МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Корольков Сергей Дмитриевич

Влияние межзвёздных атомов и магнитных полей на течение плазмы в астросферах

Специальность 1.1.9 — «Механика жидкости, газа и плазмы»

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук Работа выполнена на кафедре аэромеханики и газовой динамики механикоматематического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель:	доктор физико-математических наук, профес- сор РАН Измоденов Владислав Валерьевич		
Официальные оппоненты:	Меньшов Игорь Станиславович, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Федеральный исследовательский центр Ин- ститут прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук, отдел прикладных задач механики сплошных сред, главный научный сотрудник		
	Жилкин Андрей Георгиевич, доктор физико-математических наук, доцент, Федеральное государственное бюджетное учре- ждение науки Институт астрономии Россий- ской академии наук, отдел Физики и эволюции звёзд, ведущий научный сотрудник		
	Георгиевский Павел Юрьевич, кандидат физико-математических наук, Научно-исследовательский институт механики МГУ имени М.В. Ломоносова, лаборатория га- зодинамики взрыва и реагирующих систем,		

Защита состоится 6 июня в 16 часов 00 минут на заседании диссертационного совета МГУ.011.5 Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119192, Москва, Мичуринский проспект, д. 1, НИИ механики МГУ, кинозал.

ведущий научный сотрудник

2025 года.

Email: aero.natap@mail.ru

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27) и на портале: https://dissovet.msu.ru/dissertation/3416.

Автореферат разослан « »

Ученый секретарь диссертационного совета МГУ.011.5, к-т физ.-мат. наук

Попеленская Наталья Вадимовна

Общая характеристика работы

Солнечный ветер (CB) – поток полностью ионизованной плазмы, возникающий вследствие непрерывного расширения верхней атмосферы Солнца – горячей солнечной короны с температурой ~ 10⁶ К. На орбите Земли поток солнечного ветра является сверхзвуковым со средней скоростью ~ 420 км/с и газодинамическим числом Маха в диапазоне от 5 до 10 единиц, что было подтверждено прямыми измерениями [1]. В настоящее время большое количество космических аппаратов обеспечивают ежесекундный мониторинг параметров солнечного ветра на орбите Земли и за её пределами.

Солнечная система движется со скоростью ~ 26 км/с относительно локальной межзвёздной среды (ЛМЗС), которая её окружает [2]. Локальная межзвёздная среда является частично ионизованной плазмой с температурой порядка 6000 К. Помимо протонов и электронов, межзвёздная среда содержит атомы различных элементов (H, He, O, Ne и др.), однако основной составляющей являются атомы водорода ($\gtrsim 90~\%$ по концентрации). Здесь и далее плазмой будем называть только заряженные частицы – протоны и электроны. Таким образом, межзвёздная среда – это смесь плазмы и нейтрального водорода. В системе координат, связанной с Солнцем, поток межзвёздной среды является сверхзвуковым (число Маха \approx 2). При взаимодействии солнечного ветра с локальной межзвёздной средой образуется структура, которая носит название гелиосферного ударного слоя. Эта структура состоит из тангенциального разрыва (гелиопаузы), и двух ударных волн (внутренней и внешней), схематично изображённых на Рисунке 1. Тангенциальный разрыв отделяет плазму солнечного ветра от плазмы межзвёздной среды. На внутренней ударной волне происходит торможение солнечного ветра до дозвуковых скоростей, а на внешней – торможение потока межзвёздной среды. Область пространства, заполненная солнечным ветром (внутри тангенциального разрыва) называется гелиосферой.

Атомы водорода межзвёздной среды могут проникать в гелиосферу изза относительного движения Солнца и межзвёздной среды, так как их длина свободного пробега сравнима с характерным размером гелиосферы (≈ 120 a.e.). Основным процессом взаимодействия межзвёздных атомов водорода с протонами солнечного ветра и межзвёздной среды является резонансная перезарядка [3] (H⁺ + H \rightleftharpoons H+H⁺). Процесс перезарядки приводит к обмену импульсом и энергией между плазмой и нейтральным газом и оказывает существенное влияние на течение плазмы, структуру области взаимодействия, и, в частности, на расстояния от Солнца до поверхностей разрыва [4; 5].

Гелиосфера является лишь наиболее доступным примером астросфер – околозвёздных оболочек, в которых звёздные ветра взаимодействуют с окружающей межзвёздной средой. С появлением большого количества астрофизических наблюдений внимание исследователей привлекли и другие звёзды. В настоящее время существует множество изображений различных



Рисунок 1 — Схематическая картина течения в задаче взаимодействия CB с ЛМЗС. На рисунке отмечены основные поверхности разрыва: внутренняя ударная волна (TS), внешняя ударная волна (BS), астропауза/тангенциальный разрыв (HP), диск Маха (MD), тройная точка (TP), тангенциальный разрыв от тройной точки (TD), слабая ударная волна (RS)

астросфер в инфракрасном диапазоне, а также в линии Балмер-альфа ($H\alpha$) [6—11]. Большинство из них показывают структуру течения, аналогичную гелиосферной, представленной на Рисунке 1. Однако размеры звёздных астросфер могут находиться в диапазоне от нескольких астрономических единиц (расстояние от Земли до Солнца $\approx 1.5 \cdot 10^8$ км) до десятков или сотен тысяч, поэтому эффективность процесса резонансной перезарядки может существенно отличаться в различных астросферах. В главе 2 настоящей диссертации и работах автора [A1; A2] решается задача о взаимодействии сверхзвукового звёздного ветра с частично-ионизованным сверхзвуковым потоком межзвёздной среды с учётом процесса резонансной перезарядки атомов водорода с протонами. Задача решалась в широком диапазоне числа Кнудсена (0.0001 \leq Kn \leq 100), равного отношению длины свободного пробега атома водорода до перезарядки к характерному размеру астросферы. Обнаруженные особенности течения плазмы и водорода в зависимости от числа Кнудсена являются новым результатом, так как ранее решения были получены лишь для отдельных значений данного параметра.

Ещё одним важным аспектом, способным качественно изменить структуру течения звёздного ветра, является наличие у звезды собственного магнитного поля. У вращающихся звёзд в сверхзвуковом звёздном ветре магнитное поле имеет преимущественно азимутальную компоненту (по отношению к оси вращения звезды) [12]. Магнитное поле способно изменить форму тангенциального разрыва в астросфере с классической параболоидальной на трубчатую (**Рисунок 2**). Хотя магнитное поле у звёзд солнечного типа является достаточно слабым ($B^2 \ll \rho V^2$) и в сверхзвуковом звёздном ветре не оказывает влияния на течение плазмы, после перехода



Рисунок 2 — Схематическая картина течения в задаче взаимодействия CB с ЛМЗС в случае трубчатой астропаузы. На рисунке отмечены основные поверхности разрыва: астросферная ударная волна (TS), головная ударная волна (BS), астропауза/тангенциальный разрыв (HP)

через ударную волну, оно начинает возрастать с увеличением расстояния до оси вращения звезды. В конечном счёте магнитное давление становится больше газодинамического, и магнитная сила разворачивает поток плазмы, направляя его вдоль оси вращения звезды и формируя трубчатую форму тангенциального разрыва. Такое удержание звёздного ветра внутри трубы (тангенциального разрыва) подобно удержанию плазмы азимутальным магнитным полем в токамаках (Z-пинч).

