

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Структура течения в тесных двойных звёздах с учётом магнитного поля

А.Г. Жилкин, Д.В. Бисикало, А.А. Боярчук

Дан обзор современных представлений о физических процессах, возникающих при обмене веществом между компонентами тесных двойных систем (ТДС). Основное внимание уделено структуре течения вещества в ТДС и физике аккреционных дисков. На основе трёхмерных МГД-расчётов исследованы изменения основных характеристик аккреционных дисков в зависимости от величины индукции магнитного поля звезды-аккретора и проанализирован процесс генерации поля в дисках. В частности, установлено, что квазипериодический характер генерации тороидального поля в дисках приводит к чередованию режимов аккреции и декреции во внутренних частях диска. В рамках самосогласованного описания структуры МГД-течений в ТДС сформулированы условия образования аккреционного диска и определён критерий, разделяющий два типа течений, соответствующих промежуточным полярам и полярам. Обсуждаются вопросы использования результатов МГД-расчётов для интерпретации наблюдений.

PACS numbers: 52.30. – q, 97.10.Gz, 97.80. – d

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201202a.0121

Содержание

1. Введение (121).
2. Модель (123).
 - 2.1. Постановка задачи. 2.2. Плазма в сильном магнитном поле.
 - 2.3. Основные уравнения. 2.4. Диффузия магнитного поля.
 - 2.5. Численный метод.
3. Газодинамика вещества в немагнитных тесных двойных звёздах (127).
 - 3.1. Общие сведения. 3.2. Морфология течения. 3.3. Прецессионная волна плотности в аккреционных дисках. 3.4. Формирование общей оболочки.
4. Структура МГД-течения (130).
 - 4.1. Параметры моделируемой звезды. 4.2. Идеальная МГД.
 - 4.3. Влияние диффузии магнитного поля на решение. 4.4. Изменение картины течения в зависимости от величины магнитного поля. 4.5. Случай сложного (мультипольного) магнитного поля.
 - 4.6. Случай асинхронного вращения аккретора.
5. Магнитное поле в аккреционном диске (139).
 - 5.1. Механизмы усиления поля. 5.2. Результаты численного эксперимента. 5.3. Основные закономерности генерации поля в дисках.

6. Заключение (143).

Список литературы (144).

1. Введение

В соответствии с современными эволюционными моделями, около 80 % всех звёзд рождаются парами (см., например, [1]). Звезда с большей массой эволюционирует быстрее и, в конце концов, превращается в компактный объект, который в зависимости от исходной массы может оказаться белым карликом, нейтронной звездой или чёрной дырой. Если на последующих стадиях эволюции радиус второго, менее массивного компонента системы достигнет точки либрации (так называемой внутренней точки Лагранжа L_1), где все силы кроме градиента давления сбалансированы, начинается процесс перетекания и падения (аккреции) вещества на компактный объект. Такие звёзды и называют тесными двойными системами (ТДС). Газодинамику истечения вещества из окрестностей точки L_1 исследовали неоднократно многие авторы. Впервые анализ данной проблемы, полученный в полуаналитическом приближении, представлен в работах Пачинского и Сенкевича [2] и Любова и Шу [3], а её современное состояние, наряду с перечислением наиболее актуальных задач, можно найти, например, в обзорах [4–6]. В настоящее время считается общепринятым, что в отсутствие магнитного поля газодинамика течения вещества в полуразделённой двойной системе определяется наличием струи вещества из L_1 , квазиэллиптическим аккреционным диском, около-дисковым гало и межкомпонентной оболочкой [4]. Введённая в книге [4] классификация основных элементов картины течения основывается на их физических свойствах: 1) если движение газа не определяется гравитацией,

А.Г. Жилкин. Институт астрономии РАН,
ул. Пятницкая 48, 119017 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 951-79-93. Факс (495) 230-20-81. E-mail: zhilkin@inasan.ru
Челябинский государственный университет, ул. Братьев Кашириных 129, 454001 Челябинск, Российская Федерация
Тел. (351) 799-71-93. Факс (351) 741-97-67
Д.В. Бисикало, А.А. Боярчук. Институт астрономии РАН,
ул. Пятницкая 48, 119017 Москва, Российская Федерация
E-mail: bisikalo@inasan.ru, aboyar@inasan.ru

Статья поступила 17 мая 2011 г., после доработки 2011 г.

тационным полем аккректора, то он образует межкомпонентную оболочку, заполняющую пространство между компонентами; 2) если газ обращается вокруг аккректора и после смешивается с веществом струи, то он не принадлежит диску, а формирует околосистемное гало; 3) аккреционный диск образуется из вещества струи, которое, попав в гравитационное поле аккректора, не взаимодействует в дальнейшем со струей, а движется к звезде, теряя момент импульса.

Имеется большое количество ТДС, в которых магнитное поле играет значительную роль в процессах массообмена и аккреции. К таким системам, в первую очередь, относятся магнитные катаклизмические звёзды и рентгеновские двойные. В магнитных катаклизмических звёздах аккректором является белый карлик с индукцией магнитного поля на поверхности $\sim 10^4 - 10^8$ Гс. В рентгеновских двойных системах аккректором является нейтронная звезда, имеющая собственное магнитное поле $\sim 10^{12} - 10^{13}$ Гс. Простые оценки показывают, что магнитный момент дипольного магнитного поля белого карлика в катаклизмических системах и нейтронной звезды в рентгеновских двойных имеют примерно одинаковые значения порядка 10^{30} Гс см³. Это означает, что радиусы магнитосфер r_m белого карлика и нейтронной звезды примерно равны (см. формулу (33)). Их значения определяют степень влияния магнитного поля на структуру течения в ТДС. Однако в катаклизмических переменных межкомпонентное расстояние A в десятки и сотни раз меньше межкомпонентного расстояния в рентгеновских двойных. Поэтому безразмерный радиус магнитосферы r_m/A в магнитных катаклизмических переменных может существенно превышать аналогичную величину для рентгеновских двойных. Таким образом, влияние собственного магнитного поля аккректора на процессы перетекания вещества и на структуру аккреционного диска в катаклизмических системах оказывается гораздо сильнее, чем в рентгеновских двойных. Поскольку нас прежде всего интересуют внешние части аккреционного диска, которые наблюдаются в классической астрономии, то основное внимание в обзоре будет уделено исследованию структуры течения в магнитных катаклизмических звёздах.

Магнитные катаклизмические переменные представляют собой ТДС, в которых вещество из звезды-донора (маломассивная звезда позднего спектрального класса) перетекает через внутреннюю точку Лагранжа на белый карлик (см., например, [5]). Выделяют два основных типа магнитных катаклизмических звёзд: полярные и промежуточные полярные. В полярных (системы типа AM Her) белый карлик имеет сильное собственное магнитное поле ($\sim 10^7 - 10^8$ Гс на поверхности). Наблюдения показывают, что полярные характеризуются относительно короткими орбитальными периодами — от 1 до 5 часов. Аккреционные диски в таких системах не наблюдаются, а собственное вращение компонент является синхронным [7]. Предельный случай таких систем — так называемые магнеторы [8], в которых внутренняя точка Лагранжа находится внутри магнитосферы аккректора. Считается, что в полярных перетекающее из звезды-донора вещество формирует коллимированный поток, который вдоль силовых линий магнитного поля попадает в район одного из магнитных полюсов звезды-аккректора [5, 9].

Промежуточные полярные представляют собой двойные системы с относительно слабыми магнитными полями ($\sim 10^4 - 10^6$ Гс на поверхности аккректора). Они занимают промежуточное положение между системами типа AM Her и немагнитными катаклизмическими переменными. Промежуточные полярные характеризуются большим разбросом орбитальных периодов — от нескольких часов до нескольких десятков часов. При этом периоды собственного вращения звезды-аккректора в этих системах существенно короче орбитального (в десятки, сотни и даже тысячи раз) [7]. В выделяемом иногда подклассе систем типа DQ Her эта разница в периодах вращения выражена сильнее. Оставшиеся системы по соотношениям между периодами вращения подразделяют на регулярные промежуточные полярные, системы типа EX Hya и системы с почти синхронным вращением [7]. Асинхронность собственного вращения аккректора в промежуточных полярных объясняется взаимодействием магнитного поля белого карлика с веществом диска в области границы магнитосферы, в результате чего устанавливается режим равновесного вращения, при котором радиус коротации равен радиусу магнитосферы [5, 9].

Исследование МГД-течений в двойных системах представляет собой сложную задачу, поскольку даже в простейшей постановке структура течения может иметь существенно трёхмерный характер. Однако эта задача вызывает огромный интерес, поскольку все наблюдаемые явления в двойных системах так или иначе связаны с аккрецией вещества на один из компонентов. Аккреция на компактный объект с магнитным полем может приводить к ряду наблюдаемых явлений, таких как излучение из области полярных колонок, переменность, связанная с образованием горячих пятен на поверхности аккректора, высокочастотные квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения и др.

Особенно важно корректное рассмотрение МГД-процессов в аккреционных дисках ТДС. Дело в том, что в области формирующегося аккреционного диска в полуразделённых двойных системах магнитное поле изначально не является достаточно сильным. Однако в аккреционном диске магнитное поле звезды-аккректора может усиливаться за счёт дифференциального вращения, радиальных движений и динамо. К ослаблению магнитного поля приводят диффузия, турбулентная диссипация и магнитная плавучесть. В результате действия этих процессов формируется магнитное поле довольно сложной структуры, поскольку в разных регионах диска может доминировать тот или иной эффект. Следует отметить, что в отличие от одиночных объектов (звезда, аккреционный диск и т.п.) в тесных двойных системах существенную роль могут играть и свои специфические механизмы генерации магнитного поля [10]. Например, в полярных может работать динамо Герценберга [11, 12], приводящее к генерации магнитного поля в оболочке вторичного компонента. Наличие магнитного поля в диске в значительной степени определяет характеристики диска, и, следовательно, его изучение необходимо для интерпретации наблюдений. Кроме того, наличие магнитного поля в аккреционных дисках может приводить к образованию биполярных истечений [13]. Наконец, следует отметить и возможную роль магнитного поля в генерации турбулентности в диске в результате развития магниторотационной неустойчивости [14, 15].

Трёхмерное численное моделирование массообмена в полуразделённых двойных системах без учёта магнитного поля звезды-аккретора проводилось в работах [4, 16–19]. В этих работах впервые была разработана самосогласованная численная модель газодинамики вещества в ТДС без магнитного поля и получены характеристики основных особенностей структуры течения. Попытки численного исследования влияния магнитного поля на структуру течения предпринимались начиная с 90-х годов XX в. Однако в силу сложности задачи исследования проводились либо в рамках упрощённых моделей, либо в ограниченной области магнитосферы звезды. Даже в упрощённой постановке моделирование методом квазичастиц [7, 20–25] показало, что в промежуточных полях в зависимости от параметров системы могут формироваться структуры течения самого различного типа: от удерживаемых магнитным полем аккреционных потоков до аккреционных дисков, как в немагнитных катаклизмических переменных. Однако пренебрежение в этих моделях такими важными эффектами, как влияние газового и магнитного давлений, процессов нагрева-охлаждения и т.п., позволяет использовать результаты расчётов лишь для качественного анализа и не даёт возможности проводить детальную интерпретацию наблюдательных данных. Более тщательно исследовались процессы аккреции в магнитосфере звезды. Так, в работах [26–29] представлены результаты трёхмерного численного моделирования аккреции плазмы на гравитирующий объект с магнитным полем дипольного типа, ось симметрии которого не совпадает с осью вращения звезды. В этих работах удалось детально исследовать трёхмерную структуру течения в области магнитосферы центрального объекта, где магнитное поле играет доминирующую роль.

Лишь в последние годы авторам обзора удалось разработать полноценную трёхмерную численную модель для расчёта структуры течений в тесных двойных системах [30–33]. В нашем подходе для моделирования используется полная система уравнений магнитной газодинамики, позволяющая описать все основные динамические эффекты, связанные с магнитным полем. В численной модели учитываются процессы радиационного нагрева и охлаждения, а также диффузия магнитного поля за счёт диссипации токов в турбулентных вихрях, магнитной плавучести и волновой МГД-турбулентности. Важно отметить, что в разработанной модели формирование и последующая эволюция аккреционного диска происходят естественным образом, в результате процесса массопереноса вещества через внутреннюю точку Лагранжа. Таким образом, нам впервые удалось добиться самосогласованного описания структуры МГД-течений в тесных двойных системах и получить результаты, которые могут использоваться для интерпретации наблюдений в классической астрономии.

2. Модель

2.1. Постановка задачи

В полуразделённых двойных системах звезда-донор заполняет свою внутреннюю критическую поверхность, которую можно отождествить с полостью Роша в ограниченной задаче трёх тел. В системе отсчёта,

вращающейся с угловой скоростью Ω двойной системы вокруг общего центра масс, потенциал Роша имеет вид

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

где G — гравитационная постоянная, M_a и M_d — массы аккретора и донора, а радиус-векторы $\mathbf{r}_a$, $\mathbf{r}_d$ и $\mathbf{r}_c$ определяют положения центров аккретора, донора и центра масс системы соответственно. Обмен веществом в системе происходит через внутреннюю точку Лагранжа L_1 , поскольку в этой точке градиент давления не уравновешивается силой тяготения.

Для описания течения в двойной системе будем использовать декартову систему координат (x, y, z) , заданную следующим образом. Начало координат находится в центре аккретора: $\mathbf{r}_a = (0, 0, 0)$. Центр донора лежит на расстоянии A на оси x от центра аккретора $\mathbf{r}_d = (-A, 0, 0)$. Ось z направлена вдоль оси вращения $\Omega = (0, 0, \Omega)$.

Как правило, магнитное поле белых карликов в промежуточных полях и полях можно с хорошей точностью описать в виде дипольного поля. Однако среди магнитных катаклизмических переменных имеются системы, в которых белый карлик имеет сложное магнитное поле [34, 35]. Такое поле можно представить в виде суперпозиции мультипольных компонент поля. Характер аккреции на белый карлик, который имеет сложное магнитное поле, может существенным образом отличаться от случая чисто дипольного поля. В частности, такая конфигурация поля может иметь несколько магнитных полюсов, что, в свою очередь, приведёт к формированию нескольких зон аккреции.

В отсутствие токов в оболочке двойной системы магнитное поле будет определяться собственным полем аккретора $\mathbf{B}_*$. Поскольку это поле определяется токами, распределёнными внутри аккретора, то в оболочке двойной системы оно должно удовлетворять условию потенциальности $\text{rot } \mathbf{B}_* = 0$ и его можно описывать с помощью скалярного потенциала $\mathbf{B}_* = -\text{grad } \varphi$. Далее будем предполагать, что каждая мультипольная компонента поля обладает осевой симметрией. При этом в общем случае оси симметрии различных мультипольных компонент могут не совпадать между собой. В нашей модели учитываются только дипольная и квадрупольная компоненты магнитного поля аккретора.

Потенциал, соответствующий дипольной компоненте поля [36],

$$\varphi_d = \frac{\mu(\mathbf{d}\mathbf{r})}{r^3}, \quad (2)$$

где μ — магнитный момент аккретора, $\mathbf{d}$ — единичный вектор, определяющий ось симметрии дипольного поля. Вектор магнитного момента $\boldsymbol{\mu} = \mu\mathbf{d}$. Индукция магнитного поля

$$\mathbf{B}_d = \frac{\mu}{r^3} [3(\mathbf{d}\mathbf{n})\mathbf{n} - \mathbf{d}], \quad (3)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$. Обозначим через $B_{d,a}$ величину индукции дипольного магнитного поля на дипольном магнитном полюсе звезды. Тогда из выражения (3) получим магнитный момент $\mu = B_{d,a} R_a^3/2$, где R_a — радиус аккретора.

Потенциал, соответствующий квадрупольной компоненте поля [36],

$$\varphi_q = D_{ik} \frac{n_i n_k}{2r^3}, \quad (4)$$

где D_{ik} — тензор квадрупольного момента аккректора. Если распределение токов в аккректоре является осесимметричным, то относительно оси симметрии диагональные компоненты квадрупольного момента $D_{11} = D_{22} = -D/2$, $D_{33} = D$, а недиагональные компоненты равны нулю. В этом случае потенциал квадрупольного магнитного поля

$$\varphi_q = \frac{D}{4r^3} [3(\mathbf{q}\mathbf{n})^2 - 1], \quad (5)$$

где $\mathbf{q}$ — единичный вектор, определяющий ось симметрии квадрупольного поля. Индукция соответствующего магнитного поля

$$\mathbf{B}_q = \frac{3D}{4r^4} [5(\mathbf{q}\mathbf{n})^2 \mathbf{n} - \mathbf{n} - 2(\mathbf{q}\mathbf{n})\mathbf{q}]. \quad (6)$$

Обозначим через $B_{q,a}$ величину индукции квадрупольного магнитного поля на квадрупольном магнитном полюсе звезды. Тогда из выражения (6) следует квадрупольный момент $D = 2B_{q,a}R_a^4/3$.

Полное магнитное поле аккректора в нашей модели $\mathbf{B}_* = \mathbf{B}_d + \mathbf{B}_q$. Простой анализ выражений (3) и (6) показывает, что при $B_{q,a} > B_{d,a}$ вблизи аккректора будет существовать некоторая область, в которой квадрупольное поле будет преобладать над дипольным полем. В противном случае при $B_{q,a} < B_{d,a}$ течение плазмы в окрестности аккректора будет полностью контролироваться дипольной компонентой магнитного поля.

В общем случае собственное вращение аккректора является асинхронным и в выбранной системе отсчёта характеризуется угловой скоростью Ω_* . В нашей модели рассматривается случай, когда ось собственного вращения аккректора совпадает по направлению с осью вращения двойной системы. С другой стороны, направления векторов $\mathbf{d}$ и $\mathbf{q}$, определяющих дипольный и квадрупольный моменты магнитного поля, могут не совпадать с направлением вектора угловой скорости Ω двойной системы. Обозначим угол наклона вектора $\mathbf{d}$ относительно оси z через θ_d , а зависящий от времени угол между осью x и проекцией вектора $\mathbf{d}$ на плоскость xu через $\phi_d = \Omega_* t + \phi_{d0}$, где ϕ_{d0} — начальное значение этого угла. Аналогичные углы θ_q и ϕ_q можно ввести для вектора $\mathbf{q}$. Таким образом, магнитное поле аккректора является нестационарным

$$\frac{\partial \mathbf{B}_*}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v}_* \times \mathbf{B}_*), \quad (7)$$

где $\mathbf{v}_* = \Omega_* \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)$ — скорость силовых линий магнитного поля аккректора. Отметим, что в случаях $\Omega_* = 0$ (синхронное вращение аккректора) и $\theta_{d,q} = 0, \pi$ (магнитная ось аккректора совпадает с его осью вращения) магнитное поле аккректора не изменяется со временем.

2.2. Плазма в сильном магнитном поле

Простые оценки показывают, что в аккреционных струях полярных скорости распространения альфвеновских и магнитозвуковых волн могут во много раз превышать скорость движения самой плазмы, а в некоторых случаях являются релятивистскими. Поэтому использование

нерелятивистской магнитной газодинамики для моделирования структуры такого течения, строго говоря, некорректно. Более корректное описание можно было бы получить в рамках приближения релятивистской магнитной газодинамики. Однако в данном случае для описания течения можно использовать более простую модель. Это связано с тем, что течение самой плазмы в аккреционной струе является существенно нерелятивистским, а с релятивистскими скоростями распространяются только альфвеновские и магнитозвуковые волны. За характерное динамическое время эволюции медленного течения плазмы МГД-волны успевают пройти по аккреционной струе в продольном и поперечном направлениях много раз. В результате динамику плазмы в струе можно рассматривать в рамках модифицированной нерелятивистской магнитной газодинамики как некоторое усреднённое течение на фоне своеобразной волновой МГД-турбулентности.

