

# К ПРОБЛЕМЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ

М. П. ГАЛАНИН\*, В. В. ЛУКИН\*, В. М. ЧЕЧЕТКИН\*

\* Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН  
Москва, Россия  
e-mail: [vvlukin@gmail.com](mailto:vvlukin@gmail.com)

**Ключевые слова:** Математическое моделирование, астрофизические джеты, радиационная магнитная гидродинамика

**Аннотация.** Статья содержит постановку задачи математического моделирования астрофизических струйных выбросов из окрестностей компактных объектов. Рассмотрены магнитогидродинамический и радиационный подходы к объяснению различных свойств выбросов. Сформулированы две модельные задачи в рамках МГД и РМГД, позволяющие провести самосогласованное моделирование процессов формирования, развития и ускорения джетов. Приведены результаты численного исследования поставленных задач, демонстрирующие формирование и эффективное радиационное ускорение канализированного струйного выброса.

## 1 ВВЕДЕНИЕ

В астрофизике и, в частности, в проблеме происхождения биполярных струйных выбросов метод математического моделирования и вычислительного эксперимента является одним из основных инструментов исследования природы и механизмов процессов, протекающих в звездных объектах. Это обстоятельство продиктовано прежде всего технической невозможностью наблюдать центральные области астрофизических систем. В полной мере это относится к исследованию механизмов функционирования систем, порождающих джеты<sup>1,2</sup>. Разрешение современных телескопов позволяет зафиксировать лишь уже сформированный выброс и облако светящегося газа, в который погружен компактный объект, чье гравитационное поле является основным поставщиком энергии струи. Основание же джета, имеющее характерные размеры порядка нескольких парсек, остается неразрешенным.

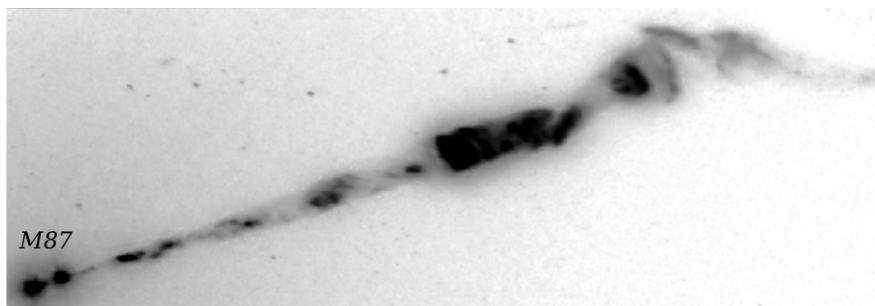


Рис. 1: Изображение джета галактики M87, полученное телескопом Хаббл<sup>5</sup>

В то же время отсутствие достоверных наблюдательных данных о центральных областях ускоряющей джет системы определяет специфику применения метода

вычислительного эксперимента в подобных задачах. Предметом моделирования становятся не столько численные параметры наблюдаемых явлений, их конкретные и точные соотношения, сколько качественные характеристики наблюдаемых процессов. Задачей вычислительного эксперимента является исследование эффектов и механизмов, с одной стороны позволяющих объяснить получаемые астрономами данные, а с другой — адекватных условиям образования выбросов.

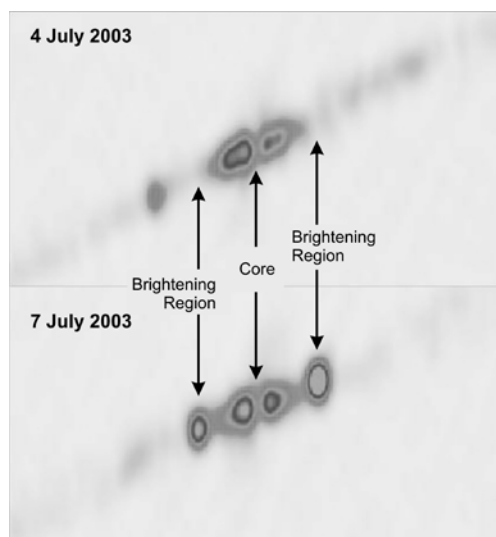


Рис. 2: Результаты наблюдений объекта SS433 на телескопе VLBA<sup>6</sup>

Струйные выбросы наблюдаются в астрофизических объектах самых разных классов — от протозвезд и микроквazarов (например, в двойной звездной системе SS433<sup>1,3,4</sup>) до ядер активных галактик (например, в эллиптической галактике M87<sup>5</sup>, рис. 1). Струя джета состоит из быстро движущихся заряженных частиц, сконцентрированных в узлы размером до 10 световых лет (см. рис. 2), и имеет вид конуса с углом раствора около  $6^\circ$ . Скорость течения вещества в джете галактики M87 достигает  $0.8c$ <sup>7</sup>, где  $c$  — скорость света, скорость вещества в джете SS433 равна ориентировочно  $0.26c$ <sup>8</sup>. Можно сказать, что коллимированные потоки вещества сопровождают звезды в течение всего процесса их эволюции — как на фазе рождения, так и в конце эволюционного пути. Они наблюдаются в виде протяженных структур чрезвычайно разнообразной морфологии и, как стало выясняться только в последнее время, связаны со звездами различных спектральных типов. Поэтому в указанном выше смысле математическая модель (или модели) струйного выброса должна давать ответ на следующие вопросы:

1. каков механизм коллимации потока плазмы от звездного объекта, почему раствор струи составляет менее  $10^\circ$ ;
2. какова природа высокой (субсветовой) скорости выброса, вплоть до скоростей порядка  $0.9c$  (галактика M87);
3. какие процессы приводят к формированию специфической „узловой“ структуры выброса;
4. что служит источником вещества джета, обеспечивая действие механизма генерации струи на протяжении длительного времени.

Данная работа посвящена построению и исследованию математической модели образования, коллимации и ускорения плазменного струйного выброса из окрестностей компактного объекта, окруженного аккрецирующим веществом. В модели учтены газодинамические, магнитные, гравитационные и радиационные эффекты в рамках системы уравнений радиационной магнитной гидродинамики. Разработаны численные методы и их программная реализация в виде расчетного комплекса для моделирования ускорения джетов в магнитогидродинамической (МГД) и радиационной МГД постановках.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты № 12-01-00109-а и № 12-02-00687-а) и научной школы НШ-1434.2012.2.

## 2 ОСНОВНЫЕ МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ

Периодичность выброса сгустков, высокая степень коллимации потока, а также энергетика выброса, очевидно, не могут быть объяснены только в рамках газодинамического (ГД), МГД или радиационного механизма образования джета. В то же время вероятно, что каждый из этих механизмов играет существенную роль в формировании потока и позволяет объяснить часть наблюдаемых фактов. Например, как показывают теоретические модели<sup>9-11</sup>, главную роль в коллимации и сдерживании струи играет, вероятно, магнитное поле, в то время как в качестве механизма ускорения сгустков вещества до субсветовых скоростей можно рассматривать давление излучения центрального объекта и окружающего его аккреционного диска. Возникновение в потоке выброса отдельных сгустков вещества в одних моделях объясняется развитием неустойчивости струи типа неустойчивости Рэлея-Тейлор<sup>12</sup>, в то время как в других — образованием косых ударных волн при недостатке потока массы поступающего в джет вещества<sup>13</sup>.

Далее мы будем рассматривать только два наиболее важных для нашего исследования класса моделей, а именно МГД и радиационные модели. Кроме того, не будем выделять отдельно классы релятивистских моделей. Привлекательные для объяснения динамики джетов физические эффекты, как правило, исходно не являются специфически релятивистскими.

Прежде всего выделим класс МГД-моделей формирования джетов, который можно условно разделить на следующие подклассы:

1. модели в рамках идеальной МГД (при бесконечной проводимости среды):
  - модели, предусматривающие существование толстого аккреционного диска, пронизанного изначально неоднородным магнитным полем<sup>14</sup>;
  - модели, рассматривающие образование течения над тонким аккреционным диском в областях, полностью заполненных (в частности, монополярным или дипольным) магнитным полем<sup>15,16</sup>;
  - модели, рассматривающие образование течения в плазменной воронке над тонким аккреционным диском с локализованным магнитным полем<sup>17</sup>;
2. МГД-модели с конечной проводимостью:
  - модели с локализованным магнитным полем, определяющим область коллимированного истечения<sup>13,18</sup>;
  - модели с нелинейно распределенным магнитным полем над тонким аккреционным диском<sup>19</sup>.

Вторым большим классом моделей являются радиационные модели, привлекаемые чаще всего для объяснения субсветовой скорости выбросов<sup>20,21</sup>. Модели подобного рода, как правило, рассматривают лишь ближайшие окрестности излучающего центрального объекта (или центральной системы — исследуется давление излучения компактного объекта и окружающего его аккреционного диска). Вопросы коллимации выброса в подобных моделях обычно не рассматриваются.

## 2.1 МГД-модели. Формирование канализированного выброса

Моделирование струйных выбросов чаще всего производится с использованием системы МГД уравнений в двумерном осесимметричном или трехмерном описании. В качестве ускоряющего механизма в этом случае рассматривается процесс генерации тороидальной компоненты магнитного поля над тонким аккреционным диском. Такое поле способно за счет силы Лоренца ускорить проводящий газ в полярных направлениях от центрального объекта, причем в моделях этого типа используется прежде всего вращение диска с магнитным полем. С другой стороны, гораздо более эффективным магнитное поле оказывается в роли механизма коллимации потока (за счет сжатия тороидальной компонентой магнитного поля<sup>22</sup>), а также в роли направляющих при движении плазмы (так называемый механизм centrifugally-driven потоков, или механизм Блендфорда-Пейна<sup>22,23</sup>) или своеобразных упругих элементов, препятствующих расширению газа при движении вдоль оси вращения.

В монографии В.С. Бескина<sup>9</sup> рассмотрены стационарные МГД модели осесимметричных струйных выбросов, основанные на аналитических решениях уравнения Грэда-Шафранова (модели в предположении бессилового поля). Процесс образования джета по природе своей безусловно является нестационарным, но подобные модели позволяют сделать некоторые общие заключения. Например, из приведенных результатов следует, что стационарный цилиндрический струйный выброс, содержащий конечный магнитный поток, может иметь место либо при ненулевом полном продольном электрическом токе, либо при наличии внешней среды с ненулевым давлением (последнее соответствует представлениям об образовании джета в канале или воронке во внутренних областях толстого аккреционного диска).