В главе 3 настоящей диссертации и работах автора [A3—A5] решается задача о взаимодействии сверхзвукового звёздного ветра с набегающим потоком межзвёздной среды. При этом впервые учитывалось влияние азимутальной компоненты звёздного ветра. Задача решалась в широком диапазоне определяющих решение безразмерных параметров - газодинамического числа Маха в набегающем потоке межзвёздной среды и альфвеновского числа Маха в звёздном ветре.

Актуальность темы

Актуальность исследования глобальной структуры области взаимодействия звёздных ветров с межзвёздной средой, а также течения плазмы и нейтрального газа в ней, обусловлена не только теоретическим интересом, но и необходимостью анализа наблюдательных данных. В частности, существует необходимость в интерпретации спектров поглощения в линии Лайман-альфа в направлении ближних (к Солнцу) звёзд, которые были получены на космическом телескопе им. Хаббла, и изображений астросфер в инфракрасном диапазоне, а также в линии Балмер-альфа (H α), которые получены на космическом телескопе им. Спитцера и «инфракрасном» космическом телескопе (Wide Field Infrared Explorer).

Кроме того, актуальность тематики моделирования гелиосферы, как частного случая астросферы, обуславливается растущим в научном сообществе интересом, вызванным ожидаемым в 2025 г. запуском нового космического аппарата IMAP (Interstellar Mapping and Acceleration Probe, NASA, США), а также планированием космических миссий Interstellar Probe (NASA, США), Interstellar Express (CNSA, Китай) и Нуклон (Роскосмос, Россия).

Цели и задачи работы

- Исследование влияния перезарядки атомов водорода с протонами плазмы на структуру астросферы. Определение зависимости положений поверхностей разрыва от числа Кнудсена. Исследование особенностей течения плазмы и атомов в астросферных ударных слоях.
- Исследование влияния величины звёздного магнитного поля (альфвеновского числа Маха звёздного ветра) на форму тангенциального разрыва для различных газодинамических чисел Маха набегающего потока. Определение критических значений параметров, при которых форма астропаузы меняет свою топологию.
- Разработка численных алгоритмов и тестирование комплекса компьютерных программ, позволяющих решить задачу о взаимодействии звёздного ветра с набегающим потоком межзвёздной среды в широком диапазоне чисел Кнудсена. Разработка специальных вычислительных сеток, способных выделять основные поверхности разрыва.
- 4. Разработка численных алгоритмов и комплекса компьютерных программ для решения трёхмерных уравнений идеальной МГД на адаптивных декартовых сетках.

Научная новизна

- Впервые в широком диапазоне чисел Кнудсена (0.0001 ≤ Kn ≤ 100) в рамках кинетико-газодинамического подхода решена задача о взаимодействии звёздного ветра с частично-ионизованной межзвёздной средой. До настоящего момента проводились только единичные расчёты в рамках кинетико-газодинамической постановки.
- 2. Впервые обнаружен эффект нагрева внешнего ударного слоя астросферы энергичными атомами, рождёнными во внутреннем ударном слое и области сверхзвукового звёздного ветра. Этот нагрев приводит к качественному изменению течения плазмы во внешнем ударном слое: вблизи тангенциального разрыва образуется область горячей разреженной плазмы, вблизи внешней ударной волны формируется слой плотной плазмы.

- Впервые изучено влияние звёздных магнитных полей на область взаимодействия звёздного ветра с набегающим потоком межзвёздной среды в рамках двухпараметрического исследования.
- 4. Впервые обнаружена смена режима течения при достижении критических параметров потока. Определены критические параметры: значения газодинамического числа Маха набегающего потока в зависимости от значений альфвеновского числа Маха звёздного ветра.
- 5. Впервые показано возникновение зоны возвратного течения в хвостовой области трубчатой астросферы и образование вторичной точки торможения. До настоящего момента такие решения в литературе представлены не были.

Теоретическая и практическая значимость результатов

Теоретическая значимость результатов проведённых численных исследований обусловлена обнаружением новых особенностей гидродинамических/магнитогидродинамических течений.

Разработанная кинетико-газодинамическая модель позволяет учитывать кинетические эффекты в астросферах практически произвольного размера. В частности, проведённое исследование охватывает астросферы с размерами, отличающимися друг от друга на 12 порядков величины. Разработанная модель является инструментом, с помощью которого можно проводить корректный анализ экспериментальных данных. Кроме того, обнаруженный эффект локального нагрева плазмы вблизи тангенциального разрыва во внешнем ударном слое способен частично объяснить наблюдаемые на Вояджере-2 концентрации протонов.

Проведённое исследование взаимодействия звёздного ветра с межзвёздной средой (с учётом магнитного поля звезды) дает ответ на актуальный вопрос о форме гелиопаузы (трубчатая, или классическаяпараболоидальная), который широко обсуждается в научной литературе последних лет [13—15].

Методы исследования

Для решения газодинамических или МГД уравнений используются методы конечных объёмов с решением задачи о распаде произвольного разрыва на границах ячеек (методы Годуновского типа). Для газодинамических уравнений реализованы как метод Годунова [16], так и HLL, HLLC методы решения. Для уравнений идеальной МГД используются методы HLLD, HLLD-type [17]. Для решения кинетического уравнения используются методы Монте-Карло с расщеплением по физическим процессам и геометрическим расщеплением для достижения лучшей статистики на близких к звезде расстояниях [18; 19].

Решение проводилось как на декартовых сетках с возможностью мельчения в заданных областях (аналог adaptive mesh refinement), так и на специально разработанных сетках, выделяющих основные поверхности разрыва. Программы адаптированы для расчёта течений на графических процессорах (GPU) с использованием технологии параллельного программирования CUDA, а также на многопроцессорных системах (OpenMP, MPI).

Основные положения, выносимые на защиту

- Определена зависимость положений основных поверхностей разрыва в области взаимодействия звёздного ветра с частично ионизованным потоком межзвёздной среды от числа Кнудсена в широком диапазоне изменения параметра (0.0001 ≤ Kn ≤ 100). Положения поверхностей разрыва достигают плазмо-газодинамического предела при значениях числа Кнудсена ≥ 100. С другой стороны, из-за влияния вторичной популяции атомов водорода значение Kn = 0.0001 не достаточно мало для достижения решением предела эффективного газа во внешнем ударном слое. Во внутреннем ударном слое решение (в том числе и положения внутренней ударной волны и тангенциального разрыва) достигает предела эффективного газа для значений числа Кнудсена ≤ 0.01.
- 2. Для звёзд с протяжёнными астросферами, расстояние от звезды до внешней ударной волны у которых превышает 600 астрономических единиц (что соответствует числам Кнудсена ≤ 0.15), решение во внешнем ударном слое качественно отличается от газодинамического (без учёта влияния атомов): вблизи тангенциального разрыва формируется область горячей разреженной плазмы, а максимум плотности плазмы достигается вблизи внешней ударной волны. Перестройка течения происходит из-за локального нагрева плазмы внешнего ударного слоя энергичными нейтральными атомами, которые в результате перезарядки рождаются в горячем внутреннем ударном слое, вылетают во внешний ударный слой и снова испытывают перезарядку. В результате происходит обмен энергией между астросферными ударными слоями.
- 3. Влияние магнитного поля звезды приводит к появлению двух качественно отличающихся друг от друга режимов течения в астросферах: 1) режим с трубчатой формой тангенциального разрыва, и 2) режим с классической параболоидальной формой тангенциального разрыва. Определены критические значения газодинамического числа Маха межзвёздной среды в зависимости от альфвеновского числа Маха в звёздном ветре, при которых меняется структура течения и форма тангенциального разрыва от трубчатой к классической параболоидальной. Для гелиосферы форма тангенциального разрыва является классической, так как газодинамическое число Маха локальной межзвёздной среды (≈ 2) значительно больше найденного критического значения газодинамического числа Маха набегающего потока для параметров солнечной системы (≈ 0.35).
- 4. В результате обтекания астросферы с трубчатой формой тангенциального разрыва дозвуковым набегающим потоком, в хвостовой

