

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Челябинский государственный университет»

На правах рукописи

Султанов Ильяс Марсович

**Численное МГД-моделирование фрагментации
молекулярных волокон и образования протозвездных
облаков**

Специальность 1.3.3.
Теоретическая Физика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., доцент
Хайбрахманов С. А.

Челябинск — 2026

Оглавление

	Стр.
Введение	4
 Глава 1. Молекулярные волокна в иерархии межзвездных облаков	 13
1.1 Наблюдательные данные о молекулярных облаках	13
1.1.1 Молекулярные волокна	13
1.1.2 Ядра молекулярных облаков	21
1.2 Теоретические модели образования волокон	25
1.3 Исследования коллапса волокон	29
1.4 Модели фрагментации волокон	33
1.5 Индуцированное звездообразование	36
1.6 Выводы по главе	39
 Глава 2. Теоретическая модель волокна с магнитным полем . . .	 42
2.1 Постановка задачи	42
2.1.1 Однородное волокно	42
2.1.2 Обжатие волокна ударной волной	45
2.2 Описание численного кода	46
2.2.1 Тестовые расчеты	50
2.3 Численная модель молекулярного волокна	52
2.4 Параметры моделей	54
2.5 Метод определения гравитационной связности ядер	55
2.6 Выводы по главе	57
 Глава 3. Эволюция однородного волокна с магнитным полем .	 58
3.1 Эволюция волокон	58
3.1.1 Эволюция однородных волокон	58
3.1.2 Обжатие волокон ударными волнами	62
3.2 Эволюция волокон с магнитным полем	65
3.3 Характеристики ядер, образующихся в результате коллапса на концах волокна	68

	Стр.
3.3.1 Характерные массы и размеры ядер	70
3.3.2 Магнитное поля ядер на краях волокна	74
3.4 Выводы по главе	77
Глава 4. Фрагментация волокон с магнитным полем	81
4.1 Параметры фрагментации	81
4.2 Фрагментация в рамках подхода Чандрасекара и Ферми	81
4.2.1 Общая картина эволюции волокна	83
4.2.2 Характеристики ядер	89
4.3 Фрагментация в рамках подхода Стодолкевича	93
4.3.1 Общая картина эволюции волокна	93
4.3.2 Характеристики ядер	101
4.4 Выводы по главе	106
Заключение	109
Публикации автора по теме диссертации	113
Список литературы	115

Введение

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности.

Наблюдения межзвездной среды, проведенные в субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах, показывают, что процессы образования звезд происходят в межзвездных облаках, которые состоят преимущественно из молекулярного водорода и обладают вытянутой структурой [1]. Предполагается, что образование звезд происходит в результате процесса выделения самогравитирующих уплотнений внутри молекулярных облаков — гравитационной фрагментации. Данные самогравитирующие ядра молекулярных облаков называют протозвездными облаками [2]. Характеристики образующихся ядер молекулярных облаков, в частности, спектр их масс, до сих пор детально не изучены. В связи с этим исследование ранних этапов звездообразования и, в частности, фрагментации межзвездных молекулярных облаков являются актуальными задачами в теоретической астрофизике и астрономии.

Молекулярные волокна могут образовывать комплексы облаков протяженностью до сотен пк. Наблюдаемая характерная толщина отдельных волокон, находящихся в Галактической плоскости, варьируется от 0.1 пк для близко расположенных волокон (расстояние до Земли ≤ 500 пк) до 0.5 пк для волокон, расположенных на расстоянии 3.5 кпк [1; 3–9]. Распределение по линейным массам, построенные для близко находящихся волокон в поясе Гулда, выявило, что линейная масса около половины волокон превышает критическое значение в $\sim 16 M_{\odot} \cdot \text{пк}^{-1}$, которое определяет баланс гравитации и давления, что говорит об их неравновесности [1].

Поляризационное картирование и наблюдение эффекта Зеемана выявили наличие магнитного поля в молекулярных волокнах. Магнитное поле является упорядоченным на масштабах нескольких пк. Интенсивность и геометрия магнитного поля зависит от концентрации вещества в волокне: в облаках с низкой лучевой концентрацией ($\leq 10^{21} - 10^{22} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$) магнитное поле выровнено вдоль волокна и обладает интенсивностью порядка $\sim 10^{-5}$ Гс, в облаках с большей концентрацией магнитное поле перпендикулярно волокну и обладает интенсивностью $\sim 10^{-4}$ Гс [10–15].

Внутри комплексов волокнистых облаков обнаруживаются плотные образования — ядра молекулярных облаков, размеры и массы которых находятся в

диапазонах $0.01 - 0.1$ пк и $0.02 - 20 M_{\odot}$ [2]. Анализ масс и размеров ядер показывает, что некоторые ядра демонстрируют признаки гравитационного сжатия, то есть могут считаться протозвездными облаками. Внутри некоторых уплотнений обнаружены компактные источники излучения, что позволяет их классифицировать как молодые звездные объекты [2; 16]. Распределение протозвездных облаков по массам совпадает с распределением молодых звезд. Большинство протозвездных облаков и молодых звездных объектов расположены в волокнах, которые являются неравновесными. Приведенные наблюдательные данные позволяют предположить, что образование звезд происходит в результате неравновесного процесса выделения плотных самогравитирующих ядер внутри молекулярных волокон за счет гравитационной неустойчивости и их последующего коллапса.

В классических работах коллапс волокон исследовался в приближении бесконечного цилиндрического облака [17–19]. В данном приближении, отношение гравитационной силы g_r , сжимающей волокно, и силы противодействующей сжатию, обусловленной градиентом внутреннего давления ∇P , зависит от радиуса облака R как $\propto R^{2\gamma-2}$, где γ — эффективный показатель адиабаты, который определяет уравнение состояния межзвездного газа с учетом процессов нагрева и охлаждения. Из данного отношения следует, что коллапс останавливается градиентом внутреннего давления при любых $\gamma > 1$, то есть возможным является только изотермическое сжатие волокна при $\gamma \rightarrow 1$. Для изотермического волокна, находящегося в гидростатическом равновесии, плотность распределяется по закону $\propto (1 + R^2)^{-2}$ [18; 19]. Анализ устойчивости равновесных облаков показал, что неустойчивыми являются облака с линейной массой, превышающей критическое значение $\mu_{crit} = \frac{2c_T^2}{G}$ [19], где c_T — изотермическая скорость звука, G — гравитационная постоянная.

Одним из механизмов формирования уплотнений внутри волокон является развитие гравитационной неустойчивости, вызванной малыми возмущениями. Как и в классической постановке задаче Джинса, к неустойчивости внутри волокон приводят возмущения с длиной волны, превышающей критическое значение λ_{crit} . Значение λ_{crit} зависит от типа задаваемого возмущения. В работе Чандрасекара и Ферми [17] рассматривалась неустойчивость, вызванная возмущениями поверхности в цилиндрическом облаке с продольным магнитным полем. В работах Стодолкевича [18] и Нагасавы [20] в качестве возмущений задавались магнитогазодинамические (МГД) волны малой амплитуды.

Гравитационная неустойчивость облаков может быть обусловлена воздействием внешней среды. Данный механизм формирования протозвездных облаков называется индуцированным звездообразованием. В таком сценарии фрагментации параметры выделяемых протозвездных облаков обуславливаются в том числе и параметрами среды, окружающей облако. В зависимости от условий, взаимодействие может как вызывать процессы образования ядер, так и препятствовать им или приводить к разрушению облака. Одним из возможных сценариев индуцированного звездообразования является обжатие молекулярных облаков межзвездными ударными волнами [21; 22].

Моделирование коллапса изолированных цилиндрических облаков конечных размеров показало, что в результате эффекта гравитационной фокусировки [23] на краях облаков волокон могут выделяться уплотнения, которые передвигаются к центру облака [24]. Данный механизм формирования ядер называется «коллапс с конца». В работе Бастиена [24] было установлено, что ядра на краях формируются в вытянутых равновесных облаках с линейной массой меньше критического значения. В противном случае происходит однородное сжатие облака без выделения уплотнений в волокне. Моделирования эволюции молекулярных волокон, проведенные с помощью численных кодов ENLIL и FLASH [25–27], продемонстрировали, что глобальное сжатие неравновесного облака может быть замедленно градиентом давления продольного магнитного поля, а уплотнения могут успеть сформироваться как на краях облака, так и внутри. Расчеты, проведенные с помощью кода SEREN в работе [28], показали, что в гравитационно-неустойчивом волокне, обжимаемом внешним давлением, флуктуации, вызванные внутренней турбулентностью, эволюционируют в квазипериодические осцилляции скоростей газ вдоль оси волокна. Авторы обнаружили, что длина волны осцилляций совпадают с размерами выделяемых фрагментов. В зависимости от величины внешнего давления, образуемые уплотнения могут обладать вытянутой или сжатой формой. Моделирование индуцированного звездообразования в работе Дудрова и др. показало, что обжатие протозвездного облака ударной волной приводит к формированию непрозрачного ядра на меньших временных масштабах, чем в моделях турбулентного облака или облака с магнитным полем [29]. Расчеты проведенные с помощью кода Enzo в работе Киношита и др. [30] показали, что необходимое для фрагментации облака значение числа Маха может зависеть от радиуса самого облака. В работе Абэ и др. [31] численное моделирование, проведенное с

помощью кода SFUMATO, показало, что обжatie газопылевого слоя ударной может привести к образованию кластеров массивного звездообразования.

В указанных выше работах, посвященных моделированию коллапса молекулярных волокон, преимущественно исследуется эволюция и фрагментация волокон в зависимости от размеров волокна, начальной линейной массы волокна, интенсивности и геометрии магнитного поля, внешнего давления. Однако остается неисследованной гравитационная связанность формируемых внутри волокон уплотнений, изучение которой позволит определить условия образования протозвездных облаков внутри молекулярных волокон. Для определения начальных условий формирования протозвездных облаков необходимо провести анализ зависимости характеристик гравитационно-связанных ядер от начальных тепловой, магнитной, гравитационной энергий волокна и от длины начального возмущения. Приведенные выше наблюдательные данные говорят о наличии в молекулярных облаках магнитного поля, влияние которого на характеристики гравитационно-связанных ядер, образующихся в результате фрагментации, не определено. В предыдущих работах, посвященных исследованию фрагментации, не исследовано распределение магнитного поля внутри ядер. При моделировании важно учитывать большой перепад плотности, образующийся в результате выделения уплотнений внутри волокна, поэтому для исследования эволюции молекулярных облаков вплоть до образования протозвездных ядер, необходимо использовать многомерные параллельные МГД-коды с иерархическими сетками.

Для решения указанных проблем в данной работе разрабатывается теоретическая модель гравитационной фрагментации молекулярных волокон с магнитным полем, и проводится серия численных расчетов с помощью численного кода FLASH. Эволюция волокон впервые исследуется в широком диапазоне начальных линейных магнитной, тепловой и гравитационной энергий волокна. Определяются условия формирования гравитационно-связанных ядер и их параметры в сценарии «коллапса с конца». Определяется зависимость параметров ядер, формирующихся в результате роста малых возмущений, от длины задаваемого возмущения. Впервые исследуется геометрия, интенсивность и распределение магнитного поля внутри ядер.

Целью работы является теоретическое моделирование гравитационной фрагментации молекулярных волокон с магнитным полем. **Задачи** работы:

1. Разработать теоретическую модель межзвездных молекулярных волокон с продольным магнитным полем.
2. С помощью разработанной модели исследовать роль магнитного поля в эволюции и фрагментации изначально равновесных и неравновесных волокон. Определить условия развития коллапса на концах волокна.
3. Исследовать фрагментацию волокон в сценарии индуцированного звездообразования, вызванного обжатием межзвездной ударной волной. Определить условия фрагментации волокон. Провести анализ поля скоростей, возникающего в результате турбулентного перемешивания после прохождения ударной волны.
4. Исследовать фрагментацию волокон в сценариях классической гравитационной неустойчивости и неустойчивости, вызванной возмущениями поверхности волокна. Определить гравитационную связанность уплотнений, образующихся внутри волокна. Найти зависимость свойств выделяемых уплотнений от параметров возмущений. Проанализировать, как происходит фрагментация в облаках с различной начальной степенью неравновесности.
5. Определить, как меняются свойства магнитных полей ядер, образующихся в результате фрагментации волокон, в процессе их эволюции.

Научная новизна

1. Разработана оригинальная теоретическая модель фрагментации межзвездного молекулярного волокна с продольным магнитным полем.
2. С помощью модели впервые детально исследованы эволюция и фрагментация волокон в широком диапазоне начальных тепловой, магнитной и гравитационной энергий. Показано, что размеры и массы ядер молекулярных волокон, образующихся в результате фрагментации волокон с продольным магнитным полем, превышают размеры и массы ядер, выделяющихся в волокнах без магнитного поля.
3. Впервые выявлено, что коллапс на краях равновесных межзвездных молекулярных волокон может быть значительно замедлен обжатием ударной волной. Внутри волокон формируются дозвуковые возмущения скорости, которые могут привести к развитию турбулентности.
4. Впервые выявлено, что фрагментация, вызванная ростом малых возмущений, в изначально неравновесных волокнах приводит к формированию уплотнений, в которых выделяется несколько гра-

витационно-связанных областей. В изначально равновесных волокнах каждому уплотнению соответствует одно гравитационно-связанное ядро.

5. Впервые продемонстрировано, что ядра, выделяющиеся в результате эффектов гравитационной фокусировки на краях волокна, и ядра, формирующиеся в результате роста малых возмущений внутри волокна, эволюционируют на разных временных масштабах. В результате данного эффекта, на краях и внутри волокна формируются ядра с разными характерными размерами, массами и интенсивностью магнитного поля.
6. Впервые показано, что направление преимущественного сжатия ядер молекулярных волокон по отношению к направлению магнитного поля волокна меняется со временем. На начальных стадиях в равновесных волокнах сжатие ядер происходит вдоль направления магнитного поля волокна. В неравновесных волокнах, наоборот, ядра изначально сжимаются поперек линий магнитного поля. Независимо от степени равновесности волокна, со временем сжатие ядер приобретает анизотропный характер, который описывается степенной зависимостью интенсивности магнитного поля от плотности с показателем степени $1/3$.

Теоретическая значимость диссертации заключается в развитии теории ранних этапов звездообразования. Разработка теоретической модели для исследования эволюции волокон в широком диапазоне начальных параметров позволила определить ключевую роль магнитного поля в образовании уплотнений на краях волокон, а также определить и сравнить свойства ядер, формирующихся в результате разных механизмов фрагментации волокон. Разработанный подход в дальнейшем позволит исследовать распределение ядер молекулярных облаков по массам, размерам, магнитным потокам и угловым моментам.

Практическая значимость диссертации заключается в применении разработанных моделей для интерпретации наблюдательных данных о ядрах молекулярных облаков. Сравнение параметров ядер с наблюдательными данными позволит определить, за счет какого механизма фрагментации образовались ядра в наблюдаемых волокнах. Полученные в результате расчетов параметры гравитационно-связанных уплотнений могут быть использованы в качестве начальных условий при исследовании эволюции протозвездных облаков.

Методы исследования. Для решения поставленных задач была разработана теоретическая модель волокна, которая основана на численном решении уравнений магнитной газодинамики, позволяющих исследовать эволюцию неравновесных самогравитирующих структур в межзвездной среде. Теоретическая модель была реализована в виде нового модуля для численного кода FLASH4, который использует технологию адаптивно-встраиваемых сеток (AMR). Уравнения идеальной МГД в коде FLASH решаются с помощью схемы MUSCL годуновского типа. Гравитационный потенциал в коде FLASH находится с помощью древесного алгоритма Барнса-Хата. Обработка, анализ и визуализация результатов расчетов выполняется с помощью средств языка программирования Python.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту

1. Разработана оригинальная теоретическая МГД-модель эволюции межзвездного молекулярного волокна с продольным магнитным полем.
2. Впервые показано, что массы и размеры ядер молекулярных облаков, выделяющихся в результате эффектов гравитационной фокусировки на краях межзвездных молекулярных волокон с продольным магнитным полем, на порядок превышают массы и размеры ядер, формирующихся на краях равновесных волокон без магнитного поля. Уплотнения коллапсируют на шкале времени свободного падения и передвигаются к центру облака. В волокнах с продольным магнитным полем скорость ядер превышает скорость звука и составляет $\sim 5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.
3. Впервые обнаружено, что коллапс на краях межзвездных молекулярных волокон может быть замедлен изотермическим обжатием межзвездной ударной волной слабой интенсивности. Показано, что внутри молекулярных волокон могут формироваться крупномасштабные вихри с дозвуковой дисперсией скорости, которые в дальнейшей эволюции волокна могут привести к развитию турбулентности внутри волокна.
4. Показано, что в неравновесных волокнах периодические возмущения поверхности приводят к формированию уплотнений, внутри которых выделяются несколько гравитационно-связанных областей. В равновесных волокнах уплотнения эволюционируют в ядра эллипсоидальной формы. Массы образующихся ядер находятся в диапазоне $0.2 - 4 M_{\odot}$,

что согласуется с наблюдательными данными о ядрах волокон в областях звездообразования в молекулярном облаке Orion A.

5. Впервые обнаружено, что гравитационная фокусировка на краях волокна приводит к образованию ядер на меньшей шкале времени, чем фрагментация, вызванная малыми возмущениями внутри молекулярного волокна. Данный эффект может обуславливать различия возраста ядер на краях и внутри наблюдаемых волокон, таких как ядра в волокне L1495-B218, и, соответственно, обуславливать различие возраста образующихся в них звезд.
6. Обнаружено, что магнитное поле внутри ядер распределено симметрично в направлении вдоль радиуса волокна и асимметрично – вдоль оси волокна. На начальных этапах коллапса в неравновесных облаках ядра сжимаются поперек линиям магнитного поля, в равновесных облаках – вдоль. Впервые показано, что в ходе дальнейшего коллапса сжатие в обоих случаях приобретает анизотропный характер, который характеризуется степенной зависимостью магнитной индукции от плотности $B \sim \rho^{1/3}$. Полученные данные позволяют объяснить наблюдаемую эволюцию магнитных полей молекулярных облаков и их ядер, в частности ядер волокна SDC18.624-0.070.

Достоверность полученных результатов подтверждается тем, что в работе используются современные апробированные численные методы. Результаты расчетов в предельных случаях согласуются с предсказанием аналитических моделей и результатами других авторов. Основные результаты и выводы докладывались и обсуждались на всероссийских и международных конференциях, и описаны в рецензируемых научных статьях.

Апробация результатов. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях и семинарах: еженедельный астрофизический семинар кафедры общей и теоретической физики ФГБОУ ВО «ЧелГУ»; астрофизический семинар ИНАСАН; объединенный семинар научных подразделений ГАО РАН; астрофизический семинар АКЦ ФИАН; 50-я, 51-я и 52-я Международные студенческие научные конференции «Физика космоса» (Екатеринбург, УрФУ, Коуровская астрономическая обсерватория, 2023 — 2025 г.); Всероссийская с международным участием научная конференция «Современная звездная астрономия – 2023» (Волгоград, МГУ, ИНАСАН, ВолГУ); Международная конференция Challenges and Innovations in Computational Astrophysics V (IAU

Commission B1: Computational Astrophysics, 2023 г.); Всероссийская астрономическая конференция, ВАК-2024: «Современная астрономия: от ранней вселенной до экзопланет и черных дыр» (Нижний Архыз, САО РАН, 2024 г.); Всероссийские 8-я и 9-я конференции «Звездообразование и планетообразование» (Москва, АКЦ ФИАН, ГАИШ МГУ, 2024 – 2025 г.); Вторая всероссийская школа-семинар по компьютерному моделированию «АтоМ:from atomistic to Macro» (Челябинск, ЧелГУ, 2025 г.)

Публикации и личный вклад. Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 печатных и электронных изданиях, 4 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [A1 – A4], 5 — в трудах российских и международных конференций [A5 – A9].

Результаты излагались также в отчётах по проектам Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), Российского научного фонда (РНФ), Фонда поддержки молодых ученых (ФПМУ) и Фонда перспективных научных исследований (ФПНИ).

Автором получены все основные результаты, выносимые на защиту. На основе уравнений МГД разработана теоретическая модель молекулярного волокна с магнитным полем. Алгоритм решения уравнений модели реализован в виде модуля для численного кода FLASH. Всего выполнено около 20 расчетов с разными начальными значениями линейной массы, температуры, интенсивностью магнитного поля волокна и длиной волны начального возмущения. На языке программирования Python написаны программы для обработки, анализа и визуализации данных, полученных с помощью кода FLASH. Выполнен анализ полученных результатов. Автор принимал активное участие в написании статей по результатам работ.

Структура и объем диссертации

Работа состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения, списка публикаций автора из 9 работ, списка литературы из 85 источников; изложена на 123 страницах; содержит 12 таблиц и 72 рисунка.

Глава 1. Молекулярные волокна в иерархии межзвездных облаков

В данной главе представлен анализ наблюдательных данных о молекулярных волокнах и ядрах молекулярных облаков. Приводятся характерные значения концентраций волокон, толщины и распределение волокон по линейным массам, указываются данные об интенсивности магнитного поля и его геометрии. Для ядер приводится распределение по массам. Обсуждаются теоретические модели формирования волокнистой структуры в молекулярных облаках. Анализируются результаты теоретического исследования коллапса волокон и модели фрагментации волокон.

1.1 Наблюдательные данные о молекулярных облаках

1.1.1 Молекулярные волокна

Структура облаков

Благодаря множеству теоретических и наблюдательных работ, проведенных за последние десятилетия, было установлено, что процессы звездообразования происходит в наиболее плотных частях межзвездных облаков молекулярного водорода, которые обладают волокнистой структурой.

Одними из первых на волокнистую структуру межзвездных молекулярных облаков указывали исследования, проведенные Шнайдером и Элмегрином [32]. Проведенные с помощью Паломарской обсерватории наблюдения в инфракрасном диапазоне позволили составить каталог из 23 вытянутых облаков в области Тельца. Внутри облаков были замечены уплотнения (глобулы), равноудаленные друг от друга. На рисунке 1.1 показан пример такого вытянутого облака с указанными в нем глобулами.