С.С. Коммисаровым<sup>14</sup> рассмотрен процесс образования джета внутри воронки, которая, как предполагается, образуется в толстом аккреционном диске. Воронка заполнена магнитным полем, которое в начальный момент расчета считается полностью полоидальным. За счет вращения толстого диска (который моделируется боковой границей расчетной области и служит источником плазмы для джета) происходит перестройка магнитного поля, появляется его тороидальная компонента, и вдоль оси вращения системы образуется хорошо коллимированный релятивистский выброс плазмы. Предполагается, что вещество джета срывается со стенок воронки, попадает в области воронки, близкие к оси вращения, и там ускоряется за счет действия магнитных сил.

В работах В.В. Савельева, Ю.М. Торопина и В.М. Чечеткина<sup>13,18</sup>, легших в основу данной, предполагается, что аккрецирующая на центральный объект плазма незамагничена и над центральным объектом имеется замагниченная область, содержащая однородное магнитное поле. На центральный объект с тонким аккреционным диском и магнитным полем набегают потоки незамагниченного вещества.

За счет неидеальной проводимости плазмы магнитное поле диффундирует в аккрецирующее вещество. В результате плазма за счет диффузии под воздействием сил гравитационного поля получает возможность проникнуть внутрь ускоряющего канала (подобласти, содержащей сильно замагниченную плазму плотностью существенно ниже плотности вещества набегающего потока), формирующегося вдоль оси вращения системы (см. рис. 3).

Одним из важнейших в этой серии является результат<sup>13</sup>, где получены серии разрывов плотности плазмы, распространяющиеся вдоль оси вращения системы. Эти разрывы представляют собой серию косых ударных волн, период их появления зависит от параметров системы. Процесс образования подобных косых волн известен в теории сверхзвукового сопла Лаваля под названием нерасчетных режимов работы сопла и связан с несоответствием геометрии ускоряющего канала (в соответствующей терминологии — перерасширение или недорасширение сопла) расходу массы ускоряемого вещества (в рассматриваемой модели расход массы определяется эффективностью процесса диффузии магнитного поля). В целом они могут трактоваться как сгустки вещества в выбросе, формирующиеся в центральном регионе расчетной области, что отвечает „узелковой“ структуре джета.

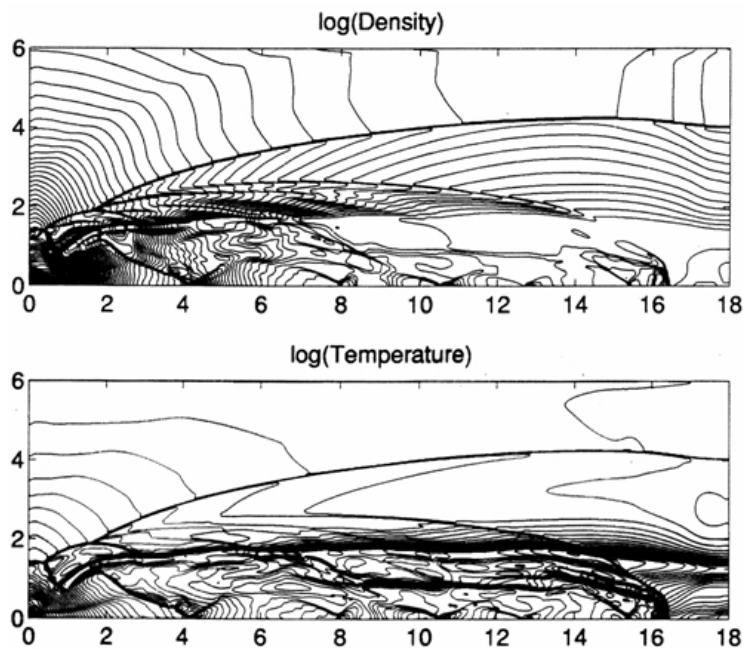


Рис. 3: Логарифмы давления и температуры над гравитирующим объектом с тонким аккреционным диском<sup>13</sup>.

В работе G.V. Ustyugova et al.<sup>16</sup> использовано предположение, что магнитное поле изначально неоднородно, занимает всю расчетную область и представляет собой суперпозицию полей нескольких магнитных монополей, расположенных вдоль оси вращения. Среди прочих авторами исследовался процесс перехода течения в квазистационарный режим, который возникает при задании потока вещества с поверхности тонкого вращающегося аккреционного диска, ускоряемого и коллимируемого неоднородным — монопольным — магнитным полем. При этом

течение в окрестности компактного объекта будет преимущественно сферическим, а значит неколлимированным, причем коллимация потока, как предполагается, происходит на расстояниях, существенно больших размеров расчетной области. Кроме того, характерное расстояние ускорения потока (до 90% предельной скорости) равно  $80r_i$ , где  $r_i$  — внутренний радиус аккреционного диска. В дальнейшем будет показано, что существуют механизмы, позволяющие производить более эффективное ускорение вещества на заметно меньших расстояниях.

Отметим важный для дальнейшего аспект: наличие канала с плотными стенками, какой был получен в ряде работ<sup>17,18</sup>, за счет его геометрической формы приводит к возможности разгона вещества как за счет газодинамического механизма (который и сработал в данных моделях), так и за счет давления направленного излучения центрального объекта.

## 2.2 Радиационное ускорение плазмы

Вероятно, что ни ГД, ни МГД-модели, предложенные к настоящему времени, не могут обеспечить ускорение сгустков вещества до субсветовых скоростей. Кроме того, не до конца объяснен механизм образования сгустков в выбрасываемом потоке. Заметим, что представленные R. Ouyed и R.E. Pudritz<sup>15</sup> расчеты хотя и показывают возможность квазипериодического выброса сгустков от кеплеровского диска с магнитным полем, но скорости, достигаемые ими при обоснованных значениях параметров системы, в такой модели далеки от световых. В то же время, как уже отмечалось, „узелковый“ характер выброса является характерной чертой рассматриваемого явления, и поэтому предложен ряд моделей, исходным предположением которых являлось наличие над горячим центральным объектом ускоряемого тела — сгустка плазмы.

Для объяснения ускорения вещества в джетах до субсветовых скоростей в таких моделях привлекается механизм, при котором ускорение происходит под действием излучения центрального объекта и (или) горячего диска. Так, в работе R.R. Shapiro et al.<sup>24</sup> исследовалось ускорение за счет поглощения излучения непрерывного спектра центрального объекта веществом джета в линии  $L_\alpha$  (так называемый „механизм line-locking на скачке континуума“). Модель дает предельную скорость  $v_{lim} = 0.28c$ , близкую к наблюдаемой в SS 433.

V. Icke<sup>21</sup> рассмотрено ускорение отдельного сгустка вещества над горячим диском или воронкой. Показано, что для такой модели существует предельное значение достигаемой сгустком скорости, названное автором „магическим“. Наличие предельной скорости связано с поглощением передней поверхностью сгустка фотонов, испущенных удаленными частями диска (воронки) под заметными углами к оси симметрии системы. Давление, оказываемое такими „абerrационными“ фотонами, возрастает с увеличением скорости сгустка, и при некоторой „магической“ скорости достигается баланс между ускоряющим давлением излучения на заднюю поверхность сгустка и замедляющим — на переднюю.

Отметим, что в названных работах лишь малая часть излучения центрального тела и (или) диска перехватывалась ускоряемым сгустком. Доля излучения, падающего на заднюю „рабочую“ поверхность сгустка при его движении, уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния от центрального тела (в предположении, что

размеры тел существенно меньше расстояния между ними, и что излучение центрального объекта сферически симметрично).

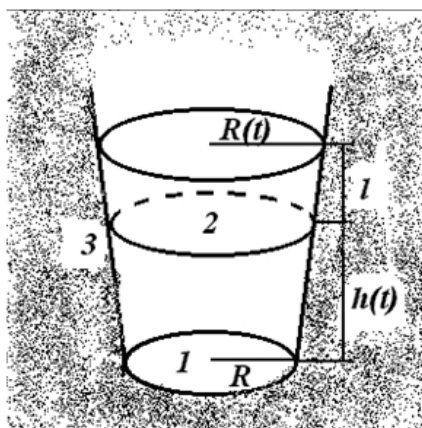


Рис. 4: Схема нульмерной модели<sup>20</sup>

М.П. Галаниным, Ю.М. Торопиным, В.М. Чечеткиным<sup>20</sup> был избран естественный способ увеличения эффективности ускорения, который заключается в уменьшении доли излучения, проходящего мимо ускоряемого объекта. Авторами предполагалось, что ускоряемый сгусток помещен в цилиндрический колодец. Дном колодца (канала) служит горячий центральный объект и его ближайшие окрестности (см. рис. 4). Все излучение от горячего дна, идущее в одну полусферу, перехватывается стенками цилиндрической полости и частично переизлучается обратно в полость, излучение канализируется. При этом предполагалось, что излучение мгновенно подстраивается под изменяющуюся геометрию расчетной области. Описание процесса производилось в нуль-мерном приближении.

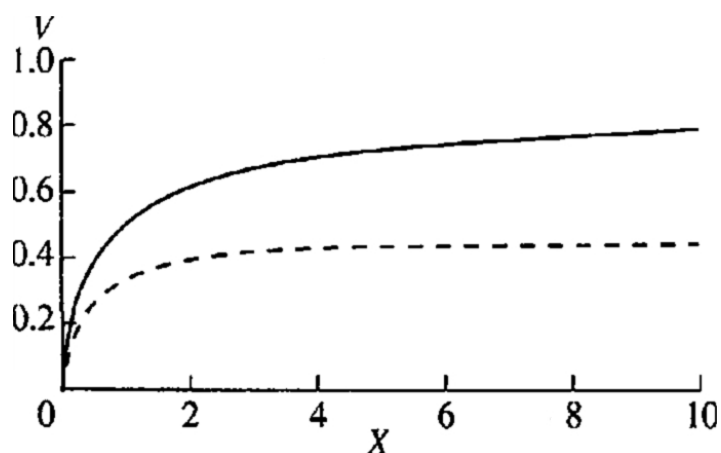


Рис. 5: Процесс ускорения<sup>20</sup>: зависимость скорости сгустка от расстояния до центрального объекта

Авторами<sup>20</sup> показано, что наличие канала с горячей областью в основании создает условия для эффективного радиационного ускорения отдельных сгустков вещества с их последующим уходом из системы. Это дает основания предполагать, что подобное ускорение плазмы запертым в канале излучением может быть перспективным

механизмом для объяснения релятивистских джетов. Рассмотренная модель соответствует квазипериодическому выбросу сгустков из полых аккреционных структур с внутренними радиусами  $10^8 - 10^{11}$  см, причем в расчетах достигнуты скорости порядка  $0.8 - 0.9c$ .