Таким образом, динамика плазмы в сильном внешнем магнитном поле характеризуется относительно медленным средним движением частиц вдоль магнитных силовых линий, дрейфом поперёк силовых линий и распространением с очень большими скоростями на этом фоне альфвеновских и магнитозвуковых волн. Для описания структуры такого течения можно использовать усреднённую картину, рассматривая влияние быстрых пульсаций по аналогии с волновой МГД-турбулентностью. Для описания медленного движения самой плазмы необходимо выделить быстро распространяющиеся флуктуации и применить определённую процедуру усреднения по ансамблю волновых пульсаций.

Рассмотрим соотношение

$$\mathbf{E} + \frac{(\mathbf{v} \times \mathbf{B})}{c} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma}, \quad (8)$$

выражающее закон Ома для плазмы в приближении магнитной газодинамики [37]. Здесь $\mathbf{E}$ — напряжённость электрического поля в плазме, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_* + \mathbf{b}$ — полная индукция магнитного поля, равная сумме индукции магнитного поля аккректора $\mathbf{B}_*$ и собственного поля плазмы $\mathbf{b}$, $\mathbf{j}$ — плотность тока, σ — коэффициент электропроводности. Представим все динамические величины в виде суммы среднего значения и флуктуации, например, $\mathbf{b} = \langle \mathbf{b} \rangle + \delta \mathbf{b}$. Усредняя соотношение (8), находим

$$c\langle \mathbf{E} \rangle + \langle \mathbf{v} \rangle \times \langle \mathbf{b} \rangle + \langle \mathbf{v} \rangle \times \mathbf{B}_* + \langle \delta \mathbf{v} \times \delta \mathbf{b} \rangle = \frac{c\langle \mathbf{j} \rangle}{\sigma}. \quad (9)$$

Последнее слагаемое в левой части можно оценить часто используемым в теории динамо выражением (см., например, [38, 39])

$$\langle \delta \mathbf{v} \times \delta \mathbf{b} \rangle = \alpha \langle \mathbf{b} \rangle - \eta_w \text{rot} \langle \mathbf{b} \rangle, \quad (10)$$

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

$$\text{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (11)$$

находим

$$\langle \mathbf{j} \rangle = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \langle \mathbf{b} \rangle. \quad (12)$$

Подставляя выражения (10) и (12) в (9), получим

$$c \langle \mathbf{E} \rangle + \langle \mathbf{v} \rangle \times \langle \mathbf{b} \rangle + \langle \mathbf{v} \rangle \times \mathbf{B}_* - \eta_w \operatorname{rot} \langle \mathbf{b} \rangle = \eta_{OD} \operatorname{rot} \langle \mathbf{b} \rangle, \quad (13)$$

где $\eta_{OD} = c^2/(4\pi\sigma)$ — коэффициент омической диффузии магнитного поля. Поскольку, как правило, $\eta_w \gg \eta_{OD}$, 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,

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (14)$$

получим

$$c \operatorname{rot} \langle \mathbf{E} \rangle = -\frac{\partial \langle \mathbf{b} \rangle}{\partial t} - \operatorname{rot} (\mathbf{v}_* \times \mathbf{B}_*). \quad (15)$$

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 (13). Поэтому среднее значение напряжённости электрического поля можно оценивать из выражения

$$c \langle \mathbf{E} \rangle = -\mathbf{v}_* \times \mathbf{B}_*. \quad (16)$$

Оставляя в (13) доминирующие члены, приходим к следующему соотношению:

$$\eta_w \operatorname{rot} \langle \mathbf{b} \rangle = (\langle \mathbf{v} \rangle - \mathbf{v}_*) \times \mathbf{B}_*. \quad (17)$$

Полученное выражение можно использовать для вычисления усреднённой электромагнитной силы в уравнении движения. Пренебрегая флуктуациями плотности, а также волновым магнитным давлением и натяжением, находим

$$\frac{\langle \mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{B} \rangle}{4\pi\rho} = \frac{\langle \mathbf{b} \rangle \times \operatorname{rot} \langle \mathbf{b} \rangle}{4\pi\rho} + \frac{\mathbf{B}_* \times \operatorname{rot} \langle \mathbf{b} \rangle}{4\pi\rho}. \quad (18)$$

Первое слагаемое в правой части описывает электромагнитную силу (с обратным знаком), обусловленную собственным магнитным полем плазмы $\langle \mathbf{b} \rangle$. Для вычисления второго слагаемого воспользуемся полученным соотношением (17). Имеем

$$\frac{\mathbf{B}_* \times \operatorname{rot} \langle \mathbf{b} \rangle}{4\pi\rho} = \frac{(\langle \mathbf{v} \rangle - \mathbf{v}_*)_{\perp}}{\tau}, \quad (19)$$

где значок $\perp$ определяет поперечные к магнитному полю $\mathbf{B}_*$ компоненты скоростей, а характерное время релаксации

$$\tau = \frac{4\pi\rho\eta_w}{B_*^2}. \quad (20)$$

2.3. Основные уравнения

В дальнейшем для упрощения записи угловые скобки для обозначения усреднённых величин будем опускать. Течение плазмы, возникающее в результате массообмена в

тесной двойной системе, с учётом сильного магнитного поля $\mathbf{B}_*$ компактного объекта можно описывать с помощью следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = & -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{\mathbf{b} \times \operatorname{rot} \mathbf{b}}{4\pi\rho} + \\ & + 2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}) - \nabla \Phi - \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_*)_{\perp}}{\tau}, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{b} + (\mathbf{v} - \mathbf{v}_*) \times \mathbf{B}_* - \eta \operatorname{rot} \mathbf{b}], \quad (23)$$

$$\rho T \left[\frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) s \right] = n^2 (\Gamma - \Lambda) + \frac{\eta}{4\pi} (\operatorname{rot} \mathbf{b})^2. \quad (24)$$

Здесь P — давление, s — энтропия, рассчитанная на единицу массы газа, $n = \rho/m_p$ — концентрация, m_p — масса протона, η — полный коэффициент магнитной вязкости. В уравнении для энтропии (24) учитываются эффекты радиационного нагрева и охлаждения, а также нагрев вещества за счёт диссипации токов (последний член).

Следует отметить, что функции радиационного нагрева и охлаждения Γ и Λ сложным образом зависят от температуры T (см. [40–43]). В нашей численной модели использована линейная аппроксимация этих функций в окрестности равновесной температуры $T = 11230$ К [17, 30, 44], соответствующей эффективной температуре аккректора 37000 К¹. Член $2(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega})$ в уравнении движения (22) описывает силу Кориолиса. Плотность, энтропия и давление связаны уравнением состояния идеального газа $s = c_V \ln(P/\rho^\gamma)$, где c_V — удельная теплоёмкость газа при постоянном объёме, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты.

Последнее слагаемое в уравнении движения (22) описывает силу, действующую на плазму со стороны магнитного поля аккректора и влияющую на поперечную к направлению магнитных силовых линий компоненту скорости плазмы $\mathbf{v}_{\perp}$. Отметим, что движение частиц плазмы поперёк магнитного поля вызывается в основном силой гравитации компактного объекта (гравитационный дрейф) [45–47]). Вследствие ларморовского характера движения частиц в магнитном поле происходит торможение их усреднённого движения в поперечном направлении. Сильное внешнее магнитное поле выступает в роли эффективной жидкости, с которой взаимодействует плазма. При этом последний член в уравнении (10), который по своему виду аналогичен силе трения между компонентами в плазме, состоящей из нескольких сортов частиц [45], можно трактовать как силу трения между плазмой и магнитным полем.

Следует отметить, что похожее выражение для электромагнитной силы со стороны сильного магнитного поля аккректора использовалось в работах [7, 20–25], в которых структура течения моделировалась в рамках метода квазичастиц. При этом под квазичастицами подразумевались отдельные комки плазмы, попадающие в полость Роша аккректора через внутреннюю точку Лагранжа L_1 . Авторы этих работ обосновывали выражение для тормозящей силы вида $-\mathbf{v}_{\perp}/\tau$ тем, что при

¹ Значения температуры взяты из расчёта конкретной системы — кандидата в промежуточные поляры SS Cyg.

движении комков плазмы во внешнем магнитном поле в них возникает диамагнитный эффект [48], препятствующий их свободному движению поперёк магнитных силовых линий.

2.4. Диффузия магнитного поля

К диссипации магнитного поля в плазме могут приводить процессы омической, амбиполярной и турбулентной диффузии. Поскольку плазма в аккреционных дисках, формирующихся в ТДС, является, как правило, почти полностью ионизованной, то амбиполярной диффузией можно пренебречь. С другой стороны, коэффициент турбулентной диффузии магнитного поля на несколько порядков превышает коэффициент омической диффузии [9, 49]. Поэтому в нашей модели процессы омической диффузии не учитываются.

Известно (см., например, [9]), что в аккреционных дисках, формирующихся в ТДС, турбулентная диффузия магнитного поля определяется двумя основными эффектами. Первый эффект обусловлен магнитным пересоединением и диссипацией токов в турбулентных вихрях. Коэффициент диффузии, соответствующий этому эффекту, можно оценить выражением [49] $\eta_T = \alpha_T c_s H$, где c_s — скорость звука, H — полутолщина диска, α_T — параметр Шакуры – Сюняева [50], характеризующий турбулентную вязкость в аккреционном диске. Оценивая H из условия вертикального гидростатического равновесия диска, получаем

$$\eta_T = \alpha_T \frac{c_s^2}{\omega_K}, \quad (25)$$

где ω_K — угловая скорость вращения кеплеровского диска.

Второй эффект связан с плавучестью силовых трубок тороидального магнитного поля, генерируемого в диске в результате дифференциального вращения. Коэффициент диффузии магнитного поля, соответствующий этому эффекту, можно оценить, рассматривая устойчивость равновесия магнитных силовых трубок в диске [38]. Несложный анализ приводит к выражению: $\eta_B = \alpha_B l_p |b_\phi| / \sqrt{4\pi\rho}$, где α_B — коэффициент эффективности магнитной плавучести, близкий к единице, l_p — шкала неоднородности давления. Полагая $l_p = H$, находим

$$\eta_B = \alpha_B \frac{c_s |b_\phi|}{\omega_K \sqrt{4\pi\rho}}. \quad (26)$$

В системах с сильным магнитным полем аккреционный диск может вообще не формироваться и течение будет иметь характер колонковой струи, направленной из внутренней точки Лагранжа L_1 к магнитному полюсу аккретора. В этом случае основным эффектом, приводящим к диссипации токов в плазме, по-видимому, будет волновая МГД-турбулентность, обусловленная распространением в колонковой аккреционной струе альфвеновских и магнитозвуковых волн. При этом скорость этих волн будет во много раз превышать скорость самой плазмы, а в некоторых случаях может быть даже релятивистской. Коэффициент диффузии магнитного поля η_w , связанный с волновой МГД-турбулентностью, можно оценить выражением

$$\eta_w = \frac{\tau_w}{3} \langle \delta v^2 \rangle, \quad (27)$$

где τ_w — корреляционное время пульсаций. Это соотношение можно параметризовать следующим образом:

$$\eta_w = \alpha_w \frac{B_* l_w}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (28)$$

где α_w — близкий к единице безразмерный параметр, определяющий эффективность волновой диффузии, а l_w — характерный пространственный масштаб пульсаций. В качестве последнего можно использовать шкалу неоднородности внешнего магнитного поля $l_w = B_* / |\nabla B_*|$. Для случая дипольного магнитного поля $l_w \approx r/3$.

Полный коэффициент диффузии магнитного поля $\eta = \eta_T + \eta_B + \eta_w$. В приведённых ниже расчётах использовались значения $\alpha_T = 0,01$, $\alpha_B = 0,01$, $\alpha_w = 0,3$. В рассматриваемой модели явно не учитывается наличие турбулентной вязкости, тем не менее наличие численной вязкости позволяет говорить о диссипативных процессах в системе. В решении без магнитного поля численная вязкость, обусловленная выбором схемы и расчётной сетки, выражалась через параметр Шакуры – Сюняева и составляла $\alpha_T = 0,01$, поэтому и в решении с магнитным полем было принято это значение. Следует отметить, что коэффициент магнитной вязкости η_B , обусловленный магнитной плавучестью, зависит от величины магнитного поля в плазме b . Поэтому турбулентная диффузия магнитного поля в целом имеет нелинейный характер.

Следует отметить, что на структуру МГД-течения в тесных двойных системах существенное влияние может оказывать эффект Холла (см., например, [45]). Этот эффект проявляется в замагниченной плазме, когда $\omega_B \tau_c \gg 1$, где ω_B — ларморовская частота, τ_c — характерное время между столкновениями электронов с ионами (τ_c^{-1} — частота столкновений). Условие замагниченности плазмы $\omega_B \tau_c \gg 1$ эквивалентно условию $l \gg r_L$, где l — длина свободного пробега, а r_L — ларморовский радиус. При учёте эффекта Холла уравнение (8), выражающее собой обобщённый закон Ома, должно быть заменено на уравнение

$$\mathbf{j} + \frac{\omega_B \tau_c}{B} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = \sigma \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right]. \quad (29)$$

Величина τ_c^{-1} может быть оценена как эффективная (с учётом экранировки на расстояниях, существенно превышающих дебаевский радиус) частота кулоновских столкновений в полностью ионизованной плазме (см., например, [51]) $\tau_c^{-1} = 5,5 T^{-3/2} n A_C$, где A_C — кулоновский логарифм. Простые оценки показывают, что эффект Холла может проявляться в области магнитосферы аккретора ($\omega_B \tau_c = 10^4$, $l = 2,6$ см, $r_L = 2 \times 10^{-4}$ см), в аккреционных колонках промежуточных полюсов и аккреционных струях полюров ($\omega_B \tau_c = 25$, $l = 5,7 \times 10^{-4}$ см, $r_L = 2,3 \times 10^{-5}$ см), а также, по-видимому, в разреженной оболочке двойной системы. В аккреционных дисках катаклизмических переменных (основном объекте нашего исследования) для типичных значений плотности и магнитного поля влиянием эффекта Холла можно пренебречь ($\omega_B \tau_c = 0,0035$, $l = 8 \times 10^{-4}$ см, $r_L = 0,02$ см).

2.5. Численный метод

Для численного моделирования мы использовали трёхмерный параллельный численный код Nurgush [30, 31, 33,

44]. Код основан на конечно-разностной схеме годовновского типа повышенного порядка точности. Оригинальная техника унифицированных переменных для уравнений МГД [52] позволяет использовать в численном коде адаптивные сетки. В приводимых ниже расчётах использовалась геометрически адаптивная сетка, сгущающаяся к плоскости экватора и к поверхности аккректора. Это позволило значительно увеличить разрешение вертикальной структуры аккреционного диска и области магнитосферы аккректора. В целях минимизации численных ошибок в разностной схеме вычисляется только магнитное поле, индуцированное токами в аккреционном диске и во внешней оболочке [53–55]. Для очистки дивергенции магнитного поля используется восьмиволновой метод [54, 56].

Уравнение, описывающее диффузию магнитного поля, является нелинейным. Поэтому применение явных методов для его решения привело бы к слишком жёстким ограничениям на величину временного шага. В нашем подходе это уравнение решалось численно с помощью неявного локально-одномерного метода с факторизованным оператором [57]. Другой трудностью является то, что это уравнение в криволинейной неортогональной системе координат, обусловленной геометрически адаптивной сеткой, содержит смешанные производные. Для решения этой проблемы в нашем методе [58] используется регуляризация факторизованного оператора. Фактически процедура регуляризации сводится к замене операторов-сомножителей, составляющих исходный факторизованный оператор, некоторыми эквивалентными трёхдиагональными операторами. При этом параметр регуляризации определяется максимальным по модулю собственным значением метрического тензора, описывающего криволинейную систему координат. Для корректного учёта нелинейных членов в схеме организуется итерационный процесс до получения решения с заданной точностью. На каждой итерации возникает система линейных алгебраических уравнений с трёхдиагональной матрицей, которая решается численно с помощью метода скалярной прогонки.

3. Газодинамика вещества в немагнитных тесных двойных звёздах

3.1. Общие сведения

Струя вещества, формирующаяся в ТДС после заполнения звездой-донором критической поверхности, начинается в окрестности точки либрации L_1 . По мере удаления струи от L_1 скорость газа возрастает под действием силы притяжения звезды-аккректора и вскоре течение становится существенно сверхзвуковым. Кроме того, под действием силы Кориолиса струя вещества отклоняется от линии, соединяющей центры звёзд. Из анализа траекторий следует, что струя подходит достаточно близко к точечной массе, представляющей звезду-аккректор в приближении Роша. Минимальное достижимое расстояние $R_{\min}$ между траекторией отдельной частицы и центром звезды для систем с соотношением масс компонентов в диапазоне $0,05 < q = M_d/M_a < 1$ может быть аппроксимировано выражением [5]

$$R_{\min} = 0,0488 q^{-0,464} A. \quad (30)$$

Для двойных систем, где радиус аккректора $R_a < R_{\min}$, струя вещества огибает звезду и в конце концов пересекает сама себя в некоторой точке. Учитывая, что место пересечения траекторий пробных частиц расположено достаточно близко к аккректору и, следовательно, воздействием звезды-донора на поток вблизи точки столкновения можно пренебречь, будем считать, что момент импульса элемента газа относительно звезды-аккректора сохраняется. Поскольку для частицы с фиксированным моментом импульса, вращающейся вокруг точечной массы, минимальная энергия достигается на круговой орбите, следует ожидать, что газ после столкновения образует вокруг аккректора кольцо. Газ в кольце вращается вокруг аккректора с азимутальной скоростью v_ϕ , которая в предположении отсутствия сил давления определяется балансом между центробежной силой v_ϕ^2/r и гравитационным притяжением звезды GM_a/r^2 . Приравняв их, мы получаем газовое кольцо с кеплеровским законом вращения $v_K = (GM_a/r)^{1/2}$. Момент импульса в таком кольце растёт наружу как $\sim \sqrt{r}$. Полученная зависимость угловой скорости вещества $\omega_K = v_K/r$ от радиуса означает, что газ в кольце вращается дифференциально, т.е. в газовом потоке существуют сдвиговые напряжения, не равные нулю. Наличие диссипативных процессов приводит к тому, что частицы газа на внутренних орбитах будут замедлять своё вращение, а на внешних орбитах — наоборот, ускоряться. В результате это приведёт к перераспределению момента импульса в кольце и оно расплывётся в аккреционный диск.

В стационарном случае аккреционный диск в ТДС постоянно подпитывается веществом от звезды-донора с некоторым моментом импульса и, следовательно, для обеспечения его стабильного состояния должны действовать механизмы, обеспечивающие постоянный отвод избыточного момента импульса за пределы системы. С физической точки зрения, подобный отвод может идти двумя путями: путём перевода кинетической энергии вещества в иную форму без сохранения удельного момента импульса (например, в тепловую энергию или энергию магнитного поля), либо путём перераспределения, когда излишек момента уносится в пространство вместе с частью вещества. Необходимость отвода момента импульса вместе с веществом становится очевидной, если рассмотреть эволюцию аккреционного кольца. Кольцо, расширяясь, постепенно увеличивает свой внешний радиус, однако это расширение небеспрдельно — для аккреционного диска существует, так называемый радиус последней устойчивой орбиты, за пределами которого вещество уже не может принадлежать исключительно аккректору [59]. Неизбежно выходя за пределы этого радиуса, вещество покидает аккреционный диск и становится частью межкомпонентной оболочки системы, унося момент импульса.