Детально исследовать волокнистую структуру молекулярных облаков позволили наблюдения проведенные с помощью космического телескопа Гершель в

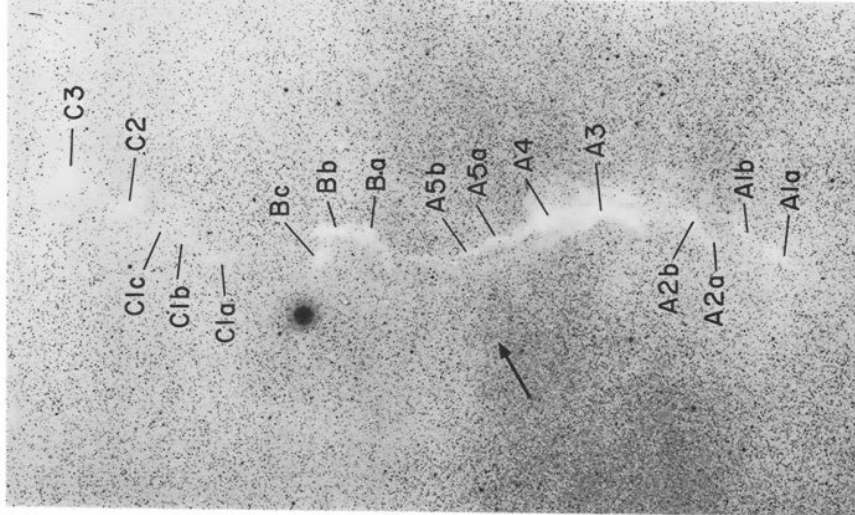


Рисунок 1.1 — Глобулы в гигантском волокне GF3 в области Тельца [32].

далеком инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах [33–37]. Наблюдения проводились за огромными комплексами межзвездными облаков — в частности, за близко расположенными комплексами, в основном находящимися в поясе Гулда [1]. Для близко расположенных молекулярных облаков (≤ 500 пк) разрешение наблюдений составляло ~ 0.03 пк, что совпадает с размерами протозвездных ядер. В исследуемых комплексах облаков IC5416, Орионе Б, в созвездии Орла, Polaris, Тельца и Змееносца Всего было обнаружено 1310 волокнистых структур. В качестве примера на рисунке 1.2 представлены карты лучевой концентрации в облаках Орион Б и IC5416 с обнаруженной внутри волокнистой структурой.

Лучевая концентрация волокон варьируются от 10^{20} см $^{-2}$ для самых разреженных облаков и до 10^{22} см $^{-2}$ для самых плотных. Линейные массы волокон находятся в широком диапазоне значений от $M_{\text{line}} < 1M_{\odot} \cdot \text{пк}^{-1}$ и до $M_{\text{line}} > 100M_{\odot} \cdot \text{пк}^{-1}$. В работе Арзуманиан и др. [1] для анализа распределения лучевой концентрации и температуры поперек вытянутой структуры рассматривались такие волокна, у которых отношение длины к ширине AR (Aspect Ratio) находится в диапазоне от 3 до примерно 30. Примерно для половины рассматриваемых волокон это отношение было $AR > 5$, всего таким образом было выделено 599 волокон.

Полученная путем интегрирования вдоль луча зрения (line-of-sight integrated) температура пыли в волокне ($T_{\text{dust}}^{\text{crest}}$) составляет ~ 15 К с разбросом в 3 К. На рисунке 1.3(В) представлена зависимость средней разности температур пыли внутри волокна и снаружи от лучевой концентрации. Рисунок показы-

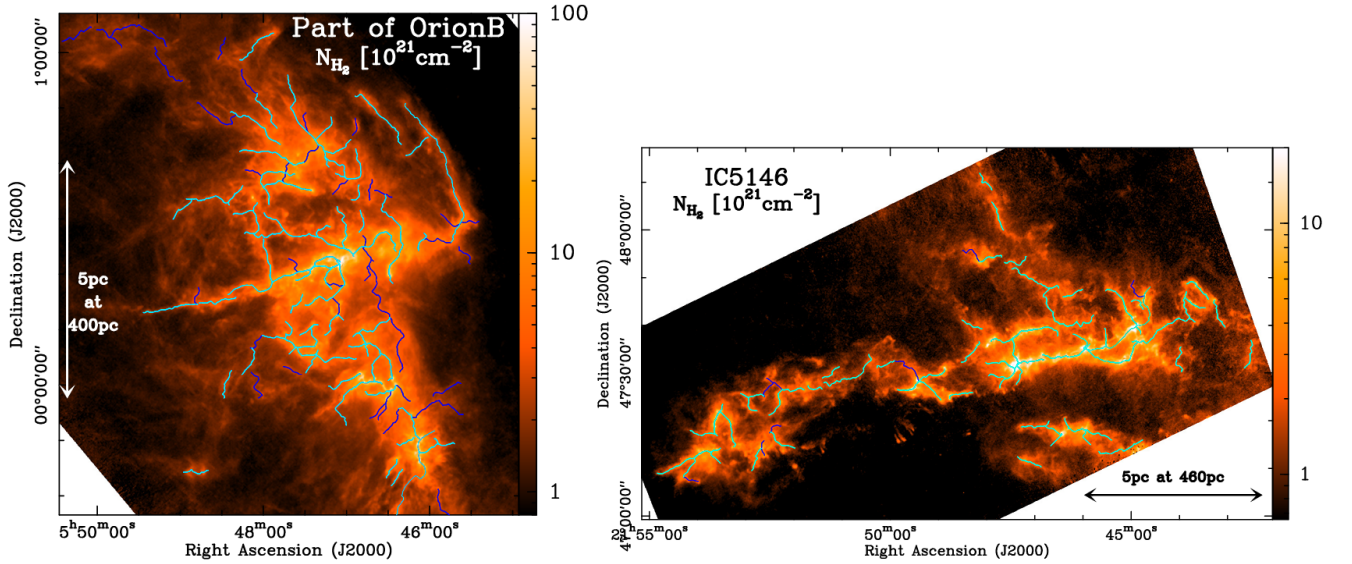


Рисунок 1.2 — Карты лучевой концентрации молекулярного водорода для области Орион Б (слева) и IC5146 (справа), полученные телескопом Гершель [1].

Линиями отмечены волокнистые структуры

вает, что в основном температура пыли в окружающих облаках $T_{\text{dust}}^{\text{bg}}$ больше температуры волокон $T_{\text{dust}}^{\text{crest}}$. Данное распределение температуры соответствует описанию молекулярных волокон как трехмерных цилиндрических структур, в которых рост плотности сопровождается ростом лучевой концентрации. Зависимость лучевой концентрации волокна $N_{\text{H}_2}^0$ от фоновой $N_{\text{H}_2}^{\text{bg}}$ представлена на рисунке 1.3(С). Даже в пределах одного облака фоновая лучевая концентрация значительно варьируется. Стоит отметить наличие заметной корреляции между $N_{\text{H}_2}^0$ и $N_{\text{H}_2}^{\text{bg}}$. Данные результаты означают, что свойства окружающего газа, например давление, могут значительно влиять на эволюцию волокон.

Полученные результаты наблюдений позволяют провести оценку гравитационной устойчивости молекулярных волокон с помощью сравнения линейной массы с критическим значением $M_{\text{crit}} = \frac{2c_{\text{T}}^2}{G}$, где c_{T} — изотермическая скорость звука, G — гравитационная постоянная. Скорость звука при характерных температурах составляет $c_{\text{T}} \approx 0.2$ км/с, тогда критическое значение линейной массы равно $\approx 16 M_{\odot} \cdot \text{пк}^{-1}$. В таблице 1 приведены доля $N_{\text{sub}}^{\text{fil}}/N_{\text{tot}}^{\text{fil}}$ субкритических волокон, $M_{\text{line}} < M_{\text{crit}}/2$ (столбец 3), доля $N_{\text{sub}}^{\text{crit}}/N_{\text{tot}}^{\text{fil}}$ критических волокон, $M_{\text{crit}}/2 < M_{\text{line}} < 2M_{\text{crit}}$ (столбец 4) и доля $N_{\text{sup}}^{\text{fil}}/N_{\text{tot}}^{\text{fil}}$ сверхкритических волокон, $M_{\text{line}} > 2M_{\text{crit}}$ (столбец 5) в поясе Гулда. Результаты, приведенные в таблице показывают, что суммарная доля критических (неравновесных) и сверхкрити-

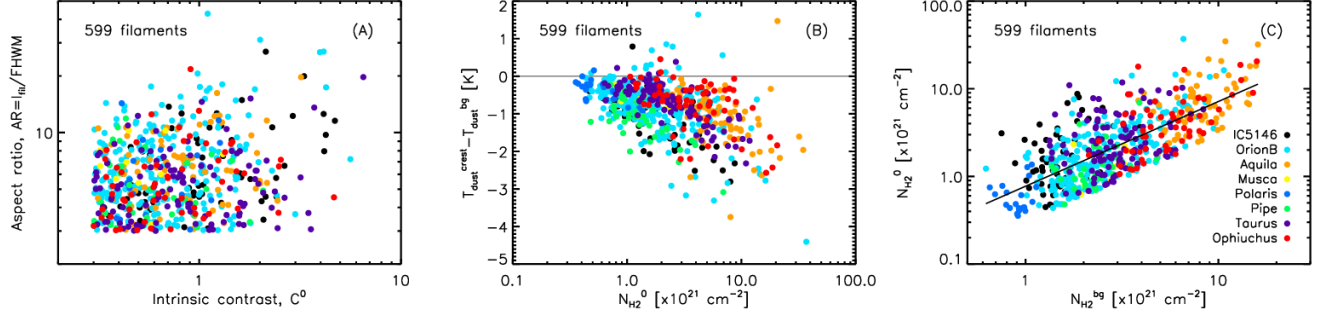


Рисунок 1.3 — (А) Зависимость отношения длины волокна к его ширине от контраста плотности и снаружи волокна ($C^0 = (N_{\text{H}_2}^{\text{fil}} - N_{\text{H}_2}^{\text{bg}})/N_{\text{H}_2}^{\text{bg}} = N_{\text{H}_2}^0/N_{\text{H}_2}^{\text{bg}}$). (В) Средняя разность температуры волокна и фоновой температуры от $N_{\text{H}_2}^0$. Горизонтальная линия соответствует равенству этих температур. (С) Лучевая концентрация $N_{\text{H}_2}^0$ в зависимости от фоновой концентрации $N_{\text{H}_2}^{\text{bg}}$. Прямая линия соответствует зависимости $N_{\text{H}_2}^0 = (0.95 \pm 0.15)N_{\text{H}_2}^{\text{bg}} + (-0.15 \pm 0.39) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ [1].

ческих (сильно неравновесных) волокон составляет примерно половину от всех волокон.

Таблица 1 — Количество субкритических (столбец 3), критических (4) и сверхкритических (5) волокон в поясе Гулда.

Наблюдаемая Область	$N_{\text{tot}}^{\text{fil}}$	$N_{\text{sub}}^{\text{fil}}/N_{\text{tot}}^{\text{fil}}$ %	$N_{\text{crit}}^{\text{fil}}/N_{\text{tot}}^{\text{fil}}$ %	$N_{\text{sup}}^{\text{fil}}/N_{\text{tot}}^{\text{fil}}$ %
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
IC5416	67	40	54	6
Орион Б	410	52	41	6
Орел	137	21	61	18
Муха	47	79	19	2
Polaris	32	100	0	0
Курительная трубка	148	95	5	1
Тельца	266	67	31	2
Змееносец	204	50	44	6
Общее количество	1311	58	37	6

Анализ радиальных радиальных профилей лучевой концентрации с помощью функции Гаусса показал, что характерная толщина волокон составляет 0.09 ± 0.05 пк (см. рисунок 1.4). В случае когда радиальный профиль концентраций аппроксимируется функцией Пламмера:

$$N_{\text{H}_2}^{\text{Pl}} = \frac{N_{\text{H}_2}^{0, \text{Pl}}}{\frac{p-1}{1 + (r/R_{\text{flat}})^2}} + N_{\text{H}_2}^{\text{bg}, \text{Pl}} \quad (1.1)$$

где $N_{\text{H}_2}^{0, \text{Pl}}$ — центральное значение лучевой концентрации, R_{flat} — радиус внутренней однородной части облака и $N_{\text{H}_2}^{\text{bg}, \text{Pl}}$ — фоновая концентрация для распределения, p — показатель степени для распределения вне однородной части облака, значение характерной толщины равно 0.1 ± 0.08 пк, при среднем значении показателя степени $p \approx 2$ (см. рисунок 1.5

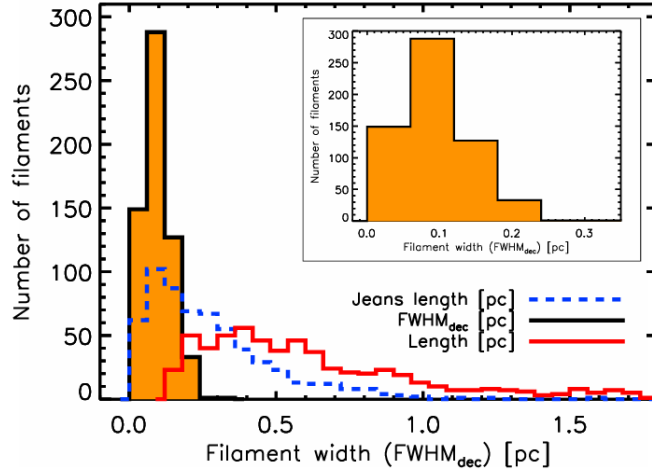


Рисунок 1.4 — Распределение толщины волокон для волокон в поясе Гулда с отношением длины к ширине > 5 . В правом верхнем углу показано тоже самое распределение в более узком диапазоне значений вдоль оси x [1]. Синей пунктирной линией приведено распределение длины волны Джинса, рассчитанной для плотности газа в центре волокна с $T = 10$ К. Красной линией показано распределение длин волокон.

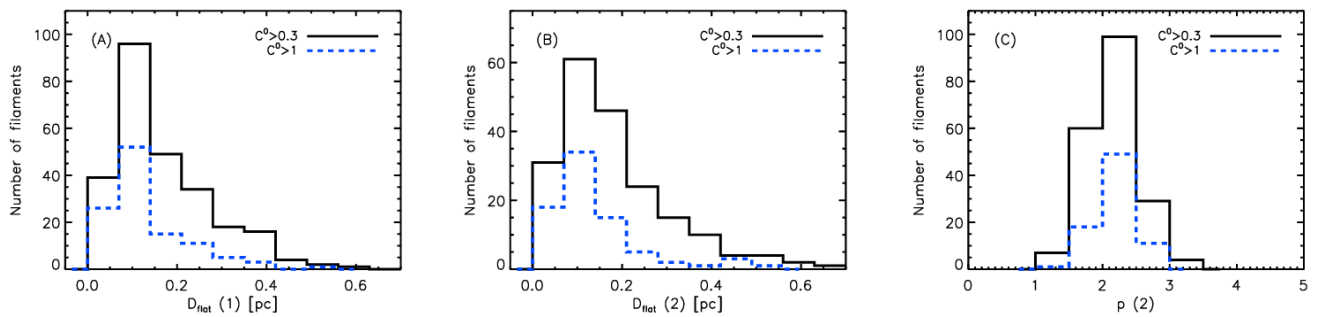


Рисунок 1.5 — (А) Распределение толщины волокон при постоянном $p = 2$ [1]. (В) Распределение толщины волокон при варьируемом значении p . (С) Распределение параметра p для функции Пламмера.

Распределение волокон по линейным массам для выбранных 599 волокон в Поясе Гулда приведено на рисунке 1.6. Для сверхкритических волокон, у которых линейная масса больше $16 M_{\odot} \cdot \text{пк}^{-1}$, наблюдается степенное распределение

$\Delta N/\Delta M_{\text{line}} \propto M_{\text{line}}^{-1.59 \pm 0.07}$, которое согласуется с Солпитеровским распределением $dN/dM_* \propto M_*^{-1.35}$.

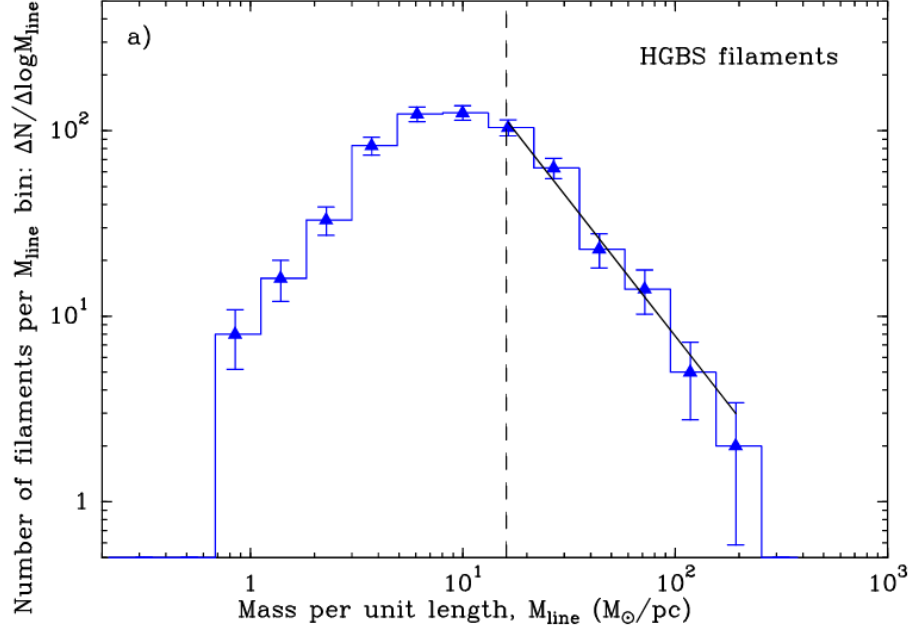


Рисунок 1.6 — Функция распределения масс для волокон в поясе Гулда [38]. Вертикальная пунктирная линия соответствует критической линейной массе $M_{\text{line, crit}} \sim 16 M_{\odot}/\text{пк}$, сплошная черная линия соответствует степенному распределению $\Delta N/\Delta \log M_{\text{line}} \propto M_{\text{line}}^{-1.6 \pm 0.1}$.

Помимо близко расположенных волокон, находящихся в Поясе Гулда, также исследовались свойства волокон, находящихся в Галактической плоскости. На рисунке 1.7 приведено схематическое распределение волокон в Галактике, для которых установлено расстояние в наблюдениях ATLASGAL [5], проведенных с помощью телескопа APEX. Большинство наблюдаемых волокон расположено в близко находящейся области рукава Центавра, которая занимает огромную часть внутренней Галактической плоскости и обладает гелиоцентрическим расстоянием в ~ 4 ПК. Длины волокон варьируются от 2 до 20 ПК со средним значением 3.8 ПК, характерная толщина для волокон составляет ~ 0.5 ПК, что значительно больше, чем для волокон наблюдаемых в поясе Гулда. Однако наблюдается зависимость ширины волокна от расстояния наблюдений: с увеличением расстояния ширина волокон увеличивается. Линейные массы волокон находятся в диапазоне от 200 до $2000 M_{\odot} \cdot \text{пк}^{-1}$. Лучевые концентрации варьируются в диапазоне $(2-13) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. В наблюдениях Hi-Gal [8], проведенных с помощью телескопа Гершель, длина большинства наблюдаемых волокон составляет 0.5 — 70 ПК, полученные значения линейных масс варьируются от

$1 - 4000 M_{\odot}/\text{пк}$, со средним значением $250 M_{\odot} \cdot \text{пк}^{-1}$. Лучевые концентрации и температуры находятся в диапазонах $10^{20} - 10^{23} \text{ см}^{-2}$ и $10 - 35 \text{ K}$ [5; 8].

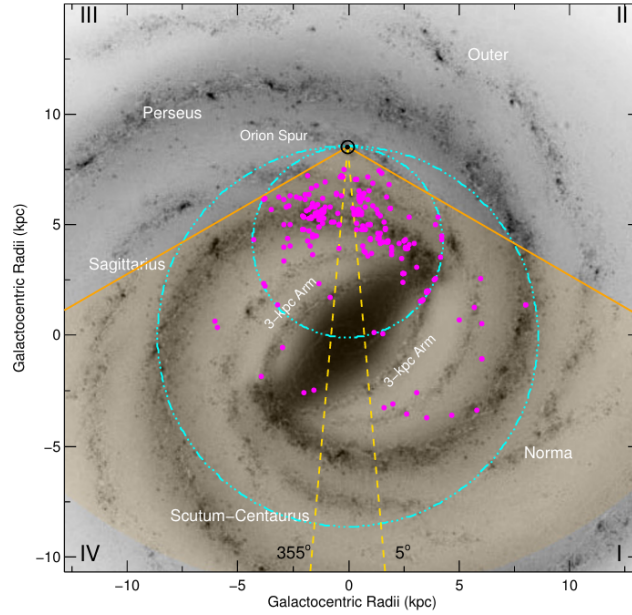


Рисунок 1.7 — Галактическое распределение волокон ATLASGAL, для которых определено расстояние. Оранжевый срез отражает наблюдаемую область на расстоянии в 20 кпк в Галактической плоскости [5]. На фоне — схематическое изображение Галактического диска, при рассмотрении с Северного Галактического Полюса.

Магнитное поле облаков

Поляризационное картирование теплового излучения несферических пылевых частиц, содержащих ферромагнитные включения, позволяет делать выводы о направлении магнитного поля в молекулярных облаках, поскольку такие частицы ориентируются по направлению окружающего магнитного поля. Индукция магнитного поля надежно определяется по эффекту Зеемана в линиях молекулы гидроксила.

