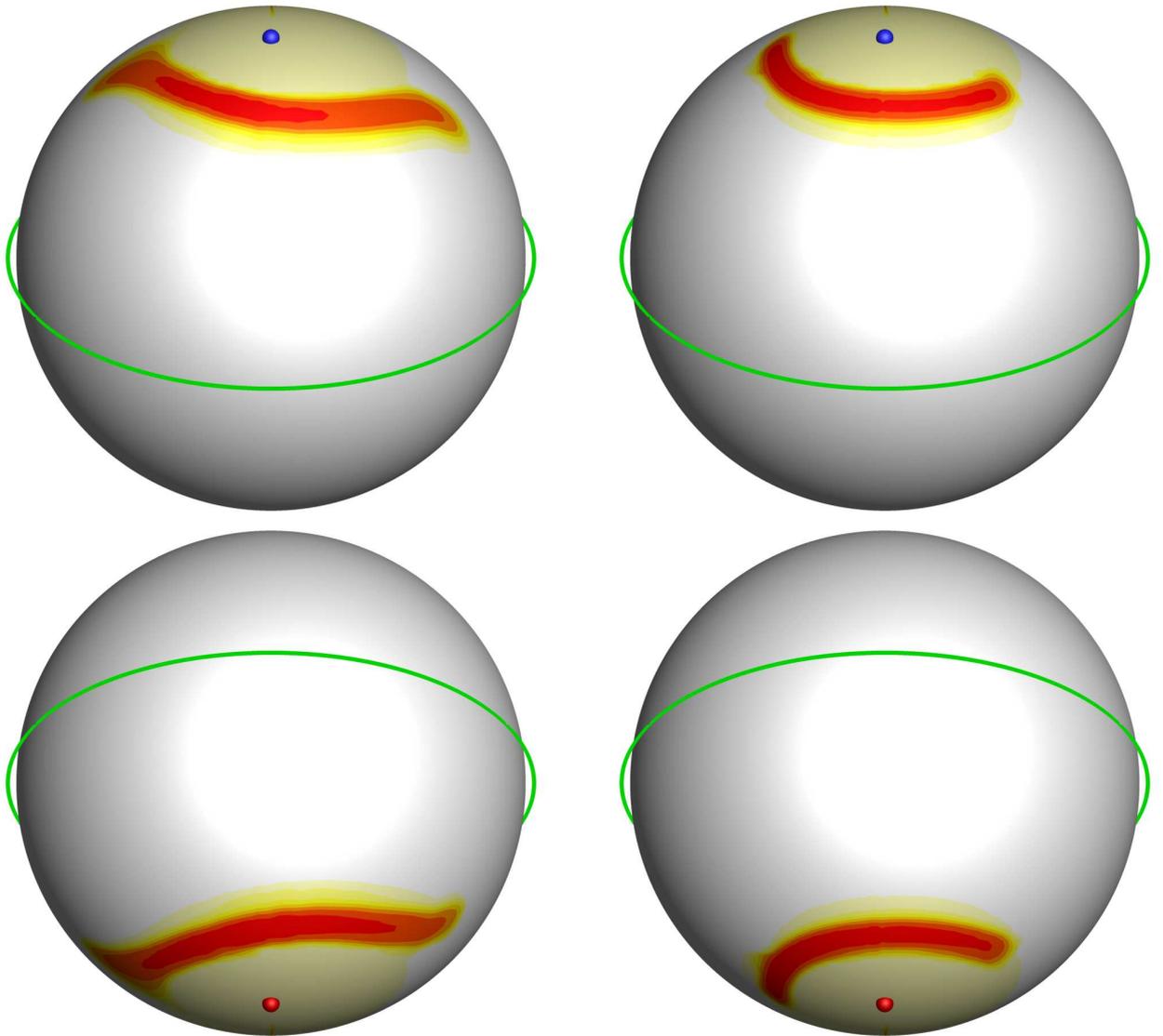


Рис. 2.4. Распределение десятичного логарифма плотности на поверхности аккретора (белого карлика) для случая $B_a = 8$ кГс (слева) и $B_a = 80$ кГс (справа) в модели промежуточного поляра. Зеленым цветом показана линия магнитного экватора. Положения северного (вверху) и южного (внизу) магнитных полюсов отмечены синими и красными шариками.

Для модели 1 (более слабое магнитное поле) горячее пятно является более однородным и занимает большую площадь. Это объясняется зависимостью от величины поля коэффициента волновой магнитной вязкости $\eta_w \propto B_*$ в (1.15) и времени затухания $t_w \propto 1/B_*$ в (1.14). В результате этого сила, действующая на плазму со стороны внешнего магнитного поля (последнее слагаемое в уравнении (1.11)), оказывается пропорциональной величине поля B_* . Поэтому в более слабом поле (модель 1) плазме проще двигаться поперек силовых линий магнитного поля, и аккреционное горячее пятно расплывается на большую площадь.

Каждое пятно в модели 1 занимает примерно 7% площади поверхности звезды. Углы раскрытия северного и южного пятен составляют примерно 170° . Для модели 2 (более сильное магнитное поле) площадь пятна оказывается меньше, а распределение плотности в пятне является более неоднородным. При этом основная часть аккреционного потока концентрируется к центру пятна. Каждое пятно в модели 2 занимает примерно 4% площади поверхности звезды. При этом угол раскрытия пятен составляет примерно 140° . С увеличением поля, уменьшается размер пятна. Из наблюдений промежуточного поляра EX Нуа было получена площадь, занимаемая горячим пятном на поверхности белого карлика. Значение этой площади много меньше полученного нами в численной модели в этой главе. В трехмерных расчетах размер основания шторки примерно в 2000 раз меньше, размера расчетной области. Следовательно, для адекватного пространственного разрешения шторки в трехмерной модели необходимо использовать расчетную сетку с числом ячеек порядка 10^{12} . На имеющемся в настоящее время оборудовании, такую задачу посчитать не представляется возможным. Поэтому в следующей главе рассматривается двумерная модель, в которой размеры расчетной области ограничены областью формирования аккреционной шторки.

Заключение к главе 2

В рамках данной главы разработана трехмерная численная модель, позволяющая детально исследовать структуру течения вблизи поверхности звезды-аккретора в магнитных тесных двойных системах. В модели предполагалось, что собственное магнитное поле аккретора является дипольным, его ось наклонена к оси вращения. Модель основана на уравнениях

модифицированной магнитной газодинамики, которые описывают усредненные характеристики течения в рамках волновой МГД-турбулентности. Ранее этот подход хорошо зарекомендовал себя в расчетах структуры течения в промежуточных полярах и полярах. В численной модели учтены диффузия магнитного поля, а также процессы радиационного нагрева и охлаждения.

Представлены результаты трехмерного численного моделирования процесса аккреции в типичном промежуточном поляре. Расчеты проводились для двух значений собственного магнитного поля аккретора 8 и 80 кГс с углом наклона магнитной оси 30° . Результаты моделирования показывают, что вблизи аккретора формируется магнитосфера, а процесс аккреции имеет колонковый характер. Аккреционные колонки имеют форму не трубок, а шторок. Структура течения существенно зависит от величины поля, хотя качественная картина при этом не меняется. С увеличением индукции магнитного поля магнитосферная зона расширяется, увеличиваются вакуумные области, уменьшаются углы раскрытия шторок. Зоны энерговыделения (горячие пятна) на поверхности белого карлика, формирующиеся в районе магнитных полюсов в результате падения вещества, имеют форму дуг или частей овалов. Рост величины поля приводит к увеличению площади горячих пятен и уменьшению углов их раскрытия.

По результатам второй главы на защиту выносятся следующее положение:

Результаты трехмерного численного моделирования структуры магнитосферы белого карлика в промежуточных полярах в рамках модифицированной магнитной гидродинамики, описывающей усредненные характеристики течения в условиях волновой МГД турбулентности.

По результатам второй главы были опубликованы следующие статьи:

1. Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В. Численная модель процесса аккреции в промежуточных полярах с магнитным полем дипольного типа // Астрон. журн. 2015. Т. 92. №9. С. 720–727.

Глава 3. Взаимодействие магнитосферы белого карлика с аккреционным диском в промежуточных полярах

В предыдущей главе были проведены анализ и моделирование аккреции в промежуточных полярах в области магнитосферы аккретора. Геометрический размер горячего пятна на поверхности белого карлика известен из наблюдений для одного из типичных промежуточных поляров. В численных расчетах размер горячих пятен оказывается гораздо больше наблюдаемого. Это может быть связано с недостаточным пространственным разрешением, поэтому в данной главе разработана двумерная осесимметричная модель вблизи внутреннего края аккреционного диска.

С помощью двумерного численного моделирования на достаточно подробной расчетной сетке исследуется структура аккреционной шторки во внутренних частях аккреционного диска. Результаты расчетов позволяют определить толщину аккреционной шторки на краю аккреционного диска и, следовательно, с учетом геометрии магнитного поля оценить соответствующую толщину основания шторки на поверхности аккретора. Кроме того, сравнение с наблюдениями позволяет получить сведения о свойствах аккреционного диска.

3.1. Оценка геометрических размеров аккреционной шторки из наблюдений

Система EX Hydrae (EX Нуа) является одной из наиболее близких (расстояние около 65 пк [74]) и наиболее ярких (звездная величина $9.6^m - 14^m$) катаклизмических переменных. Она относится к классу промежуточных поляров [4] и состоит из звезды-донора (маломассивная звезда класса M) и звезды-аккретора (белый карлик). В промежуточных полярах в результате взаимодействия магнитного поля и плазмы аккреционного диска вблизи белого карлика формируется магнитосфера. Аккреция вещества на белый карлик имеет колонковый характер. При этом аккреционные колонки имеют форму шторок, ориентированных преимущественно вдоль маг-

| Параметр | Значение | Ссылка |
|---------------------------------|------------------------|----------|
| Масса аккретора, M_a | $0.79 M_\odot$ | [75] |
| Радиус аккретора, R_a | 0.7×10^9 см | [75] |
| Внутренний радиус диска, R_d | 1.9×10^9 см | [76, 77] |
| Магнитное поле аккретора, B_a | 8 кГс | * |
| Темп аккреции, \dot{M} | 3×10^{15} г/с | ** |

* — из предположения, что радиус магнитосферы равен внутреннему радиусу диска.

** — из предположения, что светимость $L \approx GM_a \dot{M} (1/R_a - 1/R_d)$.

Таблица 3.1. Параметры системы EX Нуа.

нитных силовых линий [A1].

Основные параметры системы EX Нуа (см., например, [78]) приведены в таблице 3.1.

В ряде работ была сделана попытка определить геометрические размеры и свойства колонки в полярах и промежуточных полярах. Основные методы для определения этих параметров сводятся к спектральному анализу рентгеновского излучения этих систем или анализу ее периодической и стохастической переменности.

Простейшим методом определения площади колонки является анализ мягкого рентгеновского излучения от поверхности белого карлика, нагретой жестким рентгеновским излучением из аккреционной колонки [79]. Оценка площади, выполненная таким способом для промежуточного поляра EX Нуа, дала ограничение на площадь пятна колонки $f = 7.3_{-4.0}^{+29.3} \times 10^{-4}$ (где f — отношение площади колонки к площади всей поверхности белого карлика) [80]. Этот метод, однако, дает завышенные оценки площади основания колонки: в зависимости от геометрии колонки и ее высоты площадь нагретой поверхности белого карлика может в несколько раз превышать площадь пятна соприкосновения колонки с поверхностью белого карлика. На рисунке 3.1 схематически показана форма горячего пятна и его расположение на поверхности белого карлика. Желтым цветом выделена область поверхности белого карлика, нагретая аккреционной колонкой.

Другим спектральным методом определения площади колонки является анализ жесткого рентгеновского излучения, исходящего из горячей оптически тонкой плазмы, оседающей в аккреционной колонке на поверхность белого карлика (см., например, [81–85]). Полученная этим способом

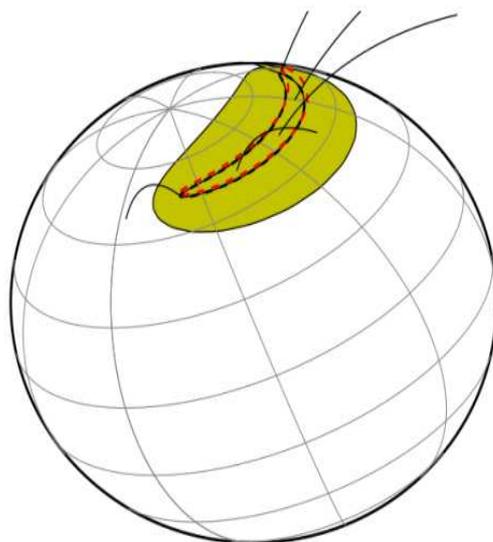


Рис. 3.1. Форма горячего пятна и его положение на поверхности белого карлика. На рисунке черным контуром обозначена граница соприкосновения аккреционного потока с белым карликом на его поверхности. Красная штриховая линия показывает положение ударной волны в аккреционном потоке. Область, закрашенная желтым цветом, — поверхность белого карлика, нагретая до высоких температур жестким рентгеновским излучением из горячей зоны аккреционной колонки (зоны, ограниченной черным контуром на поверхности белого карлика и красной штриховой линией).

площадь аккреционной колонки в EX Нуа $f < 0.1_{-0.1}^{+3.4} \times 10^{-2}$ [86] превышает значение площади, найденной с помощью предыдущего метода. Однако, форма рентгеновского спектра излучения аккреционной колонки, получаемая путем гидродинамического расчета течения в ней, имеет слабую зависимость от удельного темпа аккреции в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ (диапазона энергий, в котором работают основные современные рентгеновские миссии). Это приводит к значительной неопределенности удельного темпа аккреции и площади пятна соприкосновения колонки с поверхностью белого карлика, определенных данным методом (видно, что для промежуточного поляр EX Нуа метод фактически не дал ограничения на минимальную площадь колонки).

Также с помощью анализа потока энергии в эмиссионных линиях ионизованных элементов [87] можно оценивать плотность вещества в колонке у поверхности белого карлика, где выделяется значительная часть энергии падающего вещества. Однако данный метод требует высокого энергетического разрешения и хорошего качества данных. Оценка площади колонки EX Нуа, выполненная таким методом, составляет $f < 0.02$ [88]. В работе [89] был произведен анализ большого числа эмиссионных линий в

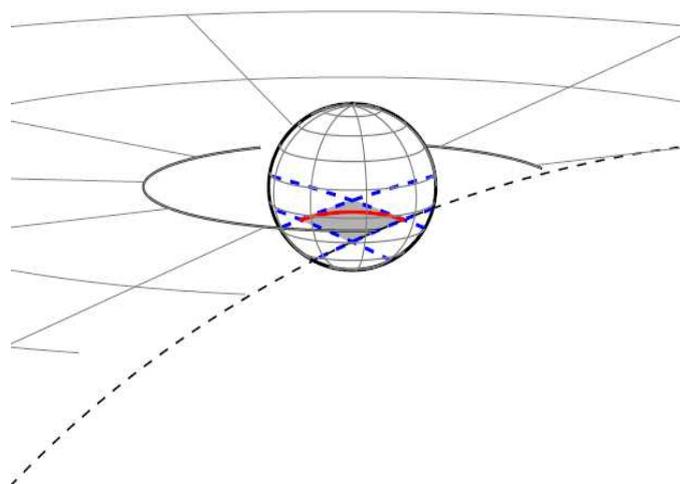


Рис. 3.2. Схема геометрии горячего пятна на поверхности белого карлика в моменты затмений. Пунктирными контурами обозначены границы области на поверхности белого карлика, ограничивающие максимальный размер излучающей зоны (он закрашен серым цветом) исходя из времени входа и выхода системы из затмения. Красным контуром обозначено пятно соприкосновения аккреционной колонки с поверхностью белого карлика, которое обеспечивает наблюдаемый профиль рентгеновского затмения.

рентгеновском диапазоне для площади аккреционной колонки 1.6×10^{-4} . Было продемонстрировано, что для объяснения наблюдаемого отношения потоков в некоторых линиях необходимо значительное отклонение химического обилия аккрецируемого вещества от солнечного, и метод не может дать однозначной оценки плотности вещества у основания колонки и, следовательно, площади колонки.

Площадь аккреционной колонки можно оценивать с помощью временной информации от объекта. EX Нуа является затменной системой с углом наклона порядка 80° [90]. Наблюдения, выполненные с помощью обсерватории RXTE (приборами PCA), наблюдающей небо в жестких рентгеновских лучах, позволили зафиксировать полные рентгеновские затмения в системе EX Нуа [91]. На рисунке 3.2 схематически показан вид горячего пятна на поверхности белого карлика в моменты затмений. Контурами обозначены границы области на поверхности белого карлика, ограничивающие размер излучающей зоны, исходя из времени входа и выхода системы из затмения.

Длительность затмения определяется временем прохождения звезды

компаньона на луче зрения перед белым карликом, в то время как длительность входа и выхода из затмения (время спадания рентгеновского потока до нуля и его нарастания до нормального значения) определяется размером излучающей зоны. В случае промежуточных полярков известно, что основным источником рентгеновского излучения является горячее вещество в аккреционной колонке у поверхности белого карлика. В работе [91] было продемонстрировано, что длительность входа в затмение составляет порядка 20 секунд, что соответствует размерам белого карлика. Однако необходимо отметить, что длительность входа в затмение в действительности дает ограничение только на продольный размер излучающего пятна, допуская тонкое протяженное пятно с маленькой площадью.

Площадь аккреционной колонки можно оценить по свойствам апериодической переменности светимости аккреционной колонки. Метод основан на поиске характерной частоты в спектре мощности переменности светимости системы, выше которой, амплитуда ее переменности начинает быстро падать [92]. Падение переменности выше этой частоты связано с характерным временем остывания вещества в аккреционной колонке. Темп течения вещества в аккреционной колонке является переменным и содержит спектр мощности переменности, сформированный в аккреционном диске (см., например, [93]). Рентгеновское излучение промежуточного полярка формируется за счет остывания оптически тонкой плазмы, нагретой до температур порядка $\sim 10^7$ К при прохождении ударной волны у поверхности белого карлика. Рентгеновская светимость промежуточного полярка в каждый конкретный момент времени, определяется всем веществом, прошедшим сквозь ударную волну за характерное время остывания. В результате переменность темпа аккреции должна быть подавлена на частотах выше обратного времени остывания вещества в аккреционной колонке, которое зависит от площади аккреционной колонки. Данный метод слабо зависит от конкретной функции остывания вещества, обилия элементов, ориентации и формы пятна колонки и поэтому дает несмещенную оценку ее площади. Площадь аккреционной колонки, оцененная таким способом, составила $f < 1.6 \times 10^{-4}$ [78].