Таким образом, из самых общих предположений следует, что структура течения в ТДС без магнитного поля включает в себя струю вещества из L_1 , аккреционный диск и межкомпонентную оболочку. Для корректного описания этих элементов структуры течения, а также особенностей, вызванных взаимодействием струи, диска и оболочки между собой, необходимо решать полную систему трёхмерных уравнений. Такого рода исследования ведутся начиная с работ [60–62]. В этом разделе представлен обзор результатов трёхмерного численного исследования картины течения в ТДС, полученных авто-

рами в работах [17–19, 63–67]. Используемый метод решения системы газодинамических уравнений — TVD (Total Variation Diminishing) — позволяет рассматривать морфологию газовых потоков в системе, несмотря на наличие значительных градиентов плотности. Газодинамика перетекания вещества в полуразделённой системе исследовалась на больших временных интервалах, что позволило рассмотреть основные особенности картины течения в установившемся (стационарном) режиме.

3.2. Морфология течения

Представление о морфологии течения в рассматриваемых системах можно получить из рис. 1, где показано распределение плотности и векторов скорости в экваториальной плоскости системы. Ударные волны, образующиеся в диске, видны на этом рисунке как сгущения изолиний плотности. Сгущение изолиний на краю аккреционного диска соответствует резкому падению плотности от характерных для диска величин до плотности газа межкомпонентной оболочки.

Как видно из представленных результатов, взаимодействие околосовского гало и струи из точки L_1 имеет все типичные черты косоугольного столкновения двух потоков. Возникающая при этом структура из двух ударных волн и тангенциального разрыва между ними расположена вне диска и имеет сложную форму. Удалённые от диска части околосовского гало имеют малую плотность, и ударная волна, вызванная их взаимодействием со струей, лежит вдоль края струи. По мере увеличения плотности газа гало ударная волна изгибается и, в конце концов, занимает положение вдоль края диска. Образующаяся ударная волна имеет достаточно большую протяжённость и может быть названа "горячей линией". Как следует из приведённых выше общих характеристик картины течения, в месте взаимодействия газ гало и газ струи проходят через ударные волны, соответствующие своему потоку, смешиваются и это вещество движется вдоль тангенциального разрыва между двумя ударными волнами. В дальнейшем из этого вещества и формируется собственно диск, гало и межкомпонентная оболочка.

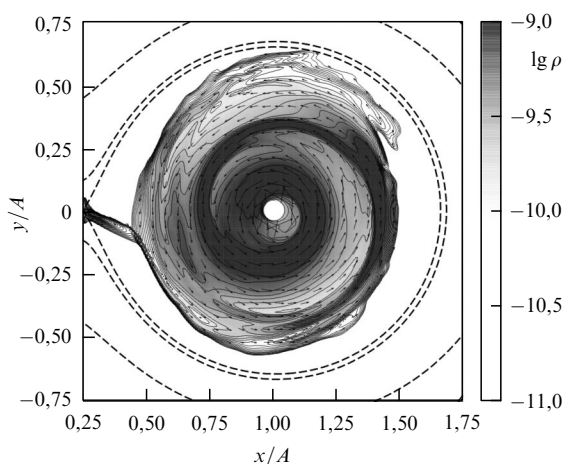


Рис. 1. Распределение плотности (в десятичной логарифмической шкале) и векторов скорости в экваториальной плоскости типичной ТДС. Координаты x и y представлены в единицах расстояния между компонентами A . Аккректор обозначен белым кружком. Штриховые линии показывают эквипотенциалы Роша.

Полученные результаты моделирования позволили использовать модель "горячей линии" для объяснения формы кривых блеска катаклизмических переменных звёзд. Использувавшаяся ранее феноменологическая модель предполагала наличие на краю аккреционного диска "горячего пятна" — компактной высокотемпературной области. Численное моделирование показало, что в самосогласованном решении задачи область повышенного энерговыделения — "горячая линия" имеет протяжённость до четверти периметра аккреционного диска. Модельные кривые блеска, полученные с применением модели "горячей линии", лучше соответствуют наблюдаемым [68–71], кроме того, ряд явлений, в частности, провалы кривых блеска, наблюдаемые у ряда систем на фазе $\sim 0,7$, нашли логичное объяснение в рамках предложенной модели [19].

Приливное воздействие звезды-донора приводит к возникновению спиральной ударной волны. Эта волна состоит из двух рукавов, расположенных на внешних краях аккреционного диска.

3.3. Прецессионная волна плотности в аккреционных дисках

Как следует из рассмотрения общей морфологии течения, ударные волны ("горячая линия" и два рукава приливной волны) расположены во внешних частях диска и, следовательно, внутренняя область диска оказывается газодинамически невозмущённой. В отсутствие внешних воздействий частица во внутренних частях диска будет вращаться вокруг гравитирующего центра — аккректора — по эллиптической орбите. Известно (см., например, [5]), что в двойной звезде влияние второго компонента приводит к ретроградной прецессии орбиты частицы, вращающейся вокруг звезды-аккректора (т.е. к повороту большой полуоси орбиты в направлении навстречу орбитальному движению), причём скорость прецессии уменьшается при приближении к аккректору. Аккреционный диск формируется из множества частиц, каждая из которых движется по своей эллиптической орбите. Так как частицы взаимодействуют между собой и образуют газ, то рассматривать диск следует в газодинамическом приближении и, следовательно, от орбит нужно перейти к линиям тока, которые тоже будут эллиптическими. Как известно, в газе не может быть взаимно пересекающихся течений, следовательно, линии тока могут лишь касаться друг друга. Из геометрических соображений очевидно, что составить диск из непересекающихся эллипсов можно лишь вкладывая эллипсы друг в друга. Если эксцентриситет всех эллиптических линий тока равен нулю, то мы получаем круглый диск. Если эксцентриситеты линий тока не равны нулю, то может реализовываться "равновесное" решение, когда большие полуоси всех линий тока лежат на одной прямой. Если в системе присутствует внешнее воздействие (что неизбежно в двойной звезде) и есть прецессия орбит со скоростью, когда более удалённые от аккректора линии тока стремятся прецессировать быстрее, то они должны постоянно обгонять линии тока с меньшими полуосями. При этом, так как в газодинамическом диске не может быть пересекающихся линий тока, то со временем устанавливается равновесие и все линии тока начинают прецессировать с одной угловой скоростью, т.е. квазитвердо. Из-за зависимости скорости прецессии от характерного размера орбиты более уда-

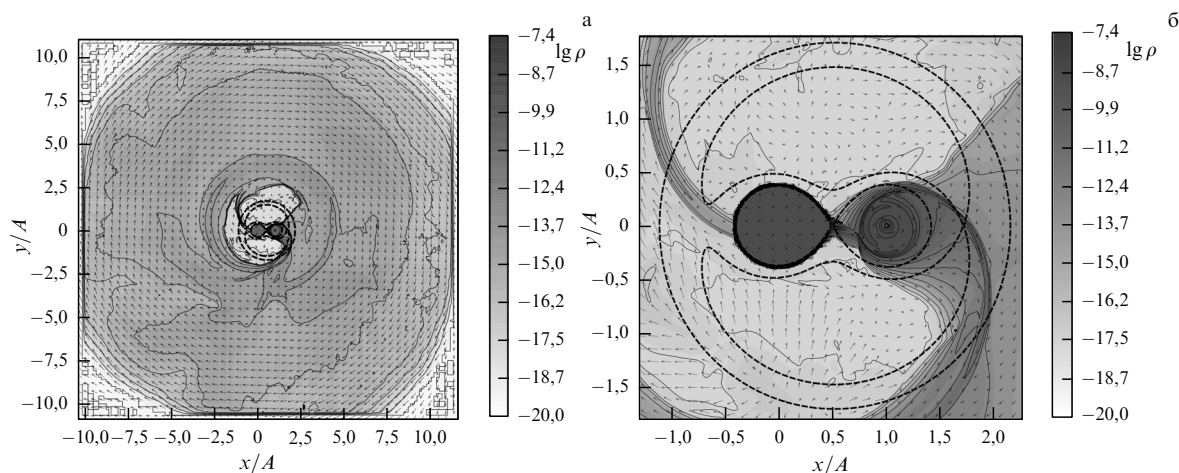


Рис. 2. (а) Распределение плотности (в десятичной логарифмической шкале) и поле скорости в экваториальной плоскости системы. Пунктиром обозначены эквипотенциалы, проходящие через точки L_1 и L_3 . Центр масс звезды-донора имеет координаты $(0, 0)$, звезда-аккректор расположена в точке с координатами $(1, 0)$. Вращение системы происходит против часовой стрелки. Скорости указаны в системе координат, вращающейся вместе с двойной звездой. (б) То же самое, но для центральных частей системы.

лённые от аккректора линии тока должны быть повернутыми на больший угол, причём в сторону, противоположную вращению вещества, так как прецессия ретроградная. Скорость прецессии лежит в диапазоне между скоростями прецессии внешних ("быстрых") и внутренних ("медленных") орбит. Положение внутренней орбиты определяется тем, что в этой области диска влиянием второго компонента по сравнению с гравитационным полем аккректора можно пренебречь. Положение внешней орбиты определяется размерами области без газодинамических возмущений, так как наличие возмущений нарушит регулярность прецессии линий тока. Очевидно, что положение и внутренней, и внешней орбит зависит как от параметров собственно системы, так и от параметров массообмена, поэтому следует ожидать, что средняя скорость прецессии для разных систем будет отличаться. Формирование спиральных структур в аккреционных дисках рассматривалось в работах [18, 72, 73].

Анализ представленных на рис. 1 результатов трёхмерного численного моделирования полностью подтверждает гипотезу о возможности образования спиральной волны плотности во внутренних частях холодного диска. Из результатов расчётов следует, что прецессионная волна движется с небольшой скоростью в лабораторной системе координат (системе координат неподвижного наблюдателя), в неинерциальной системе период её обращения немного превышает орбитальный. Следует отметить, что открытая в численных расчётах прецессионная волна является волной плотности. Тем не менее её наличие приводит к существенному перераспределению момента импульса в диске. Скорость аккреции, вызванная увеличением радиального потока вещества за "прецессионной" волной плотности, возрастает примерно на порядок величины по сравнению с решением без волны.

3.4. Формирование общей оболочки

Как следует из построенной газодинамической модели, общая оболочка тесной двойной звезды пополняется за счёт периодических выбросов вещества аккреционного диска через окрестность точки Лагранжа L_3 [74–76].

Анализ структуры течения позволил определить механизм, приводящий к подобным выбросам. В его основе лежит взаимодействие эллиптического аккреционного диска с отошедшей ударной волной (ОУВ), возникающей перед диском в результате его орбитального движения в веществе межкомпонентной оболочки. Аккреционный диск в системе имеет форму эллипса, содержащего в одном из фокусов звезду-аккректор. Форма диска и его ориентация в пространстве определяются существующей в нём прецессионной спиральной волной. Волна практически покоится в системе координат наблюдателя. Это приводит к тому, что во время орбитального движения апоастр диска оказывается направлен то в сторону ОУВ, смещая её вперёд, то в противоположную сторону, позволяя ОУВ приблизиться к аккректору. При этом также изменяется эффективность передачи момента импульса оболочки веществу диска. В результате в окрестности точки L_3 возникают периодические выбросы вещества, пополняющие общую оболочку.

Общий вид полученного распределения вещества в оболочке (распределение плотности в десятичной логарифмической шкале и поле скоростей в экваториальной плоскости системы) показан на рис. 2а. Пунктиром обозначены эквипотенциалы, проходящие через точки L_1 и L_3 . На рисунке 2б показано распределение плотности и векторы скорости во внутренней части расчётной области ($3,6A \times 3,6A$), включающей оба компонента системы и межкомпонентную оболочку.

Как видно из рис. 2, во внутренней части оболочки формируются все характерные детали, присущие структуре течения в ТДС: струя вещества из внутренней точки Лагранжа L_1 , эллиптический аккреционный диск, отошедшая ударная волна, образующаяся в результате столкновения аккреционного диска с веществом межкомпонентной оболочки, спиральный шлейф вещества, выбрасываемого через окрестность точки L_3 . В структуре общей оболочки можно выделить следующие основные части: *межкомпонентную оболочку*², имеющую характерные размеры порядка нескольких A , *спиральный шлейф*,

² В англоязычной литературе называемую "circumbinary envelope".

насчитывающий до полутора витков, *фрагментированную оболочку*, формирующуюся после распада спирали и состоящую из сгустков плотности с характерными размерами от $0,5A$ до $1,5A$, а также *диффузный диск*, образующийся на больших расстояниях от ТДС, где сгустки плотности из фрагментированной зоны расплываются под действием диссипативных процессов в более или менее равномерное распределение.

Внутренняя часть оболочки, непосредственно окружающая компоненты системы и аккреционный диск, находится на расстоянии менее $1,5A$ от центра масс системы. Вещество в большей части этой области (кроме областей, занятых струей, аккреционным диском и окрестности отошедшей ударной волны) сильно разрежено, нестационарно и имеет много газодинамических особенностей. Однако в силу малой плотности влияние её на наблюдательные проявления системы должно быть невелико.

Вторая часть общей оболочки, находящаяся на расстоянии $\sim (1,5-7,5)A$ от центра масс системы, представляет собой достаточно плотный (его плотность составляет несколько процентов от плотности вещества в диске) спиральный шлейф, насчитывающий полтора витка. Шлейф формируется за счёт вещества, выбрасываемого из системы через окрестность точки L_3 . На расстоянии $\sim (7-8)A$ спиральная структура разрушается, переходя во фрагментированную оболочку — кольцо, простирающееся до примерно $10A$. На больших расстояниях фрагментированная оболочка переходит в протяжённый диффузный диск с отношением высоты к радиусу $H/r \simeq 0,1$.

Плотность общей оболочки зависит от количества вбрасываемого в неё вещества, которое можно оценить по формуле $\dot{M}(1 - \dot{M}_a/\dot{M})$, где $\dot{M}$ — темп массообмена, $\dot{M}_a$ — темп аккреции, $\dot{M}_a/\dot{M}$ — эффективность аккреции. Эффективность аккреции зависит от скорости отвода момента импульса. В рассматриваемой численной модели значение параметра Шакуры – Сюняева α_T составило $\sim 0,01$, что дало эффективность аккреции $\sim 30\%$. Как показало моделирование, при принятом уровне эффективности аккреции и при темпе массообмена $\dot{M} > 10^{-8} M_\odot \text{ год}^{-1}$ общая оболочка в экваториальной плоскости системы оказывается оптически толстой и её наличие должно быть учтено при интерпретации наблюдений.

4. Структура МГД-течения

4.1. Параметры моделируемой звезды

Исследуем влияние магнитного поля аккректора на структуру течения на примере ТДС, параметры которой соответствуют SS Cyg (см., например, [77]). Звезда-донор (красный карлик) в этой системе имеет массу $M_d = 0,56 M_\odot$ и эффективную температуру 4000 K . Звезда-аккректор (белый карлик) имеет массу $M_a = 0,97 M_\odot$ и температуру 37000 K . Период обращения системы составляет $P_{\text{orb}} = 6,6 \text{ ч}$, а расстояние между компонентами $A = 2,05 R_\odot$. Внутренняя точка Лагранжа L_1 находится на расстоянии $0,56A$ от центра аккректора. За более чем столетний период наблюдений накоплено большое количество информации об этой системе. Однако до сих пор многие вопросы о её физических свойствах остаются открытыми. По морфологическим признакам исследо-

ватели относят SS Cyg к подклассу звёзд типа U Gem. Однако наблюдается ряд признаков, позволяющих отнести SS Cyg к промежуточным полярам с величиной магнитного поля $B_a = 10^4 - 10^6 \text{ Гс}$ [78, 79]. Наличие магнитного поля существенно влияет на характер течения, поэтому сведения о структуре течения будут способствовать пониманию физических процессов, происходящих в системе.

Период собственного вращения аккректора в системе SS Cyg [80] с учётом значения угла наклона плоскости орбиты к лучу зрения $i = 40^\circ$ [81] $P_{\text{spin}} = 68,4 \text{ с} = 0,0029 P_{\text{orb}}$. Собственное вращение аккректора, характеризующееся периодом $P_{\text{spin}} = (1 + \Omega_*/\Omega)^{-1} P_{\text{orb}}$, — важный фактор, и его необходимо учитывать при моделировании двойных систем с устойчивыми аккреционными дисками. Шкалу времени изменения P_{spin} в таких системах можно оценить по характерному времени прироста момента импульса аккректора в результате аккреции вещества из внутренних частей диска [8]

$$t_A \approx \left(\frac{R_a}{A} \right)^2 \sqrt{\frac{(1+q)A}{R_{\text{in}}} \frac{M_a}{\dot{M}_a}}, \quad (31)$$

где R_{in} — внутренний радиус диска. Для параметров, соответствующих типичным промежуточным полярам, получаем время t_A порядка $10^4 - 10^5$ лет. Действие тормозящего момента сил со стороны магнитного поля, приводящее к установлению режима равновесного вращения аккректора, может ещё больше увеличить эту оценку.

Будем рассматривать тесную двойную систему с формирующимся аккреционным диском. Характерные времена выхода на стационарный режим составляют от 10 до 15 орбитальных периодов [17]. Поэтому изменением угловой скорости вращения звезды, связанным с формирующимся диском, можно пренебречь. Представляется целесообразным в качестве первой задачи рассмотреть ситуацию, когда в момент включения процесса массопереноса в двойной системе собственное вращение аккректора является синхронным $P_{\text{spin}} = P_{\text{orb}}$. Вопрос о влиянии собственного вращения аккректора на структуру уже сформировавшегося диска будет рассмотрен в разделе 4.6.

Степень влияния магнитного поля на структуру течения можно определить, используя оценки радиуса магнитосферы аккректора. Будем считать, что на границе магнитосферы магнитное давление равно динамическому давлению аккрецирующего газа (см. [8])

$$\frac{B^2}{8\pi} = \rho v_{\text{ff}}^2, \quad (32)$$

где $v_{\text{ff}} = \sqrt{2GM_a/r}$ — скорость свободного падения. Плотность вещества находим из выражения для темпа аккреции $\dot{M}_a = 4\pi r^2 \rho v_{\text{ff}}$. Подставляя в (32) $B = B_a (R_a/r)^3$, находим радиус магнитосферы

$$r_m = \left(\frac{B_a^4 R_a^{12}}{8GM_a \dot{M}_a^2} \right)^{1/7}. \quad (33)$$

Зависимость радиуса магнитосферы r_m от индукции магнитного поля B_a на поверхности аккректора представлена на рис. 3. Различные линии соответствуют различным значениям темпа аккреции $\dot{M}_a$, выраженным в

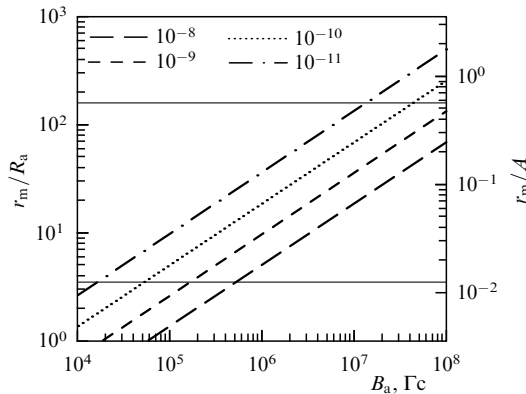


Рис. 3. Радиус магнитосферы белого карлика в системе SS Cyg в зависимости от индукции магнитного поля на поверхности. Различные жирные кривые соответствуют различным значениям темпа аккреции (в единицах $M_\odot \text{ год}^{-1}$). Тонкими горизонтальными линиями показаны численная граница поверхности аккректора $0,0125A$ (нижняя линия) и расстояние от центра аккректора до внутренней точки Лагранжа $0,56A$ (верхняя линия).