области формируется зона возвратного течения и дополнительная точка торможения межзвёздного потока. Этот эффект связан с формированием зоны пониженного давления с подветренной стороны трубки, в которую вовлекается дозвуковое течение межзвёздной среды.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов обоснована применением различных методов решения задачи и использованием расчётных сеток различной конфигурации и разрешения.

Полученные решения совпадают с известными в литературе решениями. Результаты расчётов для параметров гелиосферы имеют хорошее совпадение с работой [4]. Численные МГД расчёты астросферы находятся в соответствии с результатами работ, в которых было получено предельное решение в случае неподвижной межзвёздной среды [20].

Апробация работы

Результаты исследований, вошедших в диссертационную работу, докладывались и обсуждались на научно-исследовательских семинарах кафедры аэромеханики и газовой динамики механико-математического факультета МГУ (зав. кафедрой – д. ф.-м. н., проф. Краснобаев К.В.), семинарах лаборатории физической газовой динамики ИПМех РАН (рук. – д. ф.-м. н., проф. Баранов В.Б.), семинарах лаборатории межпланетной среды ИКИ РАН (рук. – д. ф.-м. н., проф. Измоденов В.В.), семинаре имени А.Г. Куликовского и А.А. Бармина в НИИ Механики МГУ, а также семинаре кафедры газовой и волновой динамики механико-математического факультета МГУ (зав. кафедрой – академик РАН, д. ф.-м. н. Нигматулин Р.И.).

Основные положения и результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались на российских и международных конференциях, в том числе на:

- международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых "Ломоносов" (МГУ, Москва, 2020, 2022 - 2024);
- международной конференции "Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность" (Звенигород, 2024);
- научной конференции "Ломоносовские чтения" (МГУ, Москва, 2020, 2021, 2023, 2024);
- международной конференции "COSPAR" (Республика Корея, 2024);
- всероссийской конференции с международным участием: "Физика плазмы в Солнечной системе" (ИКИ РАН, Москва, 2020, 2022 - 2024);
- международной научной Конференции "Second Workshop on Numerical Modeling in MHD and Plasma Physics: Methods, Tools, and Outcomes" (Москва/Новосибирск, 2019 - 2020, 2024);
- международной конференции "Актуальные проблемы математики и механики" (МГУ, Москва, 2024);
- конференции памяти С.С. Моисеева "Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность" (ИКИ РАН, Москва, 2024);

- конференции с международным участием "Космическая газовая динамика" памяти В.Б. Баранова и приуроченная к 90-летию со дня его рождения (ИКИ РАН, Москва, 2024);
- всероссийском съезде по теоретической механике (Санкт-Петербург, 2023);
- всероссийской конференции молодых ученых "Фундаментальные и прикладные космические исследования" (ИКИ РАН, Москва, 2022);
- конференции международных математических центров (Сочи, 2021);
- конференции-конкурсе молодых учёных НИИ механики МГУ (НИИ Механики МГУ, Москва, 2019 2021);
- конференции "Interstellar Probe Study Exploration Workshop" (США, онлайн, 2020).

Личный вклад

Все результаты, выносимые на защиту, были получены лично соискателем. Постановки задач, рассмотренных в диссертационной работе, принадлежат научному руководителю. Соискателем осуществлялись: разработка и тестирование всех численных программ (численные коды и пакеты других авторов не использовались), проведение расчетов, анализ полученных результатов, подготовка и написание текстов публикаций, а также переписка с редакциями журналов и рецензентами.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях, 5 из которых изданы в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, списка литературы и пяти приложений. Полный объём диссертации составляет 143 страницы, включая 32 рисунка и 1 таблицу. Список литературы содержит 101 наименование.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируются цели, ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы, перечисляются положения, выносимые на защиту, и даётся краткое описание структуры диссертации.

Первая глава представляет собой обзор литературы и некоторых классических решений. В главе рассматривается решение Паркера для солнечного ветра с учётом гравитации; разобраны случаи, возникающие при различных отношениях теплоёмкостей газа; описаны ранние модели взаимодействия солнечного ветра с межзвёздной средой, а также показано влияние межзвёздных атомов и магнитных полей на структуру астросферы. В **разделе 1.1** представлено решение одномерных газодинамических уравнений Эйлера, описывающих течение от сферического источника. Рассмотрено решение для адиабатического течения в отсутствии сил (подраздел 1.1.1); получен гиперзвуковой предел (подраздел 1.1.2), используемый в качестве граничного условия в последующих главах диссертации.

Во **второй главе** проводится параметрическое исследование течения плазмы и атомов в астросфере в зависимости от числа Кнудсена (Kn_{∞}) .

В **разделе 2.1** представлено введение к главе 2: описана мотивация проведённого исследования, сформулированы цели, обоснована ширина выбранного диапазона изменения числа Кнудсена.

Длина свободного пробега атомов водорода определяется частотой процесса перезарядки на протонах и зависит от скорости атома и свойств локальной среды (в большей степени от плотности протонов, в меньшей – от их скорости и температуры). Так как длины свободного пробега атомов различны в различных областях астросферы, поставленная задача имеет множество внутренних размеров. Число Kn_{∞} введено для параметров невозмущенного потока межзвёздной среды.

Размер астросферы определяется динамическим давлением звёздного ветра (или скоростью потери массы звездой) и параметрами межзвёздной среды. Очевидно, что чем меньше число Кнудсена, тем эффективнее процесс перезарядки. С физической точки зрения изменение числа Кнудсена означает изменение характерного размера астросферы. В главе проведено моделирование для широкого диапазона значений числа Кнудсена (0.0001 - 100). Выбор диапазона обусловлен необходимостью анализа данных наблюдений различных астросфер, которые имеют произвольные размеры. В **Таблице 1** для различных звёзд приведены оценки скорости потери массы, размеров астросферы и значений числа Кнудсена, показывающие необходимость проведения параметрического исследования в столь широком диапазоне. При конечном значении числа Кнудсена динамика атомов

Таблица 1 — Оценки скорости потери массы, \dot{M}_{\star} (относительно солнечной величины), размеров астросферы, L_{HP} и значений числа Кнудсена, Кn_{∞} для различных звёзд.