На рисунке 1.8 представлены распределения магнитного поля и лучевой концентрации в комплексе облаков в Тельце, полученные в результате наблюдений телескопом Planck (телескоп им. М. Планка) за облаками в Поясе Гулда [10]. Анализ наблюдательных данных в областях Тельца, Змееносца, Волка, Хамелеона, Южной Короне, Орла, Персея, IC 5146, Цефее и Орионе

показывает, что существует зависимость между лучевой концентрацией газа в волокнах и свойствами их магнитных полей. Для волокон с лучевой концентрацией $\leq 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ магнитное поле выровнено преимущественно вдоль волокна, в волокнах с большей лучевой концентрацией магнитное поле направлено преимущественно перпендикулярно волокну. Интенсивность магнитного поля составляет порядка 10^{-5} Гс . Динамическую роль магнитного поля можно оценить по значению магнитного потока по отношению к критическому. Критическое значение магнитного потока Φ , при котором магнитное давление облака способно сдержать гравитационное сжатие цилиндрического облака массой M , находится из отношения $(M/\Phi)_{\text{crit}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{G}}$ [39]. Для устойчивого облака $\lambda = \frac{(M/\Phi)}{(M/\Phi)_{\text{crit}}} = 7.6 \cdot 10^{-21} \frac{N_{\text{H}_2}^{\text{mft}}/\text{см}^{-2}}{B^{\text{mft}}/\text{мкГс}}$, где $N_{\text{H}_2}^{\text{mft}}$ и B^{mft} — лучевая концентрация и интенсивность магнитного поля. Если $\lambda > 1$, то облако является сверхкритическим и сжимается под действием собственной самогравитации, при $\lambda < 1$ облако является субкритическим — магнитное поле поддерживает облако против гравитационного сжатия. Для указанных областей наблюдения значение λ варьируется от 0.1 — 0.9, что говорит о том, что волокна являются субкритическими или близкими к критическим.

Стоит учесть, что полученные результаты характерны для крупномасштабного магнитного поля, поскольку разрешение телескопа Planck составляет $\sim 0.2 \text{ пк}$ на расстоянии $\leq 500 \text{ пк}$. Отчасти данные результаты подтверждаются наблюдениями с телескопа JCMT (James Clerk Maxwell Telescope, телескоп им. Дж. К. Максвелла), разрешение которого доходит до 0.09 пк на том же расстоянии в $\leq 500 \text{ пк}$. Например, на рисунке 1.9 показаны направления магнитного поля, полученные телескопами Planck и JCMT в волокнах F13S и F13, расположенных в туманности Кокона (IC 5146) [15]. Крупномасштабное магнитное поле обладает индукцией порядка $(4 - 6) \cdot 10^{-5} \text{ Гс}$ и направлено параллельно главной оси волокна. Лучевая концентрация варьируется в пределах $N = 10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-2}$. На меньших масштабах, в плотных областях с концентрацией $\geq 1.1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$, упорядоченность магнитного поля нарушается, а интенсивность достигает порядка 10^{-4} Гс . Оценки параметра λ варьируются от 0.2 до 0.4, что говорит о том, что волокна являются субкритическими. В облаках G16.96+0.27 и IC 348 со средней лучевой концентрацией во всей волокнистой структуре $\approx 10^{22} \text{ см}^{-2}$ магнитное поле сохраняет преимущественно перпендикулярно направлению на крупных и меньших масштабах и обладает

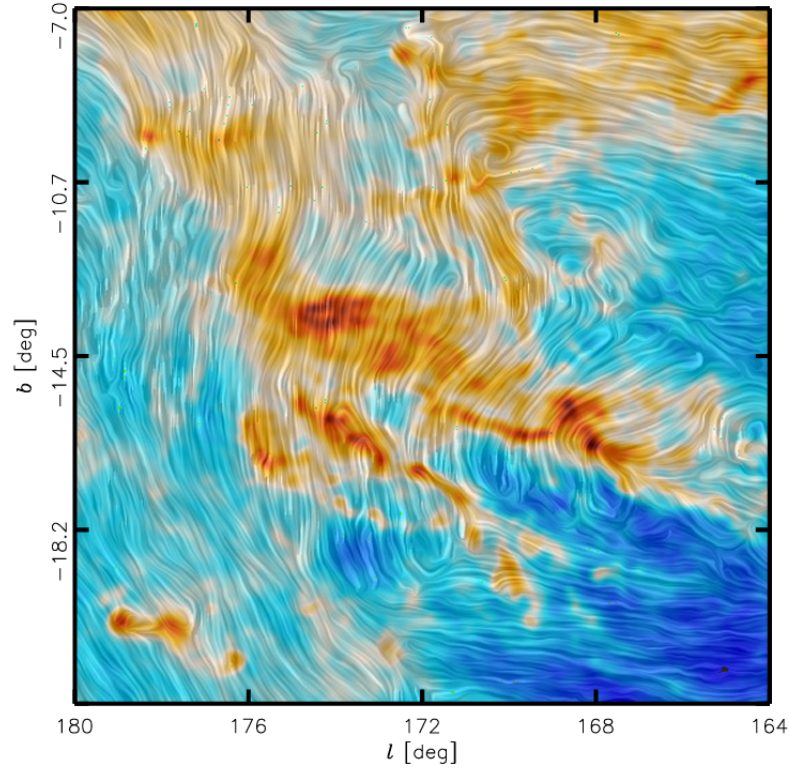


Рисунок 1.8 — Распределение лучевой концентрации и магнитного поля в молекулярном облаке Тельца [10]. Цветовая заливка отображает лучевую концентрацию. «Узор» отображает ориентацию магнитного поля.

индукцией $\sim 10^{-4}$ Гс [13; 14]. В облаке G16.96+0.27 параметр $\lambda \approx 1$, тогда как в облаке IC 348 параметр $\lambda \approx 1$ в волокне и варьируется в диапазоне значений 1.5 – 1.9 в ядрах.

1.1.2 Ядра молекулярных облаков

Наблюдения, проведенные за межзвездными молекулярными облаками, указывают на наличие внутри них плотных сгустков — ядер молекулярных облаков [2; 16]. На рисунке 1.10 показаны ядра, обнаруженные в облаке Орион Б, которое входит в состав Пояса Гулда [2]. В наблюдениях выделяют следующие типы объектов: молодые звездные объекты/протозвезды, которые определяют по наличию компактных источников излучения, и беззвездные ядра. Гравитационная связанность беззвездных ядер определяется с помощью оценки соотношения $\alpha_{\text{BE}} = M_{\text{BE, crit}}/M_{\text{obs}}$, где $M_{\text{BE, crit}}$ — значение критической массы Боннора-Эберта для данного ядра и M_{obs} — наблюдаемое значение

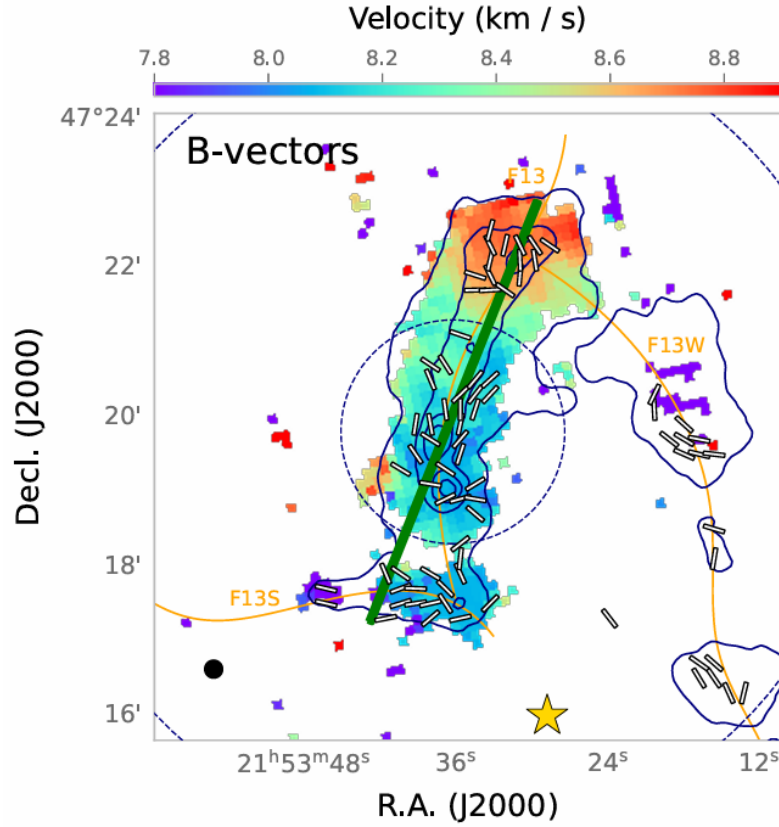


Рисунок 1.9 — Направление магнитного поля в волокнах F13 и F13s [15]. Контур-ы отображают лучевые концентрации $30, 70, 110$ и $150 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, полученные с помощью спутника Гершель. Оранжевые кривые отображают волокна, обнаруженные с помощью алгоритма DisPerSe [40]. Желтая звезда соответствует расположению звезды $BD + 46$. Зеленая линия отображает крупномасштабное магнитное поле, полученное с помощью телескопа Planck. Белые сегменты отображают направление магнитного поля, полученное с помощью телескопа JCMT.

массы для ядра. В зависимости от значений α_{BE} определяются следующие категории беззвездных ядер: при $\alpha_{\text{BE}} \leq 2$ выделяют самогравитирующие дозвездные ядра, при $\alpha_{\text{BE}} \leq 5(FWHM/HPBW)^{0.4}$ — кандидаты в дозвездные ядра, где $FWHM$ — диаметр источника, $HPBW$ — самое высокое разрешение для наблюдений. Размеры и массы всех беззвездных ядер находятся в диапазоне от ~ 0.01 до ~ 0.1 пк и от ~ 0.02 до $\sim 20 M_{\odot}$. Дозвездные ядра и протозвездные облака расположены, в основном, внутри плотных волокон, чья линейная масса примерно равна или превышает критическое значение. Данные результаты говорят о том, что ранние стадии звездообразования проходят именно внутри межзвездных молекулярных волокон. Средние расстояния между ядрами

варьируются от ~ 0.07 до ~ 0.2 пк, при этом характерная толщина волокон 0.1 пк находится внутри данного диапазона.

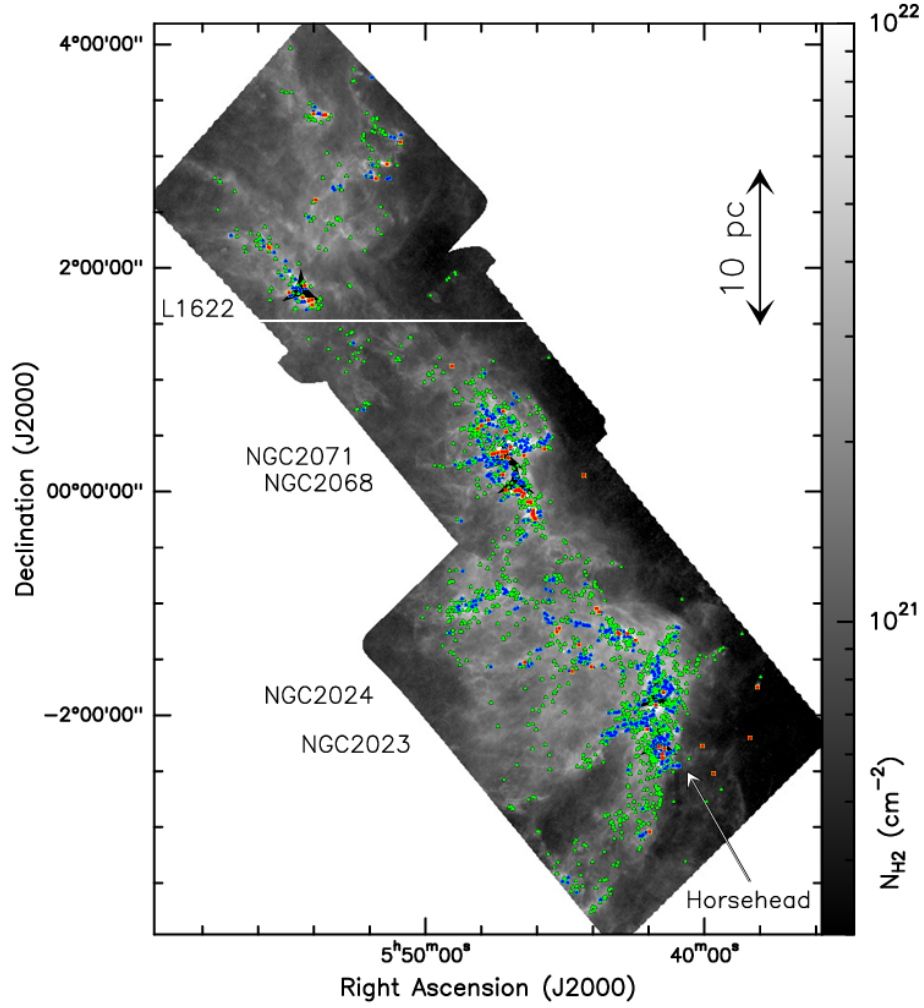


Рисунок 1.10 — Карта лучевой концентрации водорода в Орионе Б [2]. Отмечены 1768 обнаруженных беззвездных ядер (зеленые треугольники), 490 протозвезд (синие треугольники) и 79 протозвездных ядер (красные символы).

Распределение беззвездных ядер по массам представлено на рисунке 1.11. Приведенные распределения для протозвездных ядер и кандидатов в протозвездные ядра совпадают на массах выше $\sim 1 M_{\odot}$, поскольку для данных значений ядра достаточно массивны для самогравитации и поэтому могут считаться дозвездными. Распределение ядер с массой больше $2 M_{\odot}$ хорошо описывается степенной функцией $\Delta N / \Delta M \propto M^{-1.27 \pm 0.24}$, что находится в пределах погрешности распределения Солпитера для начальных масс звезд ($\Delta N / \Delta M_* \propto M_*^{-1.35}$). Пик распределения ядер приходится на массы $\sim 0.4 - 0.5 M_{\odot}$.

На рисунке 1.12 приведены распределения для ядер, формирующихся в облаках с низкой ($< 6.6 \cdot 10^{21} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$) и с высокой лучевой концентрацией ($\geq 1.4 \cdot 10^{22} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$). Из рисунка видно, что пики распределения отличаются на

порядок и равны $\sim 3.8 M_{\odot}$ и $\sim 0.4 M_{\odot}$ для распределений с высокой и низкой концентрацией соответственно.

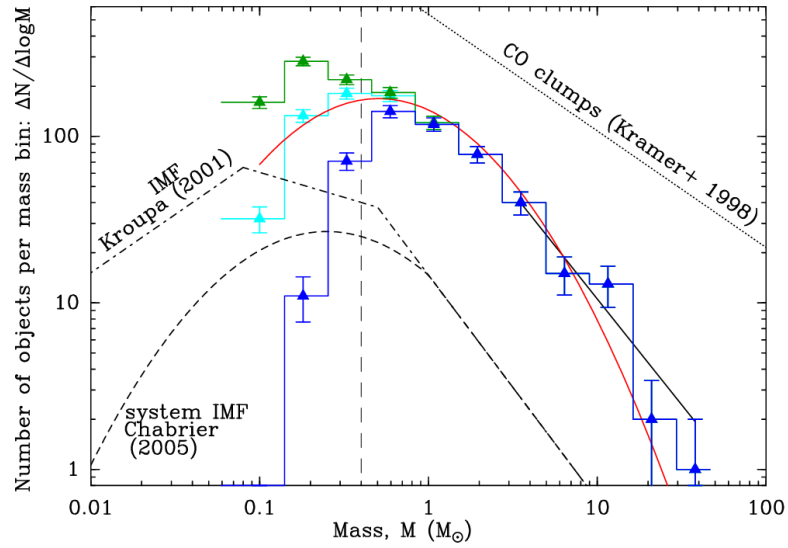


Рисунок 1.11 — Функция масс ядер ($\Delta N/\Delta M$) для 1768 беззвездных ядер (зеленая гистограмма), 804 кандидатов в дозвездные ядра (голубая гистограмма) и 490 дозвездных ядер (синяя гистограмма), обнаруженных в Орионе Б [2]. Поверх наложены аппроксимация функция масс ядер для кандидатов в дозвездные ядра (красная линия) и степенная зависимость для функции масс ядер в области больших масс (черная линия). Для сравнения показаны начальная функция масс для одиночных звезд, множественных систем и типичное распределение масс для сгустков, наблюдаемых в линиях излучения CO.

Поляризационное картирование молекулярных облаков показывает, что ядра также обладают магнитным полем, которое может быть либо квазиоднородным, либо принимать форму песочных часов (когда линии магнитного поля «стягиваются» к центру облака) [41–43]. Индукция магнитного поля в ядрах молекулярных облаков варьируется от $4 \cdot 10^{-5}$ до $3 \cdot 10^{-3}$ Гс [44–46], что превышает индукцию крупномасштабного магнитного поля родительских облаков. Это говорит о том, что в процессе образования и гравитационного коллапса протозвездных облаков магнитное поле значительно усиливается, и его роль в процессе звездообразования возрастает.

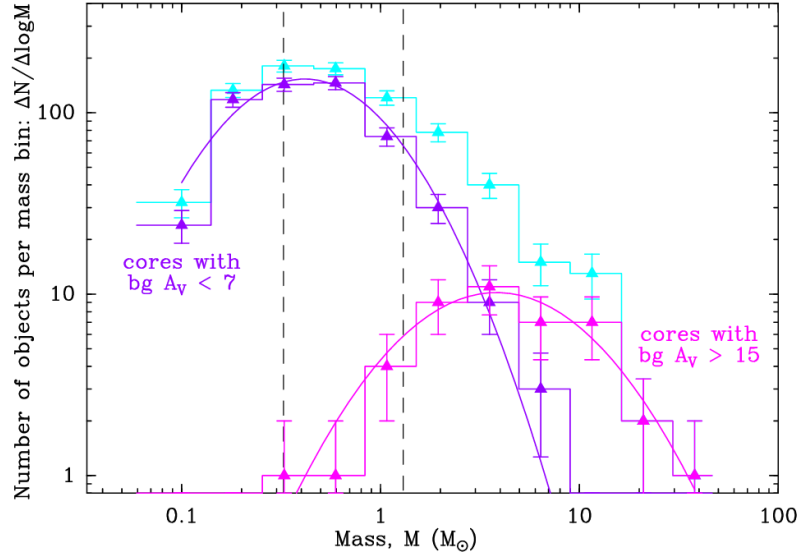


Рисунок 1.12 — Сравнение функций масс ядер ($\Delta/\Delta M$) для 558 кандидатов в дозвездные ядра, которые находятся в области низкой лучевой концентрации (фиолетовая гистограмма) с функцией для 43 кандидатов, которые находятся в области высокой лучевой концентрации (розовая гистограмма) [2]. Поверх нанесено распределение для 804 кандидатов в дозвездные ядра (голубая гистограмма, с рисунка 1.11).

1.2 Теоретические модели образования волокон

В межзвездной среде (МЗС), находящейся в фазе диффузной среды, состоящей из нейтрального водорода, наиболее вероятным сценарием является формирование волокнистой структуры в слоях газа, сжатых ударными волнами [47]. В плотных областях МЗС, молекулярные облака могут образовываться в результате прямого сжатия межзвездной турбулентностью или гравитационной фрагментации на масштабах облака. На рисунке 1.13 приведено схематическое изображение формирования молекулярных облаков в результате столкновения расширяющихся оболочек [48].

Формирование волокон является неизбежным результатом эволюции облаков в трехмерных расчетах, в которых рассматриваются равномерные или сферические слои однородного газа с возмущениями скорости, зависящими от пространственного масштаба [49].

В сценарии глобального иерархического коллапса волокна описываются как динамические структуры, которые постоянно аккрецируют из окружающего газа и подпитывают ядра внутри них [50]. В данном сценарии образования

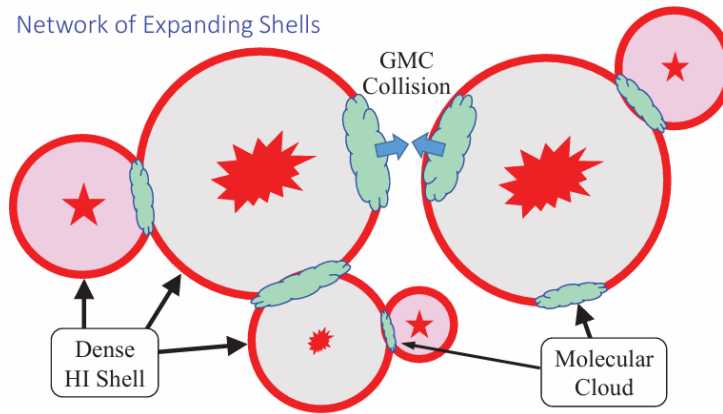


Рисунок 1.13 — Схематическое изображение последовательного образования молекулярных облаков, вызванного столкновением множества расширяющихся оболочек [48]. Красные круги соответствуют границам фаз МЗС с магнитным полем, где холодные турбулентные облака HI «встроены» в теплую нейтральную среду.

волокон главенствующим механизмом является гравитация. В отсутствии глобального гравитационного коллапса к формированию подобных волокон может привести комбинация из крупномасштабных сжимающих потоков и локальной самогравитации.

Наблюдения указывают, что молекулярные облака являются вытянутыми вдоль картинной плоскости и компактными вдоль луча зрения, что говорит о том, что волокна вероятно формируются в плоских слоях газа нежели чем в сферических облаках. Формирование волокон в плоских слоях газа обычно представляется в виде двухэтапного процесса: сначала происходит сжатие молекулярного облака в плоскую и плотную двухмерную структуру. Это возможно в результате крупномасштабной ударной волны или в результате сверхзвукового турбулентного течения. Затем, в результате аккреции в направлении, параллельном плоскости сжатого газа, формируются одномерные вытянутые волокна внутри плоского слоя.