Рассмотренные результаты<sup>20</sup> демонстрируют возможность ускорения сгустков в каналах, предсказанных МГД моделями<sup>13,18</sup> в случае неидеальной электропроводности плазмы и в рамках идеальной МГД<sup>17</sup>. Отсюда можно сделать вывод, что для построения самосогласованной модели образования джетов необходимо к уравнениям МГД добавить уравнения (возможно, квазистационарные, но имеющие пространственную размерность, аналогичную уравнениям МГД), описывающие перенос и поглощение излучения.

### 3 МОДЕЛЬ РАДИАЦИОННОГО УСКОРЕНИЯ КАНАЛИЗИРОВАННОГО СТРУЙНОГО ВЫБРОСА

Сформулируем основные положения математической модели образования, коллимации и ускорения струйного выброса, исследуемой в данной работе. Будем исходить из постановок<sup>13,18</sup> при рассмотрении МГД эффектов, прежде всего эффекта рождения и коллимации джета, и<sup>20</sup> — при моделировании процесса ускорения вещества давлением излучения центральной машины (под „машиной“ здесь и далее будем понимать компактный гравитирующий объект в совокупности с его ближайшими окрестностями — частями тонкого аккреционного диска). Будем рассматривать полную двумерную цилиндрически симметричную постановку задачи.

#### 3.1 Физическая модель

Структура и внутреннее строение центральной машины в системах, порождающих джеты, в настоящий момент являются дискуссионными. Это связано прежде всего с тем, что современный технический уровень не позволяет получить разрешение такого компактного объекта, как микроквазар с аккреционным диском или ядро активной галактики.

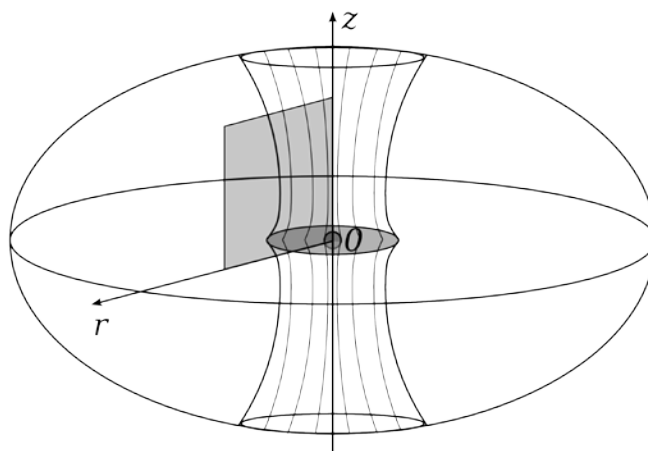


Рис. 6. Схема модели системы, порождающей джет



Данные наблюдений показывают<sup>8</sup>, например, что толщина аккреционного диска в системе SS433 существенно превышает таковую в ядрах активных галактик, таких как M87. Центральный компактный объект окружен слабосжатым облаком плазмы, истекающей со звезды-партнера и аккрецирующей на него, причем не исключено и наличие более плотных областей, сформированных в компактный тонкий относительно небольшой аккреционный диск. В качестве базовой примем следующую постановку<sup>13,18</sup>: будем рассматривать внутренние части толстого аккреционного диска, содержащего тонкую аккреционную дисковую структуру, над которой образуется магнитно сдерживаемый канал. Внутри канала происходит ускорение вещества выброса. Степень коллимации потока соответствует геометрии канала, в качестве ускоряющей вещество силы будем использовать давление излучения центральных областей звездной системы.

Будем предполагать, что система, порождающая джет, состоит из трех основных элементов: горячий центральный гравитирующий объект вместе с тонким идеально проводящим диском, генерирующим полоидальное магнитное поле, погружен в своеобразное „облако“ галактической плазмы (основной источник которой в микроквасаре — звезда-партнер компактного объекта, в других случаях — гравитационно удерживаемое облако межзвездной пыли), падающей на центральный объект со сверхзвуковыми скоростями. Схема модели изображена на рис. 6.

Область в модели, заполненная магнитным полем, соответствует центральным горячим областям разреженного толстого диска, в которых газ является достаточно хорошо ионизованным. Вне этой области, на периферии модельной конфигурации, газ предположительно является холодным и существенно слабее взаимодействует с магнитным полем, генерируемым в тонком аккреционном диске. Во избежание путаницы в дальнейшем последний будем называть просто тонким диском, имея в виду его центральное положение внутри аккреционного „облака“ и высокую температуру.

Очевидно, что замагниченная область будет являться областью разреженного вещества с относительно низким газовым давлением. Геометрические характеристики и размеры этой области будут определяться давлением магнитного поля, которое будет выполнять коллимирующую роль. Данную область будем в дальнейшем ассоциировать с воронкой в толстом аккреционном диске, используемой во многих работах по МГД-моделированию струйных выбросов, и будем называть ускоряющим каналом.

Угловую скорость вращения тонкого диска в модели можно задавать в достаточной степени произвольно, но так, чтобы она сохраняла значения, по порядку близкие к кеплеровской скорости. Против модели плазменного диска, вращающегося строго с кеплеровскими скоростями, говорит то, что при подобном описании учитывается действие только гравитационных сил, а влияние магнитных и газодинамических сил считается пренебрежимо малым. В то же время можно показать, что основные свойства кеплеровского диска (в частности, идея механизма Блендфорда-Пейна<sup>22</sup>) могут быть распространены на диски с околокеплеровскими скоростями.

Кроме генерации магнитного поля тонкий диск выполняет роль источника излучения, давление которого ускоряет выброс. Будем считать, что диск излучает как абсолютно черное тело с некоторой заданной температурой, адекватной температуре внутренних областей аккреционных дисков (например, температуре<sup>3</sup> порядка  $7 \times 10^4 \text{K}$ ). При этом интенсивность излучения падает при удалении от центра диска (и центрального объекта).

Итак, будем учитывать в расчетах следующие физические процессы.

1. Газодинамические взаимодействия:
  - (a) первоначальное ускорение джета происходит за счет газового давления аккрецирующего немагнитного вещества на замагниченный канал;
  - (b) учитываем сжимаемость среды;
  - (c) газ в системе считается совершенным;
  - (d) пренебрегаем вязкостью среды.
2. Действие магнитных сил:
  - (a) коллимация плазмы продольной и тороидальной компонентами магнитного поля;
  - (b) отсутствие электрического сопротивления среды (идеальная МГД);
  - (c) магнитное поле встроено в тонкий диск и вращается вместе с ним, приобретая коллимирующую и ускоряющую азимутальную компоненту.
3. Гравитация:
  - (a) гравитационное поле определяется гравитацией центрального тела (звезды);
  - (b) самогравитация газа не учитывается.
4. Излучение:
  - (a) излучение рассматривается в приближении серого вещества — предполагается, что спектральный состав может лишь количественно, но не качественно, повлиять на картину течения;
  - (b) в целях исследования эффекта ускорения вещества рассеянным излучением<sup>20</sup> пренебрежем поглощением и самоизлучением газа;
  - (c) будем учитывать однократное рассеивание фотонов на электронах (томпсоновское рассеяние) — вещество является достаточно разреженным, особенно внутри канала;
  - (d) источником излучения в модели служит тонкий диск, излучение сфокусировано в ускоряющий канал.

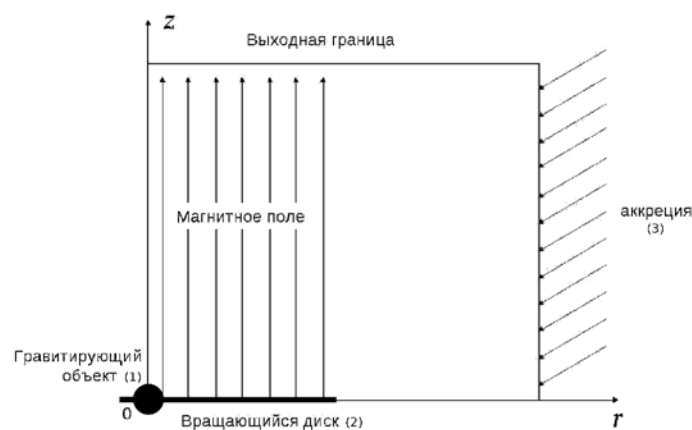


Рис. 7: Расчетная область

Используемая расчетная область изображена на рис. 7. Будем рассматривать модель в двумерной цилиндрически симметричной постановке. На внешней цилиндрической границе области будем задавать условие сверхзвукового сферического втекания

незамагниченной незакрученной межзвездной плазмы.

Верхняя граница расчетной области моделирует переход потока к режиму течения на бесконечности.

### 3.2 Предметная декомпозиция модели

Как уже было указано, процесс образования канала как эффекта, вызываемого присутствием магнитного поля, и процесс ускорения вещества давлением излучения являются существенно разномасштабными (прежде всего по времени) процессами. Поэтому в рамках общей модели формирования струйного выброса будем последовательно рассматривать две модельные задачи, отражающие два этих процесса.

- **МГД-задача образования ускоряющего канала:** в рамках двумерной цилиндрически симметричной системы уравнений идеальной МГД рассмотрим взаимодействие замагниченной и незамагниченной подобластей модели (рис. 6), исследуем характеристики получаемого квазистационарного канала и свойства потока вещества в нем. Действие излучения тонкого диска не учитывается.
- **РМГД-задача ускорения вещества в канале:** в рамках двумерной цилиндрически симметричной системы уравнений радиационной МГД рассмотрим процесс ускорения вещества в полученном на предыдущем шаге канале за счет давления излучения тонкого диска, исследуем параметры и внутреннюю структуру выброса.

Описание процессов в рассматриваемых задачах ведется в одной системе предположений и при одинаковых масштабах основных параметров задачи.

### 3.3 Описание процесса переноса излучения в астрофизических моделях

Требование адекватности математических моделей во многих астрофизических приложениях влечет необходимость моделирования процесса переноса излучения<sup>21,25,26</sup>. Большая часть такого рода задач связана с моделированием спектра излучения тех или иных объектов — звезд и звездных образований<sup>27</sup>. Задачи такого рода, как правило, не являются существенно трехмерными и во многих случаях позволяют перейти к двух- или одномерным приближениям, описывающим распространение звездного излучения в сферически или цилиндрически симметричных областях с высокой точностью.