Звезда	$\dot{M}_{\star}/\dot{M}_{\odot}$	L_{HP} /a.e.	Kn_{∞}
LHS 1140	0.0025	11	9.1
GJ205	0.3	20	5.3
Солнце	1	120	0.43
GJ 15AB	10	400	0.37
YZ CMi	30	880	0.15
70 Oph	100	1000	0.033
V374 Pegasi	20000	8500	0.0003

водорода должна описываться кинетически. Если число Кнудсена стремится к бесконечности, то влиянием атомов на течение плазмы можно пренебречь. В этом случае атомы не взаимодействуют с протонами, и течение атомов можно считать свободно-молекулярным. Плазма в этом случае описывается уравнениями идеальной газовой динамики без каких-либо источниковых членов. Этот предел называется в диссертации **плазмо-газо**динамическим. Другой предельный случай возникает при стремлении числа Кнудсена к нулю. В этом случае естественно описывать плазму и нейтральный газ как смесь, называемую **эффективным газом**. Одной из целей диссертации являлось определение значений чисел Kn_∞, при которых достигаются предельные решения.

В разделе 2.2 описана используемая модель. В работе предполагается, что межзвёздная среда состоит из двух компонент: плазмы и атомов водорода. Плазма рассматривается как смесь протонов и электронов с предположением о квазинейтральности ($n_p \approx n_e$) и уравнением состояния: $p_p = 2n_pk_BT_p$, где k_B - постоянная Больцмана (нижний индекс "p" обозначает параметры плазмы). Движение такой смеси описывается системой уравнений Эйлера для одноатомного идеального совершенного газа с постоянными теплоёмкостями ($\gamma = 5/3$):

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \mathbf{div}(\rho_p \mathbf{V}_p) = 0, \\ \frac{\partial (\rho_p \mathbf{V}_p)}{\partial t} + \mathbf{div}(\rho_p \mathbf{V}_p \mathbf{V}_p + p_p \hat{\mathbf{I}}) = \mathbf{Q_2}, \\ \frac{\partial E_p}{\partial t} + \mathbf{div}((E_p + p_p) \mathbf{V}_p) = \mathbf{Q_3}, \end{cases}$$
(1)

где $\rho_p, p_p, \mathbf{V}_p$ – плотность, давление и скорость плазмы, соответственно; $E_p = \frac{p_p}{\gamma-1} + \frac{\rho_p V_p^2}{2}$ – плотность полной энергии. Взаимодействие плазмы с атомами водорода учитывается в правых частях уравнений движения и энергии через источниковые члены $\mathbf{Q}_2, \, \mathbf{Q}_3.$

Для межзвёздного водорода предполагается кинетическое описание. Решается кинетическое уравнение с интегралом столкновений в форме Больцмана для функции распределения атомов водорода $f_{\rm H}$ по скоростям:

$$\frac{\partial f_{\rm H}}{\partial t} + \mathbf{V}_{\rm H} \cdot \frac{\partial f_{\rm H}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m_{\rm H}} \cdot \frac{\partial f_{\rm H}}{\partial \mathbf{V}_{\rm H}} =$$

$$= -f_{\rm H} n_p \int u \,\sigma_{ex}^{\rm HP}(u) \,f_p(\mathbf{V}_p) \,d\mathbf{V}_p +$$

$$+ f_p(\mathbf{V}_{\rm H}) \,n_p \int |\mathbf{V}_{\rm H}^* - \mathbf{V}_{\rm H}| \sigma_{ex}^{\rm HP}(|\mathbf{V}_{\rm H}^* - \mathbf{V}_{\rm H}|) f_{\rm H}(\mathbf{V}_{\rm H}^*) d\mathbf{V}_{\rm H}^*,$$
(2)

здесь и далее $\mathbf{u} = \mathbf{V}_{\mathrm{H}} - \mathbf{V}_{p}, u = |\mathbf{u}|$. $\mathbf{V}_{p}, \mathbf{V}_{\mathrm{H}}$ - индивидуальные скорости протона и водорода, соответственно. \mathbf{F} - суммарная сила гравитации и радиационного давления звезды. $\sigma_{ex}^{\mathrm{HP}}(u) = (2,2835 \cdot 10^{-7} - 1,062 \cdot 10^{-8} \ln(u))^{2}$ - (см²) сечение перезарядки (u в см/с). f_{p} - локально-максвелловская функция распределения протонов. Упругими столкновениями между атомами водорода пренебрегается, ввиду (1) малой концентрации водорода и (2) слабого обмена импульсом в случае столкновения, потому что рассеивание происходит преимущественно на малые углы (эффективность такого процесса в ≈ 10 раз меньше, чем резонансной перезарядки).

Звезда рассматривается как гиперзвуковой источник полностью ионизованной водородной плазмы (число Маха $M \gg 1$, см. подраздел 1.1.2 диссертации) с заданной скоростью потери массы $\dot{M}_{\star} = 4\pi\rho V_0 r^2$ и терминальной скоростью V_0 (асимптотическая скорость истечения из сверхзвукового источника). Межзвёздная среда рассматривается как двухкомпонентная среда: поток полностью ионизованной плазмы с заданными значениями плотности $\rho_{p,\infty}$, скорости V_{∞} и давления $p_{p,\infty}$, и поток нейтрального водорода, для которого задана функция распределения атомов по скоростям и концентрация $n_{\rm H,\infty}$. Две компоненты в набегающем потоке находятся в термодинамическом равновесии и имеют одинаковые среднюю скорость и температуру. Функция распределения атомов при $r \to \infty$ предполагается максвелловской.

В подразделе 2.2.1 описывается безразмерная постановка задачи. Показано, что задача зависит от четырёх безразмерных параметров: $\chi, \eta, M_{\infty}, \operatorname{Kn}_{\infty}. \chi = \frac{V_0}{c_{\infty}}$ — отношение терминальной скорости звёздного ветра к тепловой скорости набегающего потока ($c_{\infty} = \sqrt{2k_BT_p/m_p}$); $\eta = \frac{m_p n_{\mathrm{H},\infty}}{\rho_{p,\infty}}$ — отношение плотности водорода к плотности протонов в набегающем потоке; M_{∞} — число Маха набегающего потока; $\operatorname{Kn}_{\infty} = \frac{l_{ex,\infty}}{L}$ — число Кнудсена по процессу перезарядки, вычисленное по параметрам потока межзвёздной среды, $l_{ex,\infty} = \frac{m_p}{\rho_{p,\infty} \sigma_{\mathrm{rer}}^{\mathrm{rer}}(c_{\infty})}$.

Система (1) в безразмерной форме имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{\rho}_p}{\partial \hat{t}} + \mathbf{div}(\hat{\rho}_p \hat{\mathbf{V}}_p) = 0, \\ \frac{\partial (\hat{\rho}_p \hat{\mathbf{V}}_p)}{\partial \hat{t}} + \mathbf{div}(\hat{\rho}_p \hat{\mathbf{V}}_p \hat{\mathbf{V}}_p + \hat{p}_p \hat{\mathbf{I}}) = \frac{\eta}{\mathrm{Kn}_{\infty}} \cdot \hat{\mathbf{Q}}_2, \\ \frac{\partial \hat{E}_p}{\partial \hat{t}} + \mathbf{div}((\hat{E}_p + \hat{p}_p) \hat{\mathbf{V}}_p) = \frac{\eta}{\mathrm{Kn}_{\infty}} \cdot \hat{\mathbf{Q}}_3, \end{cases}$$
(3)