В работе Абэ и др. [51] было предложено пять механизмов образования волокон в сжатых слоях газа, которые схематически изображены на рисунке 1.14. Тип С: волокна образуются в результате локальных возмущений скорости в сжатых ударной волной слоях газа. Тип О: волокна формируются в точке схождения потоков вещества внутри изогнутых фронтов МГД-ударных волн. Тип G: фрагментация плоских облаков, вызванная гравитацией. Тип S: сдвиговые течения, связанные с турбулентностью, растягивающей существующие сгустки,

которые затем становятся вытянутыми структурами. В таком случае волокна, как правило, обладают меньшими линейными массами. Тип I: волокна, возникающие на пересечении двух сжатых ударной волной слоев. Данный механизм возможен в сверхальфвеновской турбулентности. Стоит отметить, что разные сценарии формирования волокон могут происходить внутри одного слоя.

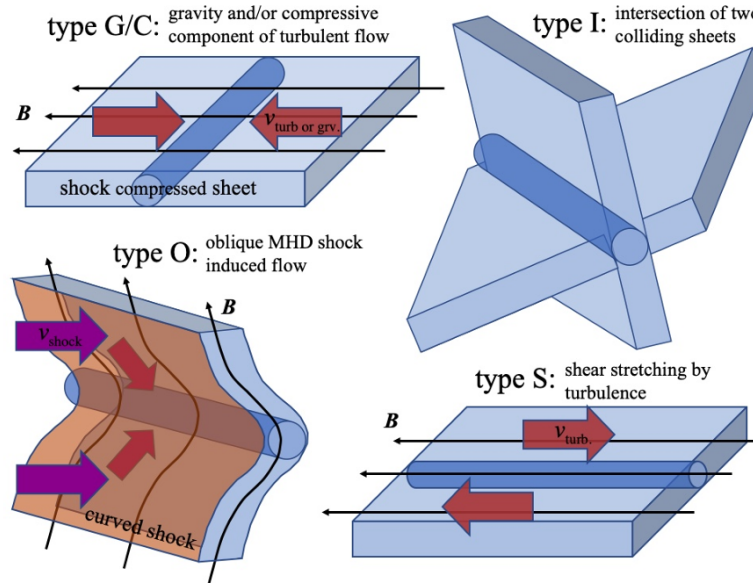


Рисунок 1.14 — Схематическое изображение механизмов образования волокон [52]. Синий слой обозначает сжатый слой газа, черные линии соответствуют магнитному полю, стрелки обозначают направление потоков вещества.

Большинство волокон типа O формируются, когда скорость ударной волны, сжимающей молекулярное облако, превышает $v_{cr} \sim 5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует числам Маха $\mathcal{M} \sim 10$. При скоростях, меньших $v_{cr} \sim 5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, сценарий S становится главенствующим механизмом формирования волокон. Из-за такой зависимости от скорости ударной волны сценарий O создает более массивные волокна, чем сценарий S. Возникновение механизма G возможно только в случае, когда изначальная структура молекулярного облака является однородной (нет начальных возмущений плотности и слабой турбулентности). Формирование волокон в результате исключительного действия гравитации считается маловероятным, но аккреция, вызванная гравитацией, способствует росту сформированных другими механизмами волокна и может собрать разделенные волокна в группы. Волокна, сформированные в сценарии S, могут появляться много где в результате турбулентности, но образованные таким образом волокна не достаточно плотны, чтобы формировать звезды.

Стоит отметить, что распределение по массам волокон, возникших в результате О и С механизмов схожи с наблюдаемым степенным распределением Солпитера, что показано на рисунке 1.15. В сценарии О после затухания ударной волны большинство субкритических волокон перестают эволюционировать из-за конечности аккреции и со временем исчезают после расширения. Время аккреции зависит от размеров изначального молекулярного уплотнения, которое может сильно варьироваться в турбулентных молекулярных облаках. Как только волокно становится сверхкритическим, оно начинает существовать на достаточных временных масштабах, чтобы набирать вещество в результате аккреции. За время порядка $\sim 10^5$ лет, результирующее значение линейной массы может достигать значений $\geq 100 M_\odot \cdot \text{пк}^{-1}$.

Возможные сценарии формирования волокнистых структур исследованы в большом количестве работ. В моделях проанализирован вклад турбулентности, магнитного поля и/или самогравитация. Использовались как двухмерные так и трехмерные модели, поэтому по ним сложно выделить главенствующий механизм в формировании волокон. Более того, во многих моделях сформированные волокна являются динамическими структурами и постоянно эволюционируют.

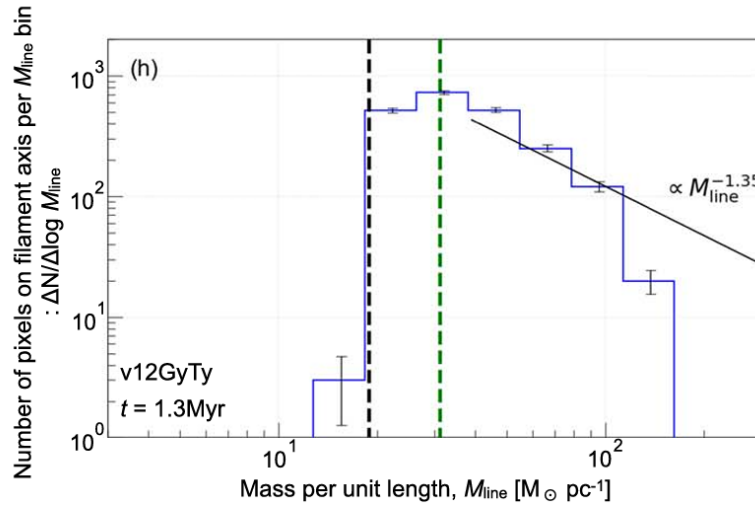


Рисунок 1.15 — Функция линейных масс волокон, полученная в работе [51]. Черная линия соответствует степенному распределению Солпитера, черная пунктирная линия — критической линейной массе, зеленая пунктирная линия — критическая линейная масса с учетом магнитного поля.

1.3 Исследования коллапса волокон

Гравитационная устойчивость волокон исследовалась в множестве теоретических работ, как аналитических, так и численных. Одной из фундаментальных работ является исследование Чандрасекара и Ферми [17]. В указанной работе в приближении несжимаемой жидкости выводится условие вириального равновесия для бесконечного цилиндрического облака с продольным магнитным полем:

$$2(\gamma - 1)U + 2M - |\Omega| = 0, \quad (1.2)$$

где U , M и Ω — линейные тепловая, магнитная и гравитационная энергии облака. Из (1.2) следует, что в цилиндрических облаках без магнитного поля гравитационный коллапс останавливается градиентом теплового давления при любых $\gamma > 1$, где γ — эффективный показатель адиабаты, который определяет уравнение состояния межзвездного газа с учетом процессов нагрева и охлаждения.

Коллапс волокна с разными показателями политропы исследовался в работе Острайкера [19]. Анализ условия гидростатического равновесия для изотермического облака позволил установить критическое значение линейной массы облака $M_{\text{crit}} = \frac{2c_T^2}{G}$. В случае, если линейная масса облака превышает это значение, то цилиндрическое облако становится неустойчивым и начинает коллапсировать вдоль своего радиуса. Аналогичное критическое значение для линейной массы можно получить из результатов исследования Чандрасекара и Ферми.

В работе Накано и Накамура [39] исследовалась гравитационная устойчивость цилиндрического слоя изотермического газа с замороженным магнитным полем. В этой работе было установлено, что слой является неустойчивым к возмущениям, превышающим критические возмущения, когда выполняется условие $\sigma/B_0 > (4\pi G)^{-1/2}$, где σ — лучевая концентрация, B_0 — индукция магнитного поля в диске. Из соотношения, полученного Накано и Накамура, выводится критическое отношение массы к магнитному потоку в цилиндрическом облаке $(M/\Phi)_{\text{crit}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{G}}$. Для оценки устойчивости волокна применяется отношение массы к потоку облака к критическому отношению $\mu_\Phi = \frac{(M/\Phi)}{(M/\Phi)_{\text{crit}}} =$

$2\pi\sqrt{G}\mu t_H \frac{N}{B}$. В случае если $\mu_\Phi > 1$ облако является сверхкритическим, т. е. магнитное поле не способно сдержать гравитационный коллапс цилиндрического облака, тогда как при $\mu_\Phi < 1$ облако является субкритическим, т.е. облако поддерживается магнитным полем.

В работе Бастиена [24] проводилось исследование изотермического коллапса невращающихся конечных цилиндрических облаков с помощью двумерного гидродинамического моделирования. Результаты моделирования показали, что на краях вытянутых облаков с соотношением длины к диаметру > 5 формируются сгущения плотности, которые перемещаются к центру облака, если линейная масса облака меньше критического значения. В случае линейной массы, превышающей критическое значение, облако сжимается к своей оси без выделения в нем уплотнений. Формирование ядер именно на краях цилиндрического облака объясняется эффектом гравитационной фокусировки, которая возникает, когда радиус кривизны на краях облака значительно меньше размеров самого облака. Возникновение локальных гравитационных фокусов на краю облака схематично показано на рисунке 1.16 [23].

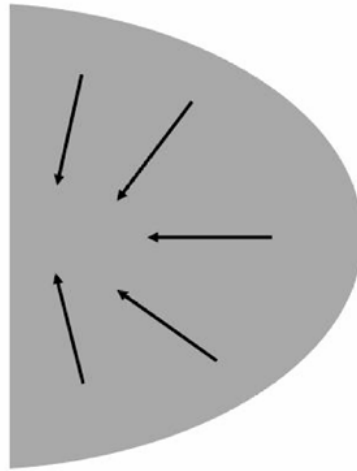


Рисунок 1.16 — Схематическое изображение геометрии облака, приводящее к появлению уплотнений в точке "фокуса" [23].

Из результатов моделирования коллапса цилиндрических облаков конечной длины можно выделить два идеализированных режима коллапса: однородное сжатие облака и выделение на краях облака плотных сгущений. Аналитическое исследование времени коллапса для описанных режимов было представлено в работе Пона и др. [53]. В случае однородного сжатия время коллапса растёт линейно с увеличением отношения длины облака от его диаметра A , тогда как время коллапса с краев пропорционально $\sqrt{A}$. В работе

Кларка и Витворта [54] время коллапса с краев исследовалось с помощью моделирования коллапса однородных цилиндрических облаков численным кодом GANDALF. Результаты моделирования показали, что время коллапса с краев растёт линейно вместе с A . Таким образом, вероятный режим коллапса зависит от соотношения характерных времен сжатия, которые могут определяться геометрией облака. На рисунке 1.17 представлены получаемые профили плотности и скорости для $A = 3$ и $A = 5$. Рисунок показывает, что для коллапса с краев характерно формирование пиков плотности на краях, которым соответствуют пики плотности.

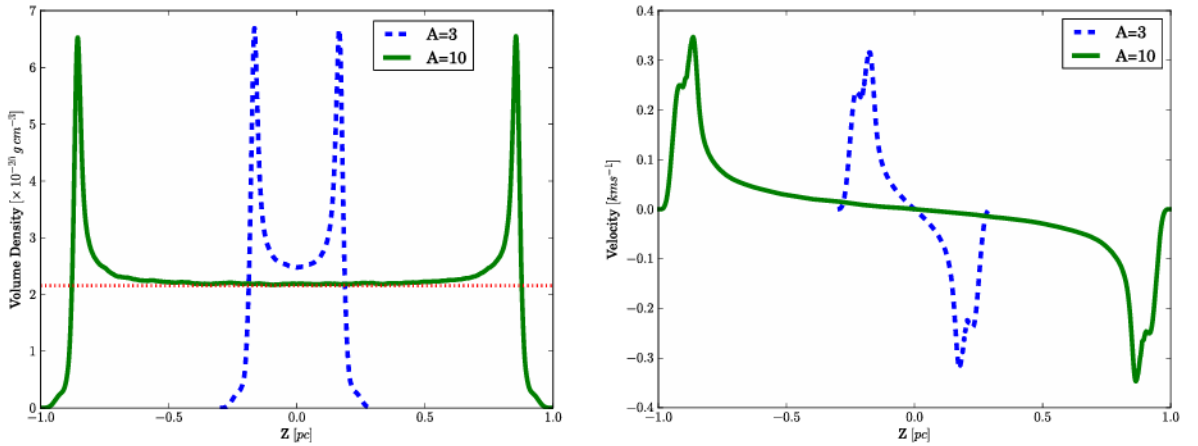


Рисунок 1.17 — (а) Профили плотности вдоль главной оси волокна для $A = 3$ и $A = 5$, (б) Профили скорости вдоль главной оси волокна для $A = 3$ и $A = 5$ в расчетах Кларка и Витворта [54]. Рассматривается сжатие однородных цилиндрических облаков. Учитывается только продольное сжатие облака, тогда как радиальная компонента скорости отсутствует.

Результаты приведенных выше исследований показывают, что фрагментация неравновесного волокна возможна, когда выделение уплотнений внутри облака происходит быстрее его глобального сжатия. В частности, данное условие может выполняться в результате сдерживания сжатия облака вдоль его радиуса. Стоит отметить, что согласно наблюдениям с телескопа Гершель характерная ширина волокон составляет ~ 0.1 пк (см. раздел 1.1), что может указывать на торможение радиального коллапса. В ряде теоретических работ было показано, что радиальное сжатие неравновесных волокон может замедляться градиентом давления параллельного магнитного поля [25; 26], таким образом может поддерживаться постоянная толщина волокна. В этом случае становится возможным коллапс на краях волокна. На рисунках 1.18 и 1.19

приведены срезы плотности из работ Дудорова и Хайбрахманова [26] и Сейфрида и Уолша [25]. Рисунки показывают, что со временем на краях волокна с формируются уплотнения на краях, которые перемещаются к центру волокна. В указанных работах, аппроксимация теоретических радиальных профилей плотности с помощью функции Пламмера дают распределения с показателем степени $p = 2$, что согласуется наблюдательными распределениями. В результатах исследования Дудорова и Хайбрахманова [26] после того как радиальное сжатие останавливается, облако начинает пульсировать вдоль своего радиуса, так что радиус и плотность волокна начинают периодически изменяться.

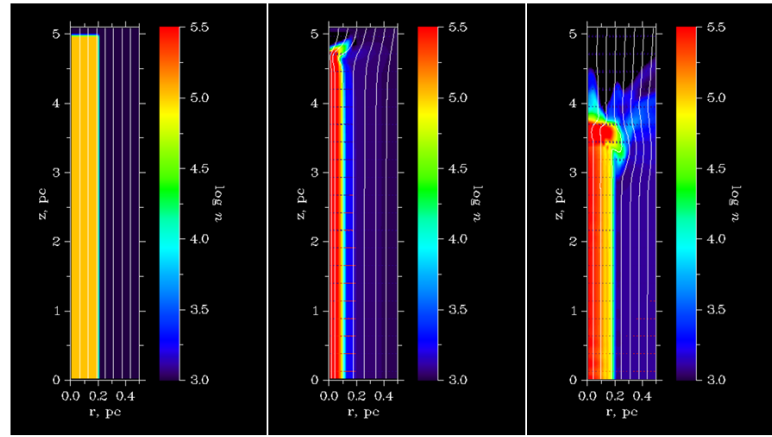


Рисунок 1.18 — Распределение плотности (цветовая заливка) и магнитного поля (белые линии) в моменты времени $t = 0, 1.21 \cdot 10^5$, и $3.72 \cdot 10^5$ лет по расчетам Дудорова и Хайбрахманова [26].

С точки зрения теоретических исследований, формирование ядер на торцах облака является наиболее вероятным сценарием коллапса межзвездных молекулярных волокон. Однако наблюдения показывают, что подобный механизм формирования ядер встречается не так часто. В ряде теоретических работ были предложены возможные причины замедления коллапса с краев. Временные масштабы коллапса с конца могут быть сравнимы со временными масштабами слияния двух волокон. В волокне, формирующимся в результате постоянной радиальной аккреции вещества, гравитационное ускорение уплотнений на его краях значительно меньше, чем у изолированного цилиндрического облака, при этом в результате аккреции уплотнения формируются внутри волокна. Гравитационное ускорение уплотнений может сдерживаться градиентом плотности на краях облака, таким образом в волокне могут развиваться другие виды неустойчивости. Возможные механизмы фрагментации волокон будут подробно рассмотрены разделе 1.4.

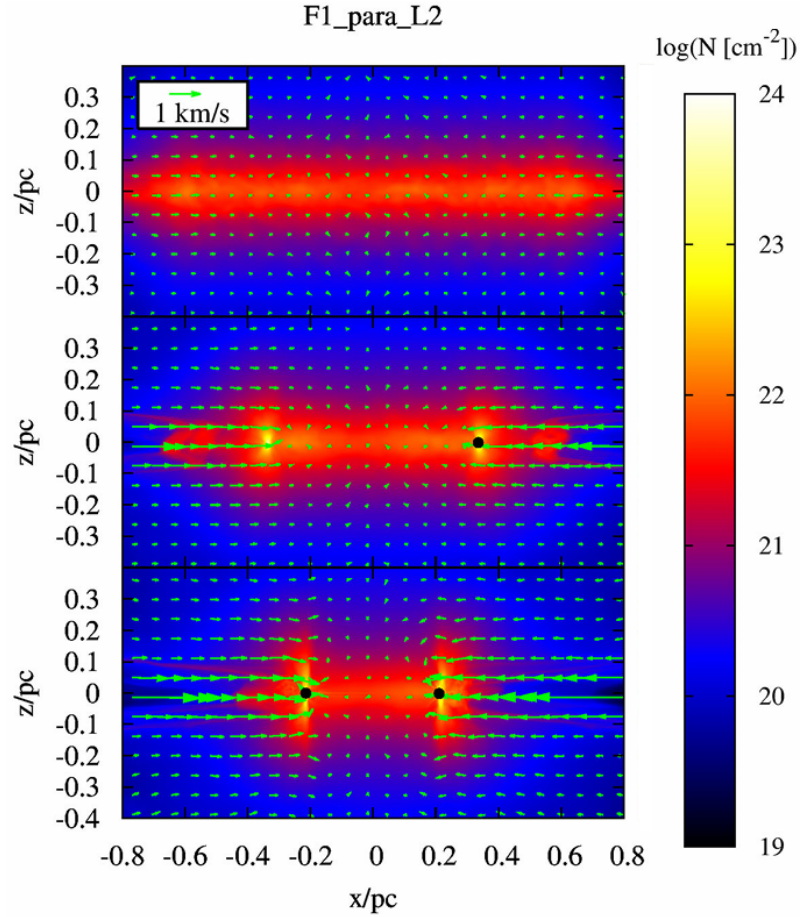


Рисунок 1.19 — Распределение плотности (цветовая заливка) и векторов скорости (зеленые стрелки) в моменты времени $t = 1.41, 2.82 \cdot 10^5$, и $4.32 \cdot 10^5$ лет в работе Сейфрида и Уолша [25].

1.4 Модели фрагментации волокон

Исследования коллапса уединенных однородных изотермических волокон показали, что гравитационная фокусировка приводит к образованию плотных ядер на концах волокна (см. раздел 1.3). Данный механизм иногда называется в литературе «коллапс с конца» (англ., end-dominated collapse) или «фрагментация на концах» (edge fragmentation [55]). Наблюдательным примером такого облака является волокно S242, на концах которого наблюдаются ядра плотностью порядка 10^5 см^{-3} и размерами 1 пк [56].

Формирование плотных ядер внутри волокна может быть обусловлено развитием гравитационной неустойчивости, вызванной малыми начальными возмущениями в облаке. В классической модели гравитационной неустойчивости рассматривается распределение бесконечного однородного вещества,

находящегося в гидростатическом равновесии. В данном подходе к фрагментации приводят малые возмущения с длиной волны, превышающей критическое значение:

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{2c_T^2}{G\rho_0}} \quad (1.3)$$

где ρ_0 — плотность облака в невозмущенном состоянии.

Значение критической длины волны λ_* для начальных возмущений в молекулярных волокнах может отличаться от значения λ_J , поскольку в анализе гравитационной устойчивости молекулярных волокон, в отличие от классической постановки задачи, необходимо учитывать цилиндрическую геометрию облака. Кроме того, в гидростатическом равновесии плотность вещества ρ может быть не однородной, а являться функцией $\rho(r)$, где r — расстояние от оси симметрии.

В подходе Инуцки и Миямы [57] рассматриваются автомодельные решения, которые описывают изотермический коллапс цилиндрических облаков без магнитного поля. Малые осесимметричные возмущения приводят к фрагментации в случае, когда облако находится в гидростатическом равновесии. В случае, если волокно является сильно неравновесным, то облако коллапсирует быстрее, чем успевают развиваться возмущения. Авторы предполагают, что фрагментация неустойчивого облака возможна, если сжатие газа не является изотермическим. В подходе ИМ критическая длина волны:

$$\lambda_{IM} \approx 4\sqrt{\frac{2c_T^2}{\pi G\rho_0}}. \quad (1.4)$$

В подходе Чандрасекара и Ферми (далее: ЧФ) [17] рассматриваются периодические возмущения поверхности волокна в приближении несжимаемой жидкости. В этом случае важную роль в развитии гравитационной неустойчивости играют магнитные натяжения. В случае ЧФ критическая длина волны определяется как $\lambda_{CF} = \frac{2\pi R}{x_*}$, где R — радиус облака, x_* — критическое значение волнового числа, выраженное в единицах R . Величина x_* находится из решения уравнения, которое выводится из условия вириального равновесия 1.2:

$$\frac{1}{2} - I_0(x)K_0(x) + x \frac{I_0(x)}{I_1(x)} \left(\frac{B_0}{B_s} \right)^2 = 0, \quad (1.5)$$

где $I_0(x)$, $I_1(x)$, $K_0(x)$ — функции Бесселя от комплексного переменного первого и второго порядка, B_0 — интенсивность невозмущенного магнитного поля, $B_S = 4\pi\rho R\sqrt{R}$.