Большинство методов, примененных к данной системе, сходятся к выводу, что площадь аккреционной колонки не превышает долей процента от площади поверхности белого карлика ($f < 10^{-3}$).

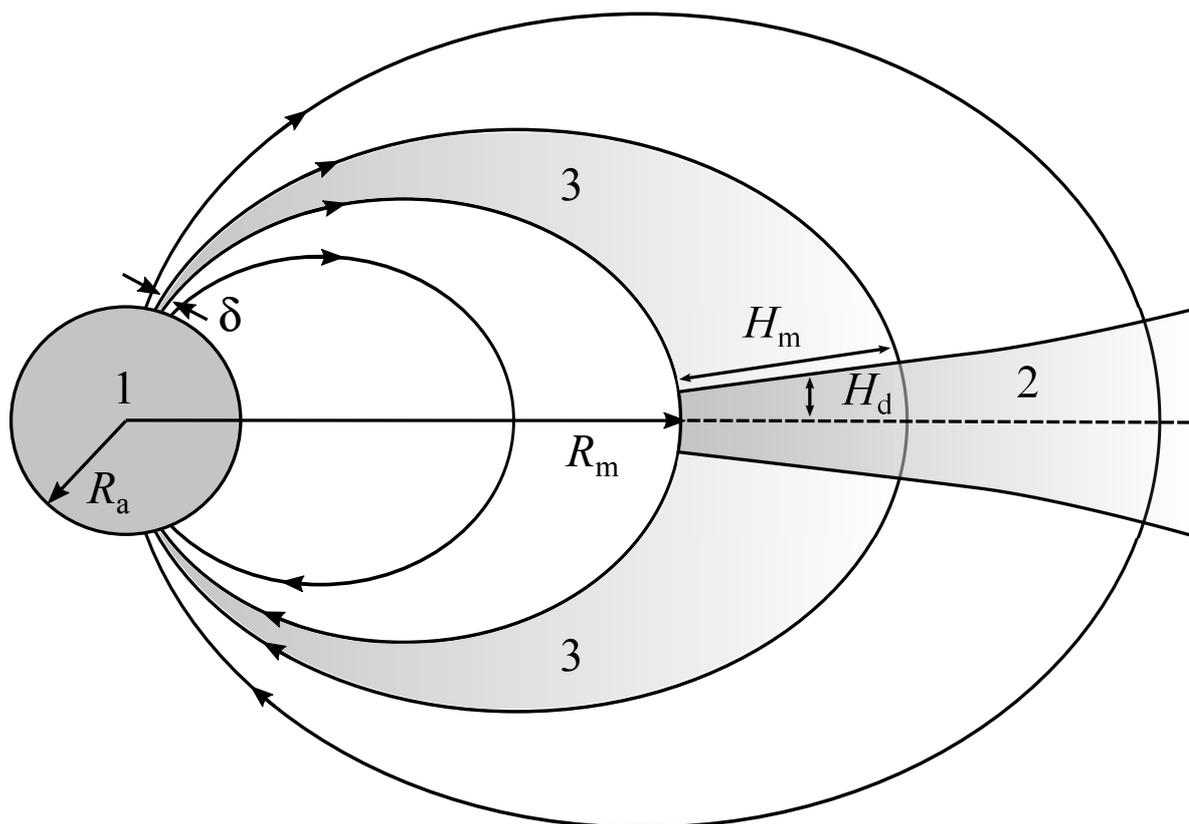


Рис. 3.3. Схематическая структура магнитосферы белого карлика. Показаны белый карлик (1), магнитное поле (линии со стрелками), аккреционный диск (2), аккреционные штормки (3). Обозначения: δ — толщина аккреционной штормки у поверхности белого карлика, R_a — радиус белого карлика, R_m — радиус магнитосферы, H_m — толщина аккреционной штормки на границе магнитосферы, H_d — полутолщина диска.

3.2. Аналитические оценки толщины аккреционной штормки

Приведем оценки толщины аккреционной штормки, основанные на теоретической картине аккреции на белый карлик. Предполагается, что толщина аккреционной штормки у поверхности аккретора δ связана с ее толщиной у основания аккреционного диска H_m . Структура течения вблизи звезды-аккретора схематически представлена на рис. 3.3. Показаны белый карлик (круг серого цвета, обозначенный цифрой 1), аккреционный диск (обозначен цифрой 2), аккреционные штормки (обозначены цифрой 3), магнитные силовые линии (линии со стрелками). Используются следующие обозначения: R_a — радиус аккретора, δ — толщина основания аккреционной штормки, R_m — радиус магнитосферы, H_m — толщина аккреционной штормки на границе магнитосферы, H_d — полутолщина аккреционного диска.

Пусть поток в аккреционных шторках полностью контролируется магнитным полем белого карлика. Поэтому вещество внутри шторок течет вдоль магнитных силовых линий. Будем считать, что магнитное поле белого карлика является дипольным. (Магнитное поле белых карликов может иметь существенную квадрупольную компоненту. В этом случае характер аккреции может выглядеть более сложным образом (см., например, [69]). В частности, в этом случае кроме полярных пятен должны формироваться экваториальные аккреционные пятна. Однако в системе EX Нуа экваториальные пятна не наблюдаются. Поэтому мы ограничиваемся случаем чисто дипольного магнитного поля). Уравнение силовых линий дипольного магнитного поля можно записать в виде

$$R = R_0 \sin^2 \theta, \quad (3.1)$$

где R_0 — расстояние от центра звезды, на котором данная силовая линия пересекает плоскость магнитного экватора. Запишем это уравнение для двух магнитных поверхностей (семейство силовых линий (3.1) с одинаковым значением R_0), ограничивающих аккреционную шторку:

$$R_a = R_m \sin^2 \theta_a, \quad R_a = (R_m + H_m) \sin^2(\theta_a + \Delta\theta), \quad (3.2)$$

где θ_a — угловое расстояние на поверхности аккретора от магнитного полюса до основания шторки, $\Delta\theta < 0$ — угол, определяющий толщину основания шторки ($\delta = R_a |\Delta\theta|$). Из первого соотношения в (3.2) находим $\theta_a \approx 37.4^\circ$. Считая $\Delta\theta$ малой величиной, из второго соотношения в (3.2) получаем:

$$H_m = \frac{2\delta R_m}{R_a \operatorname{tg} \theta_a - 2\delta} \approx \frac{2\delta R_m}{R_a \operatorname{tg} \theta_a}. \quad (3.3)$$

Площадь аккреционного пятна на поверхности белого карлика

$$S_a = R_a^2 \sin \theta_a |\Delta\theta| \Delta\varphi = \delta R_a \sin \theta_a \Delta\varphi \quad (3.4)$$

определяется углом раскрытия шторки $\Delta\varphi$.

Для оценки углов раскрытия шторки мы провели трехмерное численное моделирование структуры магнитосферы в системе EX Нуа с помощью модели, описанной в предыдущей главе и работе [A1]. В расчетах мы использовали следующие параметры магнитного поля: индукция магнитного

поля на поверхности аккретора $B_a = 8$ кГс, угол наклона магнитной оси к оси вращения белого карлика 30° . Результат расчета демонстрируют правые диаграммы на рис. 2.1 и 2.2 (см. главу 2).

Принимая во внимание полученное из трехмерных расчетов значение этого угла из соотношения (3.4) непосредственно получаем $\delta \approx 7.8$ км. Поэтому из (3.3) следует, что на краю диска толщина шторки $H_m = 56$ км = $0.003R_m$.

В данной главе предполагается, что толщина шторки на границе магнитосферы определяется главным образом толщиной аккреционного диска. Из условия гидростатического равновесия в вертикальном направлении в случае изотермического диска его полутолщину можно оценить соответствующей шкалой высоты,

$$H_d = \sqrt{\frac{2c_T^2 r^3}{GM_a}}, \quad (3.5)$$

где G — гравитационная постоянная, c_T — изотермическая скорость звука, r — расстояние от центра звезды до данной точки в экваториальной плоскости диска. Вблизи границы магнитосферы толщина диска может отличаться от значения, описываемого выражением (3.5). Тем не менее для простоты анализа мы используем такое выражение для описания полутолщины диска в модели. Конкретное значение H_d будет при этом определяться значением температуры T , которое мы используем в расчетах в качестве свободного параметра.

3.3. Описание модели

Для описания структуры течения вещества в области формирования аккреционной шторки мы используем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \nabla \Phi - \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{u})_\perp}{t_w}, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) s = 0. \quad (3.8)$$

Здесь ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, P — давление, s — удельная энтропия, Φ — гравитационный потенциал аккретора, \mathbf{u} — скорость движения магнитных силовых линий, значок \perp означает компоненту вектора, перпендикулярную магнитным силовым линиям. Для замыкания системы уравнений (3.6)–(3.8) используется уравнение состояния идеального газа:

$$s = c_V \ln (P/\rho^\gamma), \quad (3.9)$$

где c_V — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, а показатель адиабаты $\gamma = 5/3$. В модели предполагается, что магнитное поле аккретора является дипольным, вектор индукции которого определяется выражением (2.1).

Описываемая модель является модифицированным вариантом численной модели, использовавшейся ранее для расчета структуры течения в тесных двойных системах с магнитным полем (см., например, [5, 8, 42], [A1],[A2]). Основная идея заключается в том, что динамика плазмы в сильном внешнем магнитном поле (это соответствует ситуации в области магнитосферы белого карлика) характеризуется относительно медленным средним движением частиц вдоль магнитных силовых линий, дрейфом за счет гравитации поперек силовых линий и распространением с очень большими скоростями на этом фоне альфвеновских и магнитозвуковых волн. При этом за характерные динамические времена МГД волны успевают пройти по области течения (например, по аккреционной колонке) много раз. Поэтому можно исследовать усредненную картину течения, рассматривая влияние быстрых пульсаций по аналогии с волновой МГД турбулентностью.

Последнее слагаемое в уравнении движения (3.7) описывает силу, действующую на плазму со стороны магнитного поля аккретора. Она влияет только на поперечную к направлению магнитных силовых линий компоненту скорости плазмы \mathbf{v}_\perp . Обоснование этого слагаемого приведено в 4 параграфе данной главы. Сильное внешнее магнитное поле выступает в роли эффективной жидкости, с которой взаимодействует плазма. При этом последний член в уравнении (3.7) можно интерпретировать как силу трения между плазмой и магнитным полем (точнее, магнитными силовыми линиями), который по своему виду аналогичен силе трения между компонентами в плазме, состоящей из нескольких сортов частиц (см., например, [45]). Ха-

ракетное время затухания поперечной скорости (1.14). Эта величина определяется волновой диссипацией магнитного поля, которая характеризуется коэффициентом диффузии (1.15). В численной модели использовалось значение безразмерного параметра, определяющего эффективность волновой диффузии, $\alpha_w = 1/3$, что соответствует изотропному характеру волновой МГД турбулентности [72].

В численной модели используется уравнение для энтропии (3.8) вместо уравнения энергии. Как известно, такое приближение можно использовать либо в случае отсутствия ударных волн, либо, когда амплитуда ударных волн мала. Применительно к данной задаче использование уравнения для энтропии не приводит к появлению дополнительных ошибок в численном решении, поскольку структура течения в области формирования аккреционной шторки имеет существенно безударный характер.

Целью данной главы является исследование структуры аккреционной шторки вблизи внутреннего края диска. Поэтому для упрощения задачи используется осесимметричное приближение, когда ось вращения диска совпадает по направлению с осью симметрии магнитного поля звезды. Для расчета структуры течения был использован двумерный численный код, реализующий решение системы уравнений (3.6)–(3.8) в сферической системе координат (R, θ, φ) . Начало координат задавалось в центре звезды. Задача решалась на достаточно подробной сетке (256×256 ячеек) в двумерной расчетной области ($R_{\min} \leq R \leq R_{\max}$, $\pi/2 - \theta_0 \leq \theta \leq \pi/2 + \theta_0$), где $R_{\min} = 0.5R_d$, $R_{\max} = 3.5R_d$, R_d — внутренний радиус диска (см. табл. 3.1), а угол θ_0 определялся соотношением $2 \sin \theta_0 = 1 - R_{\min}/R_{\max}$. Численный код основан на разностной схеме годуновского типа повышенного порядка точности (см., например, [44]). Расчеты проводились на вычислительных кластерах Института астрономии РАН и Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

В начальный момент времени в расчетной области задавался аккреционный диск и корона. Плотность в аккреционном диске задавалась по формуле

$$\rho = \rho_d e^{-z^2/H_d^2}, \quad (3.10)$$

где $z = R \cos \theta$ — расстояние от экваториальной плоскости до данной точки внутри диска, величина H_d определялась выражением (3.5). Плотность ρ_d

на внутренней границе диска определялась из условия

$$\frac{B_*^2}{8\pi} = \rho_d v_K^2, \quad (3.11)$$

где $v_K = \sqrt{GM_a/R_d}$ — соответствующая скорость кеплеровского вращения. Из этого соотношения находим

$$\rho_d = \frac{\mu^2}{8\pi GM_a R_d^5}. \quad (3.12)$$

Плотность в окружающем диск веществе короны задавалась постоянной $\rho_c = 10^{-6} \rho_d$. В качестве свободного параметра мы использовали температуру T диска, значение которой в нашей модели определяет толщину диска H_d .

Существенным моментом, на котором основана наша модель, является малое по сравнению с единицей значение магнитного числа Рейнольдса, $R_m \ll 1$ (см. следующий параграф). Нетрудно убедиться, что это условие, действительно, удовлетворяется в начальной постановке задачи. Характерное значение магнитного числа Рейнольдса

$$R_m = \frac{vL}{\eta}, \quad (3.13)$$

где v — характерная скорость, L — характерный пространственный масштаб, η — магнитная вязкость. Выбирая в качестве характерной скорости v скорость кеплеровского вращения на внутренней границе диска, а в качестве магнитной вязкости η турбулентную магнитную вязкость η_w , определяемую формулой (1.15), находим

$$R_m = \frac{3}{\sqrt{2}\alpha_w} \sqrt{\frac{\rho}{\rho_d} \frac{L}{R_d}}, \quad (3.14)$$

где использована оценка для шкалы неоднородности дипольного магнитного поля $l_w = R_d/3$. В аккреционном диске для оценки можно взять $\rho = \rho_d$, $L = H_d$, что дает

$$R_m = \frac{3}{\sqrt{2}\alpha_w} \frac{H_d}{R_d} \ll 1, \quad (3.15)$$

поскольку $H_d \ll R_d$. В околосферической короне $\rho = \rho_c \ll \rho_d$, $L = R_d$, поэтому

$$R_m = \frac{3}{\sqrt{2}\alpha_w} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_d}} \ll 1. \quad (3.16)$$

Таким образом, использование приближения малого магнитного числа Рейнольдса $R_m \ll 1$, лежащего в основе нашей модели, является вполне обоснованным.

3.4. Расчет силы, действующей на плазму со стороны магнитного поля аккретора

Найдем выражение для электромагнитной силы, фигурирующей в уравнении движения (3.7). Расчет этой силы представляет отдельную задачу. Полное магнитное поле \mathbf{B} в плазме можно представить в виде суперпозиции магнитного поля звезды \mathbf{B}_* и магнитного поля \mathbf{b} , индуцированного электрическими токами в самой плазме, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_* + \mathbf{b}$. Поскольку фоновое магнитное поле \mathbf{B}_* в нашей задаче является стационарным ($\partial \mathbf{B}_*/\partial t = 0$) и потенциальным ($\text{rot } \mathbf{B}_* = 0$), то уравнение индукции можно записать в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \text{rot} (\mathbf{v} \times \mathbf{b} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_* - \eta \text{rot } \mathbf{b}), \quad (3.17)$$

где η — коэффициент магнитной вязкости. В пределе малых магнитных чисел Рейнольдса $R_m \ll 1$ магнитное поле будет быстро затухать $\partial \mathbf{b}/\partial t \rightarrow 0$, поэтому его величина будет мала по сравнению с величиной фонового поля, $b \ll B_*$ [97]. Сравнивая последние два слагаемых в правой части (3.17), можно убедиться что $b \approx R_m B_*$. Это означает, что в установившемся режиме будет выполняться соотношение

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B}_* - \eta \text{rot } \mathbf{b} = -c \mathbf{E} = c \nabla \phi, \quad (3.18)$$

где ϕ — скалярный потенциал электрического поля \mathbf{E} . Для удобства введем скорость магнитных силовых линий \mathbf{u} , которая определяется выражением

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} (\mathbf{u} \times \mathbf{B}_*). \quad (3.19)$$

Тогда из (3.18) и (3.19) находим

$$\operatorname{rot} \mathbf{b} = \frac{1}{\eta} [(\mathbf{v} - \mathbf{u}) \times \mathbf{B}_*]. \quad (3.20)$$

Электромагнитная сила, входящая в уравнение движения, в приближении магнитной гидродинамики [51]

$$\mathbf{f} = -\frac{\mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{B}}{4\pi\rho} = -\frac{\mathbf{b} \times \operatorname{rot} \mathbf{b}}{4\pi\rho} - \frac{\mathbf{B}_* \times \operatorname{rot} \mathbf{b}}{4\pi\rho} \approx -\frac{\mathbf{B}_* \times \operatorname{rot} \mathbf{b}}{4\pi\rho}, \quad (3.21)$$

где было использовано условие $b \ll B_*$. Подставляя сюда (3.20), получаем

$$\mathbf{f} = -\frac{B_*^2}{4\pi\rho\eta} (\mathbf{v} - \mathbf{u})_{\perp}. \quad (3.22)$$

Это выражение для электромагнитной силы использовалось в описанной выше модели в уравнении движения (3.7). При этом в качестве магнитной вязкости мы брали вязкость η_w , обусловленную волновой МГД турбулентностью.