В этих моделях существенным является поглощение и рассеивание излучения различной частоты веществом, в то время как воздействие излучения на вещество учитывается слабо. Поэтому часто в исследованиях этого класса применяются методы типа Монте-Карло, которые, с одной стороны, не позволяют получить достаточно гладких распределений интенсивности излучения в расчетной области, но, с другой стороны, позволяют собрать обширный статистический материал для вычисления усредненных интегральных параметров излучения — таких как, например, спектр излучения.

Кроме того, существует важная группа моделей, которая учитывает воздействие излучения на вещество в виде поглощения, сопровождаемого нагревом материи, ускорения вещества за счет передачи импульса от рассеиваемых фотонов частицам вещества и т.п. (в простейшем случае это динамические модели<sup>20</sup>). К моделям такого типа относится и рассматриваемая в нашей работе модель ускорения.

Подобные модели требуют применения детерминистических подходов, включающих

уравнение переноса излучения, и, как правило, накладывают существенные требования на гладкость получаемого распределения интенсивности излучения. Это связано с необходимостью использования производных от поля излучения при расчете в системе уравнений радиационной гидродинамики<sup>28,29</sup> дополнительных напряжений в веществе и мощности источников тепла, возникающих под воздействием излучения звезды и окружающего ее аккреционного диска<sup>13,20,30,31</sup>.

В силу наличия в рассматриваемой модели областей с существенно различными оптическими свойствами (стенки канала, состоящие из немагнитной аккрецирующей плазмы, являются оптически толстыми, в то время как плазма в канале разрежена и лишь в малой степени ослабляет излучение тонкого диска) применение диффузионного приближения для учета в модели радиационных эффектов оказывается неправомерным, поскольку в данной задаче излучение является существенно неанізотропным. В таком случае для моделирования переноса излучения необходимо использовать непосредственно уравнение переноса излучения, позволяющее учесть неоднородность распределения интенсивности излучения по направлениям.

Простое по виду уравнение переноса излучения (УПИ) содержит в себе целый ряд сложностей для численного исследования, связанных прежде всего с высокой размерностью. В УПИ дополнительные размерности, отвечающие направлениям распространения излучения, сочетаются с гиперболическим характером задачи, представляющей таким образом совокупность одномерных уравнений переноса во всех возможных и допускаемых задачах направлениях. Это приводит к высокой ресурсоемкости методов решения УПИ, что во многих случаях отрицательно сказывается на возможностях метода.

### 3.4 Математическая модель

Запишем полную систему уравнений РМГД<sup>28,29</sup> в пространственной области  $\mathcal{D}$  на конечном отрезке времени  $[0, \mathcal{T}]$  с учетом полной единичной сферы направлений распространения излучения  $\Omega$ . Будем рассматривать квазистационарную моноэнергетическую модель распространения излучения и модель МГД с идеальной проводимостью плазмы. Подобный подход продиктован стремлением получить физичное и качественное представление о процессах, разворачивающихся в окрестности компактного объекта, не усложняя модель излишним требованием высокого уровня количественного соответствия.

1. Уравнение неразрывности для вещества

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

где  $\rho(t, \mathbf{x})$  — плотность плазмы [г/см<sup>3</sup>],  $\mathbf{v}(t, \mathbf{x}) = [v_1, v_2, v_3]^T$  — скорость вещества [см/с],  $\mathbf{x} \in \mathcal{D}$ ,  $t \in [0, \mathcal{T}]$  — радиус-вектор и момент времени.

2. Уравнение переноса излучения (УПИ)

$$\begin{aligned} \frac{\partial I(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})}{\partial t} + \mathcal{L}I(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) &= \mathcal{S}I(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + Q(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}), \\ \mathcal{L}I(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) &= \boldsymbol{\omega} \cdot \nabla I(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) + k(t, \mathbf{x})I(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}), \\ \mathcal{S}I(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) &= \beta(t, \mathbf{x}) \int_{\Omega} \Gamma(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') I(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}', \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\mathcal{L}$  и  $\mathcal{S}$  — операторы переноса и рассеяния соответственно,  $I(t, \mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$  —

интенсивность излучения [эрг/с · см<sup>2</sup>], распространяющегося вдоль направления вектора  $\boldsymbol{\omega} \in \Omega$ , в точке с радиус-вектором  $\boldsymbol{x}$  в момент времени  $t$ ,  $k(t, \boldsymbol{x})$  — коэффициент ослабления [см<sup>-1</sup>],  $k = \alpha + \beta$ ,  $\alpha(t, \boldsymbol{x})$  — коэффициент поглощения [см<sup>-1</sup>] и  $\beta(t, \boldsymbol{x})$  — коэффициент рассеяния [см<sup>-1</sup>] излучения в веществе,  $\Gamma(t, \boldsymbol{x}, \boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{\omega}')$  — индикатриса рассеяния, равная вероятности изменения направления полета фотона с  $\boldsymbol{\omega}'$  на  $\boldsymbol{\omega}$ ,

$$\int_{\Omega} \Gamma(t, \boldsymbol{x}, \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' = 1,$$

$Q(t, \boldsymbol{x}, \boldsymbol{\omega})$  — массовый источник излучения. В частности, если источником является равновесное излучение, то  $Q(t, \boldsymbol{x}, \boldsymbol{\omega}) = \alpha(t, \boldsymbol{x}) I^0(t, \boldsymbol{x})$ , где

$$I^0(t, \boldsymbol{x}) = \frac{2\tilde{k}^4 \pi^4 (T(t, \boldsymbol{x}))^4}{15h^3 c^2},$$

$h = 6.62 \cdot 10^{-27}$  эрг · с — постоянная Планка,  $\tilde{k} = 1.3807 \cdot 10^{-16}$  эрг/К — постоянная Больцмана,  $T(t, \boldsymbol{x})$  — температура вещества [К]. Отметим, что (2) записано в предположении локального термодинамического равновесия. Это предположение хорошо выполняется в областях, непосредственно прилегающих к дискам.

3. Уравнение изменения импульса системы „вещество+излучение“

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \boldsymbol{v} + \boldsymbol{G}) + \nabla \cdot (\hat{\Pi} + \hat{\boldsymbol{T}}) = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B} + \boldsymbol{F}_g, \quad (3)$$

где  $\boldsymbol{G}$  — плотность импульса излучения [г/с · см<sup>2</sup>],  $\boldsymbol{G} = \boldsymbol{W}/c^2$ ,  $\boldsymbol{W}$  — поток энергии излучения [эрг/с · см<sup>2</sup>] (вектор Пойнтинга),  $\boldsymbol{W} = \int_{\Omega} \boldsymbol{\omega} I d\boldsymbol{\omega}$ ,  $\hat{\Pi}$  — тензор плотности потока импульса вещества [г/см · с<sup>2</sup>],  $\Pi_{ij} = p\delta_{ij} + \rho v_i v_j$ ,  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера,  $p$  — давление плазмы [г/см · с<sup>2</sup>],  $\hat{\boldsymbol{T}}$  — тензор плотности потока импульса излучения [г/см · с<sup>2</sup>],  $T_{ik} = \frac{1}{c} \int_{\Omega} \omega_i \omega_k I d\boldsymbol{\omega}$ ,  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/сек — скорость света,  $\boldsymbol{B} = [B_1, B_2, B_3]^T$  — вектор напряженности магнитного поля [Э],  $\boldsymbol{F}_g$  — объемная плотность гравитационной силы [дин/см<sup>3</sup>].

4. Уравнение изменения энергии системы „вещество+излучение“

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (e + U) + \nabla \cdot (\boldsymbol{v}(e + p) + \boldsymbol{W}) \\ = \frac{1}{4\pi} ((\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B}) \cdot \boldsymbol{v} + \boldsymbol{F}_g \cdot \boldsymbol{v}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $e$  — плотность энергии вещества [г/см · с<sup>2</sup>],  $U$  — плотность энергии излучения [г/см · с<sup>2</sup>],  $U = \frac{1}{c} \int_{\Omega} I d\boldsymbol{\omega}$ .

5. Закон Фарадея изменения магнитного поля (в случае идеально электропроводной среды)

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}). \quad (5)$$

6. Уравнение состояния совершенного газа будем записывать в виде

$$p = \rho \varepsilon (\gamma - 1),$$

где  $\varepsilon$  — удельная внутренняя энергия [эрг/г],  $\gamma$  — показатель адиабаты, откуда следует,

$$e = \frac{\rho|v|^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1}. \quad (6)$$

Значение температуры вещества можно получить из соотношения  $p = n\tilde{k}T$ , где  $n$  — объемная концентрация вещества.

Наибольшую трудность при решении системы представляет УПИ (2). Это связано с принципиальной многомерностью этого уравнения, обусловленной зависимостью искомой функции  $I$  от направления распространения. Учитывая, что  $|\omega| = 1$ , в трехмерном случае в (2) входит два независимых параметра (например, два угла между  $\omega$  и осями координат), в двумерном — один. Отметим, что (2) записано в предположении локального термодинамического равновесия. Это предположение хорошо выполняется в областях, непосредственно прилегающих к аккреционным дискам.

Для решения двух поставленных модельных задач могут использоваться разные модификации системы (1)–(6). В первом случае МГД-модель формирования ускоряющего и коллимирующего канала не включает в себя уравнение переноса энергии (2), а значения плотностей и потоков энергии и импульса излучения принимаются равными нулю. Для замыкания этой системы должны быть поставлены граничные условия, реализующие предположения модели о геометрических и физических свойствах области (см. рис. 7). В качестве начальных условий может быть принято невозмущенное состояние вещества.

Для решения второй модельной задачи о радиационном ускорении канализированного струйного выброса может использоваться полная система (1)–(6). Граничные условия в целом могут совпадать с условиями первой задачи и должны быть дополнены условиями на поле излучения. Начальными условиями для задачи об ускорении выброса являются результаты решения задачи о формировании канала.

Во многих случаях первым слагаемым в левой части (2) можно пренебречь по сравнению с остальными. Это связано прежде всего с тем, что поле излучения перестраивается намного быстрее других полей задачи в случае, если вещество движется со скоростями существенно ниже скорости света. В этом случае возрастание лучеиспускательной способности вещества при удалении от данной точки оказывается слабее, чем поглощение по пути при увеличении пройденного расстояния. Основной вклад в интенсивность излучения в данной точке дает отрезок луча около рассматриваемой точки длиной в несколько (два-три) пробега излучения. Свет проходит это расстояние за очень малое время, которое, как правило, оказывается намного меньше характерных времен, в течение которых происходит заметное изменение состояния вещества (температуры и плотности). Таким образом, получаем квазистационарное УПИ

$$\mathcal{L}I(t, \mathbf{x}, \omega) = \mathcal{S}I(t, \mathbf{x}, \omega) + Q(t, \mathbf{x}, \omega). \quad (7)$$

Отметим, что отсутствие производной по времени не означает отсутствия зависимости  $I$  от времени, так как уравнение (7) необходимо решать на каждом временном слое.