В подходе Стодолкевича (далее: СТД) [18] рассматривается неустойчивость малых сжимаемых МГД-волн, распространяющихся вдоль оси волокна. При тороидальной геометрии магнитного поля критическая длина волны возмущения равна:

$$\lambda_{\text{STD}} = 3.94 \sqrt{\frac{c_T^2 + 0.5v_A^2}{\pi G \frac{\rho_c}{2}}}, \quad (1.6)$$

где $v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho_c}}$ — альвеновская скорость, ρ_c — плотность в центре облака. Критическая длина волны для продольной конфигурации магнитного поля в подходе СТД равна:

$$\lambda_{\text{STD}} = 3.94 \sqrt{q(\kappa^2)} \sqrt{\frac{c_T^2 + 0.5v_A^2}{\pi G \frac{\rho_c}{2}}}, \quad (1.7)$$

где $q(\kappa^2)$ — функция от $\kappa^2 = \frac{v_A^2}{c_T^2}$, такая что $\lim_{\kappa^2 \rightarrow \infty} q(\kappa^2)\kappa^2 = 0.69$.

Неустойчивость сжимаемых МГД-волн в изотермическом волокне также исследовалась в работе Нагасава [58]. В отличие от подхода Стодолкевича, в котором предполагается, что невозмущенное магнитное поле является функцией плотности $B \propto \rho^{1/2}$, в подходе Нагасава невозмущенное магнитное поле является однородным. Гравитационно-неустойчивыми являются лишь осесимметричные возмущения, критическая длина волны которых равна:

$$\lambda_{\text{NGS}} \approx 1.77 \sqrt{\pi \frac{c_T^2 + v_A^2}{G\rho_c}}. \quad (1.8)$$

Заметим, что в пределе $B \rightarrow 0$ выражения (1.6), (1.7) и (1.8) становятся близки к (1.4).

Для сравнения в таблице 2 приведены значения критической длины в классической постановке задаче Джинса (столбец 2, λ_J), постановке Инуцки и Миямы (столбец 3, λ_{IM}), постановке Стодолкевича (столбец 4, λ_{STD}), постановке Нагасава (столбец 5, λ_{NGS}), постановке Чандрасекара и Ферми (столбец 6, λ_{CF}) при разных значениях интенсивности магнитного поля (столбец 1).

Рассматривается цилиндрическое облако плотностью $10^{-19} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, температурой 10 К. Линейная масса облака совпадает с критическим значением. Как видно из таблицы, в облаке без магнитного поля, в постановках Инуцки и Миямы, Стодолкевича и Нагасава критическая длина волны совпадает и при этом она больше, чем в классической неустойчивости. Данная особенность вызвана, как было сказано ранее, цилиндрической геометрией облака. В постановке Стодолкевича критическая длина волны уменьшается с ростом интенсивности магнитного поля, в отличие от постановки Насагавы. В постановке Чандрасекара и Ферми критическая длина волны всегда больше.

Приведенные сравнения показывают, что в случае гравитационной неустойчивости молекулярный волокон, критическая длина волны возмущения определяется параметрами облака в состоянии равновесия и задаваемым типом возмущения.

Таблица 2 — Значение критической длины волны в разных постановках задач при $10^{-19} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и $T = 10 \text{ К}$

B [мкГс]	λ_J [пк]	λ_{IM} [пк]	λ_{STD} [пк]	λ_{NGS} [пк]	λ_{CF} [пк]
0	0.11	0.24	0.24	0.23	0.35
10			0.24	0.26	0.4
50			0.11	0.6	2.13

1.5 Индуцированное звездообразование

В приведенных выше разделах рассматриваются механизмы фрагментации, которые обусловлены параметрами фрагментирующего облака. Развитие гравитационной неустойчивости молекулярных облаков может быть также вызвано взаимодействием облака с внешней средой. Данный сценарий фрагментации называется индуцированным звездообразованием.

Одним из факторов, приводящих к процессам гравитационной неустойчивости, является обжатие молекулярного облака межзвездной ударной волной.

К формированию ударных волн в межзвездной среде могут приводить вспышки сверхновых, звездные истечения и соударения облаков [30]. В результате вспышек сверхновых образуются сильные ударные волны, однако на расстоянии $3 - 5$ пк от источника их скорость снижается до $\sim 25 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует числам Маха $\mathcal{M} \approx 4$ при характерной температуре фронта ударной волны в 10^4 К . Скорость истечений в окрестностях молодых звезд может достигать $10 - 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и генерировать ударные волны в молекулярных облаках [29].

Двумерные моделирования обжатия ударной волной сферического облака показали, что взаимодействие с ударной волной приводит к разрушению облака в результате развития неустойчивостей Кельвина-Гельмгольца, Релея-Тейлора и Рихтмайера-Мешкова [21; 22; 59]. В трехмерных расчетах развитие неустойчивостей и последующее разрушения облака происходит гораздо быстрее из-за быстрого роста неустойчивостей [60]. Моделирования, проведенные Абэ и др. [51], показали, что формирование молекулярных волокон может происходить в сжатых ударными волнами слоях газа (см. 1.2).

В работе Дудорова и др. [29] рассматривалось изотермическое обжатие сферического облака ударной волной слабой интенсивности со скоростью распространения фронта порядка $10 - 25 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Результаты моделирования показали, что в результате взаимодействия сферического облака с ударной волной на передней границе облака может начать развиваться неустойчивость Рихтмайера-Мешкова, а за облаком неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Развитие данных неустойчивостей приводит к формированию мелкомасштабных неоднородностей плотности и хаотических скоростей. В результате обжатия ударной волной формирование непрозрачного ядра может происходить на меньших временных масштабах (см. рисунок 1.20), чем в моделях турбулентного облака или облака с магнитным полем [61; 62]. Это может объяснить наблюдаемую короткую шкалу времени жизни молекулярных облаков.

Расчеты, проведенные в работе Киношита и др. [30], показали, что эволюция сферического облака определяется скоростью ударной волны и начальным радиусом облака. При малых значениях числа Маха ударная волна не сжимает облако достаточно, чтобы привести к коллапсу облака, наоборот, в случае слишком больших чисел Маха облако разрушается вследствие развивающихся неустойчивостей. Коллапс облака наблюдается только при «средних» значениях числа Маха ≈ 3 .

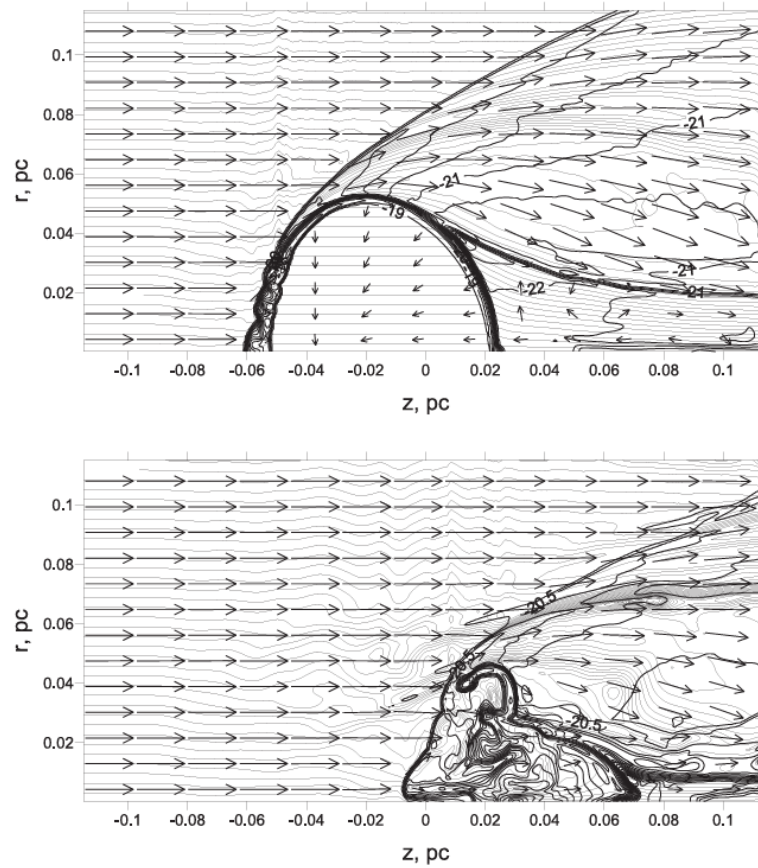


Рисунок 1.20 — Распределение логарифма плотности (жирные линии), поперечной скорости (стрелки) и магнитных силовых линий (тонкие линии) на момент времени 13067 лет (верхняя панель) и 45725 (нижняя панель) лет в сферическом облаке, обжимаемом ударной волной, из работы Дудорова и др. [29].

Теоретические исследования индуцированного звездообразования, показывают, что, в зависимости от параметров окружающей среды взаимодействие с ударными волнами может приводить к фрагментации или разрушению облака. Возникающие неустойчивости могут приводить к формированию случайных неоднородностей плотности и скорости, что может приводить к развитию турбулентного движения внутри облака. В указанных выше работах рассматривается обжатие ударными волнами сферических облаков или слоев газа, при этом обжатие цилиндрических облаков в основном остается не исследованным.

1.6 Выводы по главе

Приведенные наблюдательные данные позволяют выделить отдельный уровень в иерархии межзвездной среды — молекулярные волокна. Карты лучевых концентраций показывают, что молекулярные волокна являются наиболее плотной частью облаков молекулярного водорода и представляют собой вытянутые структуры, длина которых может достигать нескольких сотен пк.

Вопрос о природе волокнистой структуры межзвездной среды в настоящее время является открытым. Предложено несколько механизмов формирования волокон на различных уровнях иерархии межзвездной среды: гравитационная неустойчивость протяженных слоев газа, столкновения межзвездных ударных волн в турбулентной среде, крупномасштабные анизотропные движения газа в межзвездной среде с магнитным полем.

Наблюдения за близко расположенными комплексами облаков показывают наличие характерной толщины волокон в 0.1 пк. Есть предположение, что такое значение характерной толщины является результатом недостаточного разрешения в наблюдениях, поскольку наблюдения за удаленными волокнами дают значение в несколько раз больше. Полученные для волокон функции распределения масс показывают, что линейная масса около половины волокон близка к критическому значению $\approx 16 M_{\odot} \cdot \text{пк}^{-1}$ или превышает критическое значение.

Изучение поляризованного излучения пылинок позволяет говорить о наличии крупномасштабного магнитного поля в волокнах. Интенсивность и геометрия крупномасштабного магнитного поля меняются в зависимости от лучевой концентрации облака. Наблюдения показали, что магнитное поле направлено параллельно волокну в частях с лучевой концентрацией $N \leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и обладает интенсивностью порядка 10^{-5} Гс. В областях с повышенной концентрацией становится перпендикулярным с интенсивностью $\sim 10^{-4}$ Гс. Наблюдения с высоким разрешением показали, что на меньших масштабах геометрия и интенсивность магнитного поля может значительно меняться внутри волокна, в соответствии с переходом от менее плотных областей облака к более плотным, в которых упорядоченность магнитного поля нарушается, а интенсивность значительно возрастает.

Внутри волокон обнаруживаются плотные сгустки — ядра молекулярных облаков, при этом некоторые ядра показывают признаки гравитационного

сжатия. Функция распределения масс для ядер совпадает с распределением Солпитера для начальных масс звезд. Из-за того, что большинство ядер расположены в основном внутри критических или сверхкритических волокон, можно предположить, что образование звезд происходит в результате коллапса ядер молекулярных облаков, формирование которых является результатом эволюции молекулярных волокон.

Исследования коллапса волокна в приближение конечных изолированных облаков цилиндрической формы выделяют два идеализированных режима: однородное сжатие облака вдоль радиуса и сжатие облака вдоль главной оси. Во втором случае, эффекты гравитационной фокусировки приводят к тому, что на краях облака со временем образуются плотные сгустки, которые перемещаются к центру облака. Преимущественный режим определяется характерными временами однородного сжатия и коллапса с краев, которые зависят от параметров облака и его геометрии. В случае сильно неравновесного коллапса происходит радиальное сжатие облака без выделения уплотнений. Время радиального сжатия может быть значительно увеличено градиентом давления продольного магнитного поля, что может приводить к краевому коллапсу, даже в случае неравновесного облака.

Формирование уплотнений внутри волокна может быть обусловлено ростом малых возмущений, что соответствует сценарию гравитационной фрагментации. Длина волны критического возмущения определяется как начальной плотностью, геометрией и интенсивностью магнитного поля; так и характером задаваемого возмущения — это могут быть малые сжимаемые МГД-волны или синусоидальные периодические возмущения поверхности облака.

Другим вероятным сценарием формирования уплотнения внутри волокна является фрагментация, вызванная обжатием молекулярных облаков ударными волнами. В данном сценарии эволюция облака определяется не только параметрами самого облака, но и параметрами внешней среды.

Таким образом, процессы звездообразования неразрывно связаны с процессами гравитационной неустойчивости молекулярных волокон и формированием ядер молекулярных облаков. Наблюдения выявили наличие крупномасштабного магнитного поля волокон, которое может быть эволюционно связано с магнитным полем формируемых внутри волокон ядер. Теоретические исследования устойчивости волокон позволили установить возможные сценарии коллапса и фрагментации, которые определяются начальными параметрами

волокна: такими как линейная масса волокна, интенсивность и геометрия магнитного поля. Однако остаются не исследованными зависимость параметров протозвездных облаков (массы, размеры, интенсивность и геометрия магнитного поля) от параметров фрагментирующих волокон в различных сценариях коллапса, роль магнитного поля в формировании протозвездных облаков внутри волокон, а также свойства магнитных полей формирующихся протозвездных облаков. Теоретическое моделирование процессов образования ядер в молекулярных волокнах позволит исследовать эту зависимость.

Глава 2. Теоретическая модель волокна с магнитным полем

2.1 Постановка задачи

2.1.1 Однородное волокно

В соответствии с наблюдательными данными, приведенными в предыдущей главе, рассмотрим гравитационный коллапс цилиндрического молекулярного облака (далее: волокна) длиной H_0 , которая варьируется от 2 до 10 пк и радиусом R_0 от 0.1 до 0.2 пк. Волокно является однородным с начальной концентрацией n_0 и температурой T_0 . Облако находится в равновесии по давлению с окружающей средой, концентрация n_1 которой берется на порядок меньше чем n_0 , а температура T_1 , соответственно, на порядок больше чем T_0 . Волокно пронизано однородным магнитным полем интенсивностью B_0 . На рисунке 2.1 показана схематическая постановка задачи. Молекулярный вес газа равен $\mu = 2.31$, что соответствует химическому составу $X = 0.7$, $Y = 0.28$, $Z = 0.02$, где X — содержание водорода, Y — содержание гелия и Z — содержание тяжелых элементов. Соотношение между концентрацией n и плотностью газа определяется как $\rho = 1.67 \cdot 10^{-24} \text{ г } \mu n$. Длина свободного пробега молекул при характерных температурах $T = 10 \text{ К}$ и концентрациях $n = 10^4 \text{ см}^{-3}$ для облаков молекулярного водорода составляет порядка 10^4 км , что при характерных размерах облаков в несколько пк позволяет рассматривать их как сплошную среду.

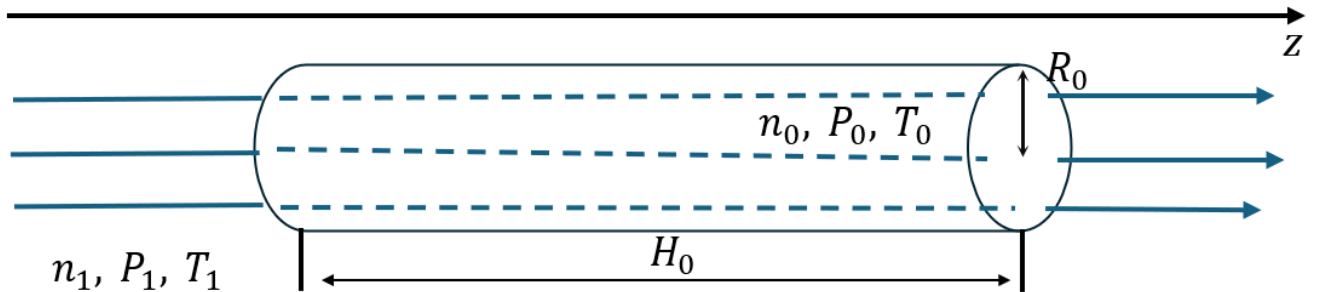


Рисунок 2.1 — Схематическое представление волокна длиной H_0 , радиусом R_0 и концентрацией n_0 . Вдоль главной оси волокна направлено однородное магнитное поле B_0 .

В результате соударений молекул друг с другом и с пылинками во время сжатия облака гравитационная энергия уходит на нагрев газа. Основным механизмом охлаждения для газа является излучение молекул в субмиллиметровом диапазоне и пылинок в ИК-диапазоне. Исследования переноса излучения в протозвездных облаках показали [63], что облако может оставаться прозрачным к своему излучению и сжиматься с практически постоянной температурой до плотностей порядка $\sim 10^{-13} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Это позволяет считать, что в этом случае газ характеризуется уравнением состояния с эффективным показателем адиабаты $\gamma = 1.001$, соответствующим изотермическому сжатию.

К диссипации магнитного поля приводит омическая диффузия (ОД), вызванная столкновением заряженных частиц с последующим затуханием токов проводимости. Другим диссипативным эффектом является магнитная амбиполярная диффузия (МАД), вызванная совместным дрейфом заряженных частиц сквозь газ под действием электромагнитной силы [64]. Оценить эффективность диффузии магнитного поля можно с помощью магнитного числа Рейнольдса:

$$R_m = \frac{v_0 l_0}{\nu}, \quad (2.1)$$

где v_0 и l_0 — характерные скорость газа и пространственный масштаб, ν — коэффициент диффузии магнитного поля. В качестве l_0 выберем радиус волокна r_0 , в качестве характерной скорости — $v_0 = \frac{r_0}{t_{\text{ff}}}$, t_{ff} — характерное время свободного сжатия, которое для цилиндрического облака составляет $t_{\text{ff}} = \frac{1}{2\sqrt{G\rho}}$.

Для оценок соответствующих коэффициентов используем формулы из статьи Дудорова и Хайбрахманова [65]:

$$\nu = \begin{cases} 480x^{-1}T^{1/2} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} & (\text{ОД}), \\ \frac{B^2}{4\pi x \rho^2 \eta_{\text{in}}} & (\text{МАД}), \end{cases} \quad (2.2)$$

где x — степень ионизации, T — температура газа, B — магнитная индукция, ρ — плотность газа, $\eta_{\text{in}} = m_i \langle \sigma v \rangle_{\text{in}} / m_i (m_i + m_n)$ — коэффициент взаимодействия ионов массой $m_i = 30 m_{\text{H}}$ и нейтралов массой $m_n = \mu m_{\text{H}}$, где $\langle \sigma v \rangle_{\text{in}} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, m_{H} — масса атома водорода. В рассматриваемом диапазоне плотностей степень ионизации можно оценить из баланса ионизацией космическими лучами со скоростью ξ и лучистыми рекомбинациями: $x = \sqrt{\frac{\xi}{\alpha_r n}}$, где $\alpha_r = 6.21 \cdot 10^{-11} T^{-1/2} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ — коэффициент лучистых рекомбинаций, n — концентрация газа (см. [66]).

Используя типичные параметры для межзвездной среды, получим для случая омической диффузии:

$$R_m^{OD} = 1.7 \cdot 10^{14} \left(\frac{r_0}{0.2 \text{ пк}} \right)^2 \left(\frac{\xi}{10^{-17} \text{ с}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{T_0}{10 \text{ К}} \right)^{-1/4}, \quad (2.3)$$

для амбиполярной диффузии:

$$R_m^{MAD} = 6.6 \cdot 10^3 \left(\frac{r_0}{0.2 \text{ пк}} \right)^2 \left(\frac{B_0}{190 \text{ мкГс}} \right)^{-2} \left(\frac{\xi}{10^{-17} \text{ с}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_0}{10^5 \text{ см}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{T_0}{10 \text{ К}} \right)^{1/4}. \quad (2.4)$$

Полученные значения чисел Рейнольдса говорят о незначительной на рассматриваемых этапах эволюции волокна диссипации магнитного потока, следовательно магнитное поле может считаться замороженным в газ. Поэтому эволюция молекулярного волокна может исследоваться с помощью системы уравнений идеальной МГД:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi - \frac{1}{4\pi\rho} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}), \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} + \Phi \right) + \frac{B^2}{8\pi} \right] = -\nabla q \quad (2.8)$$

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho, \quad (2.9)$$

$$P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon, \quad (2.10)$$

где ρ , $\mathbf{v}$ и P — плотность, вектор скорости и давление газа, Φ — гравитационный потенциал, $\mathbf{B}$ — магнитная индукция, ε — внутренняя энергия газа, $q = \rho \mathbf{v} \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho} + \Phi \right) + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ — плотность потока энергии.

Соотношения между параметрами внутри волокна и снаружи, в соответствии с теорией фаз межзвездной среды, задаются исходя из условия равенства давлений на поверхности облака:

$$\rho_1 = \frac{\rho_0}{10}, \quad T_1 = T_0 \cdot 10, \quad P_1 = \frac{\mathcal{R}T_1\rho_1}{\mu}, \quad P_0 = \frac{\mathcal{R}T_0\rho_0}{\mu}, \quad (2.11)$$

где $\mathcal{R} = 8.31 \cdot 10^7$ эрг·моль $^{-1}$ ·К $^{-1}$ — универсальная газовая постоянная. Для вектора переменных $u = \{\rho, \rho \mathbf{v}, \rho(\varepsilon + \frac{v^2}{2} + \Phi) + \frac{B^2}{8\pi}\}$ используем граничные условия Неймана:

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0. \quad (2.12)$$

Данные граничные условия означают, что вещество свободно перетекает через границы расчетной области.