Кинетическое уравнение (2) ($\mathbf{F} = 0$) в безразмерной форме выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial f_{\rm H}}{\partial \hat{t}} + \hat{\mathbf{V}}_{\rm H} \cdot \frac{\partial f_{\rm H}}{\partial \hat{\mathbf{r}}} = \\ &= -\frac{\hat{f}_{\rm H}}{\mathrm{Kn}_{\infty}} \int |\hat{\mathbf{V}}_{\rm H} - \hat{\mathbf{V}}_{p}| \hat{\sigma}_{ex}^{\rm HP}(|\hat{\mathbf{V}}_{\rm H} - \hat{\mathbf{V}}_{p}|) \hat{f}_{p}(\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{V}}_{p}) d\hat{\mathbf{V}}_{p} + \\ &+ \frac{\hat{f}_{p}(\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{V}}_{\rm H})}{\mathrm{Kn}_{\infty}} \int |\hat{\mathbf{V}}_{\rm H}^{*} - \hat{\mathbf{V}}_{\rm H}| \hat{\sigma}_{ex}^{\rm HP}(|\hat{\mathbf{V}}_{\rm H}^{*} - \hat{\mathbf{V}}_{\rm H}|) \hat{f}_{\rm H}(\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{V}}_{\rm H}^{*}) d\hat{\mathbf{V}}_{\rm H}^{*}. \end{aligned}$$
(4)

Параметры χ , M_{∞} входят только в граничные условия.

Из системы (3) и уравнения (4) очевидно, что чем меньше число Кнудсена, тем больше величина источников в правой части уравнений, и тем значительнее влияние перезарядки на течение. Так как полное четырёх-параметрическое исследование задачи потребовало бы очень больших вычислительных ресурсов, в данной работе три параметра фиксируются (значениями в солнечной системе), а число Kn_{∞} варьируется в широком диапазоне.

В подразделе 2.2.2 кратко описан численный метод решения задачи. Подраздел 2.2.3 вводит понятие локального числа Кнудсена и представляет оценки его значений в разных областях астросферы. Подраздел 2.2.4 описывает математическую модель в плазмо-газодинамическом приближении и приближении эффективного газа.

В разделе 2.3 представлены результаты работы. В подразделе 2.3.1 показаны распределения параметров плазмы. Рисунок 3 демонстрирует безразмерные расстояния от звезды до трёх поверхностей разрыва вдоль оси симметрии (направление против набегающего потока) для различных значений числа Кнудсена. Точки представляют результаты расчётов. Значение Кп_∞ ≈ 0.43 соответствует случаю гелиосферы и отмечено вертикальной зеленой линией. Горизонтальные штриховые и штрихпунктирные линии показывают плазмо-газодинамический предел и предел эффективного газа, соответственно.

Естественно предположить, что положения поверхностей будут стремиться к этим пределам для больши́х и малых значений чисел Кнудсена. Как видно на рисунке, численное решение достигает плазмо-газодинамического предела при $\mathrm{Kn}_\infty\approx 10^2$. Таким образом, для бо́льших значений чисел Кнудсена влияние процесса перезарядки становится пренебрежимо малым и можно использовать плазмо-газодинамический предел. Для малых значений числа Кнудсена ($\mathrm{Kn}_\infty\leq 0.2$) положения внутренней ударной волны и тангенциального разрыва приближаются к полученным в пределе эффективного газа. Однако даже значений $\mathrm{Kn}_\infty\sim 10^{-4}$ недостаточно для достижения предела эффективного газа для внешней ударной волны.

В подразделе **2.3.2** представлены распределения параметров атомов водорода в астросфере при различных значениях числа Кнудсена.



Рисунок 3 — Безразмерное расстояние от звезды до поверхности разрыва по оси x (навстречу набегающему потоку) для различных значений числа Кнудсена. Внутренняя ударная волна (TS) обозначена красным цветом, астропауза (AP) — синим, а внешняя ударная волна (BS) — чёрным. Горизонтальные пунктирные линии показывают положения поверхностей разрыва для плазмо-газодинамического предела, штрихпуктирные - для предела эффективного газа.



Рисунок 4 — Схематическое изображение взаимодействия звёздного ветра с частично ионизованным сверхзвуковым потоком для (А) малых и (Б) протяжённых астросфер. Демонстрация эффекта образования области горячей разреженной плазмы во внешнем ударном слое для протяжённых астросфер. TS - внутреняя ударная волна, АР - тангенциальный разрыв, BS внешняя ударная волна.

В подразделе 2.3.3 описан новый физический эффект, который был обнаружен в рамках диссертационной работы. Он заключается в формировании области горячей разреженной плазмы во внешнем ударном слое для Kn_∞ $\lesssim 0.15$ (жёлтая область на **Рисунке 3**). Данный эффект связан с влиянием вторичной компоненты водорода, которая была рождена во внутреннем ударном слое, затем попала во внешний ударный слой и вновь испытала перезарядку. Таким образом происходит эффективный перенос энергии из внутреннего (горячего) ударного слоя во внешний. Схема данного физического эффекта продемонстрирована на Рисунке 4. Панель (А) иллюстрирует структуру внешнего ударного слоя для больших чисел Кнудсена, или, что одно и то же, для малых астросфер (с расстоянием до внешней ударной волны менее 600 a.e.). В этом случае влияние вторичной компоненты водорода мало, и максимум плотности плазмы во внешнем ударном слое немного смещается от астропаузы к внешней ударной волне за счет слабого локального нагрева. Отметим, что в газодинамическом случае (без влияния атомов) этот максимум расположен строго на астропаузе. В случае же малых чисел Кнудсена или протяжённой астросферы ($\gtrsim 600$ a.e., панель В) нагрев внешнего ударного слоя энергичными нейтральными атомами приводит к образованию горячего разреженного слоя плазмы за астропаузой, а максимальная плотность плазмы во внешнем ударном слое достигается вблизи ударной волны.

В подразделе 2.3.4 обсуждается эффект ослабления внешней ударной волны для некоторого диапазона чисел Кнудсена (серый эллипс на **Рисунке 3**).

В разделе 2.4 диссертации приводится заключение к главе 2.

<u>Третья глава</u> посвящена исследованию влияния азимутального магнитного поля звезды на область взаимодействия звёздного и межзвёздного ветров.

В разделе 3.1 диссертации приводится введение к главе 3. Наблюдения показывают, что в гелиосфере – области заполненной солнечным ветром – присутствует магнитное поле. Это, главным образом, силовые линии солнечного магнитного поля, которые вморожены в солнечный ветер. Однако, на орбите Земли и на бо́лыших гелиоцентрических расстояниях динамическое давление гиперзвукового солнечного ветра является определяющим ($\rho V^2 \gg p$, $\rho V^2 \gg B^2$). Другими словами, газодинамическое и альфвеновское числа Маха много больше единицы, и магнитное поле не оказывает влияния не течение плазмы в гиперзвуковой области потока. После прохождения звёздным ветром ударной волны, величина магнитного поля начинает расти с расстоянием и в какой-то момент магнитное поле становится существенным. Этот эффект не исследовался в классических работах.