Скорость магнитных силовых линий \mathbf{u} можно найти следующим образом. Пренебрегая зависимостью от координат коэффициента магнитной вязкости и вычисляя дивергенцию от обеих частей в уравнении (3.18), приходим к уравнению Пуассона для скалярного потенциала электрического поля:

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{c} \mathbf{B}_* \cdot \operatorname{rot} \mathbf{v}. \quad (3.23)$$

При вычислении выражения в правой части этого уравнения было использовано условие потенциальности магнитного поля, $\operatorname{rot} \mathbf{B}_* = 0$. Если это уравнение решено и потенциал ϕ найден, то поперечная компонента скорости магнитных силовых линий может быть определена из соотношения (3.19),

$$\mathbf{u}_{\perp} = c \frac{\mathbf{B}_* \times \nabla \phi}{B_*^2}. \quad (3.24)$$

Оценим влияние этого эффекта на динамику аккреционного диска. В осесимметричном приближении в цилиндрических координатах (r, φ, z)

$$\mathbf{B}_* \cdot \operatorname{rot} \mathbf{v} = \frac{B_{*z}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_{\varphi}) - B_{*r} \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial z}. \quad (3.25)$$

В аккреционном диске можно приближенно положить $v_\varphi = v_K$, $B_{*r} = 0$, $B_{*z} = -\mu/r^3$. Поэтому

$$\mathbf{B}_* \cdot \text{rot } \mathbf{v} = -\frac{\mu}{2} \sqrt{GM_a} r^{-9/2}. \quad (3.26)$$

Поскольку источник член (3.26) в рамках используемого приближения не зависит от вертикальной координаты z , то в уравнении Пуассона (3.23) можно не учитывать производные потенциала ϕ по z в операторе Лапласа. В результате уравнение Пуассона можно записать в виде

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\phi}{dr} \right) = -\frac{\mu}{2c} \sqrt{GM_a} r^{-9/2}. \quad (3.27)$$

Решение этого уравнения

$$\phi = -\frac{2\mu}{25c} \sqrt{GM_a} r^{-5/2}. \quad (3.28)$$

Скорость магнитных силовых линий (3.24)

$$u_\perp = u_\varphi = c \frac{B_{*z}}{B_*^2} \frac{d\phi}{dr} = -\frac{v_K}{5}. \quad (3.29)$$

При этом разность скоростей, входящая в выражение для электромагнитной силы (3.22), оказывается равной

$$v_\varphi - u_\varphi = \frac{6}{5} v_K. \quad (3.30)$$

Таким образом, влияние скалярного потенциала в аккреционном диске дает поправку к электромагнитной силе порядка 20%. Поэтому его необходимо учитывать.

В нашей численной модели уравнение Пуассона (3.23) для потенциала ϕ решается с помощью разложения в ряд по полиномам Лежандра

$$\phi(R, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \phi_n(R) P_n(\cos \theta). \quad (3.31)$$

Коэффициенты $\phi_n(R)$ удовлетворяют уравнению

$$\frac{1}{R^2} \frac{d}{dR} \left(R^2 \frac{d\phi_n}{dR} \right) - \frac{n(n+1)}{R^2} \phi_n = q_n, \quad (3.32)$$

где $q_n(R)$ — коэффициенты, возникающие при разложении правой части уравнения Пуассона (3.23) в ряд по полиномам Лежандра. В нашем подходе это уравнение решается численно методом скалярной прогонки. При этом использовались следующие граничные условия:

$$\left. \frac{d\phi_n}{dR} \right|_{R=R_{\min}} = 0, \quad \phi_n|_{R=R_{\max}} = \phi_n^*, \quad (3.33)$$

где R_{\min} и R_{\max} — радиусы внутренней и внешней границ расчетной области по координате R . Для определения величины ϕ_n^* запишем явное решение уравнения (3.32),

$$\phi_n(R) = -\frac{1}{2n+1} \left[\frac{1}{R^{n+1}} \int_0^R \xi^{n+2} q_n(\xi) d\xi + R^n \int_R^\infty \frac{q_n(\xi)}{\xi^{n-1}} d\xi \right]. \quad (3.34)$$

Предполагая, что при $R < R_{\min}$ величина $q_n = 0$, а при $R > R_{\max}$ является заданной функцией радиуса R , перепишем выражение (3.34) на внешней границе $R = R_{\max}$,

$$\phi_n^* = -\frac{Q_n}{R_{\max}^{n+1}} - A_n R_{\max}^n, \quad (3.35)$$

где

$$Q_n = \frac{1}{2n+1} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^{n+2} q_n(R) dR, \quad (3.36)$$

$$A_n = \frac{1}{2n+1} \int_{R_{\max}}^\infty \frac{q_n(R)}{R^{n-1}} dR. \quad (3.37)$$

Значения мультипольных моментов Q_n изменяются со временем, поскольку изменяется распределение источников $q_n(R)$ внутри интервала $R_{\min} \leq R \leq R_{\max}$. Значение коэффициентов A_n не изменяется, поскольку магнитное поле и скорость во внешней области можно считать постоянными. Использование условия $q_n = 0$ в области $R < R_{\min}$ обусловлено тем, что в магнитосфере вблизи поверхности звезды скорость плазмы должна быть

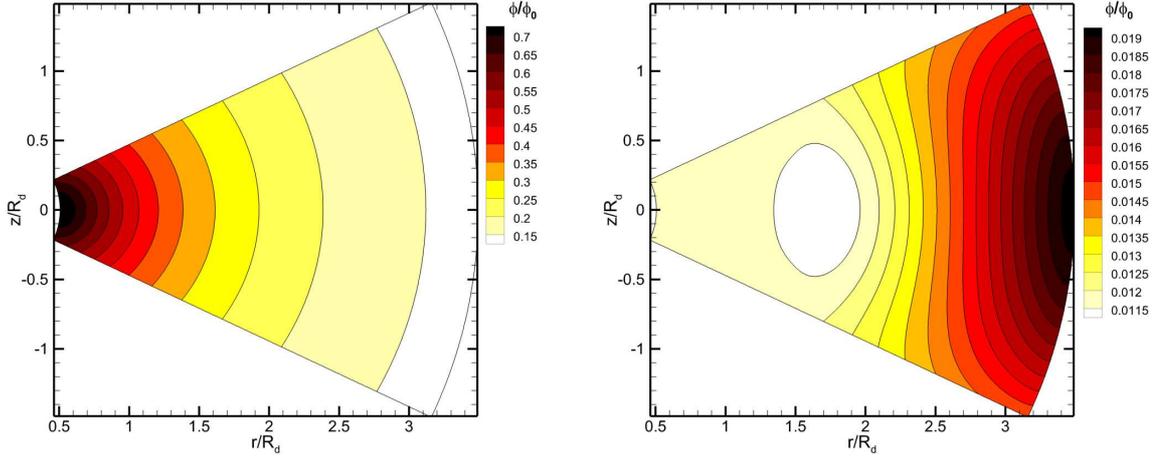


Рис. 3.4. Распределения скалярного потенциала ϕ в начальный момент времени (слева) и в стационарном режиме (справа) в модели 2 (температура $T = 10^4$ К). Масштабный множитель $\phi_0 = \sqrt{4\pi\rho_d}GM_a/c$.

коллинеарна магнитному полю. Вследствие этого $\mathbf{v} \times \mathbf{B}_* = 0$ и, следовательно, $\mathbf{B}_* \cdot \text{rot } \mathbf{v} = 0$.

На рис. 3.4 показаны численные распределения скалярного потенциала ϕ в начальный момент времени (слева) и на момент установления стационарного режима течения (справа) для модели 2 (температура $T = 10^4$ К). Значения потенциала приведены в безразмерных единицах. При этом масштабный множитель равен $\phi_0 = \sqrt{4\pi\rho_d}GM_a/c$. Как видно из рисунка, распределение потенциала существенно изменяется. Если в начальный момент времени максимум потенциала расположен вблизи центра расчетной области, то в стационарном режиме максимум располагается на периферии. Это обусловлено распределением источников $\mathbf{B}_* \cdot \text{rot } \mathbf{v}$. В начальный момент времени (см. (3.26)) величина источника увеличивается при приближении к центру. В стационарном режиме действие электромагнитной силы (3.22) приводит к торможению вращения во внутренних частях диска и в его короне. Поэтому максимальное значение источника смещается на периферию.

Соответствующие распределения скорости магнитных силовых линий u_φ показаны на рис. 3.5. Масштабный множитель равен $v_0 = \sqrt{GM_a/R_d}$. В начальный момент времени скорость u_φ увеличивается к периферии диска. При этом во внутренних частях диска величина $v_\varphi - u_\varphi > 0$, а во внешних частях $v_\varphi - u_\varphi < 0$. Это означает, что электромагнитная сила (3.22) стремится затормозить вращение внутренних частей диска и раскрутить

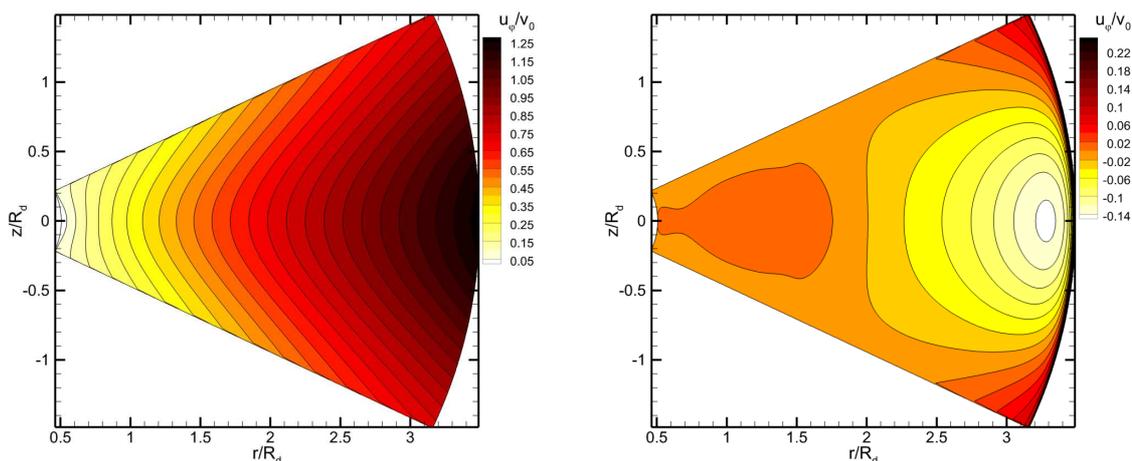


Рис. 3.5. Распределения скорости магнитных силовых линий u_φ в начальный момент времени (слева) и в стационарном режиме (справа) в модели 2 (температура $T = 10^4$ К). Масштабный множитель $v_0 = \sqrt{GM_a/R_d}$.

его внешние части. В стационарном режиме величина $v_\varphi - u_\varphi$ оказывается всюду положительной. Иными словами, действие электромагнитной силы приводит к торможению вращения. При этом вклад скорости магнитных силовых линий u_φ в величину электромагнитной силы составляет примерно 25%.

3.5. Результаты численных расчетов взаимодействия магнитосферы белого карлика с аккреционным диском

Для исследования степени влияния толщины диска на толщину формирующейся на границе магнитосферы аккреционной шторки нами были проведены численные расчеты структуры течения для трех значений температуры T диска: 10^3 К (модель 1), 10^4 К (модель 2) и 10^5 К (модель 3). Во всех моделях расчеты проводились до момента установления стационарного режима течения. Характерное время, необходимое для этого, составляет примерно 15–20 периодов кеплеровского вращения на внутреннем радиусе диска R_d .

Полученная в расчетах структура течения представлена на рис. 3.6. На рисунках представлены распределения плотности (цвет) и скорости (стрелки) в меридиональной плоскости (плоскость $\varphi = \text{const}$) в цилиндрических координатах $r = R \sin \theta$ и $z = R \cos \theta$). Силовые линии магнитного поля звезды показаны сплошными линиями. Значения пространственных

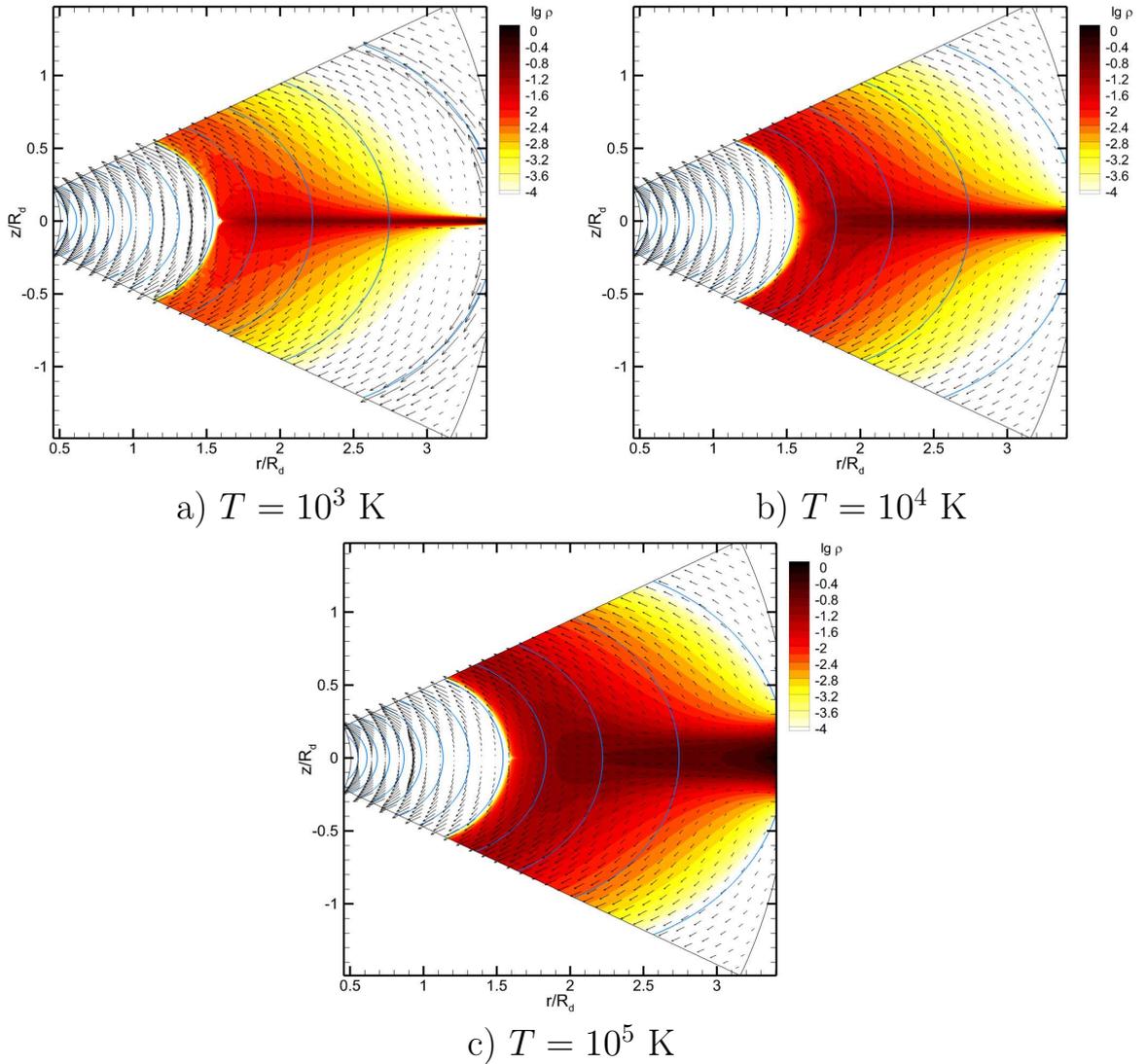


Рис. 3.6. Распределение плотности (цвет) и скорости (стрелки) в меридиональной ($\varphi = \text{const}$) плоскости для трех моделей с разными температурами диска. Цилиндрические координаты определяются выражениями $r = R \sin \theta$, $z = R \cos \theta$. Значения плотности приведены в единицах ρ_d . Изогнутые линии соответствуют силовым линиям магнитного поля звезды.

координат нормированы на величину внутреннего радиуса диска R_d , а значения плотности выражены в величинах ρ_d (3.12).

Вблизи поверхности аккректора формируется область магнитосферы, а процесс аккреции носит ярко выраженный колонковый характер. Характерный радиус магнитосферы во всех моделях равен примерно $1.5R_d$, что соответствует около 4 радиусам белого карлика. Величина радиуса магнитосферы получилась немного больше наблюдаемого внутреннего радиуса диска. Это связано с тем, что в начальных условиях мы задавали определенное значение плотности на внутреннем радиусе диска. В результате формирования аккреционного течения плотность на внутреннем радиусе диска падает и граница магнитосферы смещается от звезды вправо. Однако следует подчеркнуть, что для нашей задачи это обстоятельство не является существенным, поскольку характерная толщина аккреционной шторки при этом изменяется слабо.

Внутри магнитосферы формируется вакуумная область, в которой вещество практически отсутствует. Плазма здесь движется вдоль магнитных силовых линий. Движению в поперечном направлении препятствует электромагнитная сила, которая в нашей модели описывается последним членом в уравнении (3.7).

Действие электромагнитной силы на плазму диска первоначально приводит к торможению вращения в его внутренних частях. Затем вещество, потеряв угловой момент, начинает падать на звезду. Электромагнитная сила не позволяет плазме двигаться поперек магнитных силовых линий. Поэтому падение (аккреция) плазмы происходит в продольном к магнитному полю направлении. В результате этого процесса формируются аккреционные шторки, а соответствующие области энерговыделения (аккреционные пятна) расположены в районе магнитных полюсов звезды. Рисунки показывают, что с увеличением толщины диска (температуры) толщина и характерная плотность аккреционных шторок также увеличиваются.