единицах $M_\odot \text{ год}^{-1}$. Тонкими линиями показаны задаваемый в расчётах численный радиус аккректора $0,0125A$ (нижняя линия) и расстояние от центра аккректора до внутренней точки Лагранжа $0,56A$ (верхняя линия). В приводимых ниже расчётах характерный темп аккреции на звезду составлял $10^{-10} M_\odot \text{ год}^{-1}$. В этом случае радиус магнитосферы равен примерно $(5-6)R_a$ для поля $B_a = 10^5 \text{ Гс}$ и примерно $20R_a$ для поля $B_a = 10^6 \text{ Гс}$. Для магнитного поля $B_a = 10^4 \text{ Гс}$ радиус магнитосферы оказывается меньше радиуса "численной звезды", хотя всё ещё остаётся больше радиуса белого карлика.

4.2. Идеальная МГД

Приведём результаты численного моделирования структуры течения в приближении идеальной магнитной газодинамики без учёта диффузии магнитного поля. В расчётах индукция магнитного поля на поверхности белого карлика задавалась равной $B_a = 10^5 \text{ Гс}$, а пара-

метры ориентации вектора магнитного момента — $\phi = 0^\circ$ и $\theta = 30^\circ$. Напомним, что выбранное значение угла ϕ соответствует случаю, когда формирование аккреционного диска в двойной системе происходит в условиях синхронного вращения аккректора. Рассчитанная для этого случая структура МГД-течения на момент времени $t = 10,7P_{\text{orb}}$ показана на рис. 4.

Следует отметить, что в данном варианте расчёта магнитное поле оказывается доминирующим, поскольку плазменный параметр $\beta = 8\pi P/B^2$, представляющий собой отношение газового давления к магнитному давлению, в аккреционном диске изменяется в пределах от 10^{-3} до 10^{-2} , а в магнитосферной области вблизи аккректора падает до предельно низких значений $10^{-5} - 10^{-6}$. Результаты исследования характера генерации магнитного поля и его детальной структуры представлены в разделе 5. Здесь же только отметим, что магнитное поле в диске преимущественно тороидально. Ко времени установления режима течения во внешних частях диска индуцированное поле $\mathbf{b}$ превосходит по величине исходное поле белого карлика $\mathbf{B}_*$ более чем в 100 раз.

Несмотря на доминирующую роль магнитного поля, все основные элементы структуры аккреционного диска, отмеченные выше для газодинамического случая, образовались и в магнитном случае. Это можно объяснить тем, что формирование этих структур обусловлено в первую очередь гравитационными эффектами, а там, где это необходимо, роль газового давления берёт на себя давление тороидального магнитного поля. Образование двурукавной ударной волны связано с приливным гравитационным воздействием от звезды-донора [82]. При этом положения фронтов могут незначительно измениться из-за отличия в скоростях газодинамических и МГД ударных волн. Область формирования "горячей линии" практически не сместилась, поскольку в струе вещества из внутренней точки Лагранжа L_1 индукция магнитного поля близка к нулю. Механизм образования спиральной волны прецессионного типа обусловлен чисто гравитационными эффектами во внутренних об-

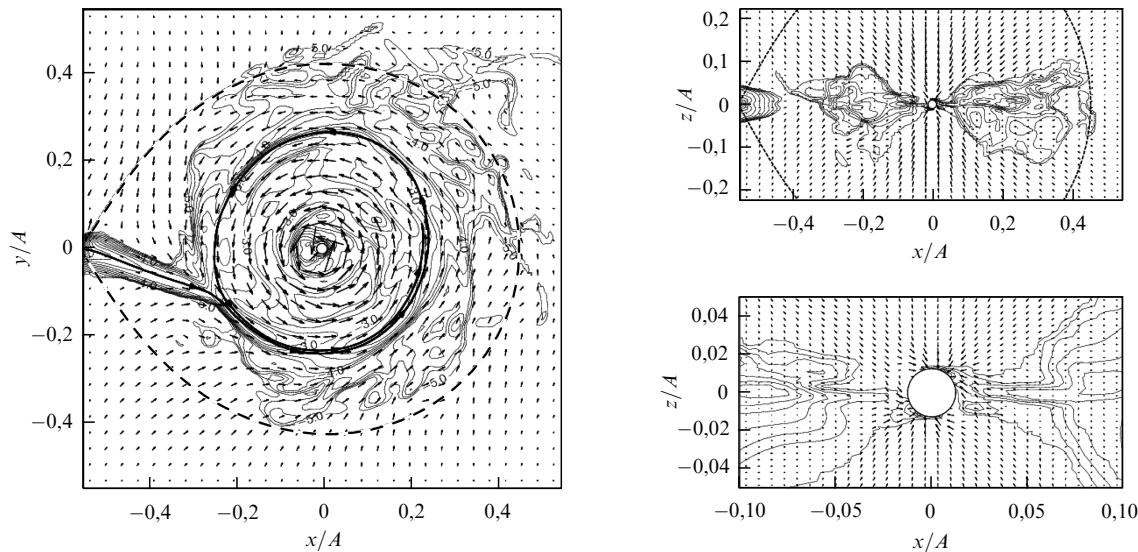


Рис. 4. Распределение плотности и скорости в экваториальной (xy) и вертикальной (xz) плоскостях в случае наличия магнитного поля в приближении идеальной магнитной газодинамики. На некоторых изолиниях указаны значения логарифма плотности. Штриховая линия соответствует границе полости Роша. Жирной линией со стрелками показана линия тока, начинающаяся из внутренней точки Лагранжа.

ластях холодных аккреционных дисков [18]. Поэтому эта волна формируется и в магнитогазодинамическом диске.

Отметим наиболее существенные отличия структуры магнитогазодинамического течения от газодинамического случая. Из-за магнитного торможения вращения в диске темп аккреции увеличивается более чем в 2 раза по сравнению с газодинамическим случаем, в котором он составлял 20–30 % от темпа массообмена. В результате масса аккреционного диска в магнитном случае оказывается почти в 4 раза меньше, чем газодинамического диска ($\approx 3 \times 10^{-12} M_\odot$). При этом радиус газодинамического диска равен $0,3A$, а радиус магнитного диска — примерно $0,2A$. Таким образом, характерная плотность газа в диске в магнитном случае оказывается почти на порядок меньше по сравнению с газодинамическим случаем ($10^{-7} \text{ г см}^{-3}$). Другой примечательной особенностью является образование обширного разреженного гало вокруг аккреционного диска.

Вертикальная структура магнитного аккреционного диска обусловлена в основном градиентом давления тороидального магнитного поля, а не градиентом газового давления, поскольку практически всюду в диске плазменный параметр $\beta \ll 1$. В магнитном случае из-за эффектов магнитной плавучести толщина диска становится существенно больше, чем в газодинамическом случае. Этот результат нетрудно понять с помощью следующих простых соображений. Полное давление $P_{\text{tot}} = P + \mathbf{B}^2/(8\pi) = (1 + 1/\beta)P$. Поэтому характерная толщина магнитного диска

$$H_m \approx \sqrt{\frac{P_{\text{tot}}}{\rho}} \omega_K^{-1} \approx \sqrt{1 + \frac{1}{\beta}} H_g, \quad (34)$$

где H_g — характерная толщина газодинамического диска. В случае $\beta \ll 1$ получаем $H_m \approx H_g/\sqrt{\beta}$. Таким образом, в зависимости от значения плазменного параметра $\beta = 10^{-3} - 10^{-2}$ толщина H_m магнитного диска должна быть в 10–30 раз больше толщины газодинамического диска H_g .

В аккреционном диске, в котором присутствует сильная тороидальная компонента магнитного поля, может развиваться ряд магнитогазодинамических неустойчивостей. Среди них следует выделить магниторотационную неустойчивость, открытую Велиховым [14] и заново переоткрытую для астрофизических дисков в работах Балбуса и Хаули [15]. При существенном превышении тороидального поля над полоидальным в диске может развиваться тип магниторотационной неустойчивости, который изучался в работе [83]. Численное исследование развития неустойчивости этого типа при взрывах сверхновых проведено в работе [84]. Наконец, в диске может развиваться неустойчивость, обусловленная плавучестью силовых трубок тороидального магнитного поля [38]. Обзор этих неустойчивостей можно найти, например, в работе [85]. Следует отметить, что все эти неустойчивости приводят к генерации мелкомасштабного полоидального поля из крупномасштабного тороидального поля. В нашей численной модели магнитная плавучесть учтена явным образом в соответствующем коэффициенте диффузии магнитного поля (см. (26)), а для развития магниторотационной неустойчивости нет никаких формальных запретов. Анализ численных результатов показывает, что в областях аккреционного диска, где выполняется соответствующий критерий,

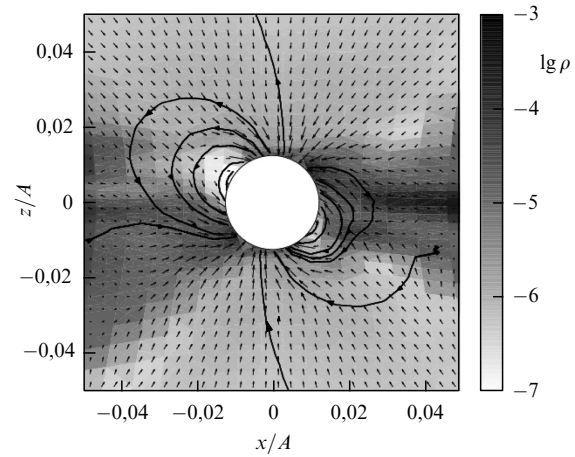


Рис. 5. Распределение плотности, скорости (стрелки) и структура магнитного поля (жирные линии со стрелками) в области магнитосферы аккректора в вертикальной плоскости (xz) к моменту времени $10,7P_{\text{orb}}$ для случая идеальной магнитной газодинамики.

наблюдается возникновение магниторотационной неустойчивости. Однако эта неустойчивость не распространяется по диску. Это может объясняться, например, относительно высокой вязкостью в численном решении $\alpha_T \approx 0,01$ (см. раздел 2.4), величина которой соответствует наблюдениям.

Вблизи поверхности аккректора формируется область магнитосферы, а процесс аккреции носит колонковый характер. Характерный радиус этой зоны равен $0,02A$, что соответствует примерно шести радиусам белого карлика. Это значение хорошо согласуется с оценками внутреннего радиуса аккреционного диска в SS Cyg (5,2–6,5 радиусов белого карлика), полученными из анализа наблюдательных доплеровских томограмм [86]. Более подробно картина течения в магнитосферной области вблизи аккректора показана на рис. 5. Вещество движется преимущественно вдоль магнитных силовых линий и попадает на звезду в основном в области её магнитных полюсов, формируя аккреционные колонки. Магнитное поле звезды оказывается существенно искажённым, поскольку в диске вблизи магнитосферной области происходит интенсивная генерация тороидального поля. В районе магнитного экватора аккректора сформировались вакуумные области. Их образование обусловлено тем, что магнитное поле не позволяет веществу проникать туда, поскольку в районе магнитного экватора магнитные силовые линии проходят преимущественно вдоль поверхности звезды.

4.3. Влияние диффузии магнитного поля на решение

С учётом диффузии магнитного поля структура течения оказывается промежуточной между чисто газодинамическим случаем и случаем идеальной магнитной газодинамики. Сравним результаты моделирования структуры МГД-течения без учёта (модель А) и с учётом (модель В) диффузии магнитного поля [31]. На рисунке 6 показаны распределения плотности и скорости в экваториальной (xy) и вертикальной (xz) плоскостях системы к моменту установления стационарного режима ($t = 13,4P_{\text{orb}}$). Обозначения на этом рисунке те же, что и на рис. 4.

Все основные элементы течения, отмеченные в разделе 4.2 для модели А, сформировались и в модели В.

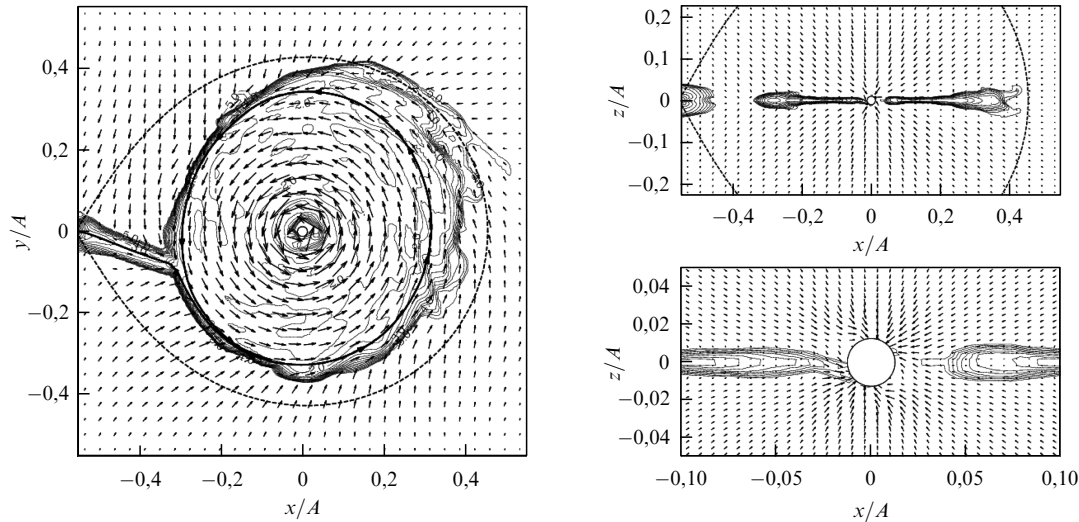


Рис. 6. Распределение плотности и скорости в экваториальной (xy) и вертикальной (xz) плоскостях в магнитном случае с учётом диффузии магнитного поля. Обозначения те же, что и на рис. 4.

Дифференциальное вращение в аккреционном диске приводит к интенсивной генерации магнитного поля. Магнитное поле оказывается доминирующим в аккреционном диске в обеих моделях, поскольку плазменный параметр β меньше единицы. Как указывалось выше, в модели А в аккреционном диске $\beta \approx 10^{-3}$. В модели В плазменный параметр увеличивается на два порядка ($\beta \approx 0,1$). В области магнитосферы аккретора в обеих моделях плазменный параметр падает до экстремально низких значений $10^{-5} - 10^{-6}$. В модели В рост магнитного поля ограничивается в основном магнитной плавучестью, поскольку соответствующий коэффициент диффузии зависит от величины тороидального магнитного поля (см. (26)).

Магнитное поле $\mathbf{b}$ в аккреционном диске является преимущественно тороидальным. В полученном стационарном решении абсолютное значение вектора $\mathbf{b}$ во внешних частях диска превышает исходное магнитное поле B_* более чем в 100 раз. На рисунке 7 показаны усреднённые по азимуту тороидальная B_ϕ и полоидальная B_p компоненты полного магнитного поля $\mathbf{B}$ в экваториальной плоскости аккреционного диска в обеих

моделях. Характерные значения индукции магнитного поля в средних частях аккреционного диска составляют 200 Гс для модели А и около 50 Гс для модели В.

Аккреционный диск в модели В оказывается примерно в 3 раза более массивным по сравнению со случаем модели А. Внешний радиус диска в модели А равен $0,2A$, а в модели В — примерно $0,3A$. Характерная плотность в диске в модели А равна $10^{-3}\rho(L_1)$, что существенно меньше, чем в модели В ($5 \times 10^{-2}\rho(L_1)$). Вертикальная структура магнитного диска определяется градиентом полного давления (см. (34)). Используя соответствующие значения плазменного параметра β , можно получить следующие оценки: $H_m \approx 30H_g$ для модели А и $H_m \approx 3H_g$ для модели В. Следовательно, диффузия магнитного поля может существенно уменьшить толщину диска (на порядок величины и даже больше).

Характерный радиус магнитосферы в обеих моделях равен приблизительно $0,02A$, что соответствует примерно шести радиусам белого карлика, и находится в согласии с наблюдениями [86]. С другой стороны, нельзя не отметить согласие этого значения с аналитическими оценками радиуса магнитосферы, полученными с помощью формулы (33). Структура течения в области магнитосферы практически одна и та же в обеих моделях (см. рис. 5 и 8). В этой области плазма движется вдоль магнитных линий и попадает на аккретор в районе его магнитных полюсов. Вблизи магнитного экватора формируется область сильно разреженной плазмы. Это связано с тем, что в этой зоне скорость плазмы практически параллельна поверхности аккретора.

На рисунке 9 показана зависимость темпа аккреции $\dot{M}_a$ от времени в течение нескольких последних орбитальных периодов для обеих моделей. Поведение этих кривых является существенно различным. В случае идеальной магнитной газодинамики (модель А) темп аккреции испытывает сильные вариации нерегулярного характера. Среднее значение темпа аккреции для этой модели примерно равно темпу массообмена $\dot{M} = 10^{-9}M_\odot \text{ год}^{-1}$. При этом амплитуда осцилляций достигает $1,5 \times 10^{-9}M_\odot \text{ год}^{-1}$. Максимальное значение темпа аккреции может вдвое превышать темп массооб-

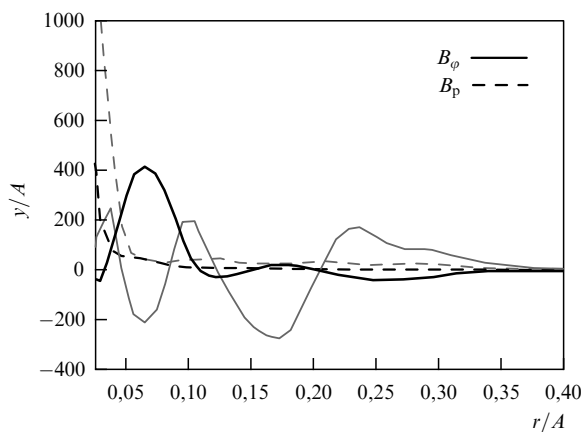


Рис. 7. Усреднённые по азимуту тороидальное B_ϕ и полоидальное B_p магнитное поле в экваториальной плоскости аккреционного диска для модели А (тонкие линии) и модели В (жирные линии).

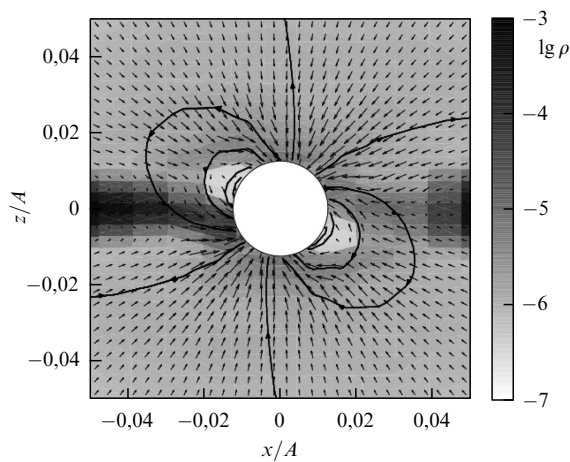


Рис. 8. Распределение плотности, скорости (стрелки) и структура магнитного поля (жирные линии со стрелками) в области магнитосферы аккректора в вертикальной плоскости (xz) к моменту времени $10,7P_{\text{orb}}$ в модели с учётом диффузии магнитного поля.