В подразделе 3.1.1 дана простая качественная оценка влияния азимутального магнитного поля на звёздный ветер. Можно оценить магнитную силу $\mathbf{F}_{mag} = ([\nabla \times \mathbf{B}] \times \mathbf{B})/(4\pi)$ в области за ударной волной с помощью решения классической газодинамической задачи истечения сверхзвукового

точечного источника в окружающую покоящуюся среду с противодавлением. Это решение включает в себя ударную волну на расстоянии $R_{TS} = \sqrt{\frac{\dot{M}_{\star}V_0}{4\pi p_{\infty}}},$ где R_{TS} - гелиоцентрическое расстояние до ударной волны, \dot{M}_{\star} - скорость потери массы звездой, V_0 - терминальная скорость сверхзвукового звёздного ветра, p_{∞} - давление межзвёздного газа.

В сверхзвуковом звёздном ветре (при $R < R_{TS}$) решением уравнений газовой динамики в гиперзвуковом приближении ($M \gg 1$) является: $V \sim V_0$, $\rho \sim 1/R^2$ и $p \sim 1/R^{2\gamma}$, где R - расстояние до звезды. В дозвуковой области ($R > R_{TS}$) газ можно рассматривать как несжимаемый и получить следующее решение: $V \sim 1/R^2$, $\rho \sim \rho_{\infty}$ и $p \sim p_{\infty}$.

Это решение можно использовать для расчета вмороженного магнитного поля в кинематическом приближении. Решая уравнение $\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] = 0$, получим:

$$R < R_{TS} : B_R \sim 1/R^2, \quad B_\phi \sim (1/R)\sin\theta, \quad B_\theta = 0.$$
⁽⁵⁾

Приведенное выше решение для $R < R_{TS}$ было получено в работе [12].

$$R > R_{TS}: \quad B_R \sim 1/R^2, \ B_\phi \sim R\sin\theta, \quad B_\theta = 0.$$
(6)

Здесь θ - угол, отсчитываемый от оси вращения звезды, ϕ - азимутальный угол.

Как следует из (6), отношение магнитного давления к статическому растёт с расстоянием $(\frac{B^2}{p} \sim R^2)$, поэтому можно ожидать, что начиная с некоторого расстояния магнитное поле будет оказывать динамическое влияние на плазму солнечного ветра. Магнитная сила \mathbf{F}_{mag} имеет единственную составляющую в r -направлении (в цилиндрической $\{z, r, \phi\}$ системе координат, где ось z - ось вращения звезды): $F_{mag, r} = -2r$ для магнитного поля (6), поэтому магнитная сила "притягивает" звёздный ветер к оси z, отклоняя его от исходного радиального направления. Таким образом, звёздный ветер разворачивается и начинает двигаться вдоль оси вращения звезды, формируя трубчатый тангенциальный разрыв (см. Рисунок 5). Из приведённых оценок видно, что даже крайне слабое магнитное поле звезды будет расти в области ударного слоя с расстоянием и в конечном итоге приведёт к образованию трубчатого тангенциального разрыва. Представленная выше задача о взаимодействии намагниченного звёздного ветра с покоящейся межзвёздной средой была рассмотрена в работе [20; 21].

В диссертации рассматривается обобщение описанной выше задачи о влиянии звёздного магнитного поля на глобальную структуру гелиосферы на случай, когда межзвёздная среда движется относительно звезды. В этом случае со стороны набегающего потока на тангенциальный разрыв действует дополнительное динамическое давление. Течение получается трёхмерным. При малых скоростях набегающего потока (малых значениях чисел газодинамического Maxa) трубчатая форма тангенциального разрыва начинает изгибается в подветренном направлении. При увеличении скорости



Рисунок 5 — Схематичная картина течения с тангенциальным разрывом в форме трубки. Ось вращения звезды является осью цилиндрической симметрии. Магнитная сила притягивает поток к оси вращения.

набегающего потока и достижении критических значений чисел Maxa (M^*) происходит изменение формы тангенциального разрыва с трубчатой на классическую-параболоидальную. Детали смены режима течения и критические параметры являются предметом исследования главы 3.

В разделе 3.2 представлена математическая постановка задачи. В подразделах 3.2.1 и 3.2.2 описаны сделанные предположения и представлена используемая математическая модель. Как звёздный ветер, так и межзвёздная среда рассматриваются в рамках одножидкостного идеального МГД-подхода. Предполагается, что оба газа представляют собой полностью ионизованную водородную плазму, поэтому давление и температура связаны следующим образом: $p = 2n_p k_B T$, где n_p - концентрация протонов, T- температура плазмы. Отношение удельных теплоёмкостей γ принимается равным 5/3; межзвёздное магнитное поле отсутствует.

Уравнения идеальной МГД в векторном виде выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \tag{7}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \operatorname{div}\left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(p + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}\right) \cdot \widehat{\mathbf{I}} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{4\pi}\right] = \mathbf{0},\tag{8}$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \operatorname{div}\left[\left(e + p + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}\right)\mathbf{V} - \frac{(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B})}{4\pi}\mathbf{B}\right] = 0, \tag{9}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathbf{B}\mathbf{V} - \mathbf{V}\mathbf{B}) = 0, \quad \operatorname{div}(\mathbf{B}) = 0.$$
(10)

где: $e = \frac{p}{(\gamma-1)} + \rho \frac{\mathbf{V}^2}{2} + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}$ - полная энергия единицы объёма газа, **B** - вектор индукции магнитного поля, **ab** тензорное произведение двух векторов **a** и **b**, **I** единичный тензор, '.' - скалярное произведение.

На внешней границе в набегающем потоке предполагаются известными плотность ρ_{∞} , скорость \mathbf{V}_{∞} и давление p_{∞} . Для внутренних граничных условий на некотором (достаточно малом по сравнению с характерным размером нашей задачи) расстоянии от звезды используется гиперзвуковое решение звёздного ветра (см. подраздел 1.2.2 диссертации), которое определяется скоростью потери звёздной массы \dot{M}_{\star} и терминальной скоростью звёздного ветра V_0 ; магнитное поле предполагается паркеровским (5, B_r пренебрегается) и задаётся константа $F_B = B_{\varphi,E}R_E$, где $B_{\varphi,E}$ - напряженность азимутального магнитного поля на расстоянии R_E . В силу известного решения Паркера, F_B остаётся постоянной в области сверхзвукового звёздного ветра.

В подразделе 3.2.3 представлена безразмерная формулировка задачи. В безразмерной форме задача зависит только от трёх параметров: 1) газодинамического числа Маха в набегающем потоке (M_{∞}) , 2) альфвеновского числа Маха в звёздном ветре (M_A) и 3) отношения теплоёмкостей (γ) . В разделе 3.4 главы представлено решение рассматриваемой задачи для различных значений безразмерных параметров M_{∞} и M_A . Параметр γ в данной постановке не варьируется и полагается равным 5/3 для полностью ионизованной плазмы.

В разделе 3.3 описан используемый численный метод. Уравнения идеальной МГД решаются методом контрольных объёмов. Потоки на границах расчётных ячеек вычисляются с помощью схемы HLLD [17] – приближённого решения задачи о распаде произвольного МГД разрыва. В главе используется декартова вычислительная сетка с возможностью мельчения в заданных областях (аналог adaptive mesh refinement). Программа адаптирована для расчёта на графических процессорах (GPU) с использованием технологии параллельного программирования CUDA.