Более точную оценку толщины шторок можно получить из анализа распределения плотности потока массы по сечению аккреционного течения. Соответствующие распределения представлены на рис. 3.7. Координата x соответствует радиальной координате R/R_d вдоль направления, которое определяется значением угла $\theta = \pi/2 - \theta_0$. Значения плотности потока массы выражены в единицах $\rho_d \sqrt{GM_a/R_d}$. При этом показана продольная к магнитным силовым линиям компонента вектора $\rho \mathbf{v}$. Рисунок показывает,

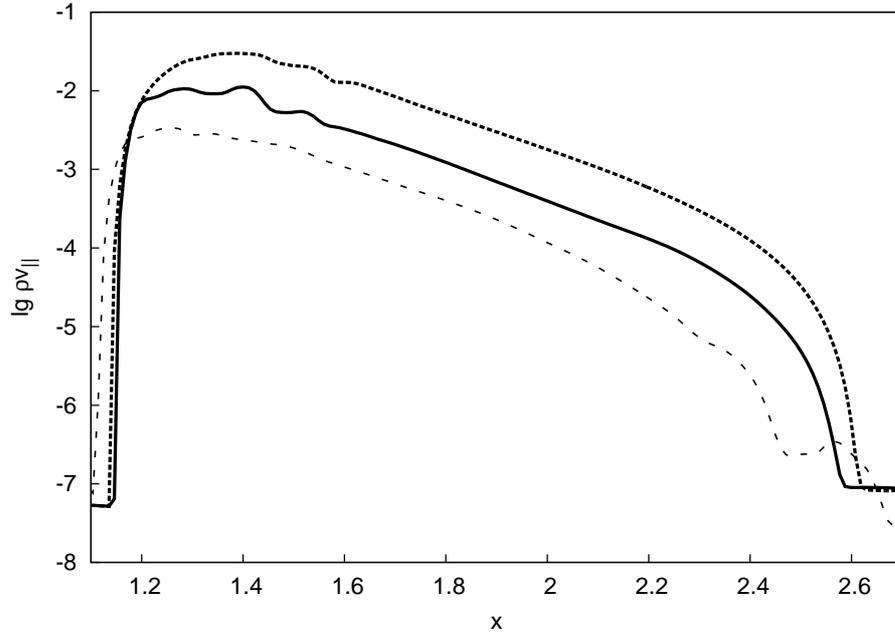


Рис. 3.7. Распределение логарифма плотности потока массы по сечению аккреционного течения для трех значений температуры аккреционного диска: 10^3 К (штриховая линия с разреженными штрихами), 10^4 К (сплошная линия) и 10^5 К (штриховая линия с близкими штрихами).

что в аккреционной шторке величина плотности потока массы с хорошей точностью может быть аппроксимирована экспоненциальной зависимостью

$$\rho v_{\parallel} = A e^{-x/H}, \quad (3.38)$$

где H — шкала неоднородности потока, которую можно отождествить с характерной толщиной шторки. Фитируя численные значения плотности потока на рис. 3.7 формулой (3.38), находим следующие значения: $H = 0.155R_d$ для модели 1, $H = 0.193R_d$ для модели 2, $H = 0.208R_d$ для модели 3. Отсюда видно, что зависимость $H_m(H_d)$ есть, но она достаточно слабая. Во всех моделях толщина аккреционной шторки на границе магнитосферы получается равной приблизительно 20% от внутреннего радиуса диска.

3.6. Обсуждение результатов расчетов

Следует отметить, что результаты наших расчетов, описанные в предыдущем разделе, находятся в хорошем согласии с результатами, полученными другими авторами (см., например, [94]). Однако они не могут удовлетворить нас с точки зрения наблюдений. Основной вывод, который

следует из анализа полученных результатов заключается в том, что в рамках рассматриваемой постановки задачи формирующаяся аккреционная шторка имеет слишком большую толщину. Таким образом, для объяснения наблюдательных данных (тонкая аккреционная шторка) мы должны привлечь некоторые другие идеи.

Одно из главных предположений, лежащих в основе нашей модели, является предположение о том, что магнитное поле звезды полностью пронизывает аккреционный диск. В этом случае характерная толщина H_m формирующейся аккреционной шторки будет обусловлена шкалой неоднородности магнитного поля l_w . Вблизи границы магнитосферы шкалу неоднородности магнитного поля можно оценить как $l_w = R_d/3$. Эта простая оценка неплохо согласуется с полученными из численных расчетов значениями (доли внутреннего радиуса диска) толщины аккреционной шторки. Однако это предположение может не выполняться, поскольку аккреционный диск формируется из вещества оболочки звезды-донора. В случае идеально проводящей плазмы диск будет представлять собой идеальный диамагнетик. Такой аккреционный диск будет обжат магнитным полем аккретора. При этом в самом диске магнитное поле будет практически отсутствовать.

Структура дипольного магнитного поля звезды при наличии идеально проводящего бесконечно тонкого диска впервые аналитически рассчитана в работах [95, 96]. В осесимметричном случае структура магнитного поля определяется потенциалом ($\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$) следующего вида:

$$A_\varphi = \frac{2\mu \sin \theta}{\pi R_d^2} \left(X - \frac{\cos^2 \theta}{\xi^2 X} + \frac{\sin^2 \theta}{\xi^2} \text{arctg } X \right), \quad (3.39)$$

где

$$\xi = \frac{R}{R_d}, \quad X = \frac{\sqrt{2} |\cos \theta|}{\sqrt{\xi^2 - 1 + Y}}, \quad Y = \sqrt{(\xi^2 - 1)^2 + 4\xi^2 \cos^2 \theta}. \quad (3.40)$$

Структура магнитного поля (в плоскости цилиндрических координат $r = R \sin \theta$ и $z = R \cos \theta$), описываемого потенциалом (3.39), показана на рис. 3.8. Бесконечно тонкому аккреционному диску соответствует жирная линия на оси r . Наличие идеально проводящего диска приводит к сильному искажению изначального магнитного поля звезды. Если вблизи звезды

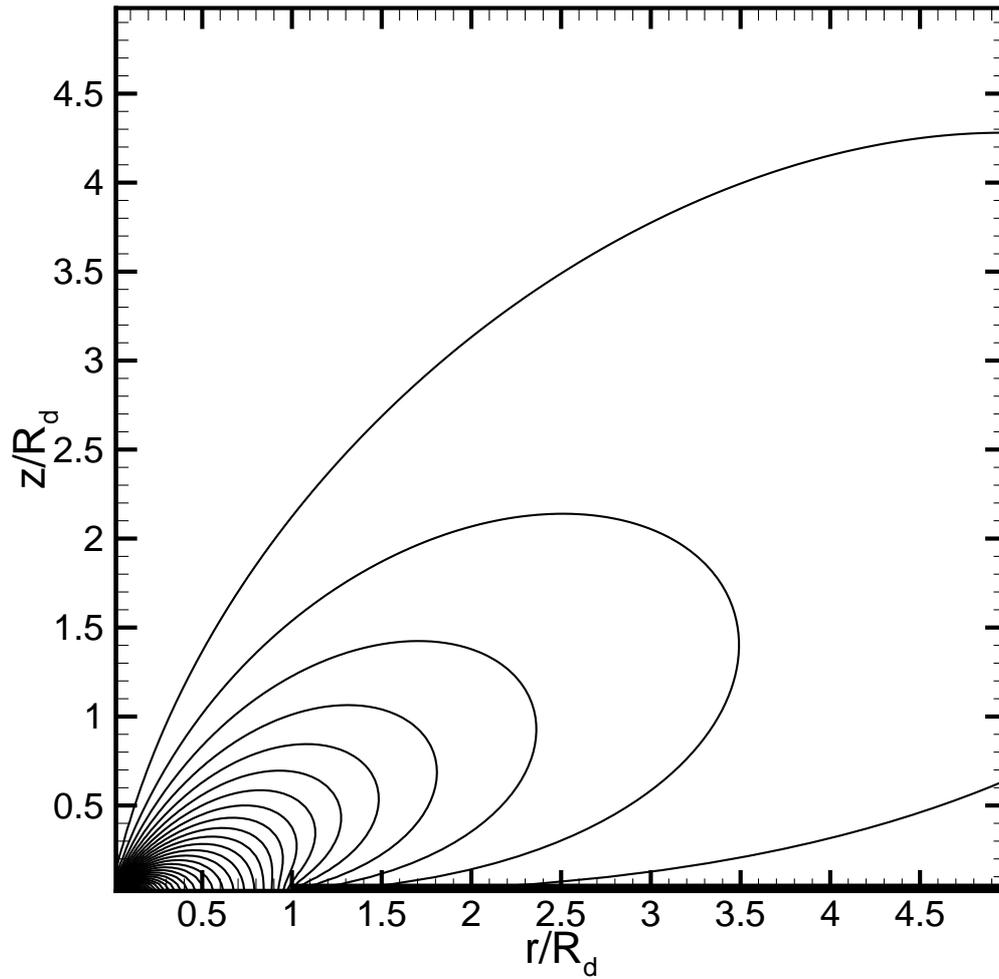


Рис. 3.8. Структура магнитного поля звезды с бесконечно тонким диамагнитным аккреционным диском в плоскости переменных r и z . Аккреционный диск показан жирной линией на оси r .

$R \rightarrow 0$ поле остается дипольным, то на больших расстояниях $R \rightarrow \infty$ магнитное поле принимает квадрупольный характер $B \propto R^{-4}$.

В рамках такой модели процесс формирования аккреционной шторки имеет совершенно иной характер. Дело в том, что аккреционная шторка в этом случае может формироваться лишь в относительно тонком слое, в котором происходит взаимодействие магнитного поля звезды с плазмой диска. Проникновение плазмы диамагнитного диска в магнитосферу звезды может происходить либо за счет диффузии магнитного поля, либо за счет развития неустойчивостей на границе магнитосферы. В любом случае характерная толщина аккреционной шторки будет определяться характерной шкалой проникновения поля в плазму.

Оценим толщину аккреционной шторки в случае, когда магнитное поле проникает в плазму за счет диффузии. Толщина аккреционной шторки в этом случае будет равна толщине диффузионного слоя, $H_m \approx \sqrt{\eta\tau}$, где η — соответствующий коэффициент магнитной вязкости, а τ — характерный временной масштаб. Взяв в качестве временного масштаба $\tau = \omega_K^{-1}$, а в качестве η коэффициент Бомовской диффузии (см., например, [53])

$$\eta_B = \frac{1}{16} \frac{ckT}{eB}, \quad (3.41)$$

получим

$$H_m \approx \frac{c_s}{\omega_K} \sqrt{\frac{\omega_K}{\omega_c}} \approx 2.5 \times 10^{-4} H_d. \quad (3.42)$$

В этих формулах c — скорость света, k — постоянная Больцмана, e — элементарный заряд, c_s — скорость звука, ω_c — циклотронная частота для протонов. Физическая природа Бомовской диффузии связана с развитием в замагниченной плазме дрейфово-диссипативных неустойчивостей, приводящих к дальнейшей турбулизации плазмы.

Возьмем в качестве примера температуру диска $T = 10^4$ К. Тогда соотношения (3.42) дают оценку $H_m \approx 2400$ см или $H_m \approx 1.2 \times 10^{-6} R_d$. Нетрудно видеть, что в этом случае диффузионный слой (и, следовательно, аккреционная шторка) является очень тонким. Соответствующее значение с большим запасом (2–3 порядка) удовлетворяет наблюдательным данным. В дальнейшем предполагается модифицировать данную численную модель, чтобы учесть эффект диамагнитного диска.

Заключение к главе 3

В Главе 3 предложена двумерная численная модель, описывающая в осесимметричном приближении структуру течения в области магнитосферы белого карлика в промежуточном пояре. Предполагалось, что магнитное поле белого карлика является дипольным, ось симметрии которого совпадает с осью симметрии диска. Модель основана на приближении плохо проводящей плазмы в сильном внешнем магнитном поле. В этом случае влияние магнитного поля сводится к учету электромагнитной силы в уравнении движения, которая по своему виду эквивалентна силе трения. Приближение малых магнитных чисел Рейнольдса в рассматриваемой задаче выполняется с хорошим запасом, если предположить, что проводимость плазмы определяется волновой МГД турбулентностью.

В качестве приложения рассмотрена система EX Нуа. Исследуется вопрос зависимости толщины аккреционных шторок от толщины аккреционного диска. Результаты численного моделирования показывают, что вблизи белого карлика формируется структура течения с хорошо известными особенностями. Аккреция имеет ярко выраженный колонковый характер, а формирующиеся при этом аккреционные колонки незамкнуты и имеют форму шторок. Внутри магнитосферы формируется вакуумная область, в которой вещество практически отсутствует. Плазма в этой области движется вдоль магнитных силовых линий.

Результаты моделирования показывают, что толщина аккреционных шторок слабо зависит от толщины аккреционного диска. Однако полученные значения толщины аккреционных шторок не согласуются с наблюдаемыми значениями. Из наблюдений следует, что толщина шторки должна быть гораздо меньше. Можно прийти к заключению, что основной причиной формирования относительно толстых аккреционных шторок в используемой модели является предположение о полном проникновении магнитного поля звезды в плазму диска. Более привлекательной в этом смысле может оказаться идея о диамагнитном диске, полностью или частично экранирующем магнитное поле звезды. В этом случае толщина аккреционной шторки должна определяться толщиной диффузионного слоя на границе магнитосферы. Простые оценки показывают, что соответствующие значения хорошо согласуются с наблюдательными данными. На наш взгляд такое предположение является довольно естественным, поскольку

аккреционные диски в промежуточных полярах формируются из вещества оболочки звезды-донора. В дальнейшем планируется модификация модели для учета эффекта диамагнитного диска.

По результатам третьей главы на защиту выносятся следующее положение:

С помощью численного моделирования процесса аккреции в промежуточных полярах сделан вывод о том, что приближение полностью проникающего в плазму магнитного поля аккретора не позволяет получить в расчетах тонкую аккреционную шторку, наблюдаемую в системе ЕХ Нуа. Показано, что для достижения согласия с наблюдениями следует использовать модель диамагнитного диска, где магнитное поле звезды лишь частично проникает в плазму диска.

По результатам третьей главы были опубликованы следующие статьи:

1. Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В., Семена А. Н., Ревнивцев М. Г. Особенности аккреции в системе ЕХ Hydrae: результаты численного моделирования // Астрон. журн. 2017. Т. 94. №7. С. 566–579.

2. Жилкин А. Г., Исакова П. Б., Бисикало Д. В. Режим аккреции в ЕХ Нуа // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука. 2018. С. 186–191.

Глава 4. Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах

Магнитное поле в тесной двойной системе может оказывать влияние не только на характер движения струи из оболочки звезды-донора, но и контролировать сам процесс формирования этой струи [6, 18, 98]. Такая ситуация может возникать в полярах с очень сильным магнитным полем (порядка 100 МГс и выше), когда оболочка звезды-донора оказывается частично погруженной в магнитосферу белого карлика. Как показали результаты трехмерных расчетов структуры течения в таких системах [8], струя вещества из оболочки донора сразу же расщепляется на несколько потоков, которые движутся вдоль магнитных силовых линий и достигают магнитных полюсов звезды-аккретора. Такой характер течения совершенно не соответствует классической картине формирования струи, перетекающей со звезды-донора в полость Роша звезды-аккретора через внутреннюю точку Лагранжа [9]. Учет влияния общей оболочки двойной системы также может существенно изменить характер течения в окрестности внутренней точки Лагранжа [99]. Однако этот эффект, по-видимому, сильнее выражен в промежуточных полярах, поскольку в полярах практически все вещество из оболочки донора попадает на аккретор.

Бисикало и др. [5] была разработана трехмерная численная модель, которая позволяет изучать процесс аккреции в полуразделенных двойных системах с учетом магнитного поля звезды-аккретора. В предыдущих расчетах этой группы исследователей поток вещества из внутренней точки Лагранжа в сторону полости Роша звезды-аккретора задавался с помощью граничных условий. Такая модель позволяла исследовать лишь влияние магнитного поля на уже сформировавшуюся аккреционную струю. В численной модели, представленной в данной главе, поток вещества из донора задается не из граничных условий, а формируется естественным путем. Поэтому в рамках такой модели оказывается возможным исследование влияния магнитного поля на сам процесс формирования аккреционного потока. Перед тем как перейти к описанию модели, проведем оценки радиуса магнитосферы, которые будут важны для построения физической

модели.

4.1. Оценки радиуса магнитосферы аккретора

Наиболее простой способ оценки радиуса магнитосферы звезды-аккретора в системах типа поляров состоит в том, чтобы рассматривать его как соответствующий альфвеновский радиус R_m [19]. Рассмотрим струю вещества, движущегося из окрестности точки Лагранжа в сторону звезды-аккретора. На некотором расстоянии от аккретора этот поток будет остановлен из-за действия магнитного поля. Для оценки этого расстояния запишем условие равенства магнитного и динамического давления:

$$\frac{B_*^2}{8\pi} = \rho v^2, \quad (4.1)$$

где $v = \sqrt{2GM_a/r}$ — скорость свободного падения, G — гравитационная постоянная, M_a — масса аккретора. Плотность ρ можно определить из выражения для темпа массообмена: $\dot{M} = S\rho v$, где S — площадь поперечного сечения аккреционной струи. Как правило, магнитное поле аккретора в типичном поляре может быть представлено дипольным полем [100], которое задается выражением (2.1). Пусть центр звезды-аккретора находится в начале координат. Компоненты вектора магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$

$$\mu_x = \mu \sin \theta \cos \phi, \quad \mu_y = \mu \sin \theta \sin \phi, \quad \mu_z = \mu \cos \theta, \quad (4.2)$$

где θ — наклон вектора $\boldsymbol{\mu}$ по отношению к оси z , а ϕ — угол между проекцией вектора $\boldsymbol{\mu}$ на экваториальную плоскость двойной системы (xy) и осью x . В модели предполагается, что вращение компонентов является синхронным, поэтому фазовый угол ϕ не зависит от времени. Магнитное поле \mathbf{B}_* в расчетной области является потенциальным, $\nabla \times \mathbf{B}_* = 0$, благодаря чему его возможно частично исключить из соответствующих уравнений, описывающих структуру МГД течения [5, 71, 101].