2.1.2 Обжатие волокна ударной волной

Для исследования индуцированного звездообразования в данной работе рассматривается изотермическое обжатие волокна ударной волной слабой интенсивности. Как и в постановке задаче однородного волокна, облако находится в равновесии по давлению с окружающей средой. Концентрация внешней среды n_1 берется на два порядка меньше чем концентрация волокна n_0 , а температура T_1 , соответственно, на два порядка больше чем температура волокна T_0 . Соотношения между параметрами внутри волокна и снаружи:

$$\rho_1 = \frac{\rho_0}{10^2}, T_1 = T_0 \cdot 10^2, P_1 = \frac{\mathcal{R}T_1\rho_1}{\mu}, P_0 = \frac{\mathcal{R}T_0\rho_0}{\mu}. \quad (2.13)$$

Фронт плоской ударной волны коллинеарен главной оси волокна. Ударная волна характеризуется параметрами за фронтом: концентрацией n_s , температурой T_s и давлением P_s . Скорость фронта ударной волны составляет D . На рисунке 2.2 показана схематическая постановка задачи.

Условия Гюгонию на поверхности фронта могут быть записаны как:

$$[T] = 0, D[\rho] = [\rho v], D[\rho v] = [\rho v^2 + P], \quad (2.14)$$

где квадратными скобками обозначены скачки газодинамических величин при переходе через фронт. Поскольку в начальный момент времени $v_1 = 0$, то начальные условия за фронтом ударной волны могут быть описаны как:

$$T_1 = T_s, \rho_s = \rho_1 M^2, P_s = \rho_s c_T^2, D = \mathcal{M} c_T. \quad (2.15)$$

где $c_T = \sqrt{\frac{\mathcal{R}T}{\mu}}$ — изотермическая скорость звука, $\mathcal{M} = \frac{D}{c_T}$ — число Маха.

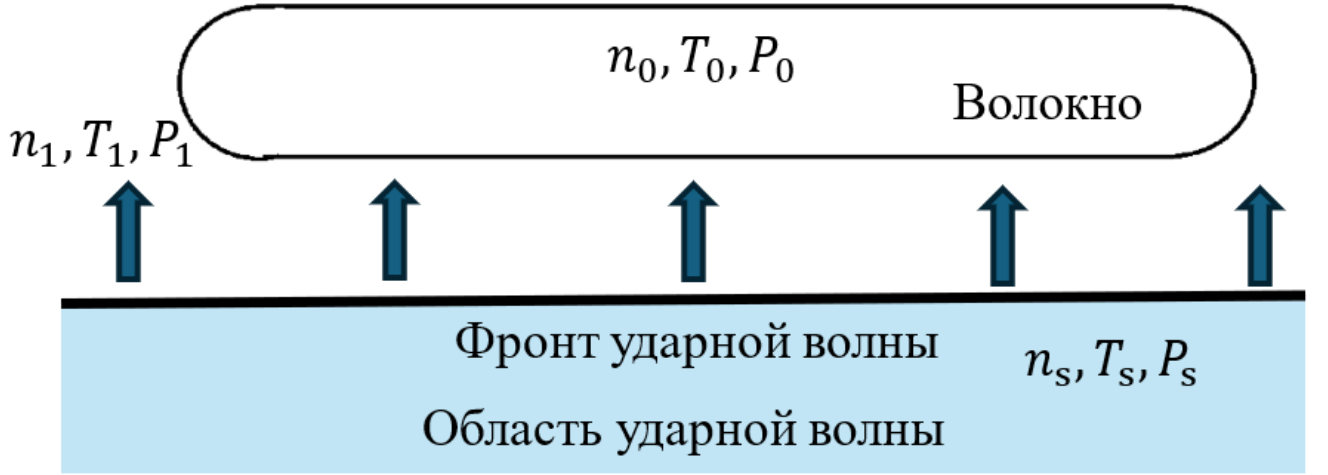


Рисунок 2.2 — Схематическое представление волокна длиной H_0 , радиусом R_0 и концентрацией n_0 . Вдоль главной оси волокна направлено однородное магнитное поле B_0 .

Теоретические исследования, приведенные в разделе 1.5, показали, что вследствие роста неустойчивостей, вызванных взаимодействием с ударной волной, движение газа внутри облака может приобретать турбулентный характер. Для анализа характера движения газа в задаче обжатия волокна ударной волной используем оценку дисперсии скоростей: $\delta v_i = (\langle v_i^2 \rangle - \langle v_i \rangle^2)^{1/2}$, где $i = \{x, y, z\}$, $\langle v_i \rangle$ и $\langle v_i^2 \rangle$ — моменты скорости [21; 67]:

$$\langle v_i \rangle = \frac{1}{M} \int_{V_0} \rho v_i dV, \quad (2.16)$$

$$\langle v_i^2 \rangle = \frac{1}{M} \int_{V_0} \rho v_i^2 dV, \quad (2.17)$$

где M — масса газа внутри рассматриваемого объема V_0 , ρ и v_i — плотность и скорость.

2.2 Описание численного кода

Для моделирования эволюции волокна теоретическая модель волокна, представленная в настоящей работе, реализована в виде нового модуля для численного кода FLASH 4, в котором реализована технология адаптивно-встраиваемых сеток (AMR) [68].

В коде уравнения идеальной МГД (2.5–2.10) решаются с помощью схемы MUSCL (Monotonic Upstream Centered Scheme for Conservation Laws) Годуновского типа [69]. Схема обладает вторым порядком точности и используется для решения уравнений идеальной сжимаемой жидкости. Метод основан на интегральных законах сохранения. Второй порядок точности достигается за счет линейного распределения значений внутри элементарной ячейки. Задача Римана о распаде разрыва на границах ячеек решается с помощью метода, основанного на схеме Рунге [70]. Интегрирование по времени производится с помощью одношагового метода Ханска [71] второго порядка точности.

Соленоидальность магнитного поля поддерживается с помощью восьми-волнового метода, в котором в уравнения МГД вводятся члены пропорциональные $\nabla \cdot \mathbf{B}$. Таким образом, в задаче Римана рассматривается распространение еще одной волны, отвечающей за замкнутость линий магнитного поля. Дополнительно в коде реализован метод предложенный в работе Мардера [72]. В этом методе добавляется диффузный оператор пропорциональный $\Delta \mathbf{B}$, тогда уравнение индукции 2.7 принимает следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \mathbf{v} \nabla \cdot \mathbf{B} + \eta_\alpha \Delta \mathbf{B}, \quad (2.18)$$

где η_α — коэффициент искусственной диффузии, который выбирается в соответствии с коэффициентом численной диффузии. В коде FLASH берется $\eta_\alpha = \frac{\lambda}{2} \left(\frac{1}{\Delta x} + \frac{1}{\Delta y} + \frac{1}{\Delta z} \right)$, где λ — самая большая характерная скорость в потоке.

Расчеты без магнитного поля производятся с помощью кусочно-параболического метода, который является вариацией Годуновского метода. Главными особенностями являются интерполяция в ячейках с помощью параболических функций.

Расчеты проводятся на адаптивной сетке. Стандартным пакетом, реализующим технологию AMR в коде FLASH, является пакет PARAMESH [73]. Вся расчетная сетка представляет собой набор блоков с различными физическими размерами ячеек, которые иерархически связаны друг с другом с помощью древовидной структуры данных. Блок содержит определенное количество ячеек в каждом направлении, по умолчанию это количество равно восьми. Для предоставления данных из соседних блоков или из граничных условий каждый блок окружен набором ячеек, который называется guardcells (см. рисунок 2.3). Данные для ячеек guardcells из соседнего блока могут браться напрямую, если уровни разрешения совпадают, интерполироваться, если уровень разрешения

соседнего блока меньше, или усредняться, если уровень разрешения больше. В корне дерева находятся блоки с самыми большими ячейкам. Размеры встраиваемых блоков меньше своих «родительских» блоков на половину по всем направлениям. Встраиваемые блоки лежат внутри своих родительских блоков и не пересекаются, таким образом набор встраиваемых блоков полностью заполняет объём родительского блока. Так, при размерности d , в каждом блоке количество встраиваемых блоков равно 2^d . Уровень вложенности рядом стоящих блоков не должен быть больше одного (см. рисунок 2.4).

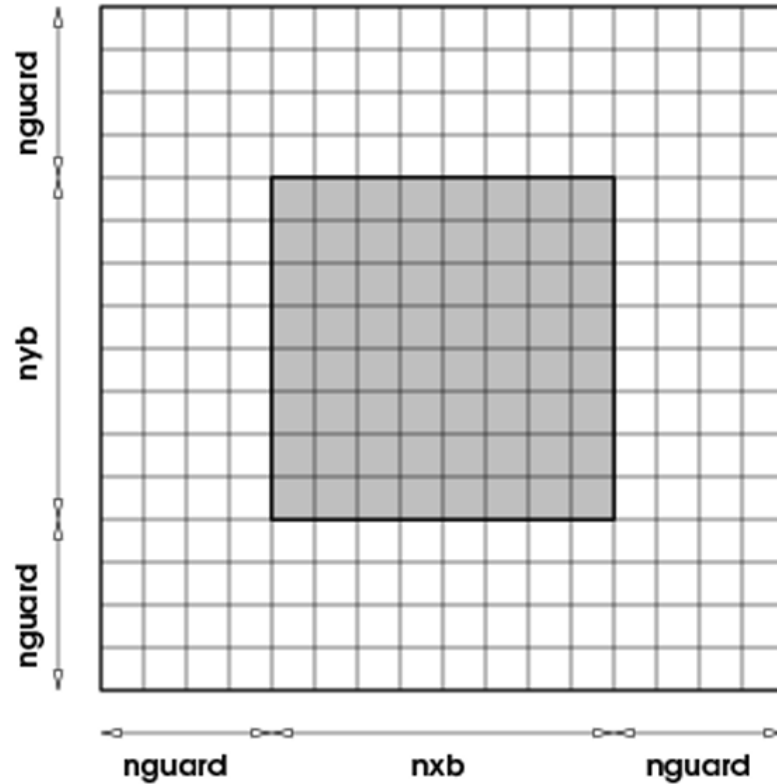


Рисунок 2.3 — Пример двумерного блока сетки кода FLASH с окружающими его guardcells.

Критерий для перестраивания сетки в PARAMESH адаптирован из работы Лонера [74]. Пусть u — переменная для оценки перестраивания, тогда критерий в одномерном случае выглядит следующим образом:

$$E_i = \frac{|u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1}|}{|u_{i+1} - u_i| + |u_i - u_{i-1}| + \varepsilon[|u_{i+1} + 2|u_i| + |u_{i-1}|]}, \quad (2.19)$$

где u_i — значение переменной в i -ой ячейки, ε — малая константа.

Для многомерного случая в коде FLASH используется следующий критерий:

$$E_{i_x i_y i_z} = \left(\frac{\sum_{pq} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x_p \partial x_q} \right)^2}{\sum_{pq} \left[\frac{1}{2\Delta x_p} \left(\left| \frac{\partial u}{\partial x_p} \right|_{i_q+1} + \left| \frac{\partial u}{\partial x_p} \right|_{i_q-1} \right) + \varepsilon \frac{|u_{pq}|}{\Delta x_p \Delta x_q} \right]^2} \right)^{1/2} \quad (2.20)$$

где $|u_{pq}|$ — усредненные значения $|u|$ по соседним ячейкам в направлениях p и q . По умолчанию значение константы ε берется равным 0.01.

Уровень разрешения в блоке повышается, если значение $E_{i_x i_y i_z}$ больше порогового значения, которое по умолчанию равно 0.8. Наоборот, для понижения разрешения используется отдельное пороговое значение, которое по умолчанию берется равным 0.2. В данном случае перестройка происходит, если значение $E_{i_x i_y i_z}$ меньше порогового во всех ячейках блока.

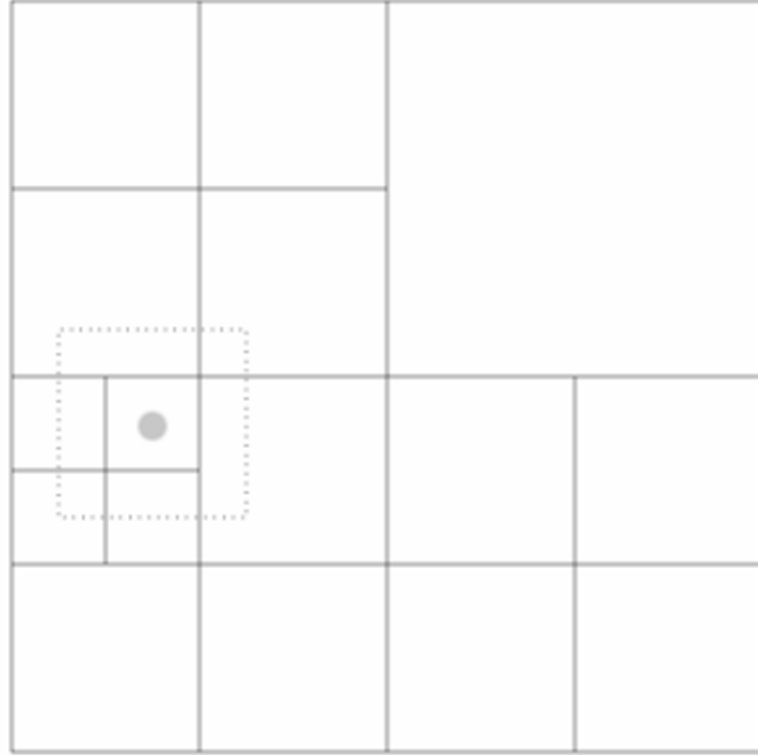


Рисунок 2.4 — Пример AMR-сетки, используемой в коде FLASH, с разными уровнями вложенности из 16 блоков. Пунктирная линия отображает блок с окружающими его guardcells.

Гравитационный потенциал находится с помощью древесного алгоритма Барнса-Хата [75], который составляет глобальное октодерево поверх расчетной области. Само дерево является расширением древа AMR вплоть до отдельных

ячеек. Алгоритм заключается в проходе по дереву до каждой ячейки сетки (точка расчета) и оценки узла дерева, потенциал которого в этой точке рассчитывается. В зависимости от оценки, либо рассчитывается потенциал узла дерева как одного тела или рассчитывается потенциал его составных частей по отдельности. Критерий, при котором рассчитывается потенциал узла:

$$\frac{S_{\text{node}}}{D} < \theta_{\text{lim}} \quad (2.21)$$

где S_{node} — размер узла, D — расстояние между узлом и точкой расчета, θ_{lim} — ограничивающий угол, который задается вручную. По умолчанию значение угла берётся равным 0.5. Для расчета потенциала рассматриваются изолированные граничные условия. Гравитационное ускорение может быть найдено через дифференцирование потенциала гравитационного поля.

2.2.1 Тестовые расчеты

В качестве тестового расчета для проверки корректности работы адаптивной сетки и расчета гравитации рассмотрим коллапс сферического протозвездного облака массой $1 M_{\odot}$, температурой $T = 10$ К, плотностью $\rho = 9.2 \cdot 10^{-19} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и радиусом $R_0 = 5.3 \cdot 10^3$ а.е. Время свободного сжатия для сферического облака составляет $t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \approx 7 \cdot 10^4$ лет. Тепловой параметр $\epsilon_T = \frac{E_t}{|E_G|}$, где E_t и E_g — тепловая и гравитационная энергии облака, берётся равным 0.36. Рассматривается трехмерная постановка задачи в декартовых координатах. Облако помещается в центр расчетной области, размеры области в направлениях $x \times y \times z$ равны $1.3 \cdot 10^4 \times 1.3 \cdot 10^4 \times 1.3 \cdot 10^4$ а.е.³ Используется 7 уровней вложенности. Эффективное максимальное разрешение составляет $512 \times 512 \times 512$, что соответствует минимальному размеру ячейки $26 \times 26 \times 26$ а.е.³

На рисунках 2.5 и 2.6 приведены срезы плотностей и расчетная сетка соответственно в плоскости $z - x$ в моменты времени $t = 0$ и $1 t_{\text{ff}}$. Расчеты показывают, что со временем облако остается сферическим, а в его центре выделяется плотная часть. В начальный момент времени наибольшее сгущение сетки соответствует границе облака, поскольку из-за перепада плотности выпол-

няется критерий для перестраивания. К моменту времени $1 t_{\text{ff}}$ сгущение сетки остается на границе облака и появляется в его центральной части.

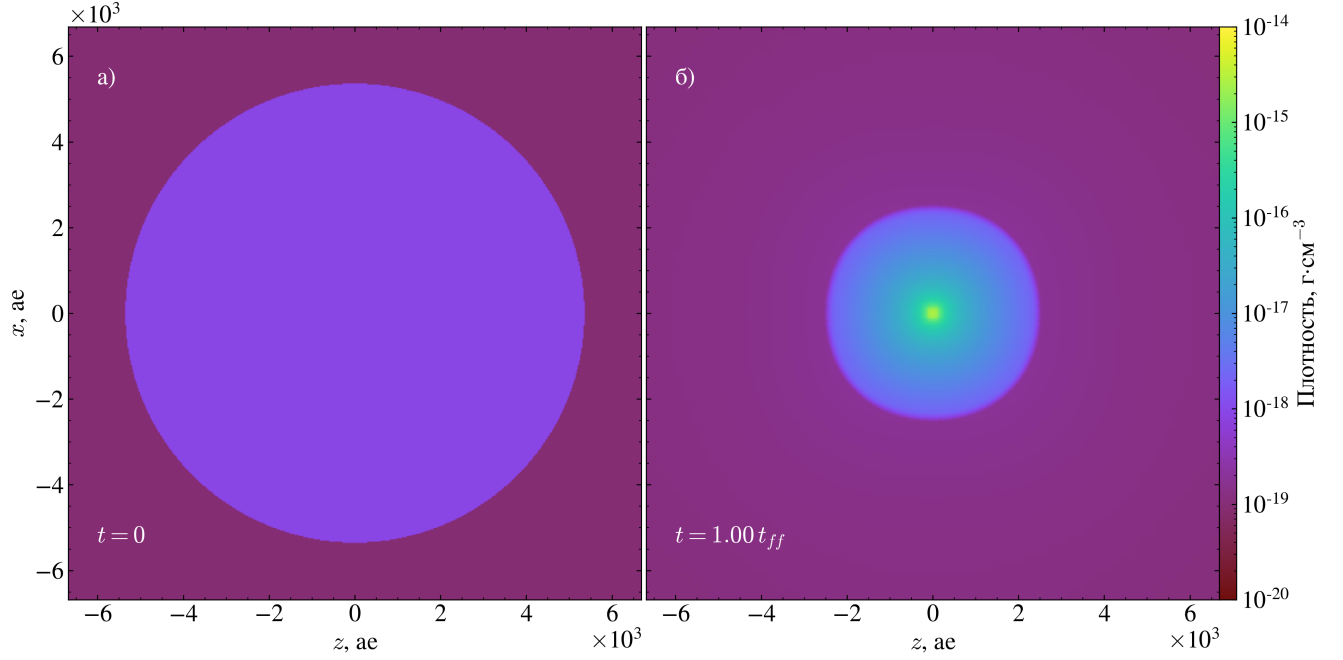


Рисунок 2.5 — Распределение плотности (цветовая заливка) в плоскости $x - z$ в тестовом расчете коллапса сферического облака с $\varepsilon_{\text{T}} = 0.36$ в моменты времени $t = 0$ (панель а), $t = 1 t_{\text{ff}}$ (панель б).

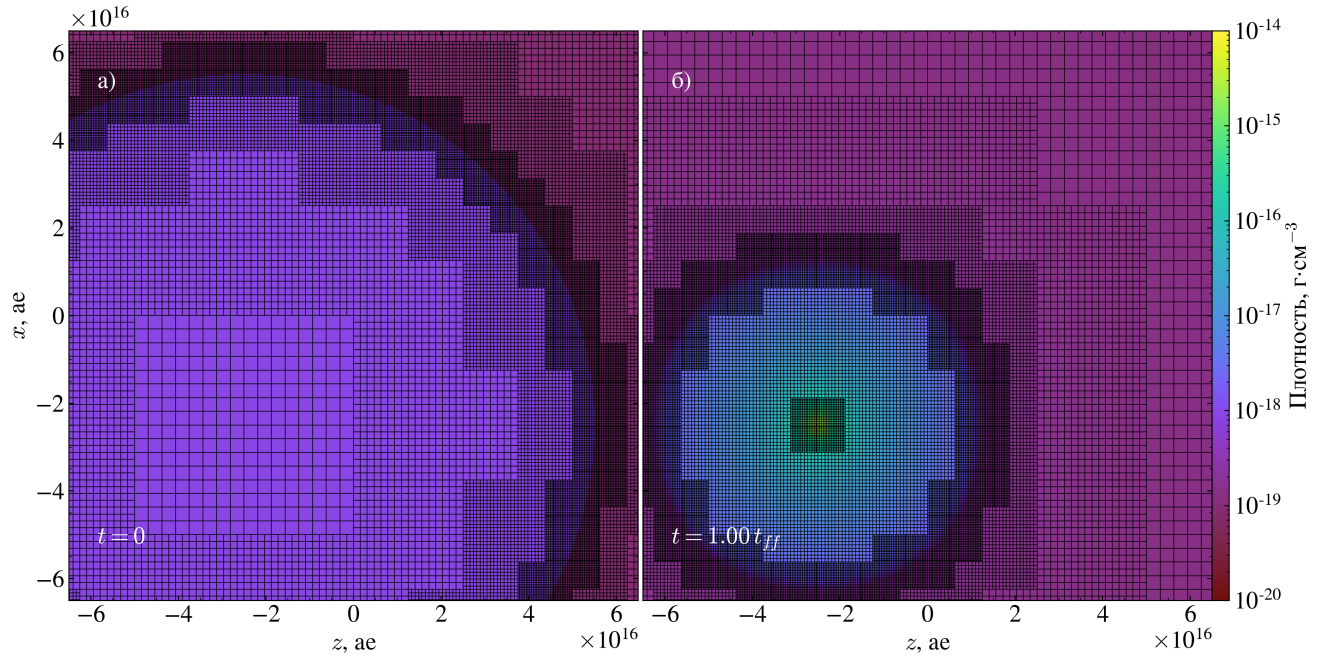


Рисунок 2.6 — Перераспределение сетки в тестовом расчете коллапса сферического облака с $\varepsilon_{\text{T}} = 0.36$ в моменты времени $t = 0$ (панель а), $t = 1 t_{\text{ff}}$ (панель б).