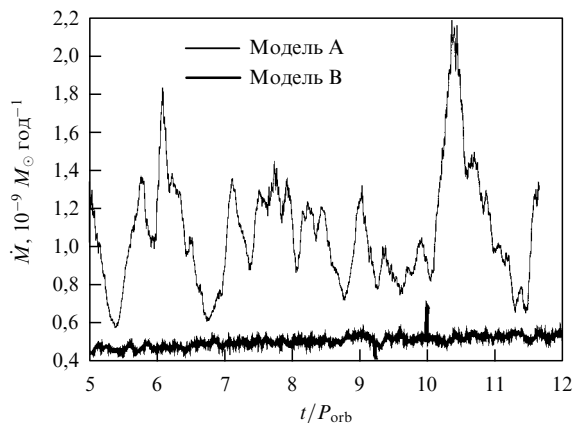


Рис. 9. Эволюция темпа аккреции в течение нескольких последних орбитальных периодов.

мена. Турбулентная диффузия магнитного поля уменьшает темп аккреции почти в два раза и существенно сглаживает его вариации. Это можно объяснить следующим образом. В случае идеальной магнитной газодинамики магнитное поле в аккреционном диске является достаточно сильным. Поэтому момент импульса от внешних частей диска за счёт магнитного торможения переносится к аккректору гораздо эффективнее, чем в модели В. Кроме того, диффузия магнитного поля может существенно размазать колонковое течение и, следовательно, сгладить вариации темпа аккреции.

Рассмотрим эволюцию темпа аккреции на звезду в течение нескольких орбитальных периодов (см. рис. 9). Максимальная амплитуда колебаний темпа аккреции в модели В составляет величину порядка 15–25 %. В случае идеальной магнитной газодинамики (модель А) без учёта диффузионных эффектов амплитуда этих колебаний может превышать 200 %. Очень похожее поведение демонстрируют и наблюдательные кривые потока излучения в УФ-диапазоне из SS Cyg в промежутках между вспышками (см. [87]). При этом колебания потока достигают 70 %. Существует несколько возможных механизмов, приводящих к вариации скорости аккреции. Один из них связан с квазипериодическим

характером генерации магнитного поля в диске и подробно описан в разделе 5. Ещё один возможный механизм вариаций может быть связан со взаимодействием магнитного поля звезды со спиральной прецессионной волной, формирующейся во внутренней части диска. В газодинамическом случае увеличение радиального потока вещества за этой волной приводит к росту скорости аккреции и образованию компактной области повышенного энерговыделения на поверхности аккректора [18]. В магнитном случае аккреция на звезду имеет колонковый характер. Однако в те моменты, когда прецессионная волна подходит к поверхности звезды в районе магнитных полюсов, темп аккреции должен возрастать. В рассматриваемой системе отсчёта период вращения спиральной волны приблизительно равен (на несколько процентов больше) орбитальному периоду системы. Таким образом, примерно дважды за период должны наблюдаться всплески темпа аккреции при прохождении спиральной волной окрестностей северного и южного магнитных полюсов звезды.

4.4. Изменение картины течения в зависимости от величины магнитного поля

Для исследования влияния величины индукции магнитного поля аккректора на структуру течения в ТДС были проведены расчёты с различным значением B_a в интервале от 10^5 до 10^8 Гс [33]. Рассмотрим семь моделей расчётов, в которых индукция магнитного поля на поверхности аккректора была задана равной 10^5 Гс (модель 1), 5×10^5 Гс (модель 2), 10^6 Гс (модель 3), 5×10^6 Гс (модель 4), 10^7 Гс (модель 5), 5×10^7 Гс (модель 6) и 10^8 Гс (модель 7) соответственно.

Эти модели можно разделить на две группы. К первой группе отнесём модели 1, 2 и 3 с относительно слабыми магнитными полями, в которых происходит формирование аккреционного диска. Эти модели соответствуют случаю промежуточных полярных звезд. Во второй группе моделей 4, 5, 6 и 7 магнитное поле является сильным и аккреционный диск в системе не формируется. Эти модели соответствуют случаю полярных звезд. Во всех моделях расчёт проводился до выхода на квазистационарный режим, который определялся примерным (с точностью до 1 %) постоянством полной массы вещества в расчётной области. В моделях, в которых происходило формирование аккреционного диска, время выхода на квазистационарный режим составляло около 10–15 орбитальных периодов. В моделях с сильным магнитным полем, в которых аккреционный диск не формировался, выход на квазистационарный режим происходил быстрее (за время порядка 5 орбитальных периодов). Опишем отдельно результаты расчётов для этих двух групп моделей.

Трёхмерную структуру течения для моделей 1, 2 и 3 демонстрирует рис. 10. На этом рисунке показаны изоповерхности десятичного логарифма плотности $\lg \rho = -4,5$ (в единицах $\rho(L_1)$) и магнитные силовые линии, начинающиеся с поверхности аккректора. Оттенки серого цвета магнитных силовых линий соответствуют величине индукции магнитного поля. Показаны также ось вращения (прямая тонкая линия) и магнитная ось (жирная наклонная линия) аккректора.

В случае $B_a = 10^5$ Гс (модель 1) картина течения соответствует случаю, описанному в предыдущем разделе. В случае $B_a = 5 \times 10^5$ Гс (модель 2) внешний радиус

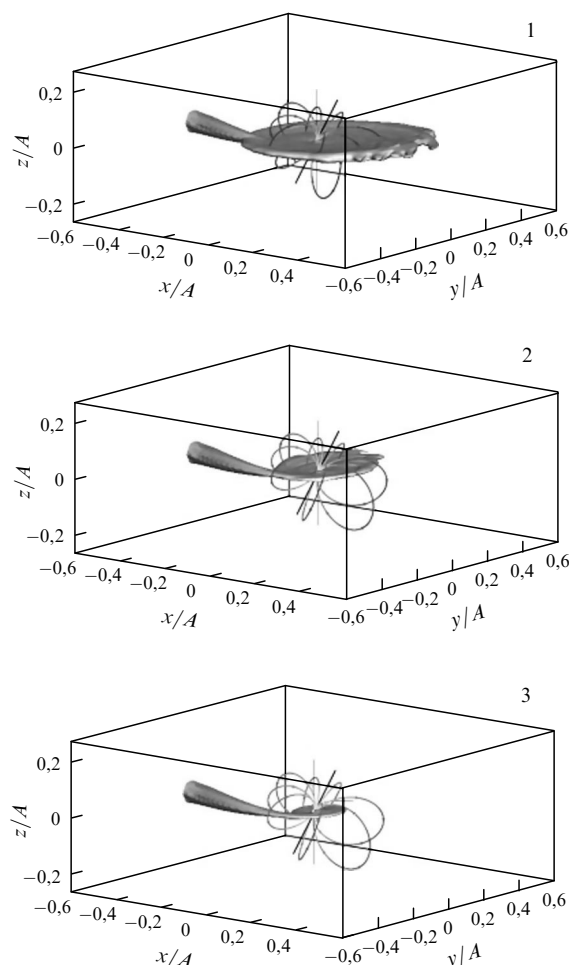


Рис. 10. Трёхмерная структура течения для моделей: 1 — $B_a = 10^5$ Гс, 2 — $B_a = 5 \times 10^5$ Гс и 3 — $B_a = 10^6$ Гс. Показаны изоповерхность плотности ($\lg \rho = -4, 5$) и магнитные силовые линии. Цвет магнитных силовых линий соответствует величине индукции магнитного поля. Тонкой прямой линией показана ось вращения аккректора, а жирной наклонной линией — магнитная ось.

аккреционного диска становится существенно меньше (около $0,15A$). Увеличивается эффективность магнитного торможения и переноса момента импульса. Область магнитосферы стала намного больше. Более чётко выделились аккреционные колонки вблизи магнитных полюсов аккректора. Наконец, в случае $B_a = 10^6$ Гс (модель 3) аккреционный диск практически вырождается. Вещество успевает делать всего 1–2 оборота до падения на аккректор. Для описания такой структуры течения лучше подходит термин "спиралодиск", поскольку в нём скорость вещества сильно отличается от кеплеровской. Внешний радиус этого аккреционного "спиралодиска" равен примерно $0,1A$. Практически он целиком находится в области магнитосферы аккректора. Существенную часть "спиралодиска" составляют аккреционные колонки. Можно сказать, что этот вариант соответствует предельному случаю промежуточных полярных. Следует отметить, что полученные в численных расчётах размеры области магнитосферы аккректора хорошо согласуются с аналитическими оценками (33) (см. рис. 3).

Структура МГД-течения для оставшихся моделей представлена на рис. 11: 4 — $B_a = 5 \times 10^6$ Гс, 5 — $B_a = 10^7$ Гс, 6 — $B_a = 5 \times 10^7$ Гс и 7 — $B_a = 10^8$ Гс.

Показаны изоповерхность десятичного логарифма плотности $\lg \rho = -5$ (в единицах $\rho(L_1)$) и магнитные силовые линии. Как и на рис. 10, оттенки серого цвета магнитных силовых линий соответствуют величине индукции магнитного поля. Показаны также ось вращения (тонкая линия) и магнитная ось (жирная линия) аккректора. Изображение повернуто таким образом, чтобы были видны особенности аккреционного потока вблизи поверхности аккректора.

Анализ рисунков позволяет сделать вывод, что в данной группе моделей структура течения качественным образом отличается от предыдущих случаев (модели 1, 2 и 3). В этих моделях аккреционный диск не формируется, а течение имеет характер колонковой аккреционной струи. В моделях 4 и 5 струя, начинающаяся из внутренней точки Лагранжа L_1 , при подходе к поверхности аккректора расщепляется на два потока. После этого первый поток попадает на северный магнитный полюс звезды, а второй — на южный. При этом в модели 4 более мощным является северный аккреционный поток, а в модели 5 — южный. Это различие можно объяснить следующим образом. В модели 4 магнитное поле более слабое. Поэтому струя, двигаясь по баллистической траектории, захватывается магнитным полем звезды в точке, находящейся ближе к северному магнитному полюсу. В модели 5 магнитное поле сильнее, поэтому струя захватывается магнитным полем раньше. Поскольку в нашей постановке задачи ближайший к точке Лагранжа L_1 магнитный полюс — южный магнитный полюс аккректора, то в более сильном магнитном поле движение плазмы к южному магнитному полюсу оказывается энергетически более выгодным. Это наблюдение подтверждается в модели 6, в которой формируется уже только один аккреционный поток, заканчивающийся на южном магнитном полюсе звезды.

В последней модели 7 магнитное поле настолько сильное, что практически полностью контролирует течение внутри полости Роша аккректора. Практически сразу за точкой Лагранжа вещество подхватывается магнитным полем и направляется вдоль магнитных силовых линий к поверхности звезды, формируя мощную струю южного потока и более слабую струю северного. В этом случае магнитосфера оказывается больше полости Роша аккректора и поэтому частично захватывает оболочку донора.

Таким образом, согласно результатам наших расчётов структуры течения в тесной двойной системе, параметры которой соответствуют SS Cyg, в моделях с магнитным полем $B_a \leq 10^6$ Гс формируется аккреционный диск, а при более сильных полях аккреционный диск не формируется. Для объяснения этого результата можно привести следующие простые соображения. Поскольку характер течения в струе сверхзвуковой, поведение струи вещества, истекающего из внутренней точки Лагранжа L_1 внутри полости Роша аккректора, можно исследовать в баллистическом приближении без учёта эффектов, связанных с давлением и магнитным полем [4, 6]. Анализ траекторий показывает [3], что струя подходит достаточно близко к поверхности аккректора на расстояние $R_{\min}$ (30). Если величина $R_{\min}$ больше магнитосферного радиуса r_m (см. (33)), то магнитное поле не оказывает существенного влияния на движение вещества. Поток сможет обогнуть звезду и в конце концов пересечёт сам себя в некоторой точке. Дальнейшая эволюция

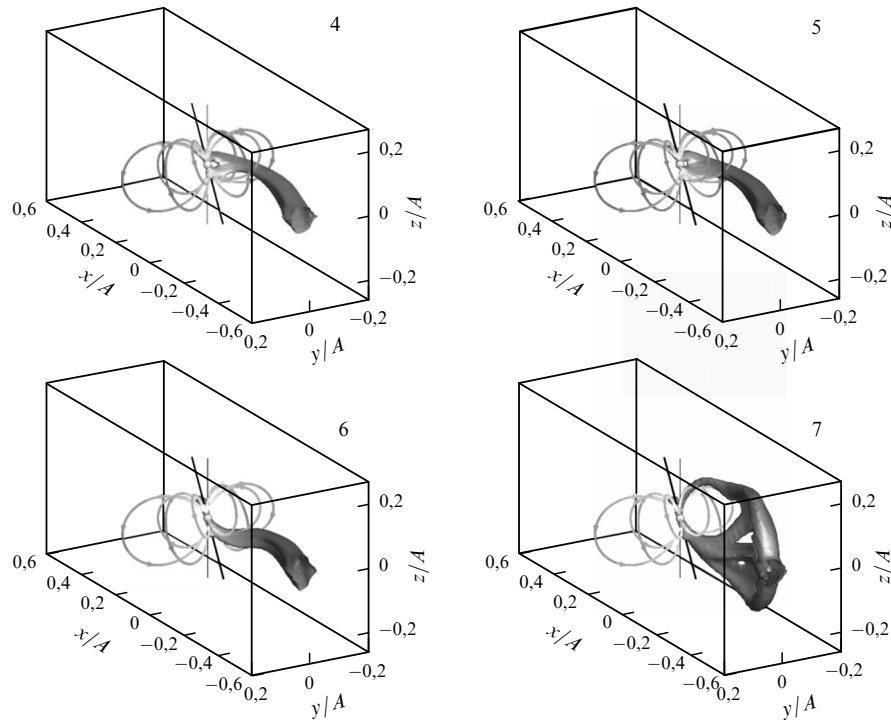


Рис. 11. Трёхмерная структура течения для моделей: 4 — $B_a = 5 \times 10^6$ Гс, 5 — $B_a = 10^7$ Гс, 6 — $B_a = 5 \times 10^7$ Гс и 7 — $B_a = 10^8$ Гс. Показаны изоповерхности плотности ($\lg \rho = -5$). Остальные обозначения такие же, как на рис. 10.

такого течения приводит к формированию в системе аккреционного диска. Если же минимальное расстояние $R_{\min}$ будет меньше магнитосферного радиуса r_m , то на некотором участке своей траектории поток оказывается в зоне существенного влияния магнитного поля. Действие электромагнитных сил в этой зоне приведёт к торможению потока и потере его момента импульса. В результате поток не сможет обогнуть звезду и сформировать аккреционный диск. Таким образом, граница между промежуточными полярами (аккреционные диски формируются) и полярами (аккреционные диски не формируются) определяется соотношением $r_m = R_{\min}$. Подставляя сюда параметры системы SS Cyg, находим значение индукции магнитного поля $B_a \approx 10^6$ Гс, которое разделяет эти два режима. Однако эта оценка индукции магнитного поля, разделяющего промежуточные поляры и поляры, имеет достаточно общий характер, поскольку в катаклизмических переменных величина q варьируется незначительно и равна примерно 0,5.

На рисунке 12 показана полученная в расчётах зависимость темпа аккреции $\dot{M}_a$ от величины индукции магнитного поля B_a на поверхности аккретора. Вертикальными отрезками показаны характерные значения вариаций темпа аккреции. Главная особенность этой зависимости — её немонокотный характер. Для значений $B_a < 10^6$ Гс темп аккреции возрастает с увеличением магнитного поля, а амплитуда его вариаций уменьшается. В точке $B_a = 10^6$ Гс достигается максимальное значение темпа аккреции. При дальнейшем увеличении индукции магнитного поля B_a темп аккреции убывает.

Эта зависимость полностью отвечает вышеизложенным соображениям. При $B_a < 10^6$ Гс в системе формируется аккреционный диск и темп аккреции определяется процессами переноса момента импульса в диске. Увеличение индукции магнитного поля приводит к усилению

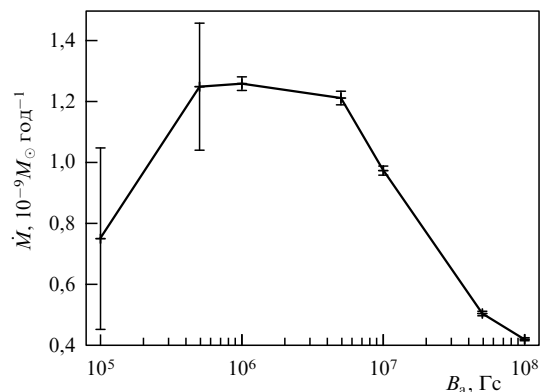


Рис. 12. Зависимость темпа аккреции от величины индукции магнитного поля на поверхности аккретора B_a . Вертикальными отрезками показаны характерные амплитуды вариаций темпа аккреции.

эффективности магнитного торможения в диске. Поэтому при $B_a < 10^6$ Гс зависимость $\dot{M}_a(B_a)$ является возрастающей. Начиная со значения индукции магнитного поля $B_a = 10^6$ Гс аккреционный диск в системе уже не формируется, а течение имеет характер аккреционной колонковой струи. В этом случае значение темпа аккреции $\dot{M}_a$ определяется пропускной способностью струи. С ростом индукции магнитного поля сечение струи уменьшается и темп аккреции падает.

4.5. Случай сложного (мультипольного) магнитного поля

Исследуем структуру течения в тесной двойной системе со сложной геометрией магнитного поля аккретора. Рассмотрим систему, параметры которой соответствуют BY Cam (см., например, [35]). Звезда-донор

(красный карлик) в этой системе имеет массу $M_d = 0,5M_\odot$ и эффективную температуру 4000 К. Звезда-аккректор (белый карлик) имеет массу $M_a = 1M_\odot$ и температуру ~ 40000 К. Период обращения системы составляет $P_{\text{orb}} = 3,36$ ч, а расстояние между компонентами $A = 1,3R_\odot$. Внутренняя точка Лагранжа L_1 находится на расстоянии $0,57A$ от центра аккректора.

Индукция магнитного поля на поверхности белого карлика в системе ВУ Сам оценивается из наблюдений и равна $2,8 \times 10^7$ Гс [35]. Предполагается, что магнитное поле описывается суперпозицией дипольной и квадрупольной компонент. В приведённых ниже расчётах предполагалось, что оси симметрии дипольного и квадрупольного магнитного поля совпадают. Угол их наклона по отношению к оси вращения аккректора был выбран равным 30° . Считалось, что $B_{q,a} = 10B_{d,a}$. Это означает, что на магнитном экваторе интенсивность квадрупольной компоненты поля в десять раз превосходит интенсивность дипольной компоненты. При этом радиус зоны влияния квадрупольного поля (расстояние, на котором значения B_d и B_q становятся равными друг другу) можно оценить значением $r = 10R_a$. Структура течения моделировалась отдельно для разных значений углов ϕ , характеризующих проекцию магнитной оси на орбитальную плоскость двойной системы.

Трёхмерная картина течения, полученная в расчётах для разных значений угла ϕ , представлена на рис. 13. Показаны изоповерхности, соответствующие значениям десятичного логарифма плотности (в единицах $\rho(L_1)$) -6 , -4 и -2 . Магнитные силовые линии показаны линиями со стрелками. Показаны также ось вращения аккректора (тонкая прямая линия) и ось симметрии магнитного поля (жирная наклонная линия).