Подобное приближение работает тем хуже, чем выше скорости плазмы в системе. Стоит учитывать, что при ускорении сгустка вещества до скоростей порядка  $0,8 - 0,9c$  применение уравнения (7) становится необоснованным. Тем не менее, качественная картина течения может быть исследована в квазистационарном приближении<sup>20</sup>. Основными эффектами, которые хотелось бы получить в рамках исследуемой модели, является ускорение вещества до скоростей порядка  $0,25c$  и выше (т.е. переход течения в

субсветовой режим), а также наличие предельной скорости ускоряемого сгустка. Главное преимущество разрабатываемой модели перед аналогичной<sup>20</sup> — многомерность задачи и учет газодинамических и магнитных сил.

### 3.5 Безразмерная форма уравнений модели

Для проведения численных исследований систему (1)–(6) необходимо привести к безразмерному виду. Это также позволит распространить результаты исследования рассматриваемых моделей на широкий спектр наблюдаемых объектов, имеющих схожие безразмерные параметры.

Для обезразмеривания модели воспользуемся стандартным приемом, позволяющим сохранить общий вид системы (1)–(6) и коэффициентов при членах уравнений. Так, вводимые масштабы величин сохраняют коэффициент  $1/4\pi$ , характерный для записи системы уравнений Максвелла в системе единиц СГС.

В качестве основных масштабов задачи выберем:

- масштаб линейных размеров  $L_0$ ;
- масштаб времени  $t_0$ ;
- масштаб плотности  $\rho_0$ .

Будем выбирать масштаб плотности  $\rho_0$  так, чтобы он соответствовал плотности молекулярного водорода (масса молекулы  $m = m_{H_2} = 3.34 \times 10^{-24}$  г) с концентрацией  $n_0$ ,  $\rho_0 = n_0 m$ . Подобный выбор масштабов позволит сохранить преемственность с предшествующими моделями<sup>18</sup>.

Остальные масштабы выражаются через основные следующим образом (обозначения соответствуют введенным в разделе 3.4):

$$v_0 = \frac{L_0}{t_0}, \quad p_0 = \rho_0 v_0^2 = \rho_0 \frac{L_0^2}{t_0^2}, \quad B_0 = \sqrt{\rho_0 v_0^2} = \sqrt{\rho_0} \frac{L_0}{t_0},$$

$$I_0 = \rho_0 v_0^3, \quad e_0 = p_0 = \rho_0 v_0^2 = B_0^2, \quad k_0 = \alpha_0 = \beta_0 = \frac{1}{L_0},$$

$$T_0 = \frac{p_0}{n_0 \tilde{k}} = \frac{v_0^2 m}{\tilde{k}}, \quad c = v_0 c_d.$$

Обозначим массу звезды в центральной машине системы через  $M$ . Тогда модель описывается тремя безразмерными комбинациями параметров задачи:

- соотношение удельной гравитационной энергии и удельной кинетической энергии аккрецирующего вещества:

$$g = \frac{\mathfrak{G}M}{L_0 v_0^2},$$

где  $\mathfrak{G}$  — гравитационная постоянная,  $\mathfrak{G} = 6.67384 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 / \text{г} \text{ с}^2$ ;

- соотношение линейной скорости поверхности тонкого диска и скорости втекающего вещества:

$$\tilde{\omega} = L_0 \Omega_0 / v_0,$$

где  $\Omega_0$  — масштаб угловой скорости диска;

- соотношение магнитного и газового давления в задаче:

$$\tilde{\beta} = 8\pi \tilde{p}_0 / B_0^2,$$

где  $\tilde{p}_0$  — характерная величина газового давления.

В модели будем использовать следующие предположения и значения безразмерных комбинаций:

- удельная гравитационная энергия и удельная кинетическая энергии аккрецирующего вещества имеют один порядок:

$$g = 0.5;$$

- линейная скорость поверхности тонкого диска и скорость втекающего вещества имеют один порядок:

$$\tilde{\omega} = 1;$$

- в соответствии с теоретическими представлениями<sup>10</sup> соотношение магнитного и газового давления существенно разнится вблизи центральной машины и на периферии, причем

- $\tilde{\beta}_{int} \approx 0.5$  во внутренних частях области, вблизи гравитирующего объекта (высокая роль газового давления связана с существенным сжатием газа гравитацией и высокой температурой плазмы) и
- $\tilde{\beta}_{ext} \approx 0.01$  на выходе из области, где струйный выброс становится существенно замагниченным и более холодным.

## 4 РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В рамках сделанных предположений проведено исследование обеих поставленных задач. В рамках МГД-задачи рассматривались вопросы формирования, первоначального ускорения и коллимации выброса за счет закручивания силовых линий магнитного поля вокруг ускоряемого потока плазмы, а также формирования ускоряющего канала над вращающимся тонким идеально проводящим диском с замороженным магнитным полем.

### 4.1 Магнитогидродинамическая модель образования ускоряющего канала

Для решения уравнений идеальной МГД в полной двумерной постановке на треугольных неструктурированных сетках построена разностная схема, основанная на методе дробных шагов с разделением по физическим процессам.

#### 4.1.1 Система уравнений, граничные и начальные условия

Систему нестационарных уравнений идеальной МГД запишем с учетом цилиндрической симметрии в следующем виде:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} = \Phi + \Theta_{gas} + \Theta_{magn} + \Gamma, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (9)$$

где вектор консервативных переменных  $\mathbf{U} = [\rho, \rho V_z, \rho V_r, \rho V_\phi, e]^T$ , векторы потоков

$$\mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{bmatrix} \rho V_z \\ \rho V_z^2 + p \\ \rho V_z V_r \\ \rho V_z V_\phi \\ (e + p)V_z \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G}(\mathbf{U}) = \begin{bmatrix} \rho V_r \\ \rho V_z V_r \\ \rho V_r^2 + p \\ \rho V_r V_\phi \\ (e + p)V_r \end{bmatrix} \quad (10)$$

и векторы в правой части ГД системы (функции типа источников-стоков), учитывающие геометрические особенности задачи, а также действие магнитной и гравитационной сил,



$$\Phi(\mathbf{U}, \mathbf{B}) = \frac{1}{4\pi} \begin{bmatrix} 0 \\ B_i \left( \frac{\partial B_z}{\partial x_i} + \frac{\partial B_i}{\partial z} \right) \\ B_i \left( \frac{\partial B_r}{\partial x_i} + \frac{\partial B_i}{\partial r} \right) \\ B_i \frac{\partial B_\phi}{\partial x_i} \\ \frac{\partial B_i}{\partial x_j} (V_i B_j - B_i V_j) \end{bmatrix}, \quad \Theta_{gas}(\mathbf{U}) = -\frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho V_r \\ \rho V_z V_r \\ \rho (V_r^2 - V_\phi^2) \\ \rho V_r V_\phi \\ (e + p) V_r \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\Theta_{magn}(\mathbf{U}, \mathbf{B}) = \frac{1}{4\pi r} \begin{bmatrix} 0 \\ B_z B_r \\ B_r^2 - B_\phi^2 \\ B_r B_\phi \\ B_r (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) - V_r B^2 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

$\Gamma = [0, F_z, F_r, 0, \mathbf{F} \cdot \mathbf{v}]^T$ , а  $\mathbf{F} = [F_z, F_r, 0]^T$  — гравитационная сила.

Предполагаем, что в начале координат находится тело массы  $M$ , являющееся источником гравитационного поля. Гравитация диска и самогравитация газа в расчетах не учитываются. Чтобы избежать неоднозначности задания гравитационного поля в окрестности начала координат, будем считать массу в центре равномерно распределенной по шару радиуса  $r_*$ , который существенно меньше других геометрических параметров. Сам шар предполагаем “прозрачным” для окружающей среды. В соответствии с такими предположениями имеем следующее выражение для гравитационной силы:

$$F_z = -\mathfrak{G} \frac{M\rho z}{R^2 R}, \quad F_r = -\mathfrak{G} \frac{M\rho r}{R^2 R}, \quad R \geq r_*,$$

$$F_z = -\mathfrak{G} \frac{M\rho}{r_*^3} z, \quad F_r = -\mathfrak{G} \frac{M\rho}{r_*^3} r, \quad R \leq r_*,$$

где  $\mathfrak{G}$  — гравитационная постоянная,  $R = \sqrt{z^2 + r^2}$ .

Итак, предполагаем, что в пространстве, заполненном идеально проводящей плазмой, имеется диск и гравитирующее тело в центре. Диск вращается со скоростью  $\Omega(r)$ . Вещество диска заморожено магнитное поле, имеющее только осевую компоненту  $B_{z0}(r)$ . Диск считается идеально проводящим, бесконечно тонким и непроницаемым.

На границах области (рис. 6) поставлены следующие условия.

- На внешней цилиндрической границе задано условие сверхзвукового сферического втекания незамагнитченной незакрученной межзвездной плазмы.
- Верхняя граница области моделирует переход потока к режиму течения на бесконечности с помощью неотражающих граничных условий „в дальнем потоке”<sup>32</sup>.
- На оси вращения системы поставлено условие ограниченности решения.
- Нижняя граница разбита на две части. На части границы  $z = 0$ ,  $r_d < r < r_M$ , где  $r_d$  — радиус тонкого диска, поставлены условия, соответствующие экваториальной симметрии, а на части  $0 < r < r_d$  задан тонкий диск.

Тонкий диск, окружающий гравитирующий объект, вращается со скоростью  $\omega(r) = \omega \cdot (1 - (r/r_d)^2)$  (скорость  $\omega$  порядка кеплеровской скорости вращения диска). В вещество диска встроено магнитное поле, имеющее только осевую компоненту  $B_{z0}(r)$ . Диск считается идеально проводящим. Он является источником вещества джета — вещество поступает в расчетную область со скоростями, определяемыми параметрами течения над диском, в соответствии с аналогом механизма Блендфорда-Пейна для рассматриваемой угловой скорости. Можно показать, что, как и в механизме Блендфорда-Пейна, при увеличении угла наклона магнитных силовых линий к поверхности диска возникает плазменный ветер. Предполагается, что возникновение ветра происходит постепенно и гладко при прохождении углом наклона значения около  $30^\circ$ .