В разделе 3.4 представлены результаты главы 3. На Рисунке 6 представлены решения для значений $M_A = 12$, близкого к параметрам солнечной системы, и M_{∞} изменяющегося в диапазоне: $0.1 \le M_{\infty} \le 2.2$. Для значения $M_{\infty} = 0$ форма тангенциального разрыва является трубчатой, схематично изображённой на Рисунке 5. При увеличении M_{∞} до 0.1 или 0.25 (Рисунок 6, строки А, В) трубчатый тангенциальный разрыв искривляется под действием динамического давления набегающего потока. В столбцах (1) и (2) изображены изолинии плотности, давления, модуля скорости и числа Маха в плоскости, содержащей направление набегающего потока (ось x) и ось вращения звезды (ось z); в столбцах (3) и (4) эти же параметры изображены в перпендикулярной плоскости, содержащей направление набегающего потока; столбец (5) показывает изолинии плотности и сечение



Ro - плотность, P - давление, |V| - модуль скорости, M - число Маха

Рисунок 6 — Изолинии плотности, давления, модуля скорости и числа Маха в трёх плоскостях: y = 0, z = 0, x = -8.1 для $M_A = 12$ и различных значений M_{∞} . Линии тока звёздного ветра обозначены белым цветом, линии тока межзвёздной среды - чёрным. В столбце (5) тангенциальный разрыв помечен чёрной линией.

тангенциального разрыва в хвостовой области плоскостью, перпендикулярной оси набегающего потока.

Структура течения в хвостовой области при малых числах M_{∞} схематично представлена на **Рисунке 7**. Форма трубчатого тангенциального разрыва показана жёлтым цветом. Показано два типа линий тока межзвёздной среды: красные линии обтекают тангенциальный разрыв и уходят в бесконечность, белые линии разворачиваются за тангенциальным разрывом,



Рисунок 7 — Схематическое изображение обтекания тангенциального разрыва трубчатой формы (отмечен жёлтым цветом) потоком межзвёздной среды. Отмечены два типа линий тока набегающего потока: красные обтекают разрыв и уходят на бесконечность; белые разворачиваются в хвостовой области, приближаются к тангенциальному разрыву и уходят вдоль разрыва (вверх и вниз по оси вращения звезды).

формируя точку торможения на оси x и образуя зону возвратного течения, движутся к тангенциальному разрыву, а затем уходят вверх и вниз вдоль тангенциального разрыва (формируя ещё одну точку торможения на тангенциальном разрыве на оси x).

В строке (С) на **Рисунке 6** изображён случай, при котором качественное изменение решения уже произошло. При достижении критического значения числа $M^*_{\infty} \approx 0.32$, обе точки торможения в хвостовой области уходят в бесконечность и звёздный ветер "прорывает" тангенциальный разрыв в узкой области (см. панель С5). В результате форма тангенциального разрыва меняется от цилиндрической к параболоидальной (хотя и сильно сплюснутой).

При дальнейшем увеличении M_{∞} форма тангенциального разрыва становится всё больше похожей на классическую-параболоидальную. Однако даже при $M_{\infty} = 2.2$ влияние азимутального магнитного поля всё ещё заметно и проявляется в асимметрии тангенциального разрыва, который остаётся вытянут на ≈ 30 % по оси вращения звезды.

В разделе 3.5 диссертации представлено заключение к главе 3.

Завершающий диссертацию раздел под названием "Заключение" содержит основные результаты и выводы проделанной работы.

В **приложении А** диссертации представлено доказательство равенства единице числа Маха в ядре сферического источника – сферы, внутри которой течение невозможно (дополнение к подразделу 1.2.1).

В приложении Б диссертации представлены распределения атомов водорода в задаче главы 2 для малых чисел Кнудсена ($10^{-4} \leq Kn_{\infty} \leq 0.2$). Обсуждается возможность достижения предела эффективного газа.

В приложении В представлены двумерные распределения плотности, давления и числа Маха плазмы в задаче главы 2. В приложении Г представлены особенности реализации численного метода Монте-Карло для моделирования астросфер. В разделе Г.1 показаны способы аналитического вычисления интегралов от максвелловской функции распределения. В подразделах Г.1.1-Г.1.3 представлены интегралы для нахождения частоты перезарядки атомов, источников импульса и энергии, соответственно.

В разделе **Г.2** представлен алгоритм моделирования начальных положений и траекторий на полусфере для расщеплённых атомов (подраздел **Г.2.1**) и основного атома (подраздел **Г.2.2**). В разделе **Г.3** представлен алгоритм моделирования начальных положений и траекторий атомов на диске, перпендикулярном набегающему потоку.

В **разделе Г.4** представлен алгоритм моделирования скорости рождённого при перезарядке атома для расщеплённых атомов (подраздел **Г.4.1**) и основного атома (подраздел **Г.4.2**).

В приложении Д представлены результаты проведённых тестов и результаты сравнения с другими авторами для валидации программного комплекса, используемого в диссертации.

Основные результаты и выводы

В диссертационной работе было исследовано влияние межзвёздных атомов и азимутальной компоненты звёздного магнитного поля на область взаимодействия сферически-симметричного гиперзвукового источника с плоскопараллельным набегающим потоком в рамках двух отдельных задач. Автором была разработана кинетико-газодинамическая модель астросферы для решения поставленных задач.

1. В результате исследования влияния процесса перезарядки на структуру астросферы в широком диапазоне чисел Кнудсена ($0.0001 \le \text{Kn} \le 100$) определена зависимость положения двух ударных волн и тангенциального разрыва от безразмерного параметра. Выяснилось, что процесс перезарядки может приближать поверхности разрыва к звезде до 50% по сравнению с чисто газодинамическим решением.

2. При числах Кнудсена больших 100 решение задачи выходит на плазмогазодинамический предел (в этом случае процессом перезарядки можно пренебречь). Предел эффективного газа не достигается для решения во внешнем ударном слое даже при числах Кнудсена, равных 0.0001. Однако во внутреннем ударном слое и области сверхзвукового течения от источника предел эффективного газа достигается.

3. Отсутствие выхода решения на предел эффективного газа при числах Кнудсена, равных 0.0001, связано с влиянием вторичной популяции нейтральных атомов, рождённых во внутреннем ударном слое, вылетевших во внешний ударный слой и снова испытавших перезарядку. С этим же эффектом при числах Кнудсена меньших 0.15 связано качественное изменение течения во внешнем ударном слое, заключающееся в образовании области горячей разреженной плазмы и качественного изменения профиля плазмы с достижением своего максимума на ударной волне, а не на тангенциальном

разрыве, как в плазмо-газодинамическом решении.

4. Двухпараметрическое исследование влияния азимутального магнитного поля на область взаимодействия звёздного ветра и потока межзвёздной среды показало, что существует два качественно различных решения. При малых числах газодинамического Маха набегающего потока реализуется течение с трубчатой формой тангенциального разрыва, при больших числах Маха - течение с классической-параболоидальной формой. Определены критические значения числа газодинамического Маха, при которых происходит переход от одного режима течения к другому, в зависимости от числа альфвеновского Маха звёздного ветра, характеризующего величину его магнитного поля. Подробно исследован процесс перестройки течения.

5. Для режима течения с трубчатой формой тангенциального разрыва обнаружено возникновение зоны обратного течения и вторичной точки торможения межзвёздной среды с подветренной стороны трубки. Такое течение не было представлено в литературе ранее.