Из рисунков видно, что структура течения в системе существенно зависит от ориентации магнитной оси аккректора относительно донора. При $\phi = 0^\circ$ (рис. 13а) аккреционная струя вещества, вытекающего из внутренней точки Лагранжа L_1 , попадает на аккректор в районе магнитного пояса, наличие которого обусловлено присутствием квадрупольной компоненты поля. При этом вокруг аккректора формируется аккреционное кольцо. Кроме того, вещество из оболочки формирует аккреционный поток на северный магнитный полюс и более слабый поток на южный магнитный полюс. Однако эти потоки намного слабее по сравнению с основным потоком из аккреционной струи.

При $\phi = 180^\circ$ (рис. 13б) основной поток из аккреционной струи при подходе к аккректору расщепляется на два потока. Одна часть вещества выпадает на поверхность

аккректора в районе магнитного пояса. Вторая часть потока устремляется вдоль магнитных силовых линий к северному магнитному полюсу. При этом интенсивности двух потоков практически равны. Таким образом, в этом случае на поверхности звезды формируются две зоны аккреции практически одинаковой интенсивности. Одна из них расположена на северном магнитном полюсе, а другая находится в районе магнитного пояса.

При $\phi = 252^\circ$ (это значение соответствует орбитальной фазе 0,7) (рис. 13в) аккреционного потока на магнитный пояс нет и почти всё вещество из аккреционной струи попадает в область северного магнитного полюса звезды. Такая картина течения аналогична случаю полярных (см. раздел 4.4), в которых аккректор имеет чисто дипольное поле.

Таким образом, анализ результатов этих расчётов показывает, что в зависимости от ориентации магнитной оси аккректора относительно донора структура аккреционного течения в тесной двойной системе может существенно различаться. При этом изменяется конфигурация аккреционных потоков, а также расположение и количество зон аккреции. Всё это может отражаться на наблюдательных свойствах системы. Следует подчеркнуть, что излучение горячего пятна в районе магнитного полюса существенно поляризовано, поскольку в этой зоне магнитное поле имеет выделенное направление. В то же время излучение горячего пятна, формирующегося в области магнитного пояса, не является поляризованным, поскольку в этой зоне магнитное поле чётко выделенного направления не имеет.

4.6. Случай асинхронного вращения аккректора

Влияние скорости собственного вращения аккректора на структуру МГД-течения в ТДС можно характеризовать соотношением между радиусом магнитосферы r_m (33) и радиусом коротации r_c . Радиус коротации определяется как расстояние, на котором скорость вращения силовых линий магнитного поля аккректора равна скорости вращения вещества в аккреционном диске. Считая, что силовые линии магнитного поля в магнитосфере вращаются твердотельно с угловой скоростью Ω_* , а угловая скорость вещества равна кеплеровской скорости ω_K , находим [8]

$$r_c = \left(\frac{GM_a}{\Omega_*^2} \right)^{1/3}. \quad (35)$$

Если вращение аккректора достаточно медленное ($r_c > r_m$), то скорость вращения магнитного поля на границе магнитосферы оказывается меньше кеплеровской. Поэтому вещество, зацепившись за магнитные силовые линии, может свободно упасть на поверхность. Такой режим можно назвать режимом "аккректора". В случае быстрого вращения аккректора ($r_c < r_m$) на границе магнитосферы возникает центробежный барьер, препятствующий свободному падению вещества на поверхность. Такой режим получил название режима "пропеллера". В этом режиме процесс аккреции имеет существенно нестационарный характер [29, 88, 89]. В состоянии равновесного вращения выполняется соотношение $r_c = r_m$. Анализ показывает [8], что взаимодействие магнитосферы аккректора с веществом диска заставляет систему с течением времени эволюционировать в состояние равновесного вращения.

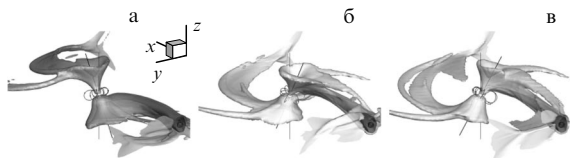


Рис. 13. Трёхмерная картина течения в тесной двойной системе со сложной геометрией магнитного поля аккректора для значений угла ϕ ориентации магнитной оси относительно донора, равных 0° (а), 180° (б) и 252° (в). Показаны изоповерхности десятичного логарифма плотности (в единицах $\rho(L_1)$) -6 , -4 и -2 . Показаны также магнитные силовые линии (линии со стрелками), ось вращения аккректора (тонкая прямая линия) и ось симметрии магнитного поля (жирная наклонная линия).

Таблица. Параметры моделей в расчётах, учитывающих асинхронное вращение аккректора. Значения величин указаны для системы SS Cyg. Прототипы соответствуют используемой в настоящее время классификации промежуточных полярных [7]

Модель	Прототип	$P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}}$	r_c/r_m	Режим
1	Синхронные	1	∞	"аккректор"
2	EX Hya	0,1	1,48	"аккректор"
3	Регулярные	0,033	1,00	равновесное вращение
4	DQ Her	0,01	0,66	"пропеллер"
5	AE Aqr	0,001	0,31	"пропеллер"

Этой классификации отвечает наблюдаемое распределение промежуточных полярных по периодам собственного вращения аккректора [7] (см. таблицу). Подавляющее большинство этих систем находится в состоянии равновесного вращения (регулярные промежуточные полярные). Системы, находящиеся в состоянии "аккректор", делятся на синхронные промежуточные полярные ($P_{\text{spin}} \approx P_{\text{orb}}$) и системы типа EX Hya ($P_{\text{spin}} \approx 0,1P_{\text{orb}}$). Системы с быстрым вращением можно разделить на системы типа DQ Her ($P_{\text{spin}} \approx 0,01P_{\text{orb}}$) и системы типа AE Aqr ($P_{\text{spin}} \approx 0,001P_{\text{orb}}$). В системах типа DQ Her формируются аккреционные диски, но при этом реализуется режим "пропеллер". В системах типа AE Aqr вращение аккректора является настолько быстрым, что аккреционный диск не формируется. Поэтому для такого режима можно использовать термин "суперпропеллер".

Для исследования влияния асинхронного вращения аккректора на структуру течения в ТДС были проведены трёхмерные численные расчёты для различных значений отношения периодов $P_{\text{spin}}/P_{\text{orb}}$. Параметры моделей приведены в таблице. Конкретные значения величин выписаны для системы с параметрами SS Cyg. Однако различные модели вполне соответствуют описанным выше типам промежуточных полярных. Индукция магнитного поля на поверхности аккректора во всех моделях была задана равной 10^5 Гс, а наклон магнитной оси $\theta = 30^\circ$.

Следует отметить, что модель 1 (синхронное вращение) эквивалентна модели 1 (для $B_a = 10^5$ Гс) из раздела 4.4. Структура течения в модели 3 (равновесное вращение) мало отличается от структуры течения в модели 2 ("аккректор", системы типа EX Hya). Поэтому проведём более подробное сравнение результатов расчётов моделей 2 и 4, которые соответствуют режимам "аккректор" и "пропеллер" на фоне сформировавшегося аккреционного диска.

На рисунке 14 показаны распределения плотности и скорости в экваториальной (xu , верхние диаграммы) и вертикальной (xz , нижние диаграммы) плоскостях для моделей 2 (рис. 14а) и 4 (рис. 14б) к моменту времени установления стационарного режима течения (около 17 орбитальных периодов). В модели 2, соответствующей режиму "аккректор", структура течения похожа на аналогичную структуру, полученную для случая синхронного вращения (см. рис. 6). Влияние вращения аккректора приводит к формированию более сильного шлейфа вещества, истекающего через точку Лагранжа L_3 .

Однако в модели 4 в структуре течения появляются качественные отличия. Аккреционный диск имеет больший размер. Линия тока, выходящая из внутренней точки Лагранжа L_1 , в одном месте даже заходит за границу полости Роша. Хорошо видно формирование мощного шлейфа вещества, истекающего через точку

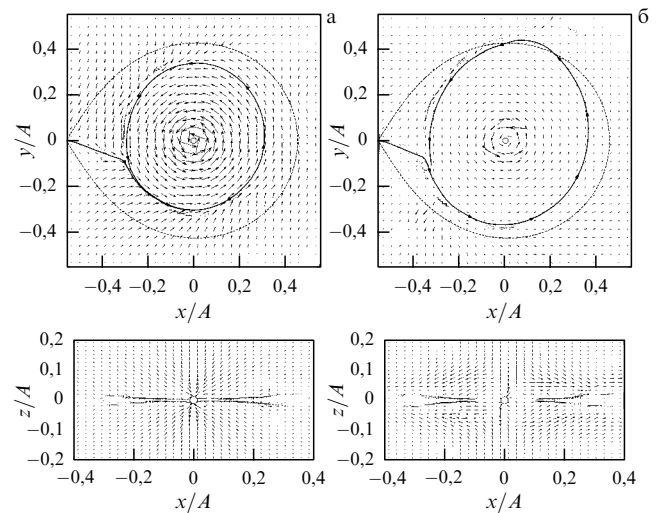


Рис. 14. Распределение плотности и скорости в экваториальной (xu , вверху) и вертикальной (xz , внизу) плоскостях в моделях 2 ("аккректор") (а) и 4 ("пропеллер") (б). Обозначения те же, что и на рис. 4.

Лагранжа L_3 во внешнюю оболочку двойной системы. Во внутренних частях диска формируется магнитосферная каверна, радиус которой равен $(0,05-0,1)A$. На границе этой каверны развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Возникающие при этом спиральные волны имеют тенденцию переходить в ударные. На вертикальном срезе (правая нижняя диаграмма) видно, что вещество из оболочки аккрецирует в основном не на звезду, а на диск.

Поскольку в магнитосферной каверне вещества практически нет, то темп аккреции на звезду в модели 4 оказывается близким к нулю. С другой стороны, процесс массообмена продолжается и масса аккреционного диска будет постепенно расти со временем³. В определённый момент плотность на краю каверны может вырасти настолько, что вещество продавит магнитосферу и начнёт аккрецироваться на поверхность звезды. После освобождения лишней массы система снова перейдёт в состояние "пропеллер". Описанный механизм, возможно, объясняет квазипериодические вспышки карликовых новых, которые наблюдаются в системах типа DQ Her [5]. Следует заметить, что по значению P_{spin} (см. раздел 4.1) систему SS Cyg также следует отнести к этому типу промежуточных полярных. Примечательно, что в системе SS Cyg примерно через каждые 200 орбитальных периодов наблюдаются вспышки. При этом амплитуда вспышек SS Cyg достигает $4,5^m$. Если предположить, что основной поток энергии от системы обусловлен аккрецией, то такое увеличение светимости соответствует увеличению темпа аккреции приблизительно в 60 раз. Структура течения в SS Cyg во время вспышки на основе наблюдаемых спектров и доплеровских томограмм исследовалась в работе [90].

На рисунке 15 показано распределение плотности и скорости в экваториальной плоскости двойной системы для модели 5, которая соответствует промежуточным полярным типа AE Aqr. В этом случае "суперпропеллера" предполагалось, что период собственного вращения P_{spin}

³ Такие аккреционные диски часто называют дисками-накопителями (см., например, [8]).

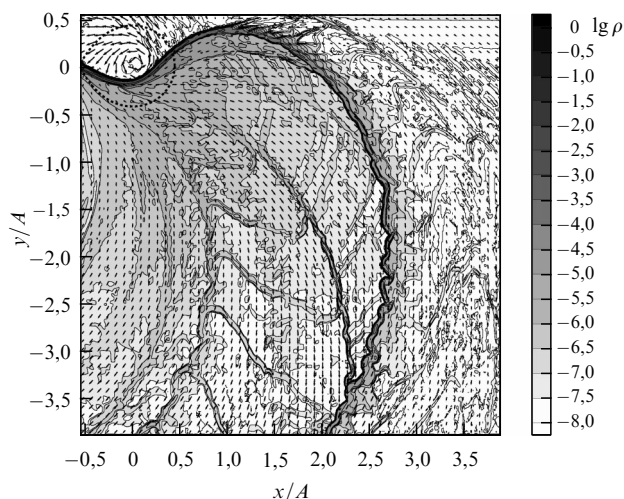


Рис. 15. Распределение плотности и скорости в экваториальной плоскости в модели 5 ("суперпропеллер").

в 1000 раз меньше орбитального периода P_{orb} . Вращение аккретора является настолько быстрым, что аккреционный диск в системе не формируется. Вещество, истекающее из оболочки донора через внутреннюю точку Лагранжа L_1 , подхватывается быстро вращающейся магнитосферой аккретора, получает дополнительный момент импульса и выбрасывается за пределы полости Роша. При этом формируется длинный шлейф, закручивающийся вокруг двойной системы и формирующий её общую оболочку. На рисунке 15 хорошо видно, что вдоль шлейфа развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Кроме основного шлейфа можно заметить и несколько параллельных шлейфов более слабой интенсивности. Интересно, что некоторые из них соединены поперечными перегородками. Полученная в наших расчётах для модели 5 картина течения хорошо согласуется с результатами ранее проведённых расчётов в рамках метода квазичастиц [22, 24]. Следует также отметить, что анализ наблюдаемых доплеровских томограмм системы АЕ Аqr [22, 24] показывает, что структура течения в этой системе действительно имеет такой характер.

5. Магнитное поле в аккреционном диске

5.1. Механизмы усиления поля

В аккреционном диске магнитное поле компактного объекта может усиливаться за счёт дифференциального вращения, радиальных движений и динамо. К ослаблению магнитного поля приводят диффузия, турбулентная диссипация и магнитная плавучесть.

Во внутренней части диска доминирует процесс генерации тороидального магнитного поля за счёт дифференциального вращения [9]. Характер генерируемого поля определяется законом вращения в диске. Однако существенными здесь могут оказаться и эффекты, связанные с наличием полоидальной скорости в диске, перераспределяющие магнитное поле по диску [49, 91–93]. Магнитное поле может взаимодействовать с волнами, возникающими во внутренней области диска [18, 19], и приводить к квазипериодическим вариациям темпа аккреции на звезду [31].

Во внешней части аккреционного диска магнитное поле может частично усиливаться за счёт динамо. При этом в аккреционных дисках в ТДС может работать как ламинарное (за счёт неосесимметричных движений) динамо [94], так и турбулентное $\alpha\omega$ -динамо [38, 95, 96]. Динамо-генерация магнитного поля в аккреционных дисках изучалась, например, в работах [9, 97–101]. Для динамо-генерации магнитного поля необходимо, чтобы средняя спиральность α неосесимметричных и турбулентных движений газа не обладала зеркальной симметрией относительно плоскости экватора диска. С физической точки зрения это означает, что число правовинтовых вихрей не равно числу левовинтовых, поскольку дополнительную закрутку вихрей создаёт сила Кориолиса. В случае, когда $\alpha > 0$, над экваториальной плоскостью доминирующей является квадрупольная мода магнитного поля [39]. Однако детальное численное моделирование магнитной турбулентности [102, 103] за счёт развития магниторотационной неустойчивости [14, 15] в аккреционных дисках показало, что при определённых условиях может реализоваться и противоположная ситуация [104, 105]. При этом доминирующей становится дипольная компонента магнитного поля. Отметим, что эта компонента поля является предпочтительной для генерации биполярных истечений из диска за счёт магнитотензорного механизма [13].

5.2. Результаты численного эксперимента

Рассмотрим поведение магнитного поля в диске типичного промежуточного поляра (модель А из раздела 4.3, модель 1 из раздела 4.4). На рисунке 16 показаны распределения индукции магнитного поля B (в единицах $\sqrt{4\pi\rho(L_1)A\Omega}$ в экваториальной плоскости (xy) диска для двух моментов времени $12,75P_{\text{orb}}$ (рис. 16а) и $13,36P_{\text{orb}}$ (рис. 16б). Светлой линией со стрелками показана магнитная силовая линия, проходящая через точку $x = -0,175A$, $y = 0,00A$. Анализ рисунка позволяет сделать вывод, что в диске чётко выделяются три зоны: внутренняя зона интенсивной генерации тороидального поля за счёт дифференциального вращения, зона токовых слоёв и внешняя зона диссипации магнитного поля. Радиус внутренней зоны составляет примерно $0,1A$. Токовые слои на рис. 16 проявляются в виде светлых колец. При прохождении через токовый слой магнитная линия меняет своё направление на противоположное. На рисунке 16б можно разглядеть не менее трёх токовых слоёв. Зона токовых слоёв расположена на расстоянии примерно от $0,1A$ до $0,2A$. На рисунке 7 токовым слоям соответствуют точки, в которых тороидальное поле B_ϕ обращается в нуль. В дальней зоне на расстояниях больше $0,2A$ интенсивной генерации поля за счёт дифференциального вращения не происходит, поскольку магнитное поле звезды в этой области очень слабое. Однако рис. 7 показывает, что в этой зоне генерируется несильное полоидальное поле. В целом можно сказать, что магнитное поле в аккреционном диске является преимущественно тороидальным.

Формирование токового слоя происходит на границе внутренней зоны или даже внутри неё. Изменение знака B_ϕ связано с изменением закона вращения в диске. Вблизи звезды формируется переходная зона, в которой происходит интенсивная потеря момента импульса. В этой зоне угловая скорость газа уменьшается от кеплеровской до скорости вращения силовых линий звезды.

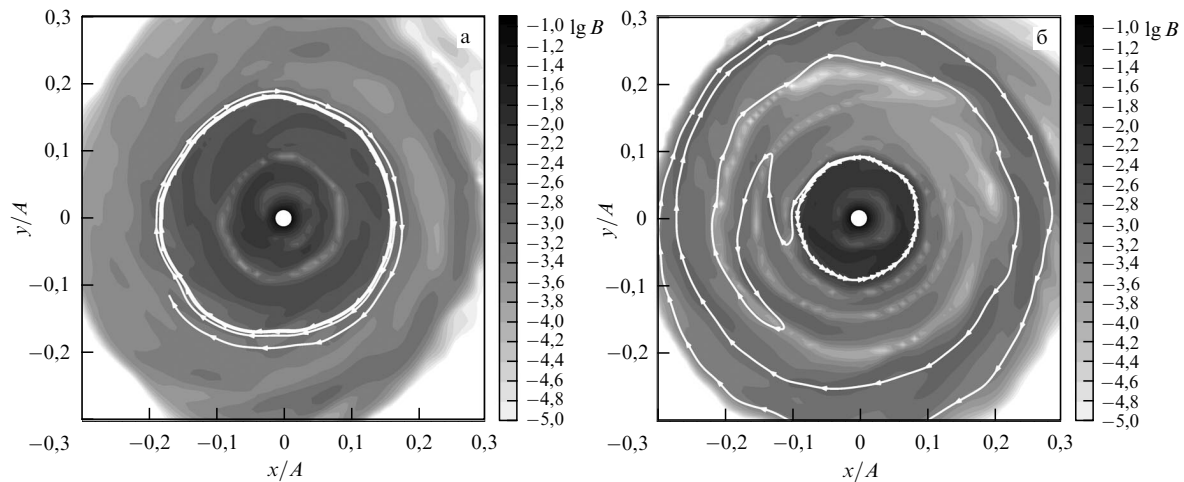


Рис. 16. Распределение индукции магнитного поля в экваториальной плоскости диска на моменты времени $12,75P_{\text{orb}}$ (а) и $13,36P_{\text{orb}}$ (б). Светлой линией со стрелками показана магнитная линия, проходящая через точку $x = -0,175A$, $y = 0,00A$.