#### 4.1.2 Численный метод

Для численного решения поставленной задачи использован метод дробных шагов Яненко<sup>33</sup> с разделением по физическим процессам. Пересчет неизвестных величин в разностных ячейках на каждом временном шаге состоит из трех этапов.

1. Решение газодинамической системы уравнений (8) методом типа Годунова (использован метод HLLC для системы уравнений ГД).
2. Аппроксимация уравнения Фарадея (9) на разностной ячейке путем интегрирования его по боковым граням ячейки и использования формулы Стокса.
3. Восполнение газовых переменных, учет действия магнитных сил.

Подобный алгоритм приводит к использованию смещенных сеток, когда на гранях расчетной ячейки задаются нормальные компоненты магнитного поля, и позволяет автоматически удовлетворять условию  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ . Для обеспечения свойства монотонности схемы применена реконструкция магнитного поля в узлах сетки сносом по потоку.

Проведены тестовые испытания построенного на основе описанного алгоритма программного комплекса. Рассмотрен ряд стандартных тестов для численных МГД-кодов:

- задача о распаде альфвеновской волны (тест численной диссипации разностной схемы);
- задача о распространении циркулярно поляризованной альфвеновской волны (тест точности схемы на гладком решении);
- задача Br10-Wu о распаде разрыва (тест аппроксимации решения задачи Римана);
- задача о вращении цилиндра в покоящейся среде (тест устойчивости разностной схемы);
- задача о вихре Орзага-Танга (тест возникновения ударных волн и сверхзвуковой турбулентности).

Все перечисленные задачи успешно решены, метод показал высокую устойчивость, умеренный уровень численной диссипации, сверхлинейный порядок сходимости решения. Все важные разрывы в решениях задач передаются физически корректно.

#### 4.1.3 Основные результаты расчетов

К моменту безразмерного времени  $t = 5$  режим течения в расчетной области в целом

устанавливается, головная ударная волна и сопутствующий ей „шлейф“ уходят из области. Система не приходит в стационарный режим, но совершает колебания относительно некоторого положения равновесия.

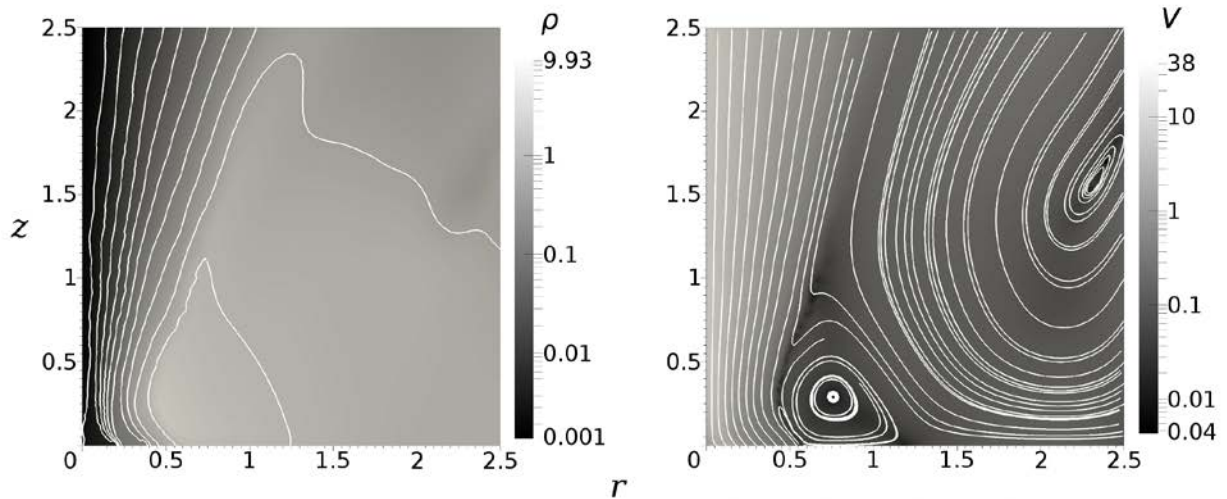


Рис. 7: Ускоряющий канал в МГД модели: распределения плотности и скорости в момент времени  $t = 15$  (установившийся режим выброса)

Установившийся режим движения системы определяется балансом полного давления в замагниченной и немагниченной частях области. Одной из особенностей режима является образование ускоряющего канала в замагниченной подобласти  $\Omega_B$  (см. рис. 7). Течение имеет следующие характерные черты.

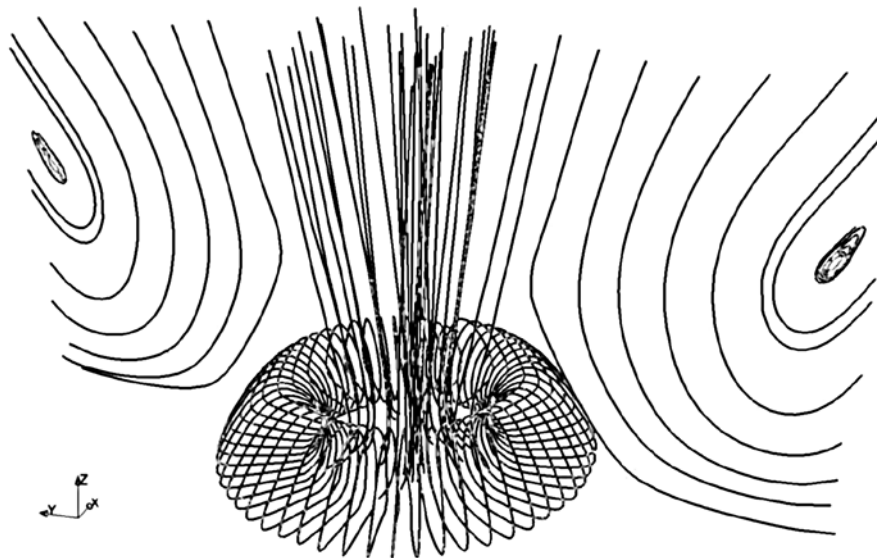


Рис. 8: Мгновенные траектории частиц плазмы. Трехмерное изображение построено по двумерному цилиндрически симметричному полю скорости

1. Вокруг „горловины“ подобласти  $\Omega_B$  — ускоряющего канала — образуется торовидный фокусирующий вихрь плазмы, скорость движения которой является наименьшей в области (рис. 8). Форма канала схожа с формой сопла Лавалья.
2. Поток внутри канала эффективно ускоряется до сверхзвуковых скоростей, причем плотность вещества существенно (на несколько порядков) ниже плотности вещества в  $\Omega_G$ . Джет, ускоренный в подобном канале, является хорошо коллимированным: канал имеет вид конуса с нелинейной направляющей, угол раствора джета составляет (по максимумам азимутальной скорости)  $8.6^\circ$ . Магнитное поле внутри канала имеет сложную структуру, обеспечивающую отсутствие разрывов плотности в потоке.
3. Стенки канала образованы из сравнительно медленно движущейся немагнитной плазмы с высокими значениями плотности и давления (оптически толстые стенки).

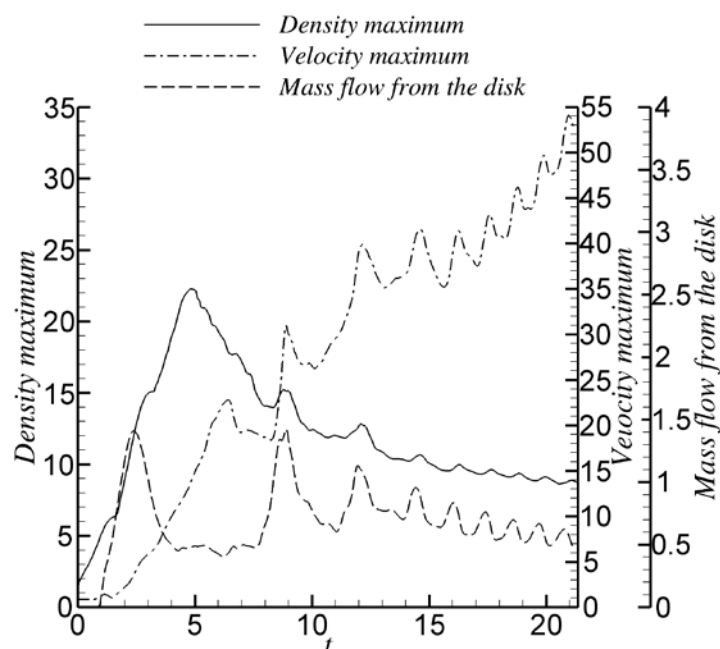


Рис. 9: Колебания параметров джета: максимум (фокусирующий тор) плотности, максимальная скорость потока в расчетной области и поток массы с диска

Большой интерес представляют полученные в расчетах нелинейные колебания различных характеристик выброса (рис. 9). Период колебаний близок к безразмерной единице времени, они охватывают большой набор переменных. Прежде всего это касается радиуса внутреннего джета. С течением времени в поперечном срезе углового магнитного поля образуется новый минимум (этот минимум считаем границей „внутреннего джета“, см. рис. 10), радиус джета резко падает, скорость истечения увеличивается. Далее точка минимума начинает смещаться от оси вращения, скорость падает, пока не образуется новый минимум (и новая граница „внутреннего джета“).

Анализ характеристик колебаний позволяет предположить, что они имеют гравитационное происхождение, причем магнитное поле, сжимаемое поперек силовых линий, играет роль пружинки, а вес набегающей немагнитной плазмы — вынуждающей силы.

Проведенные расчеты показали, что в модели образуется устойчивый во времени канализированный выброс плазмы в положительном направлении оси  $z$ . Выброс хорошо коллимирован и по своим параметрам хорошо соотносится с имеющимися наблюдательными и расчетными данными о структуре и свойствах галактических джетов. Если предположить, что частицы плазмы будут светиться в зависимости от температуры, то для внешнего наблюдателя поток будет выглядеть как истекающий по спирали джет.