На рисунке 2.7 приведены профили плотности вдоль радиуса в моменты времени $1 t_{\text{ff}}$. Из рисунка видно, что в центре облака выделяется плотная

однородная область, размеры которой уменьшаются со временем, а плотность наоборот увеличивается. Вне однородной области зависимость плотности от радиуса носит степенной характер и к моменту времени $1 t_{\text{ff}}$ имеет показатель степени $\rho \sim R^{-2}$, что находится в соответствии с результатами Ларсона [76]. Таким образом, расчеты согласуются с известными точными решениями для коллапса облака и демонстрируют корректность работы кода в моделировании самогравитирующих течений.

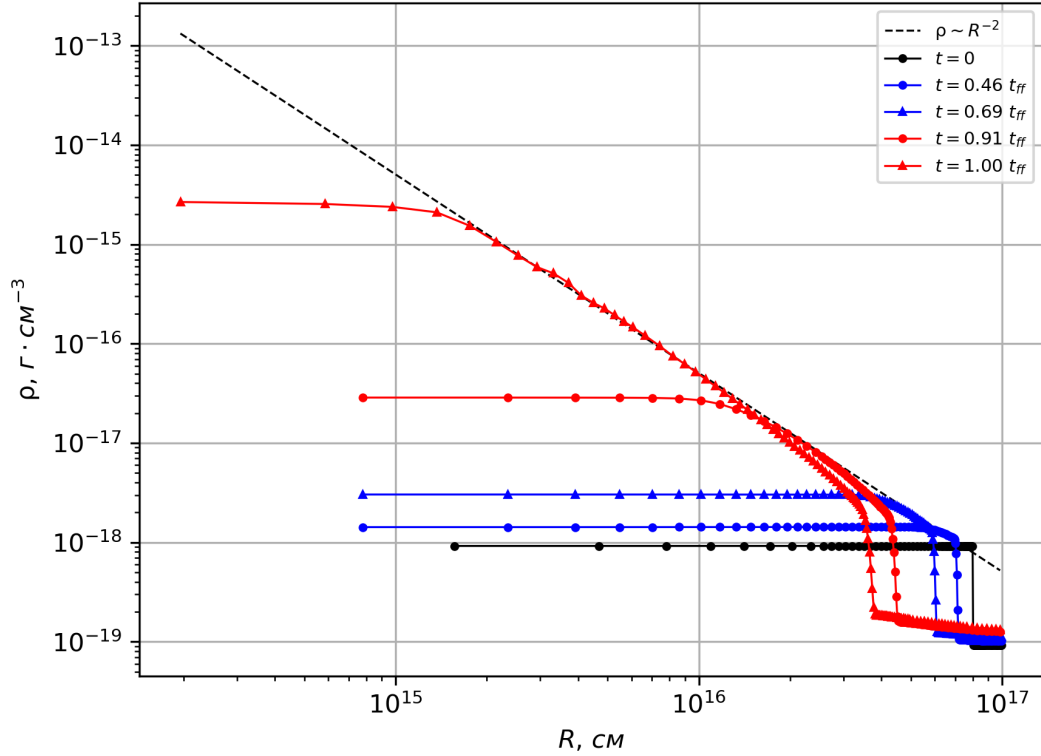


Рисунок 2.7 — Профили плотности вдоль радиуса облака в тестовом расчете коллапса сферического облака в моменты времени $t = 0, 0.46, 0.69, 0.91$ и $1 t_{\text{ff}}$. Пунктирной линией показана степенная зависимость для $\rho \sim R^{-2}$ из работы Ларсона [76].

2.3 Численная модель молекулярного волокна

Рассмотрим динамику коллапса волокна в приближении бесконечного цилиндрического облака. Из-за сил самогравитации волокно сжимается вдоль своего радиуса. Гравитационного ускорение зависит от радиуса как $\sim R^{-1}$. Противодействует силе гравитации сила, вызванная градиентом внутреннего

давления. В случае однородного изотермического сжатия плотность будет зависеть от радиуса как $\sim R^{-2}$, тогда соответствующее изменение в ускорении будет так же $\sim R^{-1}$. Гравитационные силы и градиент давления растут одинакового при сжатии и таким образом радиальный коллапс может быть остановлен давлением. Другой силой, препятствующей радиальному коллапсу бесконечного цилиндрического облака, является сила, вызванная давлением магнитного поля $\sim \frac{\partial B^2}{\partial R}/\rho$. Поскольку магнитное поле является замороженным, то $B \sim R^{-2}$, тогда электромагнитная сила меняется с радиусом как $\sim R^{-3}$, из-за чего магнитное поле замедляет радиальный коллапс эффективнее, чем внутреннее давление.

Для анализа гравитационной равновесности бесконечного цилиндра с продольным магнитным полем используется вириальное соотношение, выведенное Чандрасекаром и Ферми 1.2. Введем тепловой и магнитный параметры ϵ_T и ϵ_M , которые представляют собой отношение линейных тепловой энергии и энергии магнитного поля к модулю линейной гравитационной энергии соответственно. Тепловой параметр можно представить как отношение критической $\mu_{\text{crit}} = \frac{2c_T^2}{G}$ и начальной $\mu = \pi\rho_0 R_0^2$ линейных масс. Магнитный параметр можно представить как отношение $\epsilon_M = \frac{1}{4\pi^2 G} \frac{B_0^2}{\rho_0^2 R_0^2}$. Тогда условие равновесности представляется как:

$$\epsilon_T + \epsilon_M = \epsilon. \quad (2.22)$$

При $\epsilon < 1$ волокно является неравновесным и начинает коллапсировать вдоль радиуса.

Будем использовать трехмерную постановку задачи в декартовых координатах. Ось z соответствует оси симметрии волокна. Волокно помещается в центр расчетной области, размеры которой превышают размеры волокна как минимум на 1 пк и составляют $2 \times 2 \times 14$ пк и $1 \times 1 \times 3$ пк в направлениях $x \times y \times z$ для расчетов, в которых исследуется эволюция волокон с магнитным полем, и расчетов, в которых исследуется фрагментация волокон, соответственно. Используется 7 уровней вложенности AMR-сетки. Эффективное максимальное разрешение составляет $512 \times 512 \times 3584$ и $512 \times 512 \times 1536$, что соответствует минимальным размерам ячеек $781 \times 781 \times 781$ а.е.³ и $390 \times 390 \times 390$ а.е.³, что меньше характерной длины волны Джинса $\lambda_J = 0.11$ пк (см. таблицу 2) в 30 и 60 раз соответственно.

2.4 Параметры моделей

Через ϵ_T и ϵ_M можно задать начальные значения плотности и интенсивности магнитного поля:

$$\rho_0 = 3.57 \cdot 10^{-22} \cdot \epsilon_T^{-1} \cdot \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right) \cdot \left(\frac{R_0}{1 \text{ пк}} \right)^{-2} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad (2.23)$$

$$B_0 = 1.8 \cdot 10^{-6} \cdot \epsilon_M^{1/2} \cdot \epsilon_T^{-1} \cdot \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right) \cdot \left(\frac{R_0}{1 \text{ пк}} \right)^{-1} \text{ Гс}. \quad (2.24)$$

Тепловой и магнитный параметр задаются в расчетах в диапазоне значений от $0.025 \leq \epsilon_T \leq 2$ и $0 \leq \epsilon_M \leq 2.5$, что соответствует начальным концентрациям $1.2 \cdot 10^3 \leq n_0 \leq 10^5 \text{ см}^{-3}$ и интенсивности магнитного поля $0 \leq B_0 \leq 6 \cdot 10^{-4} \text{ Гс}$. Параметры для расчетов без магнитного поля (ГД) и для расчетов с магнитным полем (МГД) приведены в таблице 3: температура (столбец 2), радиус (столбец 3), высота (столбец 4), тепловой параметр (столбец 5), концентрация (столбец 6), масса волокна (столбец 7), магнитный параметр (столбец 8), интенсивность магнитного поля (столбец 9), время свободного падения (столбец 10). Выбранный диапазон параметров позволит исследовать влияние магнитного поля на эволюцию неравновесных волокон. Задаваемые значения концентрации и интенсивности магнитного поля соответствуют наблюдаемым данным.

Таблица 3 — Начальные параметры расчетов для исследования эволюции волокон с магнитным полем

Номер расчета	T [K]	R_0 [пк]	H_0 [пк]	ϵ_T	n_0 [см ⁻³]	M [$M_\odot$]	ϵ_M	B_0 [Гс]	t_{ff} [10 ⁵ лет]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
ГД-1	10	0.2	10	0.025	10^5	6578	0	0	1
ГД-2	10	0.2	10	2	$1.2 \cdot 10^3$	81	0	0	8.9
МГД-1	10	0.2	10	0.025	10^5	6578	0.25	$1.9 \cdot 10^{-4}$	1
МГД-2	10	0.2	10	0.025	10^5	6578	2.5	$6 \cdot 10^{-4}$	1

В расчетах, посвященных исследованию обжатия ударной волной молекулярного волокна, варьируется число Маха в диапазонах значений от $\mathcal{M} = 4$ и до $\mathcal{M} = 6$. Параметры для соответствующих расчетов приведены в таблице 4: температура (столбец 2), радиус (столбец 3), высота (столбец 4), тепловой параметр (столбец 5), концентрация газа волокна (столбец 6), число Маха (столбец 7), начальная скорость фронта ударной волны (столбец 8), время свободного падения (столбец 9).

Таблица 4 — Начальные параметры расчетов для исследования обжатия волокон ударной волной

Номер расчета	T [K]	R_0 [пк]	H_0 [пк]	ε_T	n_0 [см ⁻³]	$\mathcal{M}$	D , км·с ⁻¹ [км·с ⁻¹]	t_{ff} [10 ⁵ лет]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
УВ-1	20	0.08	2	1	$2.8 \cdot 10^4$	4	11	1.85
УВ-2	20	0.08	2	1	$2.8 \cdot 10^4$	6	16	1.85

2.5 Метод определения гравитационной связности ядер

Начальные возмущения приводят к тому, что внутри волокна со временем выделяются плотные области — уплотнения. Будем называть уплотнение ядром, если оно является гравитационно-связанным. Определение границ гравитационно-связанных областей позволит исследовать такие характеристики формирующихся ядер, как размеры и массы.

Основой метода определения гравитационной связности уплотнений является анализ энергетического равновесия облака [77]. Рассматриваемая область внутри волокна считается гравитационно-связанной, если внутри нее выполняется условие:

$$(E_{\text{int}} + E_{\text{kin}} + E_{\text{mag}})/E_g \leq 1, \quad (2.25)$$

где E_{int} — тепловая энергия газа, E_{kin} — энергия крупномасштабных движений газа, E_{mag} — энергия магнитного поля и E_g — модуль гравитационной энергии. Полагается, что уплотнения имеют форму эллипсоидов. Для определения больших и малых полуосей профили плотности вдоль оси волокна (z) вдоль его радиуса (x) ядра аппроксимируется функцией Пламмера. Например, вдоль оси z :

$$n = \frac{n_0}{\left[1 + \left(\frac{z - z_c}{r_z}\right)^2\right]^{p/2}}, \quad (2.26)$$

где n_0 — концентрация газа в центре уплотнения, z_c — координата центра уплотнения вдоль оси волокна (оси z), r_z — радиус центральной практически однородной части волокна вдоль оси z , p — показатель степенной зависимости плотности от радиуса на периферии уплотнения. Для аппроксимации вдоль радиуса используется аналогичная функция, в которой величины z , z_c и r_z заменяются соответственно на x , x_c и r_x . Использование функции Пламмера обусловлено тем, что с помощью нее аппроксимируются плотности в наблюдаемых гравитационно-связанных системах, таких как шаровые скопления, молекулярные волокна и их ядра [78–80].

После определения формы и структуры уплотнения выполняется вычисление энергий внутри него. Первоначально энергии рассчитываются в области, ограниченной большой и малой полуосями уплотнения. В качестве полуосей выбираются полученные значения r_0 вдоль направления осей z и x .

Энергии находятся путем суммирования по ячейкам внутри выбранной области: $E_{\text{int}} = \sum_i P_i V_i$, $E_{\text{kin}} = \sum_i \frac{1}{2} m_i v_i^2$, $E_{\text{mag}} = \sum_i \frac{B_i^2}{8\pi} V_i$, $E_{\text{grav}} = \sum_j^{N-1} \sum_{i=j+1}^N G \frac{m_j m_i}{r_{i,j}}$, где i, j — индексы ячеек внутри области, P_i , m_i , v_i , B_i — давление, масса газа, скорость и интенсивность магнитного поля в i -ой ячейке, V_i — ее объем, N — количество ячеек, G — постоянная гравитационного взаимодействия, $r_{i,j}$ — расстояние между i -ой и j -ой ячейками.

Если условие (2.25) внутри выбранной области не выполняется, то выполняется пересчет энергий для области большего размера, то есть большего значения r_0 в заданном направлении. Процедура повторяется до тех пор, пока не будут найдены такие размеры эллипсоида, при которых выполняется условие связанности (2.25). Если в процессе итераций размеры эллипсоида выходят за пределы волокна или границы соседних в волокне ядер пересекаются, а при

этом условии (2.25) все еще не достигнуто, то считается, что уплотнение не является гравитационно-связанным.

2.6 Выводы по главе

В данной главе представлена теоретическая модель молекулярного волокна как однородного цилиндрического облака газа с радиусом R_0 и длиной H_0 . Облако пронизано продольным магнитным полем интенсивностью B_0 .

Модель молекулярного волокна реализована в виде нового модуля для численного кода FLASH, в котором используется технология AMR. Уравнения МГД решаются с помощью MUSCL гоуновского типа. Гравитация находится с помощью алгоритм Барнса-Хата, который используется для решения задачи N-тел. Выбранный численный код позволяет с достаточной точностью исследовать эволюцию волокон и ранние этапы формирования ядер молекулярных волокон.

В ходе эволюции волокон, внутри облаков могут образовываться уплотнения, которые рассматриваются как ядра молекулярных облаков, если уплотнения являются гравитационно-связанными. В главе представлен метод определения границ гравитационно-связанной области с помощью условия энергетического равновесия. Нахождение границ ядра позволит исследовать параметры ядра и сравнить с наблюдаемыми значениями.

Глава 3. Эволюция однородного волокна с магнитным полем

В данной главе исследуется влияние продольного магнитного поля и обжатия ударными волнами на эволюцию волокон. Также исследуются условия фрагментации облака и зависимость характеристик образующихся ядер от начальных параметров облака. Для этого рассматривается гравитационный коллапс волокон без магнитного поля и с продольным магнитным полем. Расчеты проводятся с разными значениями числа Маха, теплового и магнитного параметров. С помощью приведенного в предыдущей главе алгоритма определяются характеристики формирующихся ядер.

3.1 Эволюция волокон

3.1.1 Эволюция однородных волокон

В данном разделе исследуется гравитационный коллапс волокна без магнитного поля. Рассматривается облако длиной 10 пк, радиусом 0.2 пк и температурой 10 К. Тепловой параметр варьируется от $\varepsilon_T = 0.025$ (расчет ГД-1 в таблице 3) до $\varepsilon_T = 2$ (расчет ГД-2 в таблице 3), что соответствует плотностям 10^5 и $1.2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Расчет ГД-1 соответствует сверхкритическому облаку, расчет ГД-2 — докритическому. Выбранный диапазон начальных параметров соответствует значениям, полученным из наблюдательных данных.

На рисунке 3.1 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчета ГД-1 в моменты времени $t = 0, 0.84 t_{ff}, 1.01 t_{ff}$. Расчеты показывают, что в случае без магнитного поля при $\varepsilon_T = 0.025$ волокно свободно сжимается вдоль радиуса, и к моменту времени $t = 1 t_{ff}$ плотность в центре волокна вырастает на 3 порядка, толщина волокна вдоль радиуса составляет $1.56 \cdot 10^3$ а.е. Фрагментации волокна не происходит. На рисунке 3.2 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчета ГД-2, в котором тепловой параметр равен $\varepsilon_T = 2$, в моменты времени $t = 0, 1.1 t_{ff}, 1.59 t_{ff}$. В этом расчете волокно также сжимается вдоль радиуса, но в отличие от расчета ГД-1, достигает толщины порядка

$2.5 \cdot 10^4$ а.е. к моменту времени $1.59 t_{\text{ff}}$. Плотность в центре волокна вырастает всего на 1 порядок.

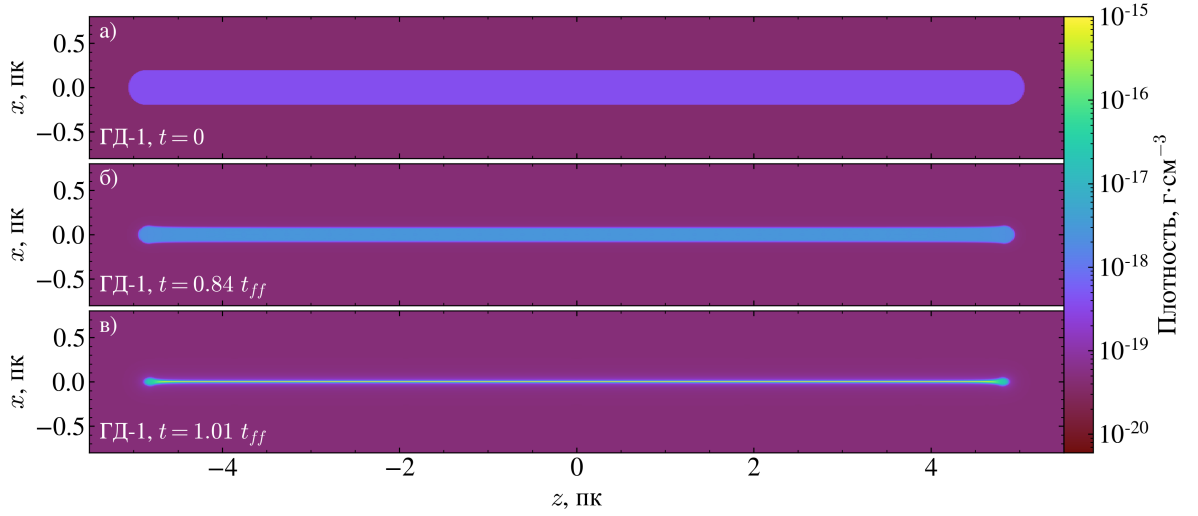


Рисунок 3.1 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) в плоскости $x - z$ в расчете сжатия волокна без магнитного поля (расчет ГД-1) в моменты времени $t = 0$ (панель а), $t = 0.84 t_{\text{ff}}$ (панель б), $t = 1.01 t_{\text{ff}}$ (панель в)

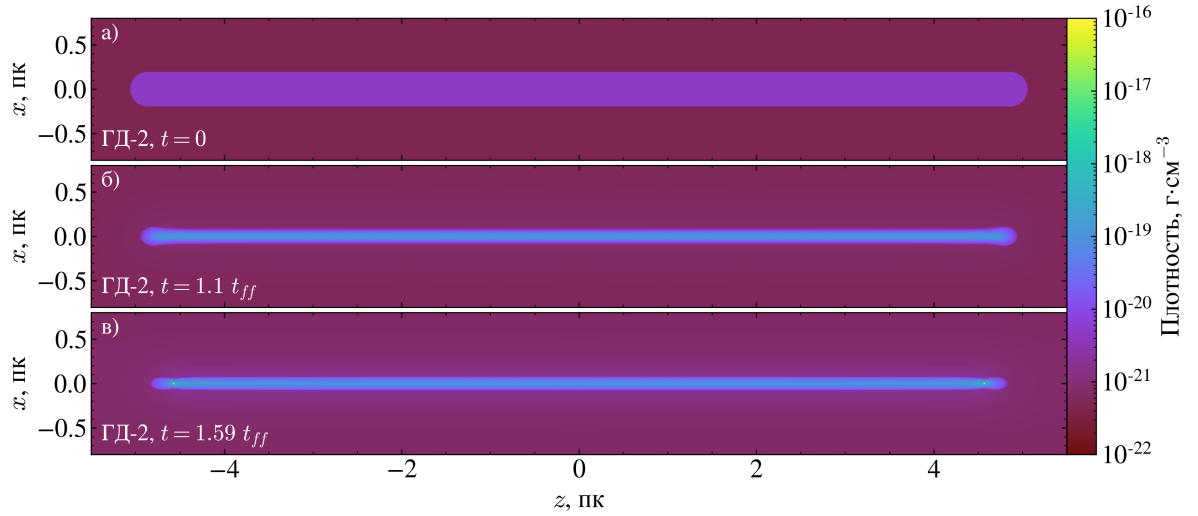


Рисунок 3.2 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) в плоскости $x - z$ в расчете сжатия волокна без магнитного поля (расчет ГД-2, равновесное облако) в моменты времени $t = 0$ (панель а), $t = 1.1 t_{\text{ff}}$ (панель б), $t = 1.59 t_{\text{ff}}$ (панель в)

На рисунке 3.3 показана эволюция профилей плотности и скорости вдоль волокна в ГД расчетах. Расположение торцов волокна в момент времени $t = 0$ соответствует координатам $z_L = 1.74$ пк и $z_R = 11.81$ пк. В расчете ГД-1 к моменту времени $t = 1.01 t_{\text{ff}}$ на концах волокна, $z_L = 1.94$ пк и $z_R = 11.6$ пк, наблюдаются пики скоростей $v_z = 5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. В расчете ГД-2 моменту времени

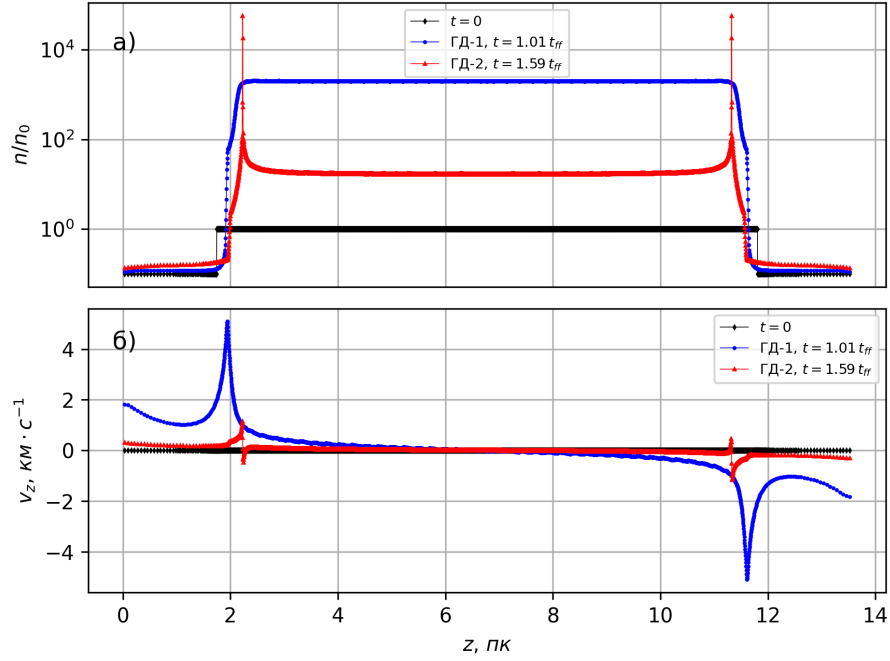


Рисунок 3.3 — Панель а: профили плотности волокна вдоль оси z для расчетов ГД-1 и 2 в моменты времени $t = 0$, $1.01 t_{ff}$ и $t = 1.59 t_{ff}$. Панель б: профили скорости v_z вдоль оси z для.