Площадь поперечного сечения струи вещества донора в окрестности внутренней точки Лагранжа можно оценить выражением [5, 9]:

$$S = \frac{\pi c_s^2}{4\Omega^2} g_y(q) g_z(q), \quad (4.3)$$

где $g_y(q)$ и $g_z(q)$ — функции, зависящие от отношения масс $q = M_d/M_a$ (M_d — масса звезды-донора) компонентов двойной системы, близкие к единице, определяющие размеры струи вдоль координатных осей y и z , а Ω — орбитальная угловая скорость системы.

С учетом этих соотношений из (4.1) можно получить следующую оценку:

$$R_m = \left[\frac{B_a^4 R_a^{12} S^2}{128\pi^2 G M_a \dot{M}^2} \right]^{1/11}. \quad (4.4)$$

Для вычисления радиуса магнитосферы используем параметры типичного поляра, в качестве которых возьмем орбитальные параметры системы SS Cyg [102]. Звезда-донор (красный карлик) имеет массу $M_d = 0.56 M_\odot$ и эффективную температуру $T_{\text{eff}, d} = 4000$ К. Масса звезды-аккретора $M_a = 0.97 M_\odot$, ее радиус $R_a = 7.3 \cdot 10^{-3} R_\odot$, а эффективная температура $T_{\text{eff}, a} = 37000$ К. Период обращения системы составляет $P_{\text{orb}} = 2.4 \cdot 10^4$ с. Расстояние между компонентами двойной системы $A = 2.05 R_\odot$, а внутренняя точка Лагранжа находится на расстоянии $r_{L_1} = 0.556 A$ от аккретора. Скорость звука в точке L_1 задавалась равной $c_s = 7.4 \cdot 10^5$ см / с, а скорость потери вещества через окрестность внутренней точки Лагранжа — $\dot{M} = 10^{-10} M_\odot / \text{год}$. Рассмотрим случай сильного магнитного поля, когда его индукция на поверхности белого карлика $B_a = 10^8$ Гс.

С учетом этих значений площадь поперечного сечения струи во внутренней точке Лагранжа оказывается равной $S = 0.000332 A^2$. Соответствующий диаметр поперечного сечения струи равен $2\sqrt{S/\pi} = 0.0206 A$. При этом радиус магнитосферы $R_m = 0.14 A$.

На радиусе магнитосферы вещество струи останавливается магнитным полем. Очевидно, что влияние магнитного поля на динамику потока начинается гораздо раньше. Для того, чтобы оценить расстояние, на котором начинает оказывать влияние магнитное поле, воспользуемся выражениями для сил, действующих на вещество струи в рамках данной численной модели (см. следующий параграф). На вещество, находящееся в полости Роша звезды-аккретора, действуют две основные силы: сила гравитации белого карлика и сила трения со стороны его магнитного поля. Определим расстояние R_w , на котором эти силы будут равны:

$$\frac{GM_a}{r^2} = \frac{v}{t_w}. \quad (4.5)$$

Здесь t_w — характерное время затухания поперечной скорости, определяемое выражением (1.14). Используя полученные соотношения, из (4.5) находим:

$$R_w = \left[\frac{81 B_*^4 R_a^{12} S^2}{2\pi^2 \alpha_w^4 G M_a \dot{M}^2} \right]^{1/11}. \quad (4.6)$$

Это выражение отличается от (4.4) только числовыми коэффициентами. Подставляя значения параметров, находим $R_w = 0.46 A$, что примерно в три раза больше альфвеновского радиуса (4.4). На альфвеновском радиусе сила трения $f = v/t_w$ со стороны магнитного поля аккретора является доминирующей силой, поскольку ее отношение к силе гравитации $g = GM_a/r^2$ оказывается равным $f/g(R_m) = 25.5$. Это означает, что внутри этой зоны течение плазмы будет практически полностью контролироваться магнитным полем белого карлика.

4.2. Описание численной модели

Для описания структуры течения плазмы в магнитных тесных двойных системах используется неинерциальная система отсчета, вращающаяся с орбитальной угловой скоростью $\Omega = 2\pi/P_{\text{orb}}$ двойной системы вокруг ее центра масс, где P_{orb} — орбитальный период. Поле сил, действующих на вещество в такой системе отсчета, определяется потенциалом Роша, который определяется выражением (1.9)

Для численного моделирования используется декартова система координат (x, y, z) , начало которой расположено в центре аккретора $\mathbf{r}_a = (0, 0, 0)$. Центр донора находится на расстоянии A вдоль оси x от центра аккретора, $\mathbf{r}_d = (-A, 0, 0)$. Ось z направлена вдоль оси орбитального вращения так, что вектор угловой скорости имеет следующие компоненты: $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \Omega)$.

Магнитное поле белого карлика \mathbf{B}_* в области магнитосферы может быть довольно сильным. Поэтому для удобства полное магнитное поле в плазме \mathbf{B} может быть представлено как суперпозицию фонового магнитного поля \mathbf{B}_* и поля \mathbf{b} , индуцированного электрическими зарядами в плазме: $\mathbf{B} = \mathbf{B}_* + \mathbf{b}$. В конечно-разностных схемах вычисляется только собственное магнитное поле плазмы \mathbf{b} , что позволяет избежать накопления ошибок в численном моделировании при операциях с большими числами.

Структура течения в магнитных тесных двойных системах может

быть описана следующей системой уравнений [8]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{\mathbf{b} \times \text{rot } \mathbf{b}}{4\pi\rho} - \nabla\Phi + 2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}) - \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_{\perp}}{t_w}, \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \text{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{b} + (\mathbf{v} - \mathbf{v}_*) \times \mathbf{B}_* - \eta \text{rot } \mathbf{b}], \quad (4.9)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \right] = -P \nabla \cdot \mathbf{v} + n^2 (\Gamma - \Lambda) + \frac{\eta}{4\pi} (\text{rot } \mathbf{b})^2, \quad (4.10)$$

где ρ — плотность, \mathbf{v} — скорость, P — давление, ε — удельная внутренняя энергия, n — концентрация, η — коэффициент магнитной вязкости, \mathbf{v}_* — скорость магнитных силовых линий. Слагаемое $2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega})$ в уравнении движения (4.8) описывает силу Кориолиса. Плотность, энергия и давление связаны между собой уравнением состояния идеального газа:

$$P = (\gamma - 1) \rho \varepsilon, \quad (4.11)$$

где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. В уравнении энергии (4.10) учтены эффекты радиационного нагрева Γ и охлаждения Λ , так же как и нагрев за счет диссипации токов [103–106]. В данной модели используется уравнение энергии, а не уравнение для энтропии [61, 107].

Модель основана на приближении модифицированной МГД [8, 42], которое подробно описано в работе [108]. Это приближение соответствует МГД в случае очень сильных внешних магнитных полей с учетом турбулентности альфвеновских волн при малых магнитных числах Рейнольдса ($R_m \ll 1$) [97]. Действительно, динамика плазмы в сильных внешних магнитных полях может быть описана относительно медленным усредненным движением частиц вдоль линий поля, их дрейфом поперек магнитных силовых линий и распространением с очень большими скоростями альфвеновских и магнито-звуковых волн на фоне такого медленного движения. МГД волны могут пересечь область потока много раз за характерное динамическое время. Поэтому возможно исследование усредненной картины течения, принимая во внимание быстрые пульсации так же, как в случае МГД турбулентности [109–111]. Для описания медленного собственного движения плазмы, необходимо различать быстро распространяющиеся

ся флуктуации и применять определенную процедуру усреднения по ансамблю волновых пульсаций. Такая модель для описания МГД течений была разработана в работах, применительно к полярам и промежуточным полярам [69, 112–114], [A1, A2, A3].

Последнее слагаемое в уравнении движения (4.8) описывает силу, действующую на плазму со стороны магнитного поля аккректора, которая влияет на компоненту скорости плазмы, перпендикулярную к магнитным силовым линиям [55–57]. Символ \perp означает компоненту скорости, перпендикулярную магнитным силовым линиям белого карлика \mathbf{B}_* . Вектор \mathbf{v}_* определяет скорость силовых линий, возникающую из-за собственного вращения белого карлика и конечной проводимости плазмы. Поскольку в данной работе вращение компонентов считается синхронным, то, пренебрегая вторым эффектом, можно положить $\mathbf{v}_* = 0$. Оценки влияния конечной проводимости плазмы на величину скорости силовых линий, проведенные в работе [A3], показали, что в аккреционном диске этот эффект не превышает 20%. В аккреционной струе полярнов, влияние этого эффекта, очевидно, должно быть еще меньше. Сильное внешнее магнитное поле играет роль эффективной жидкости, с которой взаимодействует плазма благодаря тому, что соответствующая сила подобна силе трения между компонентами плазмы, состоящей из нескольких видов частиц [45, 53]. Поэтому она может быть рассмотрена как «сила трения» между плазмой и магнитными силовыми линиями.

В модели использованы следующие начальные и граничные условия. В оболочке звезды-донора нормальная компонента скорости по отношению к его поверхности $v_n = c_s$ задавалась равной локальной скорости звука, соответствующей эффективной температуре донора 4 000 К. Плотность газа в оболочке донора $\rho(L_1)$ определяется из выражения для темпа массообмена:

$$\dot{M} = \rho(L_1)v_n S, \quad (4.12)$$

где площадь сечения струи из донора вычисляется по формуле (4.3).

На других границах вычислительной области заданы следующие граничные условия: плотность $\rho_b = 10^{-8} \rho(L_1)$, температура T_b равнялась равновесной температуре $T_* = 11\,227$ К, магнитное поле $\mathbf{B}_b = \mathbf{B}_*$, для скорости \mathbf{v}_b были определены условия свободного истечения: когда скорость направлена наружу, используются симметричные граничные условия, а ко-

гда скорость направлена внутрь, используется условие $\mathbf{v}_b = 0$.

Аккректор был задан сферой радиусом $0.0125 A$, на границе которой были определены условия свободного втекания. Радиус численной звезды примерно в три раза превышает реальный радиус белого карлика R_a , и все вещество, пересекающее эту границу, считается упавшим на аккректор. Начальные условия в вычислительной области: плотность $\rho_0 = 10^{-8} \rho(L_1)$, температура равнялась равновесной температуре $T_0 = T_*$, скорость $\mathbf{v}_0 = 0$ и магнитное поле $\mathbf{B}_0 = \mathbf{B}_*$.

Вычисления проводились с помощью трехмерного параллельного численного кода Nurgush 2.0 [10, 42] (номер государственной регистрации 2016663823), основанного на разностной схеме годуновского типа повышенного порядка точности для уравнений магнитной гидродинамики. Задача решалась в расчетной области $-0.8 A \leq x \leq 0.8 A$, $-0.8 A \leq y \leq 0.8 A$, $-0.4 A \leq z \leq 0.4 A$ с числом ячеек $256 \times 256 \times 128$. Эта расчетная область полностью включает в себя полость Роша аккректора, а также частично полость Роша донора. Это означает, что в модели истечение из донора в окрестности внутренней точки Лагранжа определяется не из граничных условий, а формируется естественным путем.

4.3. Результаты численного моделирования аккреции в окрестности внутренней точки Лагранжа

Приведем результаты моделирования структуры течения в типичном пояре (магнитное поле $B_a = 10^8$ Гс). Были проведены трехмерные расчеты в полной расчетной области, включающей аккректор, а также более детально рассмотрена область вблизи внутренней точки Лагранжа. Расчеты проводились вплоть до наступления стационарного режима течения. Параметры ориентации оси симметрии дипольного магнитного поля (4.2) были заданы следующими значениями: $\theta = 30^\circ$, $\phi = 90^\circ$.

Трехмерная структура течения показана на рисунках 4.1 и 4.2. На рисунке 4.1 показана полная картина течения вещества с поверхности донора. Расчетная область частично включает в себя также полость Роша донора. Цветом показан логарифм плотности, белая сфера соответствует поверхности аккректора, красная линия соответствует магнитной оси, а синяя — оси вращения белого карлика, направленной вдоль оси z , зелеными линиями со стрелками показаны магнитные силовые линии. Струя вещества из

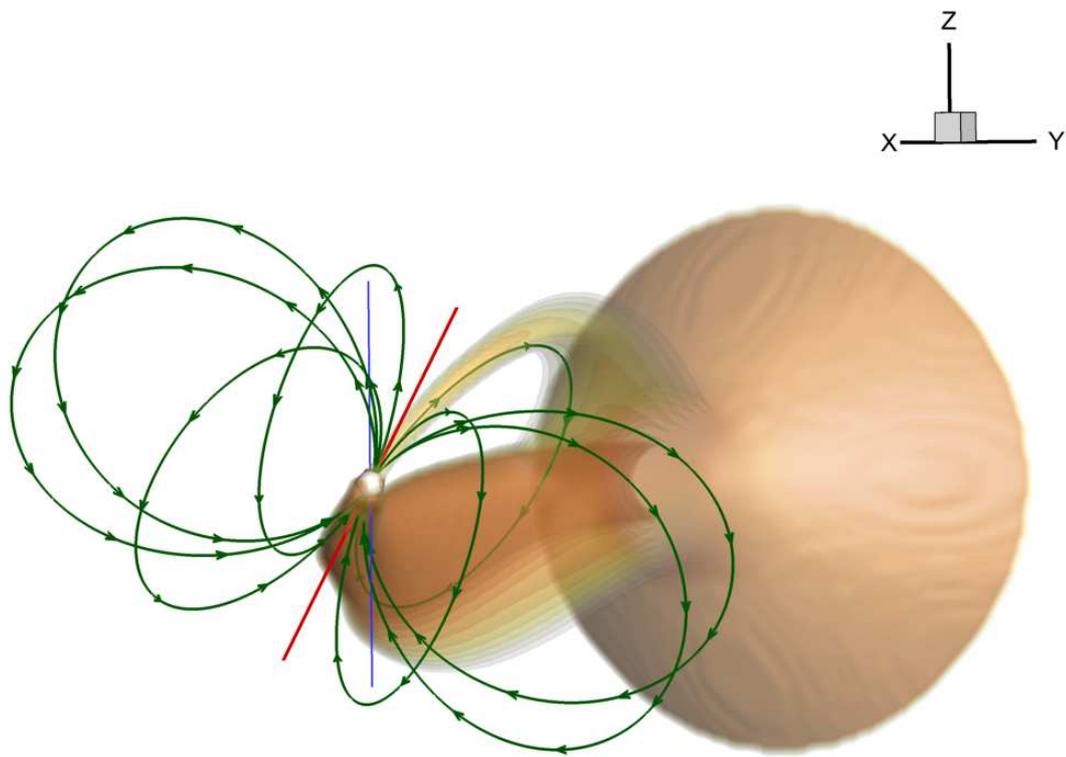


Рис. 4.1. Структура течения в типичном полюсе по результатам представленной в данной главе модели. Показаны изоповерхности логарифма плотности (цвет), магнитные силовые линии (со стрелками), магнитная ось (красная линия) и ось вращения (синяя линия).

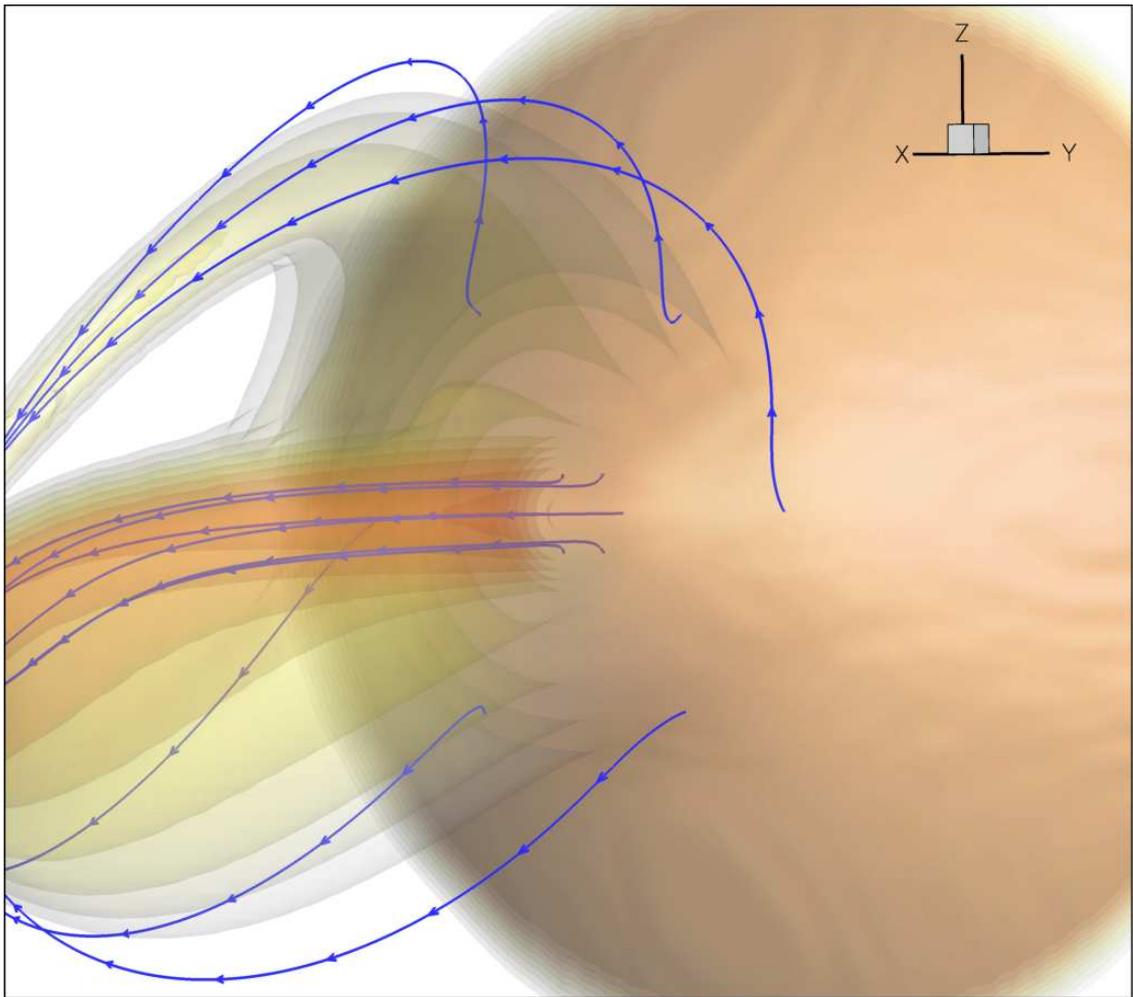


Рис. 4.2. Структура течения в поляре вблизи формирования аккреционной струи. Показаны изоповерхности логарифма плотности (цвет), линии тока (со стрелками).