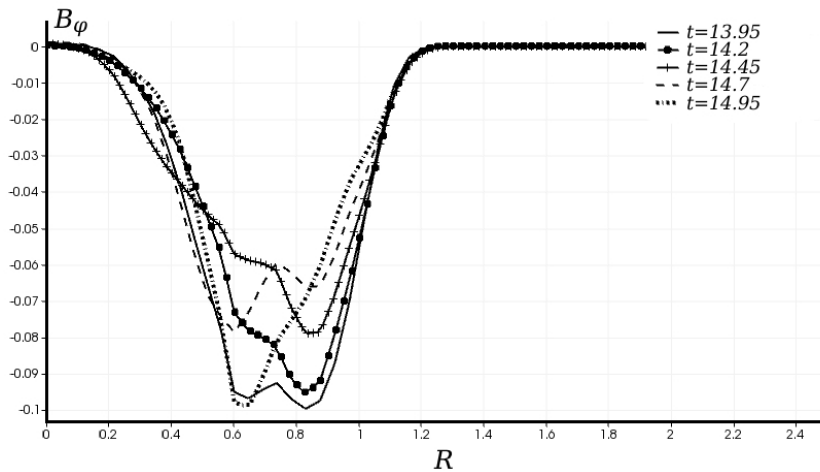


Рис. 10: Угловая компонента магнитного поля вдоль линии  $z = 2.5$  при  $t = 13.95; 14.2; 14.45; 14.7; 14.95$

Плотность вещества внутри канала на несколько порядков меньше плотности вещества стенок, причем сам канал является практически прозрачным для возможного излучения. Так, если рассматривать случай томпсоновского рассеяния излучения на электронах, то оптическая толщина слоя вещества внутри канала составляет

$$\tau = \sigma_T n L_0 \approx 6.7 \cdot 10^{-4}, \quad (13)$$

так что для расчета распространения излучения внутри канала применима модель переноса излучения с однократным рассеянием.

Если интерпретировать результаты в размерных величинах, то расчеты моделируют истечение от формирующейся протозвезды массой  $M \approx 3M_\odot$ , окруженной околозвездным диском радиусом  $R_d \approx 40$  а.е. Диск пронизан полоидальным магнитным полем, напряженность которого составляет около 0.06 Э. На систему аккрецирует сверхзвуковой поток вещества с темпом аккреции около  $5 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ . Перпендикулярно экваториальной плоскости диска формируется коллимированное истечение вещества мощностью  $0.65 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ , скорость потока составляет 500 км/с, угол раствора джета около  $10^\circ$ .

#### 4.2 Модель ускорения плазмы в канале над горячим аккреционным диском

В рамках РМГД-задачи схема остается неизменной, в рассмотрение включается давление излучения тонкого диска.

Полная система радиационной магнитной гидродинамики в квазистационарном моноэнергетическом приближении имеет вид (1), (3)–(7).

Будем рассматривать томпсоновское рассеяние излучения на свободных электронах. Индикатриса такого рассеяния равна рэлеевской

$$\Gamma(t, \mathbf{x}, \omega, \omega') = \frac{3}{4} (1 + (\omega \cdot \omega')^2),$$

а сечение рассеяния равно  $\sigma_T = 6.652 \times 10^{-29} \text{см}^2$  (коэффициент рассеяния, соответственно, равен  $\beta = n\sigma_T$ , где  $n$  — концентрация вещества).

Модельные условия для газовой и магнитной части РМГД системы в целом повторяют условия для МГД модели. Предполагается, что механизм образования ветра над тонким диском функционирует постоянно, вне зависимости от угла наклона магнитных силовых линий. Подобное условие обеспечивается выталкивающим действием излучения внутри тонкого диска.

Кроме того, предполагается, что окрестности центрального гравитирующего объекта (часть тонкого диска) излучают с интенсивностью излучения абсолютно черного тела, имеющего характерную температуру  $7 \cdot 10^4 \text{К}$ . При этом излучение сфокусировано внутрь канала: излучающей является граница  $z = 0, 0 \leq r \leq 0.2$ , излучение распространяется вдоль направлений, для которых  $\cos \theta > 0.9$ , где  $\theta$  — полярный угол луча.

Также будем считать, что ослабление интенсивности излучения в процессах рассеяния существенно выше таковой в процессах поглощения фотонов веществом. Иными словами, вещество достаточно разрежено и достаточно слабо поглощает, так что можно положить коэффициент поглощения  $\alpha(t, \mathbf{x}, \omega) = 0$ .

#### 4.2.1 Численный метод и его программная реализация

Для решения РМГД системы применен уже упомянутый метод дробных шагов, дополненный этапом решения уравнения переноса излучения (УПИ). С вычислительной точки зрения наиболее требовательной к ресурсам является процедура решения УПИ. Для интегрирования УПИ выбран метод дискретных направлений.

Для решения уравнения (7) в соответствии с методом дискретных направлений (МДН) необходимо провести интегрирование УПИ вдоль каждого из выбранных дискретных направлений, сведя тем самым многомерное интегродифференциальное уравнение (7) к множеству одномерных обыкновенных дифференциальных уравнений (в случае, если интеграл рассеяния учитывается итерационно):

$$\frac{dI(\eta, \omega)}{d\eta} + k(\eta)I(\eta, \omega) = S(\eta, \omega),$$

где  $\eta$  — параметр, имеющий смысл расстояния вдоль луча, проходящего через данный узел пространственной сетки,  $S(\eta, \omega)$  — источник рассеянного излучения.

Для каждой точки сетки  $\mathbf{x}_i$  необходимо провести трассировку лучей, приходящих в нее вдоль векторов  $\omega_j$  сферы направлений, выбранной с учетом удаленности точки  $\mathbf{x}_i$  от границы. Аккуратный учет граничных условий для поля излучения приводит к выбору своего набора (и своего количества) дискретных направлений для каждой точки, что серьезно увеличивает требования к вычислительным ресурсам, прежде всего к памяти. При этом наличие цилиндрической симметрии приводит к необходимости трассировать направления распространения излучения в трехмерной области. Эту задачу легко свести к трассировке кривой второго порядка (гиперболы) в плоской области  $D$ .

Реализация МДН, а также процедуры трассировки лучей и интегрирования вдоль них УПИ предъявляет высокие требования к ресурсам памяти вычислительного модуля. В данном случае наиболее целесообразным оказывается именно использование SMP-модулей с максимальным доступным на данном узле кластера числом процессорных ядер и максимальной доступной памятью.

Описанный в данной работе численный метод реализован в виде программного комплекса, написанного на языках программирования Фортран-90 и C++. Комплекс использует технологии программирования для SMP-машин:

- технология OpenMP применена для параллельного выполнения интегрирования УПИ вдоль протрассированных и сохраненных в оперативной памяти лучей, соответствующих данному узлу сетки, осуществляемого независимо для каждого узла;
- технология nVidia CUDA применена для параллельного вычисления интеграла рассеяния (учет интеграла в (7) производится итерационно) в разных пространственных узлах расчетной области, причем вычисление всей совокупности интегралов рассеяния в данном пространственном узле производится в рамках блока тредов одного графического мультипроцессора, а каждый отдельный интеграл вычисляется в рамках одного треда в указанном блоке.

Использование указанных подходов позволило существенно ускорить работу программного комплекса. В частности, процедура трассировки и интегрирования УПИ вдоль луча с использованием технологии OpenMP на 12-ядерном узле кластера К-100 ИПМ им. М.В. Келдыша РАН (включает 96Гб оперативной памяти) выполняется в 10.8 раз быстрее, чем на одном процессорном ядре, а процедура вычисления источников рассеянного излучения во всех пространственных узлах выполняется на графическом процессоре nVidia Tesla в 82.3 быстрее, чем на одном процессорном ядре (все измерения производились на одном узле кластера К-100, процессор Intel Xeon X5670 2.93ГГц).

#### 4.2.2 Результаты расчетов

Вычисления в соответствии с рассмотренной моделью произведены на кластере К-100 ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. Результаты расчетов демонстрируют следующую картину ускорения плазмы в канале джета.

Давление излучения центральной „машины“ эффективно ускоряет вещество внутри замагниченного канала (см. рис. 11, 12). Для устойчивого ускорения выброса необходимо выполнение условия ограниченности плотности ветра с тонкого диска снизу. В противном случае давление излучения „выдувает“ плазму из канала, плотность вещества падает настолько, что действие излучения на вещество оказывается малым и мало сказывается на скорости потока. В некоторых случаях возможно запираание вещества над тонким диском газовым давлением плазмы в „горловине“ джета.

Особый интерес вызывает установившийся при введении ограничения плотности ветра снизу периодический режим выброса вещества. В подобном режиме сохраняется средняя высокая скорость истечения вещества, при этом наблюдаются периодические всплески модуля скорости потока (см. рис. 13). Период всплесков  $T_b = 0.01$  совпадает со временем, необходимым плазме, чтобы уйти от центрального объекта и преодолеть сужение ускоряющего канала, выйдя на стабильный уровень скорости.

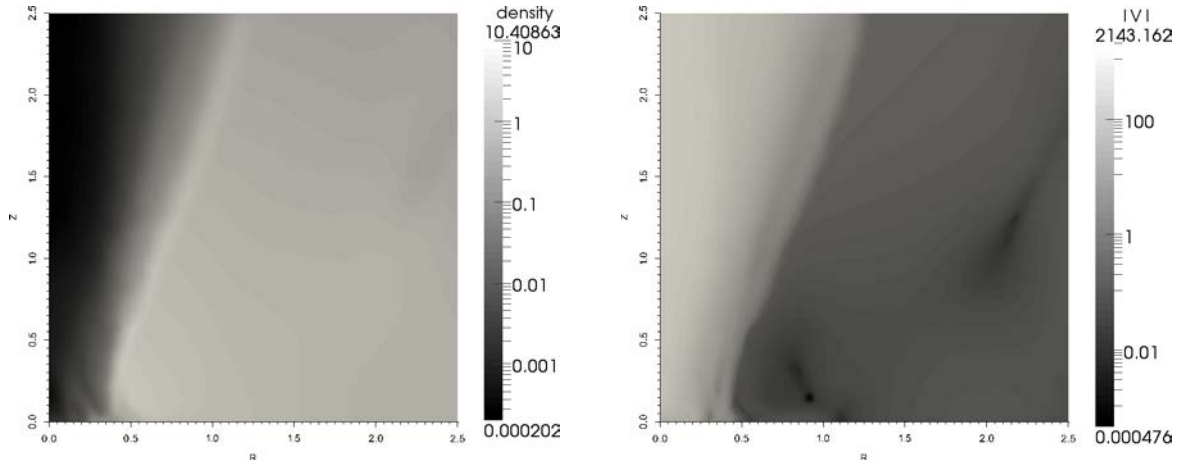


Рис. 11: Распределения плотности и модуля скорости в момент времени  $t = 18.075$