Изменение закона вращения сказывается на характере генерации тороидального поля.

Эти соображения можно пояснить с помощью следующей наглядной картины. Рассмотрим модельную зависимость угловой скорости ω от радиуса r

$$\omega = \frac{\omega_0(r/r_0)^a}{1 + (r/r_0)^{a+3/2}}, \quad (36)$$

где r_0 — некоторый характерный радиус, приблизительно равный радиусу магнитосферы. При $r \ll r_0$ получаем асимптотическую зависимость $\omega = \omega_0(r/r_0)^a$, определяющую закон вращения в области магнитосферы. В противоположном пределе при $r \gg r_0$ выражение (36) приводит к кеплеровскому закону вращения $\omega = \omega_0(r/r_0)^{-3/2}$. На рисунке 17 продемонстрирована эволюция магнитного поля и формирование токового слоя. На рисунке 17а показаны проекции на экваториальную плоскость силовых линий магнитного поля звезды в начальный момент времени. На рисунке 17б–г показана картина силовых линий магнитного поля в диске, полученная путём преобразования исходной картины поля с помощью закона вращения (36) на моменты времени $2\pi/\omega_0$ (рис. 17б), $4\pi/\omega_0$ (рис. 17в) и $10\pi/\omega_0$ (рис. 17г) соответственно. Рисунок показывает, что токовый слой и магнитные зоны могут сформироваться уже после первых нескольких оборотов диска. Однако на дальнейшую эволюцию этих структур могут существенно влиять процессы диссипации магнитного поля, радиальные движения и динамо.

Из приведённых выше соображений следует, что в режиме равновесного вращения звезды [8], когда радиус коротации (расстояние, на котором скорость вращения силовых линий равна скорости вращения вещества диска) равен радиусу магнитосферы, токовый слой формироваться не должен. Однако для этого звезда должна достаточно сильно раскрутиться веществом диска. В системах, в которых радиус коротации больше радиуса магнитосферы, токовые слои должны формироваться. Это условие связано с соотношением между угловой скоростью собственного вращения аккректора, его магнитным полем и темпом аккреции. В представленных расчётах считалось, что вращение аккректора является синхронным. Поэтому это условие заведомо выполняется. Следует отметить, что в галактиках генерация крупномасштабного магнитного поля за счёт динамо в сочетании со сложным законом вращения также может приводить к формированию магнитных зон и разделяющего их токового слоя [39]. Например, в галактике M31 радиус токового кольца составляет примерно 3 кпк.

Сформировавшийся токовый слой сносится во внешнюю часть диска за счёт декреции вещества [32]. На его месте через некоторое время формируется новый токовый слой. Таким образом, одновременно в диске могут присутствовать несколько токовых слоёв. Чередование режимов аккреции и декреции во внутренних частях диска можно объяснить квазипериодическим характером генерации магнитного поля. Действительно, в

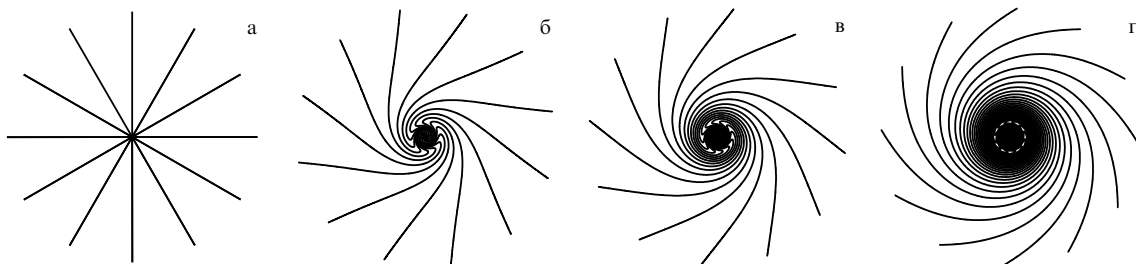


Рис. 17. Наглядная модель формирования магнитных зон и токовых слоёв в аккреционных дисках. Показана схематическая картина силовых линий магнитного поля в экваториальной плоскости в начальный момент времени (а), после одного (б), двух (в) и пяти (г) оборотов диска.

результате генерации должен увеличиваться радиальный градиент давления тороидального магнитного поля, в конце концов останавливающий аккрецию. Моменты перехода внутренних частей диска в режим декреции проявляются как минимумы на кривой зависимости темпа аккреции от времени (см. рис. 9). После этого должен происходить отток поля во внешние части диска, уменьшение магнитного давления и переход обратно в режим аккреции. Изменения в распределении поля во внутренней зоне можно увидеть и на рис. 16.

В токовых слоях происходит усиленная диссипация поля, увеличение температуры и высвечивание в ультрафиолетовом или рентгеновском диапазонах. Кроме того, из-за уменьшения в токовом слое интенсивности магнитного поля полное давление также уменьшается. Поэтому в области токовых слоёв должна уменьшаться толщина диска. Численные расчёты подтверждают этот вывод.

5.3. Основные закономерности генерации поля в дисках

В аккреционном диске течение имеет турбулентный характер и поэтому скорость и магнитное поле можно представить в виде суммы средних значений и мелко-масштабных флуктуаций. Для выяснения основных закономерностей генерации магнитного поля в аккреционном диске рассмотрим более простую модель, в которой ось магнитного диполя звезды совпадает по направлению с осью её вращения. В этом случае для описания магнитного поля, усреднённого по турбулентным пульсациям и по азимуту [30], можно использовать осесимметричное приближение.

Уравнение индукции для усреднённых величин с учётом эффекта динамо можно записать в виде

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_* + \mathbf{v} \times \mathbf{b} + \alpha \mathbf{b} - \eta \text{rot} \mathbf{b}), \quad (37)$$

где α — осесимметричная функция, связанная со спиральностью течения (см. (10)). Уравнение (37) означает, что турбулентный характер течения в аккреционном диске будет приводить не только к накручиванию поля вследствие дифференциального вращения, но и к генерации полоидальной компоненты магнитного поля ($\alpha\omega$ -динамо). В нашей модели турбулентная вязкость явным образом не учитывается. Однако всегда присутствует численная вязкость, которая определяется используемой разностной схемой и разрешением сетки. Результаты численного моделирования позволяют определить параметр Шакуры–Сюняева α_T [50], характеризующий турбулентную вязкость в аккреционном диске.

В аккреционных дисках в двойных системах орбиты частиц эллиптические. Поэтому течение имеет неосесимметричный характер. Это может служить дополнительным источником динамо. Усреднение уравнения индукции по азимуту также приводит к уравнению (37), в котором средние значения понимаются как усреднённые по азимуту осесимметричные величины, а флуктуации описывают неосесимметричные отклонения. В случае, когда неосесимметричные члены малы по сравнению с осесимметричными, а магнитное поле является почти тороидальным, можно показать [94], что уравнение индукции также имеет вид (37).

Магнитное поле звезды является полоидальным ($\mathbf{B}_{*p} = 0$, $\mathbf{B}_{*r} = \mathbf{B}_*$), поэтому тороидальная компонента

поля $\mathbf{b}_\varphi = \mathbf{B}_\varphi$. Обозначим $\mathbf{b}_p = \text{rot}(\mathbf{A}\mathbf{n}_\varphi)$, где $\mathbf{n}_\varphi$ — единичный азимутальный вектор. Используя эти обозначения, уравнение (37) можно переписать в виде следующей системы:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{r}(\mathbf{v}_p \nabla)(rA) = \alpha B_\varphi + \eta \left(\nabla^2 A - \frac{A}{r^2} \right), \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = & r(\mathbf{B}_p \nabla)\omega - r \nabla \left(\frac{B_\varphi}{r} \mathbf{v}_p \right) - \frac{1}{r} \nabla \alpha \nabla(rA) - \\ & - \alpha \left(\nabla^2 A - \frac{A}{r^2} \right) + \eta \left(\nabla^2 B_\varphi - \frac{B_\varphi}{r^2} \right), \end{aligned} \quad (39)$$

где $\omega = v_\varphi/r$ — угловая скорость вращения в диске.

В условиях аккреционного диска эти уравнения можно существенно упростить. Поскольку в аккреционном диске $|v_r|, |v_z| \ll |v_\varphi|$, то можно положить $\mathbf{v}_p = 0$. Кроме того, можно отбросить несущественные третий и четвёртый члены в правой части (39), отвечающие за эффект α^2 -динамо. В диффузионных членах радиальными производными можно пренебречь по сравнению с вертикальными, поскольку их отношение порядка $z/r \ll 1$. Далее, используя оценки $\partial\omega/\partial z \approx z/r \partial\omega/\partial r$, $|b_z \partial\omega/\partial z| \ll |b_r \partial\omega/\partial r|$ и

$$B_{*r} = \frac{3}{2} B_a \left(\frac{R_a}{r} \right)^3 \frac{z}{r}, \quad B_{*z} = -\frac{1}{2} B_a \left(\frac{R_a}{r} \right)^3, \quad (40)$$

находим

$$r(\mathbf{B}_p \nabla)\omega = \frac{z}{r} g B_0 - g \frac{\partial A}{\partial z}, \quad (41)$$

где B_a — индукция магнитного поля на поверхности звезды, $g = r \partial\omega/\partial r$ — мера дифференциального вращения, $B_0 = B_a (R_a/r)^3$ — характерное значение индукции магнитного поля звезды в диске. Наконец, будем считать, что величины g и η зависят только от r .

В результате этих упрощений приходим к следующей системе:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B_\varphi + \eta \frac{\partial^2 A}{\partial z^2}, \quad (42)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = \frac{z}{r} g B_0 - g \frac{\partial A}{\partial z} + \eta \frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial z^2}. \quad (43)$$

Эти уравнения имеют простой физический смысл. Уравнение (42) описывает эволюцию полоидального магнитного поля в диске. При этом первый член в правой части определяет генерацию полоидального поля из тороидального за счёт эффекта динамо, а второй определяет диссипацию полоидального магнитного поля. Уравнение (43) описывает эволюцию тороидального магнитного поля в диске. Первый и второй члены в правой части этого уравнения определяют генерацию тороидального поля из магнитного поля звезды и сгенерированного полоидального поля за счёт дифференциального вращения диска. Последний член в правой части описывает диссипацию тороидального магнитного поля.

Во внутренних частях диска эффект динамо слабый и магнитное поле усиливается за счёт дифференциального вращения в диске. В этом случае в уравнении (42) можно пренебречь членом αB_φ . В результате находим $A = 0$ и, следовательно, генерироваться будет только тороидаль-

ное магнитное поле. Оставшееся уравнение (43) примет вид

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \frac{z}{r} g B_0 + \eta \frac{\partial^2 B_\phi}{\partial z^2}. \quad (44)$$

Общее решение уравнения (44), удовлетворяющее начальному условию $B_\phi(t=0) = 0$ и граничным условиям $B_\phi(z=0) = B_\phi(z=H) = 0$, можно записать следующим образом:

$$B_\phi = 2B_{\phi,0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(\pi n)^3} \left\{ 1 - \exp \left[-(\pi n)^2 \frac{t}{t_d} \right] \right\} \sin \frac{\pi n z}{H}, \quad (45)$$

где $B_{\phi,0} = gB_0 H t_d / r$, а $t_d = H^2 / \eta$ — диффузионное время. На ранних стадиях генерации при $t \ll t_d$ тороидальное поле растёт по линейному закону $B_\phi = gB_0 z t / r$. Данное решение описывает также и генерацию поля в случае идеальной МГД при $\eta = 0$. Однако следует заметить, что оно приводит к разрыву значения B_ϕ на поверхности диска при $z = H$. Это означает, что вблизи этой поверхности существенную роль играют процессы диссипации поля и, по крайней мере в этой области, ими пренебрегать нельзя. В другом предельном случае, при $t \gg t_d$, получаем стационарное решение

$$B_\phi = \frac{1}{6} B_{\phi,0} \frac{z}{H} \left(1 - \frac{z^2}{H^2} \right). \quad (46)$$

Максимальное по модулю значение индукции поля B_ϕ достигается в точке $z = H/\sqrt{3}$. Среднее значение индукции поля по высоте диска $\bar{B}_\phi = B_{\phi,0}/24$.

Множитель $B_{\phi,0}$ в (46) описывает радиальную структуру тороидального поля. Рассмотрим модельную зависимость (36) угловой скорости вращения в диске. Если предположить, что $H \propto r$, $\eta \propto r$, то можно получить асимптотические законы $B_{\phi,0} \propto r^{a-2}$ при $r \ll r_0$ и $B_{\phi,0} \propto r^{-7/2}$ при $r \gg r_0$. Поведение $B_{\phi,0}$ при $r \rightarrow 0$ существенным образом зависит от параметра a , характеризующего вращение диска в области магнитосферы звезды $B_{\phi,0} \rightarrow \infty$ при $a < 2$, $B_{\phi,0} \rightarrow \text{const}$ при $a = 2$ и $B_{\phi,0} \rightarrow 0$ при $a > 2$. В точке $r = (2a/3)^{1/(a+3/2)} r_0$ происходит изменение знака индукции поля на противоположный. Это означает, что на этом радиусе соседние магнитные силовые линии будут иметь противоположное направление, что приведёт к формированию токового слоя, разделяющего два магнитных кольца. При этом во внутреннем и внешнем магнитном кольце индукция магнитного поля имеет противоположные знаки. Напомним, что численное моделирование приводит к аналогичной картине (см. рис. 7).

Антисимметричный характер зависимости B_ϕ от z связан с предположением, что магнитная ось звезды совпадает по направлению с осью вращения. С учётом наклона магнитной оси антисимметрия поля относительно экваториальной плоскости нарушается. Эта ситуация продемонстрирована на рис. 18. В случае наклонной магнитной оси в диске возникает вполне определённый вертикальный градиент поля (показан белыми стрелками). В правой части рисунка поле увеличивается снизу вверх, а в левой — сверху вниз. В результате усиливаться в первую очередь будет более сильное поле. С учётом направления вращения в диске в правой части рисунка быстрее будет расти поле, направленное от нас, а в левой части — направленное к нам. В

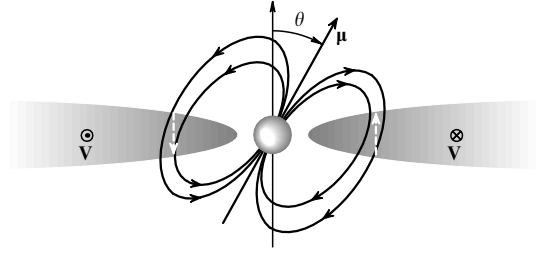


Рис. 18. Пояснение механизма генерации квадрупольной компоненты тороидального поля в аккреционном диске в случае наклонного магнитного момента.

том и в другом случае результирующее тороидальное поле оказывается положительным. Такое же распределение индукции тороидального поля получается и в расчётах. Сильнее всего этот эффект будет выражен в случае наклона магнитной оси $\theta = 45^\circ$. Эти соображения позволяют прийти к следующему выводу. Антисимметричное тороидальное поле (дипольная мода) будет генерироваться только в случаях $\theta = 0^\circ$ и 90° . Любые малые отклонения от этих значений вызовут подавление дипольной моды квадрупольной модой. Таким образом, генерация чистой дипольной моды в аккреционных дисках промежуточных полюров, возможно, является неустойчивой. Более устойчивой оказывается квадрупольная мода. Следует также напомнить, что динамогенерация поля во внешней части диска также в первую очередь приводит к росту квадрупольной компоненты поля [39].

Во внешних частях диска существенную роль в процессе генерации магнитного поля может оказывать эффект динамо. Поэтому для описания магнитного поля нужно использовать полную систему уравнений (42), (43). Величина α , входящая в эти уравнения, определяется средней спиральностью флуктуаций скорости $\delta \mathbf{v}$

$$\alpha = -\frac{\tau}{3} \langle \delta \mathbf{v} \text{ rot } \delta \mathbf{v} \rangle, \quad (47)$$

где τ — характерное корреляционное время. Угловые скобки означают усреднение по ансамблю турбулентных пульсаций и по азимуту. И в первом и во втором случаях характерное корреляционное время можно оценить выражением $\tau = H/(\alpha_{\text{TC}})$.

На рисунке 19 показаны вертикальные распределения α для неазимутальных флуктуаций скорости в аккреционном диске на различных расстояниях от аккретора, полученные в рамках трёхмерного численного МГД-моделирования. Рисунок показывает, что спиральность обладает зеркальной антисимметрией относительно плоскости диска, что является необходимым условием для работы динамо [39]. По-видимому, аналогичные профили получаются и для турбулентных флуктуаций скорости. Для упрощения дальнейшего анализа будем использовать для величины α значения, усреднённые по полутолщине диска.

Ограничимся рассмотрением только стационарных решений уравнений (42), (43). В этом случае они могут быть сведены к одному уравнению для тороидального поля

$$\frac{\partial^3 B_\phi}{\partial z^3} + \frac{\alpha g}{\eta^2} B_\phi + \frac{g B_0}{\eta r} = 0. \quad (48)$$

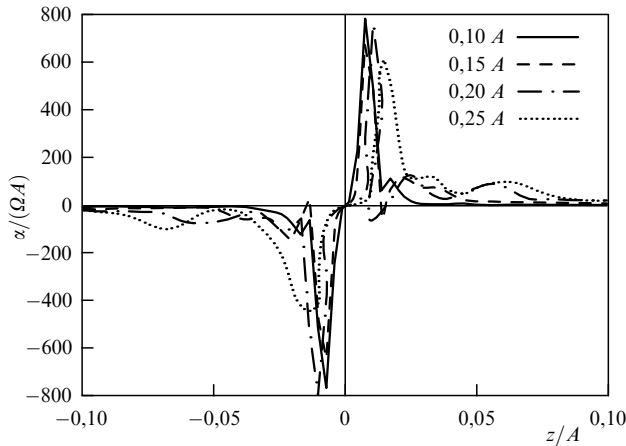


Рис. 19. Распределения средней спиральности α в аккреционном диске на различных расстояниях от звезды-аккретора.

Уравнение инвариантно относительно преобразования $z \rightarrow -z$ и одновременной замены функции $B_\phi(z) \rightarrow -B_\phi(-z)$. Это означает, что оно описывает генерацию дипольной (антисимметричной) компоненты магнитного поля, в которой $B_\phi(-z) = -B_\phi(z)$. Как было показано в предыдущем разделе, такое поле возбуждается за счёт поля звезды и дифференциального вращения диска. Однако на далёких расстояниях от звезды, где $gB_0H^3/\eta r \ll 1$, преобладающей может стать квадрупольная (симметричная) компонента поля [39], в которой $B_\phi(-z) = B_\phi(z)$.

В силу линейности уравнения (48) его общее решение можно представить в виде $B_\phi = B_\phi^{(d)} + B_\phi^{(q)}$. Величины $B_\phi^{(d)}$ и $B_\phi^{(q)}$ описывают дипольную и квадрупольную компоненты поля и удовлетворяют уравнениям:

$$\frac{\partial^3 B_\phi^{(d)}}{\partial z^3} + \frac{\alpha g}{\eta^2} B_\phi^{(d)} + \frac{gB_0}{\eta r} = 0, \quad (49)$$

$$\frac{\partial^3 B_\phi^{(q)}}{\partial z^3} + \frac{\alpha g}{\eta^2} B_\phi^{(q)} = 0. \quad (50)$$

Эти уравнения удобно переписать в безразмерном виде. Обозначим $B_\phi^{(d,q)} = B_{\phi,0} f_{d,q}(\zeta)$, где $\zeta = z/H$. Тогда уравнения (49), (50) примут вид

$$f_d''' + D f_d + 1 = 0, \quad (51)$$

$$f_q''' + D f_q = 0, \quad (52)$$

где $D = \alpha g H^3 / \eta^2$ — динамо-число, а штрихи обозначают производные по переменной ζ . Эти уравнения нужно решать с учётом граничных условий $f_d(0) = f_d(1) = 0$, $f_d''(1) = -1$, $f_q'(0) = f_q(1) = f_q''(1) = 0$. Кроме того, отметим, что во внешних частях диска при $z > 0$ динамо-число D должно быть отрицательным, поскольку в этих областях отрицательна мера дифференциального вращения g .