донора движется широким потоком и попадает на поверхность белого карлика в районе его магнитных полюсов, причем основной поток попадает на южный магнитный полюс. Вещество вначале летит по баллистической траектории и под действием силы Кориолиса немного отклоняется. При приближении к границе магнитосферы белого карлика, оно подхватывается магнитным полем и движется вдоль магнитных силовых линий. Так как южный магнитный полюс расположен ближе к внутренней точке Лагранжа, то веществу энергетически выгоднее аккрецировать на него. Тем не менее, некоторая часть вещества формирует сопутствующий поток, движущийся в сторону северного магнитного полюса.

На рисунке 4.2 приведены результаты расчетов структуры течения вблизи внутренней точки Лагранжа. Цветом показаны изоповерхности логарифма плотности, синие линии со стрелками указывают направление

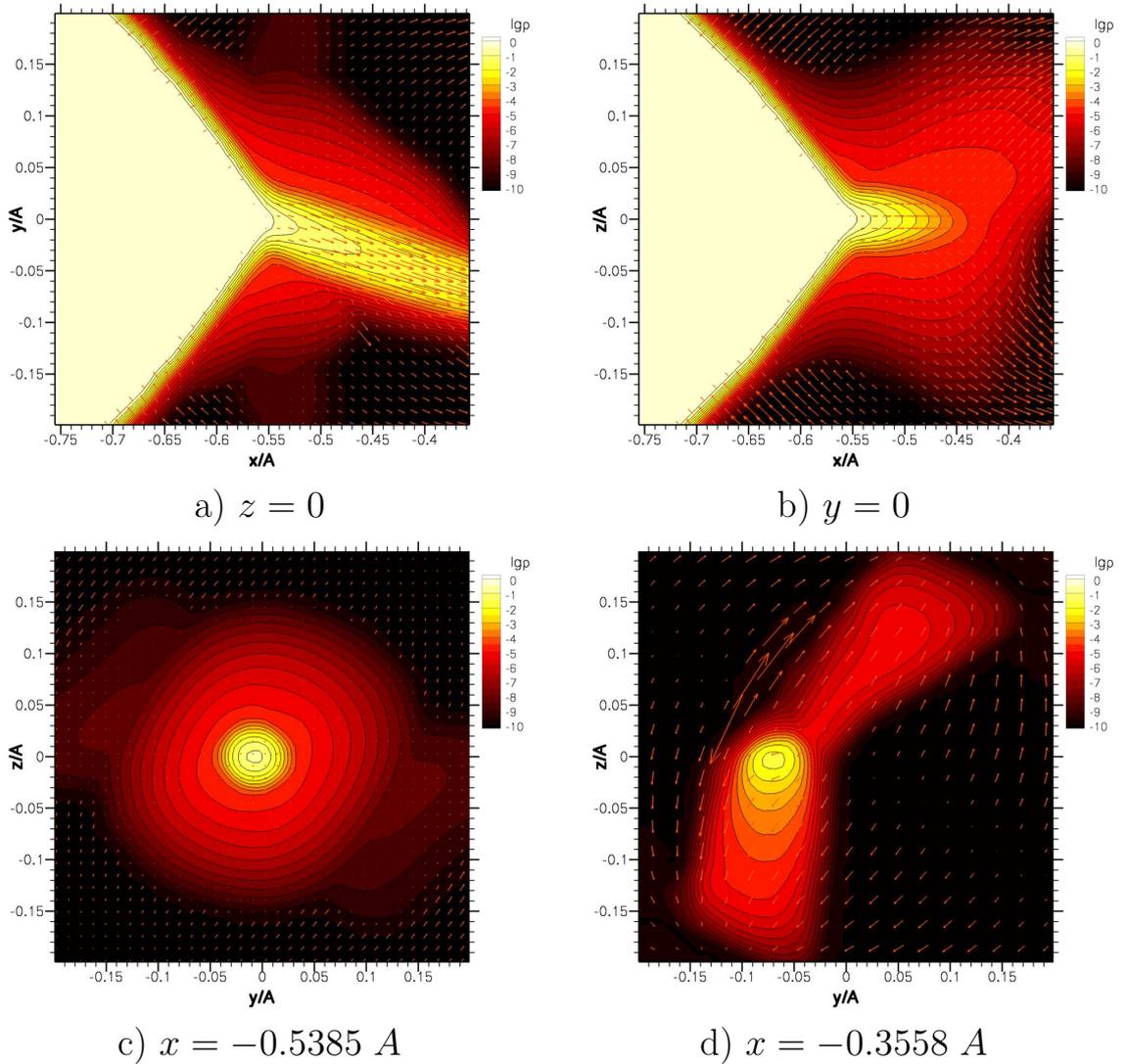


Рис. 4.3. Распределение плотности (цвет) и скорости (стрелки) в плоскостях экваториальной xy (а), вертикальных xz (b) и yz на разных расстояниях от внутренней точки Лагранжа $x = -0.5385 A$ (c) и $x = -0.3558 A$ (d).

линий тока. Рисунок показывает, что структура истечения имеет сложный характер. Непосредственно в ближайшей окрестности точки Лагранжа формируется основной поток, в то время как в более отдаленных областях формируются вспомогательные потоки. Нижняя часть сопутствующего потока через некоторое время вливается в основной поток. Верхняя часть сопутствующего потока подхватывается магнитным полем белого карлика и формирует отдельную коллимированную аккреционную струю. Анализ расчетных данных показывает, что поток массы в этой струе примерно в 500 раз меньше по сравнению с основным потоком.

На рисунке 4.3 показана структура течения в области формирования струи отдельно в трех плоскостях: в экваториальной xy (сверху слева),

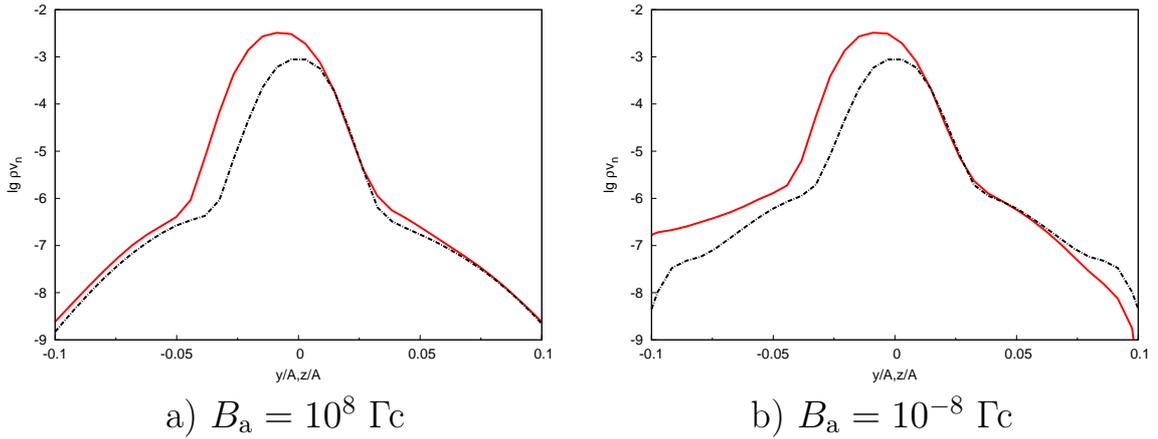


Рис. 4.4. Распределение логарифма плотности потока массы по сечению аккреционного потока в плоскостях y (красная сплошная линия) и z (черная штрих-пунктирная линия) для поляра с величиной магнитного поля на поверхности аккретора $B_a = 10^8$ Гс (слева) и для газодинамического случая с теми же параметрами, но величиной магнитного поля $B_a = 10^{-8}$ Гс (справа).

вертикальной xz (сверху справа) плоскостях, а так же в плоскости yz , где структура струи приведена в двух срезах: $x = -0.5385 A$ (снизу слева) и $x = -0.3558 A$ (снизу справа). Цветом показано распределение плотности, стрелками — распределение тангенциальной к данной плоскости скорости. Анализ структуры течения в экваториальной плоскости (сверху слева) показывает, что большая часть вещества из донора движется внутрь полости Роша белого карлика из окрестности внутренней точки Лагранжа. Вещество в сопутствующих потоках, расположенных ниже и выше точки L_1 , имеет существенно более низкую плотность. В плоскости xz (сверху справа) основная часть вещества уходит вниз, в то время как небольшая часть продолжает движение прямо, создавая дополнительную струю. В плоскости yz (снизу) ближе к аккретору (слева) все вещество движется одним потоком, но чуть дальше от внутренней точки Лагранжа (справа) основное течение сгущается и уходит вниз, а малая часть вещества создает еще одну струю, которая движется вверх.

На рисунке 4.4 показаны профили плотности потока массы ρv_n в поперечном сечении аккреционного потока. На левой диаграмме показан анализируемый нами магнитогидродинамический случай ($B_a = 10^8$ Гс), в то время как на правой диаграмме для сравнения представлен аналогичный профиль для газодинамического случая (очень слабое поле $B_a = 10^{-8}$ Гс). Красная сплошная линия показывает распределение вдоль координаты y ,

черная штрих-пунктирная линия — вдоль координаты z . На диаграммах выделяется центральная часть течения и «крылья», которые соответствуют спутному потоку. Распределение вдоль координаты y (красная линия) смещено в сторону отрицательных значений и имеет больший максимум по сравнению с профилем вдоль координаты z . Этот эффект обусловлен действием силы Кориолиса (что хорошо видно на верхней левой диаграмме на рис. 4.3). Анализ расчетных данных показывает, что полный поток массы в основной струе почти на два порядка превышает аналогичную величину в сопутствующем потоке. Кроме того, полный поток массы в газодинамическом случае примерно на 10% больше полного потока массы в магнитогидродинамическом случае. Это обстоятельство обусловлено тем, что магнитное давление оказывает влияние на процесс формирования струи, что приводит к уменьшению темпа массообмена.

На рис. 4.5 показано распределение плотности (цвет) в различных плоскостях yz , соответствующих фиксированным значениям координаты x . Значение координаты x изменяется с шагом 0.08 A . Напомним, что внутренняя точка Лагранжа имеет координату $x = -0.556 A$. На диаграмме а) ($x = -0.50 A$) представлен срез в плоскости yz , расположенной непосредственно вблизи внутренней точки Лагранжа. Аккреционная струя вытянута вдоль оси симметрии магнитного поля. Плотность в ней увеличивается к центру, который из-за действия силы Кориолиса смещен влево вдоль координаты y . На диаграмме б) ($x = -0.42 A$) аккреционный поток еще больше вытягивается. Более плотные области смещаются еще больше влево и немного растягиваются вниз в то время, как менее плотное вещество устремляется вверх. На диаграмме в) ($x = -0.34 A$) уже четко выделяются два плотных центра: нижний, большей плотности, смещается вниз и влево, а верхний, чуть меньшей плотности, движется вверх. Между этими центрами располагается относительно тонкая перемычка, которая на следующей диаграмме д) ($x = -0.26 A$) уже исчезает. Здесь основной, более плотный, нижний поток и сопутствующий ему менее плотный, верхний, постепенно отдаляются друг от друга. На диаграмме е) ($x = -0.18 A$) потоки начинают коллимироваться, их поперечное сечение существенно уменьшается. На диаграмме ф) ($x = -0.10 A$) видны два отдельных коллимированных аккреционных потока. Нижний поток определяет аккрецию вещества на южный магнитный полюс белого карлика, а верхний — на северный.

Анализ этих диаграмм позволяет сформулировать следующий вывод.

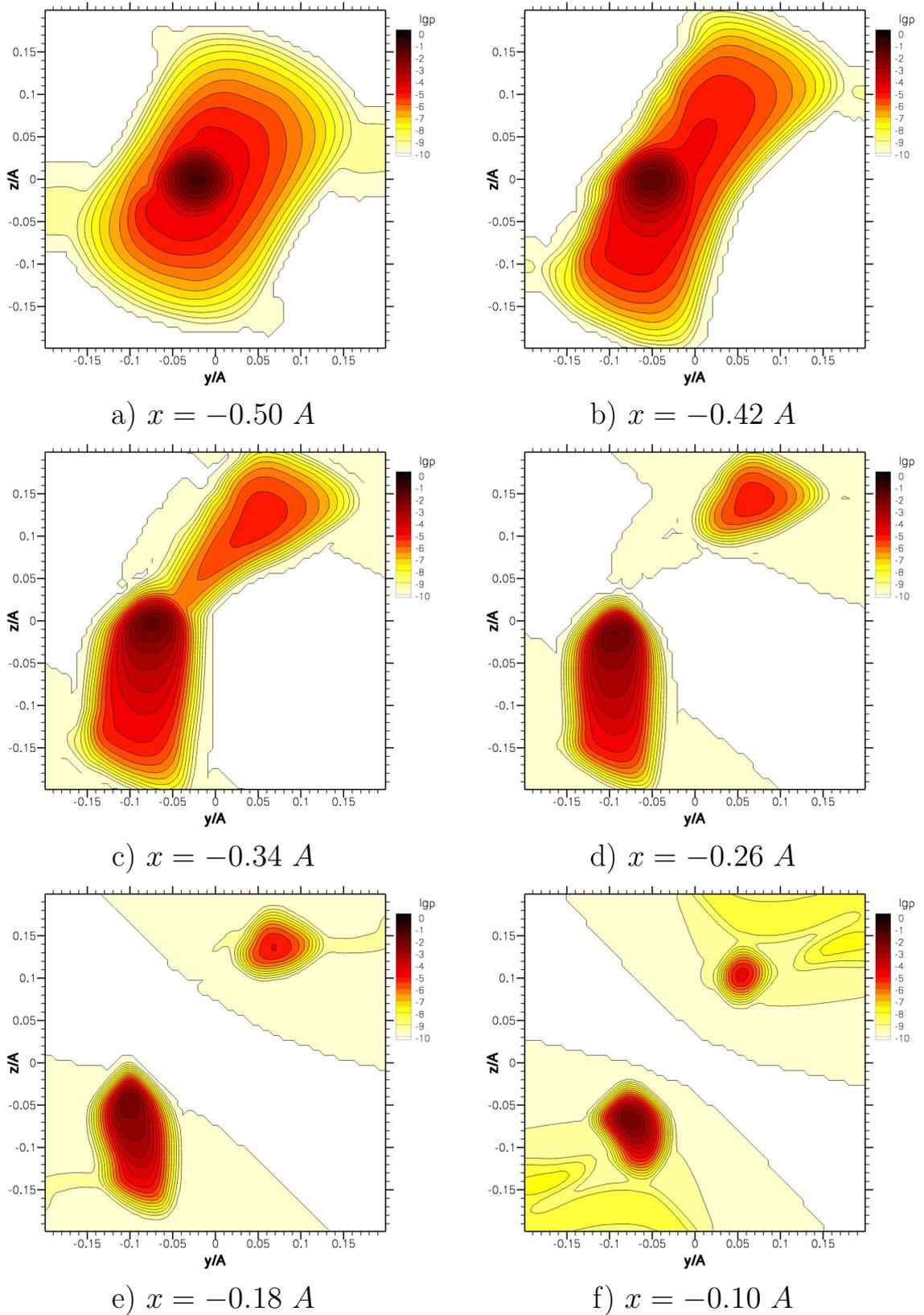


Рис. 4.5. Распределение плотности (цвет) в плоскостях yz , соответствующих различным фиксированным значениям координаты x . Представлены срезы вдоль движения струи от донора к аккретору, показывающие процесс расщепления струи.

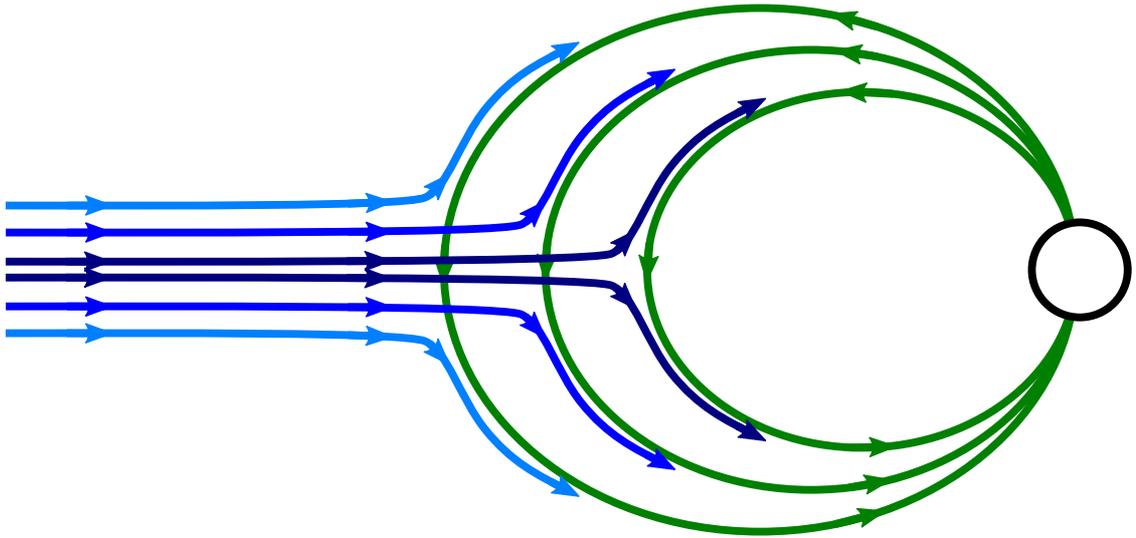


Рис. 4.6. Схематическая картина формирования иерархической магнитосферы. Кружок соответствует белому карлику, магнитные силовые линии показаны зелеными линиями со стрелками, синими линиями обозначены линии тока вещества. Более темный оттенок соответствует большей плотности.