Публикации автора, в которых отражены основные результаты, положения и выводы диссертации

- A1. Korolkov S., Izmodenov V. Effects of charge exchange on plasma flow in the heliosheath and astrosheathes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (Q1). — 2024. — Т. 528, № 2. — С. 2812—2821. — (WoS IF: 5.287, 1.2 п.л. / авторский вклад 0.8 п.л.) — DOI: 10.1093/ mnras/stae187.
- A2. Korolkov S., Izmodenov V. The global structure of astrospheres: Effect of Knudsen number // Publications of the Astronomical Society of Australia (Q1). - 2024. - Т. 41. - e074. - (WoS IF: 5.571, 1.5 п.л. / авторский вклад 1 п.л.) - DOI: 10.1017/pasa.2024.44.
- A3. Korolkov S., Izmodenov V. New unexpected flow patterns in the problem of the stellar wind interaction with the interstellar medium: stationary ideal-MHD solutions // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (Q1). 2021. Т. 504, № 3. С. 4589—4598. (WoS IF: 5.287, 1.2 п.л. / авторский вклад 0.8 п.л.) DOI: 10.1093/mnras/stab1071.
- A4. Astrospheres of Planet-Hosting Cool Stars and Beyond · When Modeling Meets Observations / K. Herbst, L. R. Baalmann, A. Bykov, N. E. Engelbrecht, S. E. S. Ferreira, V. V. Izmodenov, S. D. Korolkov, K. P. Levenfish, J. L. Linsky, D. M. A. Meyer, K. Scherer, R. D. T. Strauss // Space Science Reviews (Q1). 2022. T. 218, № 4. C. 29. (WoS IF: 8.017, 5.3 п.л. / авторский вклад 0.4 п.л.) DOI: 10.1007/s11214-022-00894-3.

А5. Корольков С., Измоденов В. Взаимодействие сверхзвукового звездного ветра с набегающим потоком межзвездной среды: влияние азимутального магнитного поля звезды // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2023. — № 1. — С. 31—40. — (Двухлетний импакт-фактор РИНЦ: 1.752, 1.2 п.л. / авторский вклад 0.8 п.л.) — DOI: 10.31857/S056852812260076Х. — Перевод: Korolkov S.D., Izmodenov V.V. Interaction of the Supersonic Stellar Wind with Free Stream of the Interstellar Medium: the Effect of the Azimuthal Magnetic Field of the Star // Fluid Dynamics. – 2023. – № 1. – С. 9–18 – (Scopus IF: 0.824, 1.2 п.л. / авторский вклад 0.8 п.л.) – DOI: 10.1134/s0015462822601826.

Список литературы

- Neugebauer M., Snyder C. W. Solar Plasma Experiment // Science. 1962. — Vol. 138, no. 3545. — P. 1095—1097. — DOI: 10.1126/science. 138.3545.1095.a.
- Witte M. Kinetic parameters of interstellar neutral helium. Review of results obtained during one solar cycle with the Ulysses/GAS-instrument // AAP. — 2004. — Nov. — Vol. 426. — P. 835—844. — DOI: 10.1051/ 0004-6361:20035956.
- Wallis M. K. Local interstellar medium // Nature. 1975. Vol. 254, no. 5497. — P. 202—203. — DOI: 10.1038/254202a0.
- Baranov V. B., Malama Y. G. Model of the solar wind interaction with the local interstellar medium numerical solution of self-consistent problem // Journal of Geophysical Research. — 1993. — Vol. 98, A9. — P. 15157—15164. — DOI: 10.1029/93JA01171.
- Izmodenov V. V. Physics and Gasdynamics of the Heliospheric Interface // Astrophysics and Space Science. — 2000. — Vol. 274. — P. 55—69. — DOI: 10.1023/A:1026579418955.
- van Buren D., McCray R. Bow Shocks and Bubbles Are Seen around Hot Stars by IRAS // Astrophysical Journal Letters. — 1988. — Vol. 329. — P. L93. — DOI: 10.1086/185184.
- van Buren D., Noriega-Crespo A., Dgani R. An IRAS/ISSA Survey of Bow Shocks Around Runaway Stars // Astronomical Journal. — 1995. — Vol. 110. — P. 2914. — DOI: 10.1086/117739.
- Dgani R., van Buren D., Noriega-Crespo A. Stability Analysis of Bow Shocks // Astrophysical Journal. — 1996. — Vol. 461. — P. 927. — DOI: 10.1086/177114.

- Decin L. et all. The enigmatic nature of the circumstellar envelope and bow shock surrounding Betelgeuse as revealed by Herschel. I. Evidence of clumps, multiple arcs, and a linear bar-like structure // Astronomy & Astrophysics. — 2012. — Vol. 548. — A113. — DOI: 10.1051/0004-6361/201219792.
- Kobulnicky H.A. et all. A Comprehensive Search for Stellar Bowshock Nebulae in the Milky Way: A Catalog of 709 Mid-infrared Selected Candidates // The Astrophysical Journal Supplement Series. — 2016. — Vol. 227, no. 2. — P. 18. — DOI: 10.3847/0067-0049/227/2/18.
- Kobulnicky H.A. et all. Infrared Photometric Properties of 709 Candidate Stellar Bowshock Nebulae // The Astronomical Journal. — 2017. — Vol. 154, no. 5. — P. 201. — DOI: 10.3847/1538-3881/aa90ba.
- 12. Parker E. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields // Ap.J. 1958. Vol. 128. P. 664. DOI: 10.1086/146579.
- Magnetized Jets Driven By the Sun: the Structure of the Heliosphere Revisited / M. Opher, J. F. Drake, B. Zieger, T. I. Gombosi // The Astrophysical Journal Letters. — 2015. — Vol. 800, no. 2. — P. L28. — DOI: 10.1088/2041-8205/800/2/L28.
- 14. Drake J. F., Swisdak M., Opher M. A Model of the Heliosphere with Jets // The Astrophysical Journal Letters. 2015. Vol. 808, no. 2. P. L44. DOI: 10.1088/2041-8205/808/2/L44.
- Kleimann J. et all. The Structure of the Large-Scale Heliosphere as Seen by Current Models // Space Science Reviews. — 2022. — Vol. 218, no. 4. — P. 36. — DOI: 10.1007/s11214-022-00902-6.
- Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин, М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, Г. П. Прокопов. — "'Наука', 1976.
- Miyoshi T., Kusano K. A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics // Journal of Computational Physics. — 2005. — Vol. 208, no. 1. — P. 315—344. — DOI: 10.1016/j.jcp.2005.02. 017.
- 18. Соболь И. М. Численные методы монте-карло. "Наука', 1973.
- Malama Y. G. Monte-Carlo Simulation of Neutral Atoms Trajectories in the Solar System // Astrophysics and Space Science. — 1991. — Vol. 176, no. 1. — P. 21—46. — DOI: 10.1007/BF00643074.
- Two-jet astrosphere model: effect of azimuthal magnetic field / E. A. Golikov, V. V. Izmodenov, D. B. Alexashov, N. A. Belov // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Vol. 464, no. 1. — P. 1065—1076. — DOI: 10.1093/mnras/stw2402.

 Golikov E. A., Izmodenov V. V., Alexashov D. B. Two-jet structure of the flow produced by magnetized hypersonic spherical source into the steady unmagnetized medium // Journal of Physics Conference Series. Vol. 815. — IOP, 2017. — P. 012035. — (Journal of Physics Conference Series). — DOI: 10.1088/1742-6596/815/1/012035.