Решения этих уравнений [32] определяют вертикальную структуру поля. Интересно отметить, что при учёте эффекта динамо радиальная структура поля по-прежнему описывается множителем $B_{\phi,0}$. При этом во внутреннем магнитном кольце с учётом наклона магнитной оси, по-видимому, всегда будет доминировать квадрупольная компонента поля. Во внешнем магнитном

кольце с течением времени доминирующей также может стать квадрупольная компонента поля, поскольку за счёт динамо она растёт быстрее дипольной [39]. Такая структура магнитного поля во внутреннем и внешнем кольцах хорошо подтверждается трёхмерными численными расчётами.

6. Заключение

Основные результаты работы можно свести к следующему.

1. Развита трёхмерная численная модель для исследования процессов массопереноса в ТДС с учётом магнитного поля звезды-аккретора. При построении математической модели предполагается, что собственное магнитное поле звезды-аккретора является потенциальным и имеет дипольную и квадрупольную компоненты. Учитываются наклон магнитной оси по отношению к оси вращения, процессы диффузии магнитного поля, а также радиационный нагрев и охлаждение.

2. Установлено, что в моделях с относительно слабым магнитным полем $B_a \leq 10^6$ Гс в системе формируется аккреционный диск с характерными особенностями структуры: "горячей линией", приливными ударными волнами, прецессионной спиральной волной плотности и др. Радиус рассчитанной магнитосферной зоны хорошо согласуется с оценками внутреннего радиуса аккреционного диска в SS Cyg, полученными из анализа наблюдательных доплеровских томограмм. С увеличением B_a размеры аккреционного диска уменьшаются и увеличивается радиус магнитосферы. Эти типы течения соответствуют промежуточным полярам.

В моделях с сильным магнитным полем $B_a > 10^6$ Гс аккреционный диск в системе не формируется. Течение имеет характер аккреционной колонковой струи, начинающейся из внутренней точки Лагранжа L_1 и заканчивающейся на магнитных полюсах аккретора. Эти типы течения по морфологической структуре соответствуют случаю полярлов.

Значение $B_a = 10^6$ Гс, разделяющее два типа течений, определяется соотношением между минимальным расстоянием подхода струи вещества к аккретору $R_{\min}$ и магнитосферным радиусом r_m . Аккреционный диск формируется при условии $R_{\min} > r_m$. В противном случае вблизи аккретора поток оказывается в зоне существенного влияния магнитного поля и аккреционный диск не формируется. Эта оценка индукции магнитного поля, разделяющего промежуточные поляры и поляры, имеет достаточно общий характер, поскольку она слабо зависит от параметров системы.

3. Показано, что наличие сильной квадрупольной компоненты магнитного поля аккретора приводит к значительному усложнению характера аккреции по сравнению со случаем чисто дипольного поля. В частности, обнаружено формирование дополнительных зон аккреции в области магнитного пояса, расположенного чуть ниже магнитного экватора аккретора. При этом излучение горячих пятен в районе магнитных полюсов является существенно поляризованным, поскольку в этой зоне магнитное поле имеет выделенное направление, а излучение пятен, формирующихся в области магнитного пояса, — нет. Анализ наблюдений ТДС со сложным магнитным полем (например, BY Cam) подтверждает результаты моделирования.

4. Сильное влияние на структуру течения в магнитных ТДС оказывает асинхронное вращение звезды-аккретора. В случае медленного вращения ($P_{\text{spin}} > 0,033P_{\text{orb}}$, режим "аккретор") структура течения мало отличается от аналогичной структуры, полученной в расчётах при условии синхронного вращения.

В случае быстрого вращения ($P_{\text{spin}} < 0,033P_{\text{orb}}$, режим "пропеллер") вблизи аккретора формируется магнитосферная каверна, а темп аккреции падает практически до нуля. Постепенный рост массы диска приводит в конце концов к продавливанию каверны, сбросу накопившегося вещества на поверхность аккретора и резкому увеличению темпа аккреции. Согласно результатам расчётов, этот механизм изменения темпа аккреции может служить объяснением квазипериодических вспышек карликовых новых, наблюдаемых в системах типа DQ Her.

В случае очень быстрого вращения ($P_{\text{spin}} \approx 0,001P_{\text{orb}}$) аккреционный диск не формируется. Вещество выбрасывается из магнитосферы и формирует шлейф, закручивающийся вокруг двойной системы в виде спирали. Такой характер течения наблюдается в системах типа AE Aqr.

5. Проведённый анализ механизмов генерации магнитного поля в аккреционных дисках ТДС показал, что поле в диске является преимущественно тороидальным. При этом в диске можно выделить три зоны: внутреннюю зону интенсивной генерации тороидального поля за счёт дифференциального вращения, зону токовых слоёв и внешнюю зону диссипации магнитного поля. Установлено, что усиление магнитного поля во внутренних частях диска приводит к столь сильному росту соответствующего градиента давления, что он останавливает аккрецию. После этого происходит отток поля во внешние части диска, уменьшение магнитного давления и переход обратно в режим аккреции. Таким образом, обнаружено чередование режимов аккреции и декреции во внутренних частях диска, вызванное квазипериодической генерацией магнитного поля. Наличие этого эффекта приводит к заметному (на 15–25 %) изменению темпа аккреции в системе и, следовательно, будет проявляться в наблюдаемых изменениях блеска звезды.

Ещё одним следствием квазипериодического характера усиления поля является одновременное наличие в диске нескольких токовых слоёв. Сформировавшийся вблизи магнитосферы звезды токовый слой сносится во внешнюю часть диска за счёт декреции вещества, а на его месте через некоторое время формируется новый токовый слой. Наличие токовых слоёв возможно лишь в системах, в которых радиус коротации больше радиуса магнитосферы (режим "аккретора"). Это условие связано с соотношением между угловой скоростью собственного вращения аккретора, его магнитным полем и темпом аккреции. Отметим, что изменение параметров диска и избыточное излучение, связанное с образованием токовых слоёв, необходимо учитывать при интерпретации наблюдений в классической астрономии.

Работа выполнена при поддержке Российской академии наук, Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 09-02-00064, 11-02-00076), Федерального агентства по науке и инновациям и средств Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 гг.

Список литературы

1. Масевич А Г, Тутуков А В *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988)
2. Paczyński B, Sienkiewicz R *Acta Astron.* **22** 73 (1972)
3. Lubow S H, Shu F H *Astrophys. J.* **198** 383 (1975)
4. Boyarchuk A A et al. *Mass Transfer in Close Binary Stars* (London: Taylor & Francis, 2002)
5. Warner B *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003)
6. Фридман А М, Бисикало Д В *УФН* **178** 577 (2008) [Fridman A M, Bisikalo D V *Phys. Usp.* **51** 551 (2008)]
7. Norton A J, Wynn G A, Somerscales R V *Astrophys. J.* **614** 349 (2004)
8. Липунов В М *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987) [Lipunov V M *Astrophysics of Neutron Stars* (Heidelberg: Springer, 1992)]
9. Campbell C G *Magnetohydrodynamics in Binary Stars* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1997)
10. Долгинов А З *УФН* **152** 231 (1987) [Dolginov A Z *Sov. Phys. Usp.* **30** 475 (1987)]
11. Herzenberg A *Philos. Trans. R. Soc. London A* **250** 543 (1958)
12. Brandenburg A, Moss D, Soward A M *Proc. R. Soc. London A* **454** 1283 (1998)
13. Blandford R D, Payne D G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199** 883 (1982)
14. Велихов Е П *ЖЭТФ* **36** 1398 (1959) [Velikhov E P *Sov. Phys. JETP* **9** 995 (1959)]
15. Balbus S A, Hawley J F *Rev. Mod. Phys.* **70** 1 (1998)
16. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **77** 31 (2000) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **44** 26 (2000)]
17. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **80** 879 (2003) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **47** 809 (2003)]
18. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **81** 494 (2004) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **48** 449 (2004)]
19. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **82** 788 (2005) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **49** 701 (2005)]
20. King A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **261** 144 (1993)
21. Wynn G A, King A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **275** 9 (1995)
22. Wynn G A, King A R, Horne K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **286** 436 (1997)
23. King A R, Wynn G A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **310** 203 (1999)
24. Ikhsanov N R, Neustroev V V, Beskrovnaya N G *Astron. Astrophys.* **421** 1131 (2004)
25. Norton A J et al. *Astrophys. J.* **672** 524 (2008)
26. Koldoba A V et al. *Astrophys. J.* **576** L53 (2002)
27. Romanova M M et al. *Astrophys. J.* **595** 1009 (2003)
28. Romanova M M et al. *Astrophys. J.* **610** 920 (2004)
29. Romanova M M et al. *Astrophys. J.* **616** L151 (2004)
30. Жилкин А Г, Бисикало Д В *Астрон. журн.* **86** 475 (2009) [Zhilkin A G, Bisikalo D V *Astron. Rep.* **53** 436 (2009)]
31. Zhilkin A G, Bisikalo D V *Adv. Space Res.* **45** 437 (2010)
32. Жилкин А Г, Бисикало Д В *Астрон. журн.* **87** 913 (2010) [Zhilkin A G, Bisikalo D V *Astron. Rep.* **54** 840 (2010)]
33. Жилкин А Г, Бисикало Д В *Астрон. журн.* **87** 1155 (2010) [Zhilkin A G, Bisikalo D V *Astron. Rep.* **54** 1063 (2010)]
34. Pirola V et al. *Astron. Astrophys.* **283** 163 (1994)
35. Mason P A et al. *ASP Conf. Ser.* **85** 496 (1995)
36. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Физматлит, 2006) [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1980)]
37. Ландау Л Д, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматлит, 2003) [Landau L D, Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)]
38. Parker E N *Cosmical Magnetic Fields: Their Origin and Their Activity* (Oxford: Clarendon Press, 1979) [Паркер Е *Космические магнитные поля, их образование и проявления* (М.: Мир, 1982)]
39. Рузмайкин А А, Соколов Д Д, Шукуров А М *Магнитные поля галактик* (М.: Наука, 1988) [Ruzmaikin A A, Shukurov A M, Sokoloff D D *Magnetic Fields of Galaxies* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1988)]
40. Cox D P, Daltabuit E *Astrophys. J.* **167** 113 (1971)
41. Dalgarno A, McCray R A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **10** 375 (1972)
42. Raymond J C, Cox D P, Smith B W *Astrophys. J.* **204** 290 (1976)
43. Spitzer L (Jr.) *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley, 1978) [Спитцер Л *Физические процессы в межзвездной среде* (М.: Мир, 1981)]

44. Жилкин А Г *Мат. моделирование* **22** (1) 110 (2010)
45. Франк-Каменецкий Д А *Лекции по физике плазмы* (М.: Атомиздат, 1968)
46. Chen F *Introduction to Plasma Physics* (New York: Springer, 1995) [Чен Ф *Введение в физику плазмы* (М.: Мир, 1987)]
47. Трубников Б А *Теория плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1996)
48. Drell S D, Foley H M, Ruderman M A *J. Geophys. Res.* **70** 3131 (1965)
49. Bisnovaty-Kogan G S, Ruzmaikin A A *Astrophys. Space. Sci.* **42** 401 (1976)
50. Шакура Н И *Астрон. журн.* **49** 921 (1972) [Shakura N I *Sov. Astron.* **16** 756 (1972)]
51. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Физматлит, 2007) [Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Physical Kinetics* (Oxford: Pergamon Press, 1981)]
52. Жилкин А Г *Журн. вычисл. мат. и мат. физ.* **47** 1898 (2007) [Zhilkin A G *Comput. Math. Math. Phys.* **47** 1819 (2007)]
53. Tanaka T J *Comput. Phys.* **111** 381 (1994)
54. Powell K G et al. *J. Comput. Phys.* **154** 284 (1999)
55. Куликовский А Г, Погорелов Н В, Семенов А Ю *Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений* (М.: Физматлит, 2001) [Kulikovskii A G, Pogorelov N V, Semenov A Yu *Mathematical Aspects of Numerical Solution of Hyperbolic Systems* (Boca Raton: Chapman and Hall/CRC, 2001)]
56. Dellar P J J *Comput. Phys.* **172** 392 (2001)
57. Самарский А А *Теория разностных схем* (М.: Наука, 1989) [Samarskii A A *The Theory of Difference Schemes* (New York: Marcel Dekker, 2001)]
58. Жилкин А Г, Бисикало Д В, в сб. *Материалы докладов X Международ. научной конф. Забалахские научные чтения, 15–19 марта 2010, Снежинск, Челябинская обл., Россия*; <http://www.vniitf.ru/images/zst/2010/sec6/6-7.pdf>
59. Paczyński B *Astrophys. J.* **216** 822 (1977)
60. Nagasawa M, Matsuda T, Kuwahara K *Numer. Astrophys. Jpn.* **227** (1991)
61. Hirose M, Osaki Y, Mineshige S *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **43** 809 (1991)
62. Molteni D, Belvedere G, Lanzafame G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **249** 748 (1991)
63. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **78** 707 (2001) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **45** 611 (2001)]
64. Molteni D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **327** 1103 (2001)
65. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **81** 648 (2004) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **48** 588 (2004)]
66. Bisikalo D V *Astrophys. Space Sci.* **296** 391 (2005)
67. Bisikalo D V et al. *Chin. J. Astron. Astrophys.* **6** 159 (2006)
68. Хрузина Т С и др. *Астрон. журн.* **78** 625 (2001) [Khruzina T S et al. *Astron. Rep.* **45** 538 (2001)]
69. Хрузина Т С и др. *Астрон. журн.* **80** 675 (2003) [Khruzina T S et al. *Astron. Rep.* **47** 621 (2003)]
70. Хрузина Т С и др. *Астрон. журн.* **80** 919 (2003) [Khruzina T S et al. *Astron. Rep.* **47** 848 (2003)]
71. Хрузина Т С и др. *Астрон. журн.* **82** 99 (2005) [Khruzina T S et al. *Astron. Rep.* **49** 79 (2005)]
72. Lyubarskij Yu E, Postnov K A, Prokhorov M E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **266** 583 (1994)
73. Ogilvie G I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **325** 231 (2001)
74. Сытов А Ю и др. *Астрон. журн.* **84** 926 (2007) [Syrov A Yu et al. *Astron. Rep.* **51** 836 (2007)]
75. Сытов А Ю и др. *Астрон. журн.* **86** 250 (2009) [Syrov A Yu et al. *Astron. Rep.* **53** 223 (2009)]
76. Сытов А Ю и др. *Астрон. журн.* **86** 468 (2009) [Syrov A Yu et al. *Astron. Rep.* **53** 428 (2009)]
77. Giovannelli F et al. *Acta Astron.* **33** 319 (1983)
78. Fabbiano G et al. *Astrophys. J.* **243** 911 (1981)
79. Kjurkchieva D, Marchev D, Ogloza W *Astrophys. Space Sci.* **262** 53 (1999)
80. Sion E M *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **111** 532 (1999)
81. Martinez-Pais I G et al. *Astron. Astrophys.* **291** 455 (1994)
82. Sawada K, Matsuda T, Hachisu I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **219** 75 (1986)
83. Tayler R J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **161** 365 (1973)
84. Кононов Д А, Bisnovaty-Kogan G S, Moiseenko S G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **359** 333 (2005)
85. Spruit H C *Astron. Astrophys.* **381** 923 (2002)
86. Бисикало Д В и др. *Астрон. журн.* **85** 356 (2008) [Bisikalo D V et al. *Astron. Rep.* **52** 318 (2008)]
87. Giovannelli F, Sabau-Graziati L *Mem. Soc. Astron. It.* **70** 987 (1999)
88. Romanova M M et al. *Astrophys. J.* **635** L165 (2005)
89. Ustyugova G V et al. *Astrophys. J.* **646** 304 (2006)
90. Кононов Д А и др. *Астрон. журн.* **85** 927 (2008) [Kononov D A et al. *Astron. Rep.* **52** 835 (2008)]
91. Bisnovaty-Kogan G S, Ruzmaikin A A *Astrophys. Space Sci.* **28** 45 (1974)
92. Bisnovaty-Kogan G S, Lovelace R V E *Astrophys. J.* **667** L167 (2007)
93. Rothstein D M, Lovelace R V E *Astrophys. J.* **677** 1221 (2008)
94. Брагинский С И *ЖЭТФ* **47** 2178 (1964) [Braginskii S I *Sov. Phys. JETP* **20** 1462 (1964)]
95. Moffatt H K *Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1978)
96. Вайнштейн С И, Зельдович Я Б, Румзайкин А А *Турбулентное динамо в астрофизике* (М.: Наука, 1980)
97. Parker E N *Astrophys. J.* **163** 255 (1971)
98. Pudritz R E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **195** 897 (1981)
99. Stepinski T F, Levy E H *Astrophys. J.* **362** 318 (1990)
100. Rudiger G, Elstner D, Stepinski T F *Astron. Astrophys.* **298** 934 (1995)
101. Campbell C G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **361** 396 (2005)
102. Brandenburg A et al. *Astrophys. J.* **446** 741 (1995)
103. Ziegler U, Rudiger G *Astron. Astrophys.* **356** 1141 (2000)
104. Brandenburg A, Sokoloff D *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **96** 319 (2002)
105. von Rekowsky B et al. *Astron. Astrophys.* **398** 825 (2003)

On flow structure in magnetic close binary stars

A.G. Zhilkin

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, ul. Pyatnitskaya 48, 119017 Moscow, Russian Federation

Tel. + 7 (495) 951 79 93. Fax + 7 (495) 230 20 81. E-mail: zhilkin@inasan.ru

Chelyabinsk State University, ul. Bratiev Kashirinykh 129, 454001 Chelyabinsk, Russian Federation

Tel. + 7 (351) 799 71 93. Fax + 7 (351) 741 97 67

D.V. Bisikalo, A.A. Boyarchuk

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, ul. Pyatnitskaya 48, 119017 Moscow, Russian Federation

E-mail: bisikalo@inasan.ru, aboyar@inasan.ru

The current understanding of mass exchange processes between close binary system (CBS) components is reviewed with particular attention to the mass flow structure and accretion disk physics. Using 3D MHD calculation results, the variation of key accretion disk characteristics with the accretor magnetic field is studied and the magnetic field generation process is analyzed. In particular, it is shown that the quasi-periodic process of toroidal magnetic field generation in the disks results in alternating accretion and decretion regimes in the inner regions of the disk. Treating MHD flows in CBSs self-consistently, disk formation conditions are established and a separation criterion between intermediate-polar and polar flows is found. Whether MHD simulations results can be used to explain observations is discussed.

PACS numbers: **52.30**, –q, 97.10.Gz, **97.80**, –d

Bibliography — 105 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **182** (2) 121 – 145 (2012)

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201202a.0121

Received 17 May 2011, revised 14 July 2011

Physics – Uspekhi **55** (2) (2012)