Струя в поперечном сечении имеет неоднородную структуру. На менее плотные части потока магнитное поле оказывает влияние на более дальних расстояниях от белого карлика, а на более плотные части потока — на более близких. На расстоянии $x = -0.34 A$ аккреционный поток начинает расщепляться на два отдельных потока. Это расстояние соответствует границе магнитосферы для периферийной менее плотной части аккреционной струи («крылья» профиля плотности на рисунке 4.4). Более плотная часть потока через некоторое время достигает своей границы магнитосферы и, согласно этой картине, под воздействием магнитного поля так же должна расщепиться на два отдельных потока. Однако, по-видимому, недостаточное пространственное разрешение сетки в расчете не позволяет обнаружить этот эффект. Кроме того, эти потоки все равно затем должны снова слиться при подходе к южному магнитному полюсу.

Такую картину формирования магнитосферы можно назвать иерархической. Выше описано формирование только двух уровней иерархии. Однако ясно, что в общем случае таких уровней может быть бесконечное множество, поскольку профиль потока является непрерывным. Схематическая картина формирования иерархической магнитосферы показана на рис. 4.6. Кружком обозначен белый карлик, а его магнитные силовые линии показаны зелеными линиями со стрелками. Линиям тока вещества

соответствуют синие линии со стрелками. Для простоты показан случай трехуровневой иерархии. Более темный оттенок линий тока соответствует большей плотности вещества. Периферийные части потока (самый светлый оттенок синего цвета) отклоняются магнитным полем раньше всего и формируют внешние части магнитосферы. Более внутренние и более плотные части потока (светло-синий оттенок) отклоняются магнитным полем немного позже. Самые внутренние и плотные части потока (темно-синий оттенок) проникают глубже всего и формируют внутренние части магнитосферы. Ближе к магнитным полюсам все эти отдельные потоки могут постепенно сливаться в единые аккреционные колонки или шторки. Такая картина формирования магнитосферы в полярах существенно отличается от классической картины [4] и может быть использована для более детального анализа и интерпретации наблюдательных данных.

Заключение к главе 4

В Главе 4 представлена трехмерная магнитогидродинамическая численная модель для исследования структуры течения в полярах. Модель основана на приближении модифицированной магнитной гидродинамики, которое описывает динамику плазмы в очень сильном внешнем магнитном поле с учетом турбулентности альфвеновских волн при малых магнитных числах Рейнольдса. Расчетная область полностью включает в себя полость Роша звезды-аккретора, а также частично полость Роша звезды-донора. Последнее обстоятельство позволяет в рамках модели описывать формирование естественным путем истечения из оболочки звезды-донора в окрестности внутренней точки Лагранжа. Кроме того в данной модели используется уравнение энергии, а не уравнение для энтропии.

Было проведено трехмерное численное моделирование процесса перетекания вещества из звезды-донора внутрь полости Роша звезды-аккретора. В качестве примера рассмотрен поляр с магнитным полем на поверхности белого карлика $B_a = 10^8$ Гс, параметры которого соответствуют параметрам системы SS Cyg. Исследована структура сформировавшегося течения. Подробное внимание уделено окрестности внутренней точки Лагранжа, где происходит формирование аккреционного потока.

Результаты численного моделирования показывают, что перетекающее из оболочки звезды-донора в полость Роша звезды-аккретора вещество

формирует коллимированные аккреционные потоки, движущиеся к магнитным полюсам белого карлика. При этом сформировавшийся в окрестности внутренней точки Лагранжа поток из-за влияния магнитного поля расщепляется на два отдельных потока. Основная часть вещества под действием силы Кориолиса отклоняется вниз и движется по направлению к южному магнитному полюсу белого карлика. Менее плотный поток под действием магнитного поля аккретора зацепляется за магнитные силовые линии раньше и попадает на поверхность белого карлика в области его северного магнитного полюса.

Взаимодействие вещества аккреционного потока из оболочки звезды-донора с магнитным полем приводит к формированию иерархической структуры магнитосферы. Менее плотные (периферийные) части потока попадают под влияние магнитного поля на более далеких расстояниях от звезды-аккретора и формируют внешние области магнитосферы. Более внутренние и более плотные части потока отклоняются магнитным полем на более близких расстояниях от аккретора. Самые внутренние и плотные части потока проникают сквозь магнитное поле глубже всего и формируют самые внутренние области магнитосферы. Однако вблизи магнитных полюсов все эти отдельные потоки должны снова сливаться и формировать у поверхности белого карлика аккреционные колонки или шторки [92]. Подобная схема формирования иерархической магнитосферы в полярах существенно отличается от классической и ее учет может повлиять на результаты анализа и интерпретации наблюдательных данных.

По результатам четвертой главы на защиту выносятся следующее положение:

Вывод о том, что в полярах взаимодействие вещества аккреционного потока из оболочки звезды-донора с магнитным полем звезды-аккретора должно приводить к формированию иерархической структуры магнитосферы, поскольку менее плотные части аккреционного потока останавливаются магнитным полем белого карлика раньше, чем более плотные. Учет такой структуры магнитосферы может повлиять на результаты анализа и интерпретации наблюдательных данных.

По результатам четвертой главы были опубликованы следующие статьи:

1. Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В. Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах // Аст-

рон. журн. 2018. Т. 95. №8. С. 519–529.

2. *Isakova P. B., Zhilkin A. G., Bisikalo D. V.* The flow structure in the vicinity of the inner Lagrangian point in magnetic cataclysmic variables // Труды конференции «20th European white dwarf workshop». AIP Conference Proceedings. 2017. V. 509. P. 495–500. Ред. Tremblay P.-E., Gänsicke B., Marsh T.

3. *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах и промежуточных полярах // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука. 2018. С. 221–226.

Заключение

В Диссертационной работе было разработано несколько численных моделей для исследования структуры течения в магнитных катаклизмических переменных различного типа.

В частности, в Главе 1 представлена трехмерная численная модель, позволяющая объяснить структуру течения в системах типа «суперпропеллер», к которым относятся магнитные катаклизмические переменные с сильными магнитными полями и быстрым вращением звезды-аккретора. В ходе разработки этой модели были проанализированы физические механизмы уменьшения эффективности передачи углового момента от вращающейся магнитосферы веществу, вытекающему из внутренней точки Лагранжа. При этом механизм, связанный с неполным проникновением магнитного поля в плазму, оказался наиболее эффективным. Сформулирована идея о том, что вспышечная активность в этой системе связана с переходами между ламинарным и турбулентным режимами течения.

В Главе 2 описана трехмерная численная модель, позволяющая детально исследовать структуру течения вблизи поверхности звезды-аккретора в магнитных тесных двойных системах. Модель основана на уравнениях модифицированной магнитной газодинамики для усредненных характеристик течения в рамках волновой МГД-турбулентности. Было показано, что вблизи аккретора формируется магнитосфера, а процесс аккреции имеет колонковый характер. Аккреционные колонки имеют форму не трубок, а шторок, поскольку не являются замкнутыми. Зоны энерговыделения (горячие пятна) на поверхности белого карлика, формирующиеся в районе магнитных полюсов в результате падения вещества, имеют форму дуг или частей овалов. Рост величины поля приводит увеличению площади горячих пятен и уменьшению углов их раскрытия.

В Главе 3 предложена двумерная численная модель, описывающая в осесимметричном приближении структуру течения в области магнитосферы белого карлика в промежуточном пояре на примере системы EX Нуа. Исследуется вопрос зависимости толщины аккреционных шторок от толщины аккреционного диска. Результаты численного моделирования пока-

зывают, что вблизи белого карлика формируется структура течения с хорошо известными особенностями. Аккреция имеет ярко выраженный колонковый характер, а внутри магнитосферы формируется вакуумная область, в которой вещество практически отсутствует. Показано, что толщина аккреционных шторок слабо зависит от толщины аккреционного диска. Для объяснения малой наблюдаемой толщины аккреционных шторок предложено использовать модель диамагнитного диска, полностью или частично экранирующего магнитное поле звезды.

В Главе 4 представлена трехмерная численная модель для исследования структуры течения в полярных областях. Подробное внимание уделено исследованию окрестности внутренней точки Лагранжа, где происходит формирование аккреционного потока. Сделан вывод о том, что взаимодействие вещества аккреционного потока из оболочки звезды-донора с магнитным полем приводит к формированию иерархической структуры магнитосферы, учет которой может повлиять на результаты анализа и интерпретации наблюдательных данных.

Отметим несколько направлений **дальнейшей работы** по теме диссертации на ближайшую перспективу. Прежде всего, мы планируем модифицировать модель, описывающую в осесимметричном приближении структуру течения в области магнитосферы белого карлика в промежуточном полярном регионе, представленную в третьей главе [А3], для учета диамагнитных свойств плазмы в аккреционном диске. Сложным здесь является то, что появляется отдельная задача учета начального распределения магнитного поля белого карлика с учетом диамагнитных свойств плазмы диска. Попытки расчета структуры магнитного поля аккретора с диамагнитным аккреционным диском уже предпринимаются [115].

Кроме того, мы планируем использовать разработанные нами модели для моделирования других необычных с точки зрения наблюдений систем. Например, существует ряд систем, которые в наблюдениях проявляют себя как промежуточные полярные, но при более подробном изучении оказывается, что у них нет аккреционных дисков. Одна из таких систем V2400 Ori (RX J1712.6-2414) [116]. На распределении Фурье-компонент данной системы, рассчитанных для зависимости ширины линий и отношений V к R от частоты отчетливо видно два периода, один из которых, по-видимому, соответствует биениям, а второй — периоду вращения аккретора. На малый наклон этой системы и на возможный бездисковый характер этого объ-

екта указывает малая амплитуда модуляции лучевой скорости в спектрах различных линий. Кроме того, именно для таких объектов ожидается максимальная гармоника на частоте биений. Еще одним аргументом, что в данной системе может отсутствовать аккреционный диск, является то, что в таких короткопериодических промежуточных полярах с сильными магнитными полями аккретора нормальный аккреционный диск не успевает сформироваться. В работах других авторов установлено, что мы видим аккрецию только на один полюс. В пользу этого свидетельствует, например, слабая модуляция профилей линий в течение орбитального периода. В системе обнаружена круговая поляризация. Ее максимальная степень около -5% в видимом диапазоне. Круговая поляризация остается отрицательной на протяжении всего периода вращения белого карлика. Это означает низкое наклонение системы, то есть мы видим систему только со стороны одного полюса. Предварительные результаты нашего численного моделирования показывают, что вещество перетекает из донора через внутреннюю точку Лагранжа и движется вокруг аккретора на его два магнитных полюса. При этом аккреционный диск не формируется. Это связано с сильным магнитным полем и быстрым вращением белого карлика. Вращение магнитосферы приводит к возникновению спиральных волн плотности, которые движутся квази-периодически. В результате большая часть вещества покидает полость Роша аккретора, формируя квазипериодические выбросы в общую оболочку двойной системы. Мы готовим публикацию по результатам наблюдений и численного моделирования данной системы.

В дальнейшем планируются наблюдения в ультрафиолетовой части спектра с помощью Всемирной космической обсерватории «Спектр-УФ». С помощью наблюдений планируется построение двумерных и трехмерных доплеровских томограмм катаклизмических переменных в ультрафиолетовой области. Это очень важно для изучения процессов аккреции во внутренних частях аккреционных дисков и в области магнитосферы.

Автор выражает признательность своим соавторам за совместную работу, а друзьям и родным — за поддержку. Автор выражает особую благодарность своему научному руководителю А. Г. Жилкину за терпение, большую помощь и чуткое руководство. Автор благодарит Д. В. Бисикало за мудрые советы. Автор благодарен Я. Н. Павлюченкову за поддержку, внимательное чтение текста диссертации и полезные замечания.

Публикации по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК

- [A1] *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Численная модель процесса аккреции в промежуточных полярах с магнитным полем дипольного типа // *Астрон. журн.* 2015. Т. 92. №9. С. 720–727.
- [A2] *Исакова П. Б., Ихсанов Н. Р., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В., Бескровная Н. Г.* Особенности течения вещества в пекулярной взрывной (катаклизмической) переменной АЕ Водолея // *Астрон. журн.* 2016. Т. 93. №5. С. 474–485.
- [A3] *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В., Семена А. Н., Ревнивцев М. Г.* Особенности аккреции в системе ЕХ Hydrae: результаты численного моделирования // *Астрон. журн.* 2017. Т. 94. №7. С. 566–579.
- [A4] *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах // *Астрон. журн.* 2018. Т. 95. №8. С. 519–529.

Другие публикации автора по теме диссертации

- [B1] *Isakova P., Zhilkin A., Bisikalo D.* Features of the mass transfer in magnetic cataclysmic variables with fast-rotating white dwarfs // *Труды конференции «Physics at the Magnetospheric Boundary»*. EPJ Web of Conferences. 2014. V. 64, article id. 03002. Ред. E. Bozzo, P. Kretschmar, M. Audard, M. Falanga, C. Ferrigno.
- [B2] *Isakova P. B., Zhilkin A. G., Bisikalo D. V., Ikhsanov N. R.* A possible mechanism of the flaring activity in АЕ Aqr // *Труды конференции «5th Black sea biennial school and workshop on space plasma physics»*. AIP Conference Proceedings. 2016. V. 1714, article id. 020003. Ред. Zhelyazkov I., Mishonov T.
- [B3] *Isakova P. B., Zhilkin A. G., Bisikalo D. V.* The flow structure in the vicinity of the inner Lagrangian point in magnetic cataclysmic variables // *Труды конференции «20th European white dwarf workshop»*.

AIP Conference Proceedings. 2017. V. 509. P. 495–500. Ред. Tremblay P. -E., Gänsicke B., Marsh T.

- [B4] *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Особенности структуры течения в окрестности внутренней точки Лагранжа в полярах и промежуточных полярах // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука. 2018. С. 221–226.
- [B5] *Исакова П. Б., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Аккреция на быстро вращающиеся белые карлики // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука. 2018. С. 239–244.
- [B6] *Жилкин А. Г., Исакова П. Б., Бисикало Д. В.* Режим аккреции в ЕХ Нуа // Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука. 2018. С. 186–191.

Цитируемая литература

1. *Duchêne G., Kraus A.* Stellar Multiplicity // *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* 2013. V. 51. P. 269-310.
2. *Moe M., Di Stefano R.* Mind Your Ps and Qs: The Interrelation between Period (P) and Mass-ratio (Q) Distributions of Binary Stars // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2017. V. 230, article id. 15.
3. *Масевич А. Г., Тутуков А. В.* Эволюция звезд: теория и наблюдения / Изд. Москва: Наука, 1988.
4. *Warner B.* Cataclysmic Variable Stars / Изд. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.
5. *Бисикало Д. В., Жилкин А. Г., Боярчук А. А.* Газодинамика тесных двойных звезд / Изд. Москва: Физматлит, 2013.
6. *Campbell C. G.* Magnetohydrodynamics in binary stars / Изд. Dordrecht: Kluwer Acad. Publishers, 1997.
7. *Черепашук А. М.* Тесные двойные звезды Т. 1, Т. 2 / Изд. Москва: Физматлит, 2013.
8. *Бисикало Д. В., Жилкин А. Г., Боярчук А. А.* Структура течения в тесных двойных звёздах с учётом магнитного поля // *Усп. физ. наук.* 2012. Т. 182. №2. С. 121–145.
9. *Lubow S. H., Shu F. H.* Gas dynamics of semidetached binaries // *Astrophys. J.* 1975. V. 198. P. 383–405.
10. *Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Влияние магнитного поля на структуру аккреционных дисков в полуразделенных двойных системах // *Астрон. журн.* 2009. Т. 86. №5. С. 475–484.
11. *Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Формирование аккреционных дисков в тесных двойных системах с магнитным полем // *Астрон. журн.* 2010. Т. 87. №12. С. 1155–1169.

12. *Ихсанов Н. Р., Бескровная Н. Г.* АЕ Водолея как представитель нового подкласса взрывных переменных // *Астрон. журн.* 2012. Т. 89. №8. С. 659–673.
13. *King A. R.* The accretion of diamagnetic blobs by a rotating magnetosphere // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1993, V. 261. P. 144–148.
14. *Wynn G. A., King A. R.* Diamagnetic accretion in intermediate polars - I. Blob orbits and spin evolution // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1995. V. 275. P. 9–21.
15. *Wynn G. A., King A. R., Horne K.* A magnetic propeller in the cataclysmic variable АЕ Aquarii // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1997. V. 286. P. 436–446.
16. *Ikhsanov N. R., Neustroev V. V., Beskrovnaya N. G.* On the mass transfer in АЕ Aquarii // *Astron. and Astrophys.* 2004. V. 421. P. 1131–1142.
17. *Ихсанов Н. Р., Неустроев В. В., Бескровная Н. Г.* Белый карлик в состоянии эжектора // *Письма в Астрон. журн.* 2004. Т. 30. №10. С. 743–753.
18. *Norton A. J., Wynn G. A., Somerscales R. V.* The spin periods and magnetic moments of white dwarfs in magnetic cataclysmic variables // *Astrophys. J.* 2004. V. 614. P. 349–357.
19. *Лунынов В. М.* Астрофизика нейтронных звезд / Изд. Москва: Наука, 1987.
20. *Welsh W. F., Horne K., Gomer R.* A study of the absorption lines from the donor star in the exotic cataclysmic variable АЕ Aquarii // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1995. V. 275. P. 649–670.
21. *Friedjung M.* The characteristics of the cool component of the cataclysmic binary АЕ Aquarii derived from its HIPPARCOS parallax // *New Astron.* 1997. V. 2. P. 319–322.
22. *Patterson J.* Rapid oscillations in cataclysmic variables. III - an oblique rotator in an АЕ Aquarii // *Astrophys. J.* 1979. V. 234. P. 978–992.