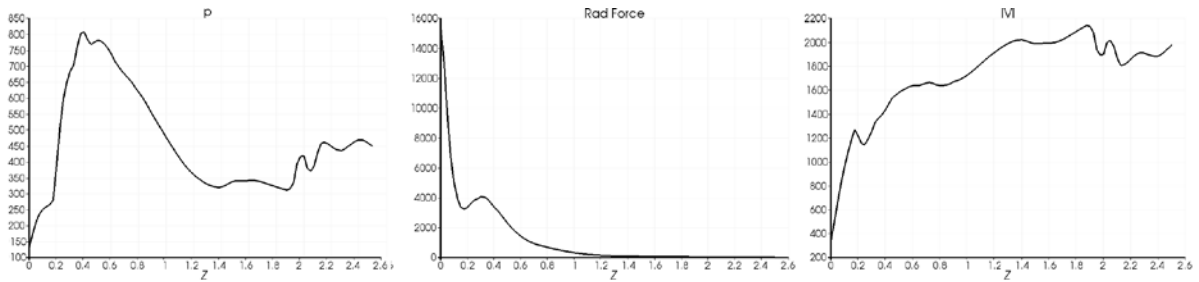


Рис. 12: Распределения давления  $p$ , объемной силы радиационного давления и модуля скорости  $|v|$  вдоль оси  $r = 0$  в момент времени  $t = 18.075$

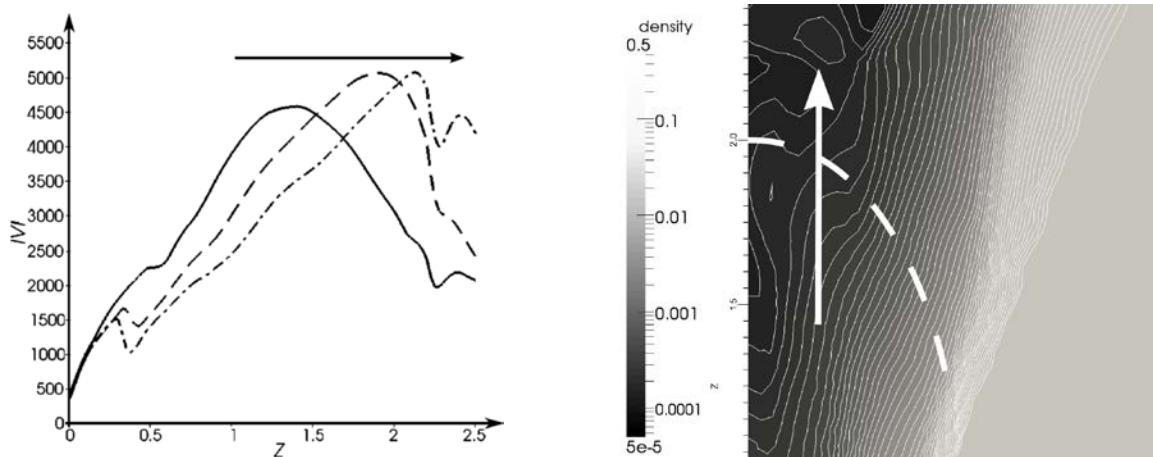


Рис. 13: Обострение волны скорости в ходе ускорения всплеска и образование фронта ударной волны

Проведенные расчеты моделируют истечение плазмы от компактного объекта массой  $M = 3M_{\odot}$ , окруженного околозвездным диском радиусом  $r_d = 0.6L_0 \approx 40$  а.е. Диск пронизан полоидальным магнитным полем, напряженность которого составляет около 0.06 Э. На систему аккрецирует сверхзвуковой поток вещества с темпом аккреции около



$5 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ . Над звездой с диском сформирован замагниченный канал, содержащий разреженное вещество, источником которого является диск. Перпендикулярно экваториальной плоскости диска формируется коллимированное истечение вещества (джет), ускоряемое давлением излучения. Скорость потока колеблется во времени и в среднем составляет  $2 \times 10^4$  км/с, угол раствора джета около  $10^\circ$ .

Поток состоит из отдельных сгустков вещества, движущихся со скоростью большей, чем скорость фонового течения. Максимальная скорость сгустков достигает  $5 \times 10^4$  км/с. Период выброса сгустков составляет 13 дней.

## 5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обсуждены и построены МГД и радиационная МГД математические модели образования, коллимации и ускорения (вплоть до скорости  $5 \times 10^4$  км/с) плазменного выброса из окрестностей компактного объекта.

В вычислительных экспериментах получен устойчивый во времени хорошо коллимированный выброс плазмы. Зафиксированы всплески скорости выброса, приводящие к образованию сгустков вещества в потоке выброса. Коллимация обеспечивается осевым и тороидальным магнитным полем. Ускорение вещества достигается за счет давления излучения аккреционного диска.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] А.М. Черепашук, «SS 433: Новые результаты, новые проблемы», *Земля и Вселенная*, **1**, 21-29 (1986).
- [2] В.С. Бескин, «Магнитогидродинамические модели астрофизических струйных выбросов», *УФН*, **180**(12), 1241-1278 (2010).
- [3] А.М. Черепашук, «Данные фотометрических наблюдений SS433 и их интерпретация», *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия*, **38**, 60-120 (1988).
- [4] В. Margon, «Observations of SS433», *ARA&A*, **22**, 507-536 (1984).
- [5] T.R. Lauer, «Compact Core of Galaxy M87», *HST News Release*, **STSCI-PRC92-01** (1991).
- [6] A.J. Mioduszewski, M.P. Rupen, R.C. Walker et al., «A Summer of SS433: Forty Days of VLBA Imaging», *Bulletin of the American Astronomical Society*, **36**, 967 (2004).
- [7] J.A. Biretta, F.N. Owen, «Velocity Structure of the M87 Jet: Preliminary Results», *Parsec-scale radio jets / Ed. by J. Anton Zensus, Timothy J. Pearson. Cambridge University Press*, 125-128 (1990).
- [8] А.М. Cherepashchuk, «Observational Manifestations of Precession of Accretion Disk in the SS 433 Binary System», *Space Science Reviews*, **102**(1), 23-35 (2002).
- [9] В.С. Бескин, *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике*, М.: Едиториал УРСС, (2006).
- [10] H.C. Spruit, «Theory of Magnetically Powered Jets», *The jet paradigm: from microquasars to quasars*, **794**, 233-263 (2010).
- [11] G.S. Bisnovatyi-Kogan, «Mechanisms of jet formation», *Stellar jets and bipolar outflows / Ed. by L. Errico, A. Vittone. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers*, (1993).
- [12] A.H. Cerqueira, E.M. de Gouveia Dal Pino, «Magnetic Field Effects on the Structure and Evolution of Overdense Radiatively Cooling Jets», *The Astrophysical Journal*, **510**, 828-845 (1999).
- [13] V.V. Savel'ev, Yu.M. Toropin, V.M. Chechetkin, «Simulations of a supersonic accretion onto magnetized disks: properties of developing outflows», *Low Mass Star Formation - from Infall to Outflow, Poster proceedings of IAU Symp. / Ed. by F. Malbet & A. Castets*, **182**, 254 (1997).

- [14] S.S. Komissarov, «Magnetic acceleration of relativistic jets», *Mem. S.A.It.*, **82**, 95-103 (2011).
- [15] R. Ouyed, R.E. Pudritz, «Numerical Simulations Of Astrophysical Jets From Keplerian Disks. II. Episodic Outflows», *The Astrophysical Journal*, **484**, 794-809 (1997).
- [16] M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, R.V.E. Lovelace, «Launching of Conical Winds and Axial Jets from the Disk-Magnetosphere Boundary: Axisymmetric and 3D Simulations», *MNRAS*, **399**, 1802-1828 (2009).
- [17] М.П. Галанин, В.В. Лукин, В.М. Чечеткин, «Ускорение джетов при различных вариантах моделирования источника вещества», *Матем. Моделирование*, **23**(10), 65-81 (2011).
- [18] V.V. Savel'ev, Yu.M. Toropin, V.M. Chechetkin, «A Possible Mechanism for the Formation of Molecular Flows», *Astronomy Reports*, **40**, 494-508 (1996).
- [19] C. Fendt, «Formation of Protostellar Jets as Two-Component Outflows from Star-Disk Magnetospheres», *The Astrophysical Journal*, **692**, 346-363 (2009).
- [20] М.П. Галанин, Ю.М. Торопин, В.М. Чечеткин, «Радиационное ускорение порций вещества в аккреционных воронках около астрофизических объектов», *Астрономический журнал*, **76**(2), 143-160 (1999).
- [21] V. Icke, «Photon Surfing Near Compact Accreting Objects», *Astron. Astrophys.*, **216**, 294-304 (1989).
- [22] R.D. Blandford, D.G. Payne, «Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets», *MNRAS*, **199**, 883-903 (1982).
- [23] R. Krasnopolsky, Zhi-Yun Li, R. Blandford, «Magnetocentrifugal Launching Of Jets From Accretion Disks. I. Cold Axisymmetric Flows», *The Astrophysical Journal*, **526**, 542-631 (1999).
- [24] P.R. Shapiro, M. Milgrom, M.J. Rees, «The Radiative Acceleration Of Astrophysical Jets: Line Locking In SS 433», *Astrophys. J. Suppl.*, **60**, 393-431 (1986).
- [25] Y. Tajima, J. Fukue, «Radiative Disk Winds under Radiation Drag II», *Publ. Astron. Soc. Japan*, **50**, 483-493 (1998).
- [26] М.П. Галанин, В.В. Лукин, В.М. Чечеткин, «Радиационное ускорение астрофизического канализированного струйного выброса», *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки, Спец. выпуск «Прикладная математика»*, 11-33 (2011).
- [27] Yu.M. Krivosheyev, G.S. Bisnovaty-Kogan, A.M. Cherepashchuk, K.A. Postnov, «Monte Carlo simulations of the broad-band X-ray continuum of SS433», *MNRAS*, **394**, 1674-1684 (2009).
- [28] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М.: Наука, (1966).
- [29] Б.Н. Четверушкин, *Математическое моделирование задач динамики излучающего газа*, М.: Наука, (1985).
- [30] М.П. Галанин, В.В. Лукин, В.М. Чечеткин, «Математическое моделирование струйных выбросов в окрестности компактных объектов», *Астрономический журнал*, **86**(4), 331-344 (2009).
- [31] S. Takeuchi, K. Ohsuga, S. Mineshige, «A Novel Jet Model: Magnetically Collimated, Radiation-Pressure Driven Jet», *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **62**(5), L43-47 (2010).
- [32] N.V. Pogorelov, A.Yu. Semenov, «Solar wind interaction with the magnetized interstellar medium», *Astron. Astrophys.*, **321**, 330-337 (1997).
- [33] Н.Н. Яненко, *Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики*, Новосибирск: Наука, (1967).