23. *Reinsch K., Beuermann K.* Spin-pase resolved optical spectroscopy of AE Aquarii // *Astron. and Astrophys.* 1994. V. 282. P. 493–502.
24. *Bastian T. S., Dulk G. A., Chanmugam G.* Radio flares from AE Aquarii — A low-power analog to Cygnus X-3? // *Astrophys. J.* 1988. V. 324. P. 431–440.
25. *Henize K. G.* Rapid variation of AE Aquarii // *Astrophys. J.* 1949. V. 54. P. 89–90.
26. *Beskrovnaya N. G., Ikhsanov N. R., Bruch A., Shakhovskoy N. M.* Photometric and polarimetric analysis of the flaring activity in AE Aqr // *Astron. Astrophys.* 1996. V. 307. P. 840–848.
27. *Bruch A.* Multicolour photometry of the unusual cataclysmic variable AE Aquarii // *Astron. Astrophys.* 1991. V. 251. P. 59–68.
28. *Eracleous M., Horne K.* The speedy magnetic propeller in the cataclysmic variable AE Aquarii // *Astrophys. J.* 1996. V. 471. P. 427–446.
29. *de Jager O. C.* Evidence for particle acceleration in a magnetized white dwarf from radio and gamma-ray observations // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1994. V. 90. P. 775–782.
30. *Abada-Simon M., Casares J., Evans A., Eyres S., Fender R., Garrington S., de Jager O., Kuno N., Martinez-Pais I. G., de Martino D., Matsuo H., Mouchet M., Pooley G., Ramsay G., Salama A., Schulz B.* First detections of the cataclysmic variable AE Aquarii in the near to far infrared with ISO and IRAS: Investigating the various possible thermal and non-thermal contributions // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 433. P. 1063–1077.
31. *de Jager O. C., Meintjes P. J., O'Donoghue D., Robinson E.L.* The discovery of a brake on the white dwarf in AE-Aquarii // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1994. V. 267. P. 577–588.
32. *Welsh W. F.* Anarchy in AE Aquarii // Труды конференции «Annapolis workshop on magnetic cataclysmic variables». ASP Conference Series. 1999. V. 157. P. 357-366. Ред. Hellier C., Mukai K.

33. *Ikhsanov N. R.* The pulsar-like white dwarf in AE Aquarii // *Astron. Astrophys.* 1998. V. 338. P. 521–526.
34. *Ikhsanov N. R., Biermann P. L.* High-energy emission of fast rotating white dwarfs // *Astron. Astrophys.* 2006. V. 445. P. 305–312.
35. *Eracleous M., Horne K., Robinson E. L., Zhang E. H., Marsh T. R., Wood J. H.* The ultraviolet pulsations of the cataclysmic variable AE Aquarii as observed with the Hubble Space Telescope // *Astrophys. J.* 1994. V. 433. P. 313–331.
36. *Osborne J. P., Clayton K. L., O'Donoghue D., Eracleous M., Horne K., Kanaan A.* Simultaneous X-ray, UV and optical observations of flaring in AR AQR // Труды конференции «Magnetic cataclysmic variables». ASP Conference Series. 1995. V. 85. P. 368–372. Ред. Buckley D., Warner B.
37. *Choi C. -S., Dotani T., Agrawal P. C.* A study of the X-Ray emission of the magnetic cataclysmic variable AE Aquarii // *Astrophys. J.* 1999. V. 525. P. 399–406.
38. *Choi C. -S., Dotani T.* A flare of AE Aquarii observed with XMM-Newton // *Astrophys. J.* 2006. V. 646. P. 1149–1159.
39. *Itoh K., Okada S., Ishida M., Kunieda H.* Density diagnostics of the hot plasma in AE Aquarii with XMM-Newton // *Astrophys. J.* 2006. V. 639. P. 397–404.
40. *Welsh W. F., Horne K., Gomer R.* Doppler signatures of H α flares in AE Aquarii // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1998. V. 298. P. 285–302.
41. *de Martino D., Wamsteker W., Bromage G.* IUE observations of AR AQR during WAD/WET campaigns // Труды конференции «Magnetic cataclysmic variables». ASP Conference Series. 1995. V. 85. P. 388–391. Ред. Buckley D., Warner B.
42. *Жилкин А. Г., Бусикало Д. В.* Формирование аккреционных дисков в тесных двойных системах с магнитным полем // *Астрон. журн.* 2010. Т. 87. №12. С. 1155–1169.

43. *Бисикало Д. В., Боярчук А. А., Кайгородов П. В., Кузнецов О. А.* Морфология взаимодействия струи и холодного аккреционного диска в полуразделенных двойных системах // *Астрон. журн.* 2003. Т. 80. №10. С. 879–890.
44. *Жилкин А. Г.* Трехмерное численное моделирование МГД течений в полуразделенных двойных системах // *Математическое моделирование.* 2010. Т. 22. №1. С. 110–124.
45. *Франк–Каменецкий Д. А.* Лекции по физике плазмы / Изд. Москва: Атомиздат, 1968.
46. *Bisnovatyi–Kogan G. S., Ruzmaikin A. A.* The accretion of matter by a collapsing star in the presence of a magnetic field. II - Selfconsistent stationary picture // *Astrophys. Space. Sci.* 1976. V. 42. P. 401–424.
47. *Pringle J. E., Wade R. A.* Interacting binary systems / Изд. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985.
48. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. Т. 1 / Изд. Москва: Физматлит, 2005.
49. *Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я.* Волновые явления в ионосфере и космической плазме / Изд. Москва: Наука, 1984.
50. *Терлецкий Я. П., Рыбаков Ю. П.* Электродинамика / Изд. Москва: Высшая школа, 1990.
51. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред / Изд. Москва: Физматлит, 2003.
52. *Бескин В. С.* Осесимметричные стационарные течения в астрофизике / Изд. Москва: Физматлит, 2006.
53. *Чен Ф.* Введение в физику плазмы / Изд. Москва: Мир, 1987.
54. *Meintjes P. J.* Magnetized fragmented mass transfer in cataclysmic variables: AE Aquarii, a trial case // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2004. V. 352. P. 416–426.
55. *Drell S. D., Foley H. M., Ruderman M. A.* Drag and propulsion of large satellites in the ionosphere: an Alfvén propulsion engine in space // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. P. 3131–3145.

56. *Гуревич А. В., Крылов А. Л., Федоров Е. Н.* Индукционное взаимодействие проводящих тел с замагниченной плазмой // *ЖЭТФ*. 1978. Т. 75. С. 2132–2140.
57. *Рафиков Р. Р., Гуревич А. В., Зыбин К. П.* Индукционное взаимодействие проводящих быстродвижущихся вращающихся тел с замагниченной плазмой // *ЖЭТФ*. 1999. Т. 115. С. 542–563.
58. *Паркер Е.* Космические магнитные поля / Изд. Москва: Мир, 1982.
59. *Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М.* Магнитные поля галактик / Изд. Москва: Наука, 1988.
60. *Koldoba A. V., Romanova M. M., Ustyugova G. V., Lovelace R. V. E.* Three-dimensional magnetohydrodynamic simulations of accretion to an inclined rotator: The "cubed sphere" method // *Astrophys. J.* 2002. V. 576. P. L53–L56.
61. *Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Wick J. V., Lovelace R. V. E.* Three-dimensional simulations of disk accretion to an inclined dipole. I. Magnetospheric flows at different Θ // *Astrophys. J.* 2003. V. 595. P. 1009–1031.
62. *Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Wick J. V., Lovelace R. V. E.* Three-dimensional simulations of disk accretion to an inclined dipole. II. Hot spots and variability // *Astrophys. J.* 2004. V. 610. P. 920–932.
63. *Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Wick J. V., Lovelace R. V. E.* The propeller regime of disk accretion to a rapidly rotating magnetized star // *Astrophys. J.* 2004. V. 616. P. L151–L154.
64. *Long M., Romanova M. M., Lovelace R. V. E.* Accretion to stars with non-dipole magnetic fields // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2007. V. 374. P. 436–444.
65. *Long M., Romanova M. M., Lovelace R. V. E.* Three-dimensional simulations of accretion to stars with complex magnetic fields // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2008. V. 386. P. 1274–1284.

66. *Romanova M. M., Long M., Lamb F. K., Kulkarni A. K., Donati J. - F.* Global 3D simulations of disc accretion on to the classical T Tauri star V2129 Oph // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 2011. V. 411. P. 915–928.
67. *Zhilkin A. G., Bisikalo D. V.* The effect of diffusion of magnetic field on flow structure in close binaries // *Advances in Space Research.* 2010. V. 45. P. 437–444.
68. *Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Структура магнитного поля в аккреционных дисках полуразделенных двойных систем // *Астрон. журн.* 2010. Т. 87. №9. С. 913–926.
69. *Жилкин А. Г., Бисикало Д. В., Масон П. А.* Трехмерное МГД-моделирование структуры аккреционного течения в магнитных катаклизмических переменных с сильным и сложным магнитным полем // *Астрон. журн.* 2012. Т. 89. №4. С. 291–310.
70. *Warner B.* Cataclysmic variable stars / Изд. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995.
71. *Tanaka T.* Finite Volume TVD scheme on an unstructured grid system for three-dimensional MHD simulation of inhomogeneous systems including strong background potential fields // *J. Comp. Phys.* 1994. V. 111. P. 381–389.
72. *Zhilkin A. G., Bisikalo D. V., Ustyugov V. A.* New magnetohydrodynamic model for close binary stars: Applicability for moderate magnetic fields // *Труды конференции «4th School and workshop on space plasma physics».* AIP Conference Proceedings. 2013. V. 1551. P. 22–29. Ред. Zhelyazkov I, Mishonov T.
73. *Самарский А. А.* Теория разностных схем / Изд. Москва: Наука, 1989.
74. *Beuermann K., Harrison T. E., MacArthur B. E., Benedict G. F., Gänsicke B. T.* A precise HST parallax of the cataclysmic variable EX Hydrae, its system parameters, and accretion rate // *Astron. and Astrophys.* 2003. V. 412. P. 821–827.

75. *Beuermann K., Reinsch K.* High-resolution spectroscopy of the intermediate polar EX Hydrae. I. Kinematic study and Roche tomography // *Astron. and Astrophys.* 2008. V. 480. P. 199–212.
76. *Siegel N., Reinsch K., Beuermann K., Wolff E., van der Woerd H.* The photometric periods of the intermediate polar EX Hydrae // *Astron. and Astrophys.* 1989. V. 225. P. 97–104.
77. *Ревнивцев М. Г., Буренин Р. А., Ткаченко А. Ю., Хамитов И. М., Ак Т., Мерлони А., Павлинский М. Н., Сюняев Р. А.* Об изменении внутренней границы оптически толстого аккреционного диска вокруг белых карликов на примере карликовой новой SS Cyg // *Письма в астрон. журн.* 2012. Т. 38. №4. С. 271–282.
78. *Семена А. Н., Ревнивцев М. Г.* Аперриодическая переменность яркости EX Нуа в рентгеновском диапазоне и площадь основания аккреционной колонки на поверхности белого карлика // *Письма в астрон. журн.* 2014. Т. 40. №8. С. 529–538.
79. *Haberl F., Motch C.* New intermediate polars discovered in the ROSAT survey: two spectrally distinct classes // *Astron. and Astrophys.* 1995. V. 297. P. L37–40.
80. *Evans P. A., Hellier C.* Why do some intermediate polars show soft X-ray emission? A survey of XMM-Newton spectra // *Astrophys. J.* 2007. V. 663. P. 1277–1284.
81. *Lamb D. Q., Masters A. R.* X and UV radiation from accreting magnetic degenerate dwarfs // *Astrophys. J.* 1979. V. 234. P. L117–L122.
82. *Langer S. H., Chanmugam G., Shaviv G.* Thermal instability in accretion flows onto degenerate stars // *Astrophys. J.* 1981. V. 245. P. L23–L26.
83. *Aizu K.* X-Ray emission region of a white dwarf with accretion // *Progress of Theoretical Physics.* 1973. V. 49. P. 1184–1194.
84. *Canalle J. B. G., Saxton C. J., Wu K., Cropper M., Ramsay G.* Accretion in dipole magnetic fields: flow structure and X-ray emission of accreting white dwarfs // *Astron. and Astrophys.* 2005. V. 440. P. 185–198.

85. *Hayashi T., Ishida M.* A new comprehensive X-ray spectral model from the post-shock accretion column in intermediate polars // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2014. V. 438. P. 2267–2277.
86. *Hayashi T., Ishida M.* Application of the new comprehensive X-ray spectral model to the two brightest intermediate polars EX Hydrae and V1223 Sagittarii // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 2014. V. 441. P. 3718–3723.
87. *Blumenthal G. R., Drake G. W. F., Tucker W. H.* Ratio of line intensities in Helium-like ions as a density indicator // Astrophys. J. 1972. V. 172. P. 205–212.
88. *Mauche C. W., Liedahl D. A., Fournier K. B.* First Application of the Fe XVII I(17.10 Å)/I(17.05 Å) Line Ratio to Constrain the Plasma Density of a Cosmic X-Ray Source // Astrophys. J. 2001. V. 560. P. 992–996.
89. *Luna G. J. M., Raymond J. C., Brickhouse N. S., Mauche C. W., Suleimanov V.* Testing the cooling flow model in the intermediate polar EX Hydrae // Astron. and Astrophys. 2015. V. 578, article id. A15.
90. *Hellier C., Mason K. O., Rosen S. R., Cordova F. A.* Time resolved optical spectroscopy of the eclipsing intermediate polar EX Hydrae // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1987. V. 228. P. 463–481.
91. *Mukai K., Ishida M., Osborne J., Rosen S., Stavroyiannopoulos D.* RXTE Observations of EX Hydrae: 49 views of the eclipse // Труды конференции «Wild Stars in the Old West: 13th North American Workshop on Cataclysmic Variables and Related Objects» ASP Conference Series. 1998. V. 137. P. 554–555. Ред. Howell S., Kuulkers E., Woodward C.
92. *Семена А. Н., Ревнивцев М. Г.* Оценка параметров плазмы в аккреционной колонке у поверхности аккрецирующих белых карликов по свойствам переменности их яркости // Письма в астрон. журн. 2012. Т. 38. №5. С. 364–373.
93. *Lyubarskii Y. E.* Flicker noise in accretion discs // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1997. V. 292. P. 679–685.
94. *Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Lovelace R. V. E.* Magnetohydrodynamic simulations of disk-magnetized star

- interactions in the quiescent regime: Funnel flows and angular momentum transport // *Astrophys. J.* 2002. V. 578. P. 420–438.
95. *Aly J. J.* Electrodynamics of disk accretion onto magnetic neutron star // *Astron. and Astrophys.* 1980. V. 86. P. 192–197.
 96. *Kundt W., Robnik M.* Dipole confined by a disk // *Astron. and Astrophys.* 1980. V. 91. P. 305–310.
 97. *Брагинский С. И.* К магнитной гидродинамике слабопроводящих жидкостей // *ЖЭТФ.* 1959. Т. 37. С. 1417–1430.
 98. *Norton A. J., Butters O. W., Parker T. L., Wynn G. A.* The accretion flows and evolution of magnetic cataclysmic variables // *Astrophys. J.* 2008. V. 672. P. 524–530.
 99. *Bisikalo D. V., Boyarchuk A. A., Kuznetsov O. V., Chechetkin V. M.* Influence of a binary system common envelope on mass transfer through the inner Lagrange point // *Astronomy Reports.* 1997. V. 41. P. 794–801.
 100. *Ландау Л. Д., Лившиц Е. М.* Теория поля / Изд. Москва: Физматлит, 2006.
 101. *Powell K. G., Roe P. L., Linde T. J., Gombosi T. I., De Zeeuw D. L.* A solution-adaptive upwind scheme for ideal magnetohydrodynamics // *J. Comput. Phys.* 1999. V. 154. P. 284–309.
 102. *Giovannelli F., Gaudenzi S., Rossi C., Piccioni A.* Orbital parameters of SS Cygni // *Acta Astronomica.* 1983. V. 33. №2. P. 319–330.
 103. *Cox D. P., Daltabuit E.* Radiative cooling of a low-density plasma // *Astrophys. J.* 1971. V. 167. P. 113–117.
 104. *Dalgarno A., McCray R. A.* Heating and ionization of HI regions // *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* 1972. V. 10. P. 375–426.
 105. *Raymond J. C., Cox D. P., Smith B. W.* Radiative cooling of a low-density plasma // *Astrophys. J.* 1976. V. 204. P. 290–292.
 106. *Спутцер Л.* Физические процессы в межзвездной среде / Изд. Москва: Мир, 1981.

107. *Bisnovatyi-Kogan G. S., Moiseenko S. G.* Isentropic "shock waves" in numerical simulations of astrophysical problems // *Astrophysics*. 2016. V. 59. P. 1–10.
108. *Курбатов Е. П., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Модель модифицированной магнитной гидродинамики с учётом волновой турбулентности в приложениях к астрофизике // *Усп. физ. наук*. 2017. Т. 187. №8. С. 857–878.
109. *Захаров В. Е.* Решаемая модель слабой турбулентности // *ПМТФ*. 1965. Т. 1. С. 14–20.
110. *Ирошников П. С.* Турбулентность в проводящей жидкости в сильном магнитном поле // *Астрон. журн*. 1963. Т. 40. С. 742–750.
111. *Kraichnan R. H.* Lagrangian-history closure approximation for turbulence // *Phys. Fluids*. 1965. V. 8. №4. P. 575–598.
112. *Бисикало Д. В., Жилкин А. Г., Кайгородов П. В., Устюгов В. А., Монтгомери М. М.* О возможном механизме формирования наклоненных дисков в промежуточных полярах // *Астрон. журн*. 2013. Т. 90. №5. С. 366–377.
113. *Устюгов В. А., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Влияние наклона магнитной оси аккректора на структуру аккреционного диска в промежуточных полярах // *Астрон. журн*. 2013. Т. 90. №11. С. 885–891.
114. *Фатеева А. М., Жилкин А. Г., Бисикало Д. В.* Формирование и эволюция наклоненных аккреционных дисков в промежуточных полярах // *Астрон. журн*. 2015. Т. 92. №12. С. 977–989.
115. *Курбатов Е. П., Жилкин А. Г.* Метод дискретного преобразования Ханкеля для задач со смешанными граничными условиями // *Сборник трудов мемориальной конференции 2018 г., посвященной памяти академика А.А. Боярчука*. 2018. С. 245–250.
116. *Buckley D. A. H., Sekiguchi K., Motch Ch., O'Donoghue D., Chen A., Schwarzenberg-Czerny A., Pietsch W., Harrop-Allin M. K.* RX J1712.6-2414: a polarized intermediate polar from the ROSAT Galactic Plane Survey // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1995. V. 275. P. 1028-1048.