$t = 1.59 t_{ff}$ на концах волокна, $z_L = 2.22$ пк и $z_R = 11.32$ пк, наблюдаются пики и скоростей $v_z = 1.15$ км·с $^{-1}$, и плотности $n \approx 7 \cdot 10^7$ см $^{-3}$. В расчете ГД-2, пики соответствует уплотнениям, образующимся на концах волокна. Скорость «левого» уплотнения положительна, «правого» — отрицательна. Для данных значений скоростей число Маха составляет $\mathcal{M} = 6$, то есть уплотнения двигаются со сверхзвуковыми скоростями навстречу друг к другу.

На рисунке 3.4 показана эволюция профилей плотности и скорости вдоль радиуса R в центре волокна в расчете ГД-2. К моменту времени $t = 1.29 t_{ff}$ плотность в центре волокна достигает значения $n \approx 3.6 \cdot 10^4$ см $^{-3}$, после чего волокно начинает расширяться и к моменту времени $t = 1.59 t_{ff}$ плотность уменьшается до значений $n \approx 1.9 \cdot 10^4$ см $^{-3}$. Волокно расширяется со скоростью порядка $v = 0.1$ км·с $^{-1}$.

В обоих расчетах наблюдается сжатие волокна вдоль своего радиуса, однако в расчете с тепловым параметром меньше единицы сжатие происходит интенсивнее, и за характерное время плотность в центре волокна вырастает на несколько порядков. В свою очередь, в расчете с тепловым параметром больше единицы волокно сжимается дольше и плотность увеличивается примерно на один порядок, после чего волокно начинает расширяться вдоль радиуса.

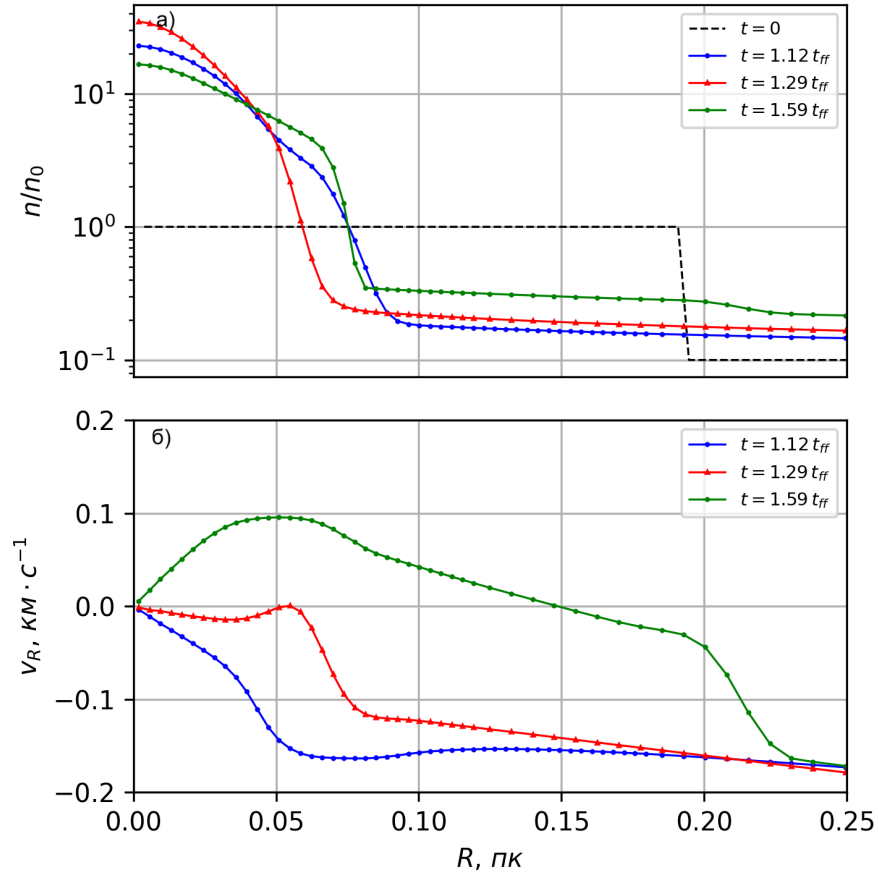


Рисунок 3.4 — Панель а: профили плотности волокна вдоль радиуса R для расчета ГД-2 в моменты времени $t = 0, 1.1, 1.29 t_{ff}$ и $t = 1.59 t_{ff}$. Панель б: профили скорости v_R вдоль радиуса R .

Также в обоих расчетах наблюдаются пики скоростей на торцах облака. «Левый» и «правый» пики скоростей равны по модулю, но отличаются по знаку. Скорости движения сгустков, таким образом, направлены к центру волокна, что согласуется с результатами расчетов Бастиена [24], Сейфрида и Уолша [25] и Дудорова и Хайбрахманова [26]. В расчете ГД-2 на краях облака формируются уплотнения, соответствующие пикам скоростей. Формирование уплотнений на краях вызвано сжатием вдоль оси волокна. Данный сценарий фрагментации соответствует коллапсу с конца (см. раздел 1.3 в Главе 1). Отсутствие уплотнений в расчете ГД-1 вызвано более быстрым радиальным сжатием, в результате чего ядра на краях просто не успевают сформироваться.

Таким образом, формирование уплотнений в волокне зависит от степени неравновесности. В сильно неравновесных волокнах радиальный коллапс происходит на временных масштабах, не достаточных для формирования уплотнений на краях облака.

3.1.2 Обжатие волокон ударными волнами

В данном разделе исследуется обжатие волокна межзвездной ударной волной. Рассматривается облако длиной 2 пк, радиусом 0.1 пк, температурой 20 К и плотностью $2.8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Число Маха варьируется от $\mathcal{M} = 4$ (расчет УВ-1 в таблице 4) до $\mathcal{M} = 6$ (расчет УВ-2 в таблице 4), что соответствует скоростям $D = 11 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и $D = 16 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

На рисунке 3.5 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчета УВ-1 в моменты времени $t = 0, 0.99$ и $1.48 t_{\text{ff}}$. Расчет показывает, что в результате обжатия ударной волной радиальное сжатие волокна значительно замедляется из-за перемешивания вещества. К моменту времени $1.48 t_{\text{ff}}$ плотность волокна вырастает примерно на порядок.

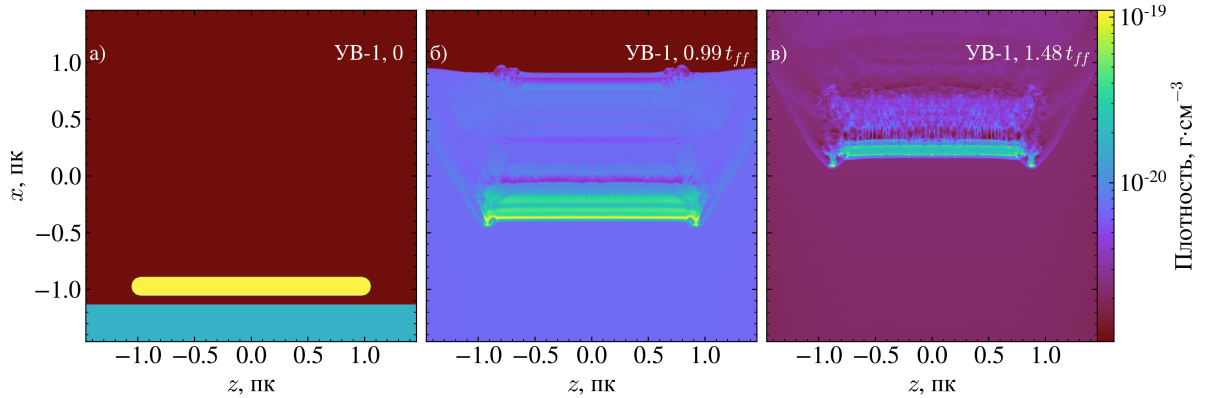


Рисунок 3.5 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) в плоскости $x - z$ в расчете обжатия волокна без магнитного поля (расчет УВ-1, $\mathcal{M} = 4$) в моменты времени $t = 0$ (панель а), $t = 0.98 t_{\text{ff}}$ (панель б), $t = 1.48 t_{\text{ff}}$ (панель в)

Подробная картина распределения плотности и поля скоростей в центре волокна в плоскостях $x - z$ и $y - x$ в моменты времени $t = 0.17, 0.46, 0.62, 0.78, 0.99$ и $1.48 t_{\text{ff}}$ представлена на рисунках 3.6 и 3.7. Рисунки показывают, что в результате взаимодействий ударной и отраженной волн внутри волокна генерируются возмущения плотности и скорости. Дисперсии скоростей внутри волокна, рассчитанные по формулам 2.16 и 2.17 из раздела 2.1.2, в момент времени $1.48 t_{\text{ff}}$ составляют $\sigma_{v_x} \approx 0.7$, $\sigma_{v_y} \approx 0.3$ и $\sigma_{v_z} \approx 0.1$ от усредненного значения скорости звука. Аналогичное распределение на краю волокна представлено на рисунке 3.8. Из рисунка видно, что на краях волокна со временем возникают мелкомасштабные уплотнения. Концентрация формируемых уплотнений к моменту времени $1.48 t_{\text{ff}}$ достигает порядка $\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$.

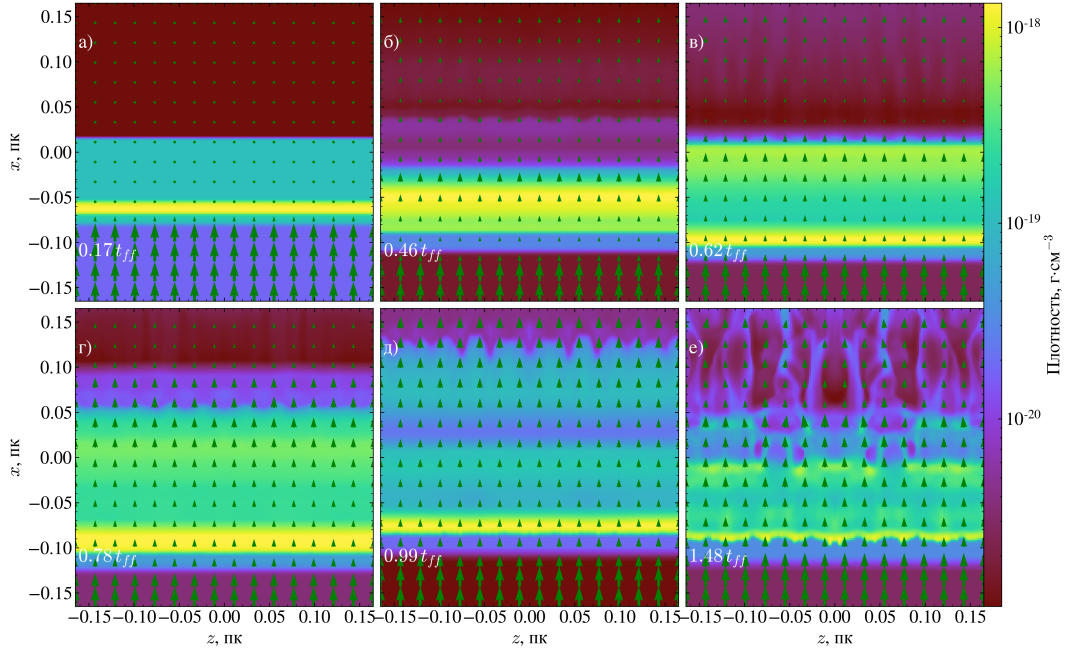


Рисунок 3.6 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) и поля скоростей (зеленые стрелки) в плоскости $x - z$ на краю волокна в расчете УВ-1 в момент времени $t = 0.17 t_{ff}$ (панель а), $t = 0.46 t_{ff}$ (панель б), $t = 0.62 t_{ff}$ (панель в), $t = 0.78 t_{ff}$ (панель г), $t = 0.99 t_{ff}$ (панель д), $t = 1.46 t_{ff}$ (панель е)

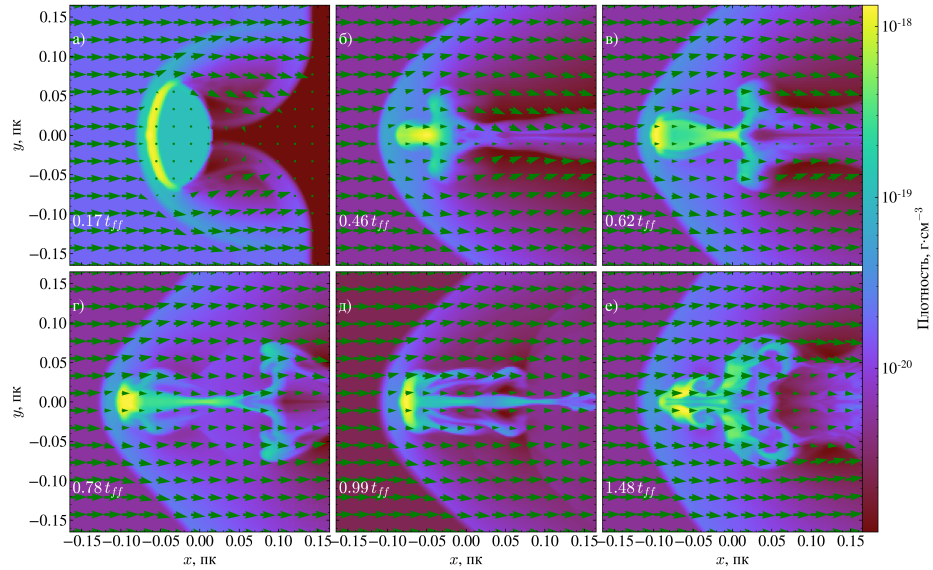


Рисунок 3.7 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) и поля скоростей (зеленые стрелки) в плоскости $y - x$ на краю волокна в расчете УВ-1 (обжатие волокна ударной волной с числом Маха 4) в момент времени $t = 0.17 t_{ff}$ (панель а), $t = 0.46 t_{ff}$ (панель б), $t = 0.62 t_{ff}$ (панель в), $t = 0.78 t_{ff}$ (панель г), $t = 0.99 t_{ff}$ (панель д), $t = 1.46 t_{ff}$ (панель е)

На рисунке 3.9 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчета УВ-2, в котором число Маха равно 6, в моменты времени $t = 0, 0.28 t_{ff}$. Из ри-

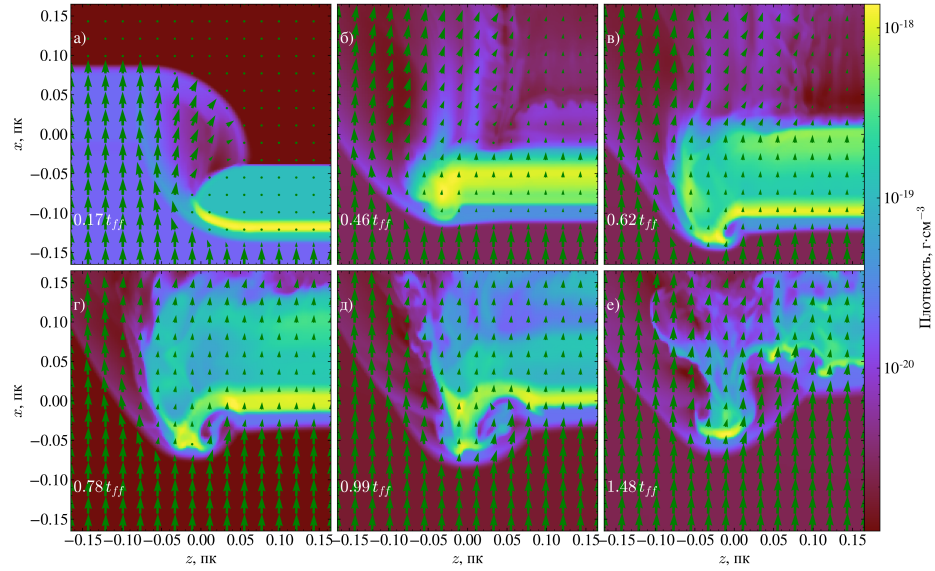


Рисунок 3.8 — Распределение плотности (цветовая заливка) и поля скоростей (зеленые стрелки) в плоскости $x - z$ на краю волокна в расчете УВ-1 (обжатие волокна ударной волной с числом Маха 4) в момент времени $t = 0.17 t_{ff}$ (панель а), $t = 0.46 t_{ff}$ (панель б), $t = 0.62 t_{ff}$ (панель в), $t = 0.78 t_{ff}$ (панель г), $t = 0.99 t_{ff}$ (панель д), $t = 1.46 t_{ff}$ (панель е)

сунка видно, что при больших числах Маха, обжатие ударной волной приводит к рассеиванию волокна без явных признаков фрагментации.

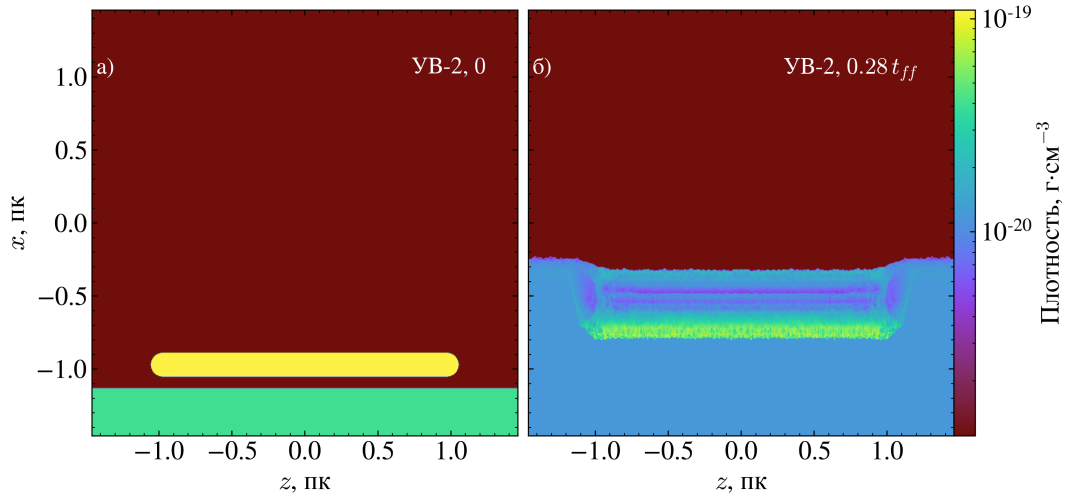


Рисунок 3.9 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) в плоскости $x - z$ в расчете обжатия волокна ударной волной (расчет УВ-2, $\mathcal{M} = 6$) в моменты времени $t = 0$ (панель а), $t = 0.28 t_{ff}$ (панель б)

Расчеты показывают, что при числе Маха 4 взаимодействие волокна с ударной волной может привести к появлению крупномасштабных возмущений плотности внутри волокна. На краях волокна формируются уплотнения, концентрация которых превышает начальную концентрацию волокна на один

порядок. Столкновение ударной волны с волокном при больших числах Маха приводит к разрушению волокна.

3.2 Эволюция волокон с магнитным полем

В данном разделе исследуется гравитационный коллапс волокна с продольным магнитным полем. Рассматривается облако с длиной 10 пк, радиусом 0.2 пк и температурой 10 К. Плотность берется равной 10^5 см^{-3} , что соответствует тепловому параметру $\epsilon_T = 0.025$. Магнитный параметр меняется от $\epsilon_M = 0.25$ (расчет МГД-1) до $\epsilon_M = 2.5$ (расчет МГД-2). Соответствующие значения интенсивности магнитного поля равны $1.9 \cdot 10^{-4} \text{ Гс}$ и $6 \cdot 10^{-4} \text{ Гс}$. Выбранные параметры позволят исследовать влияние продольного магнитного поля на эволюцию и фрагментацию сверхкритических волокон.

На рисунке 3.10 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчета МГД-1 в моменты времени $t = 0, 0.96, 1.23 t_{ff}$. В расчете МГД-1 к моменту времени $t = 1 t_{ff}$ волокно сжимается до толщины $\sim 2.5 \cdot 10^4 \text{ а.е.}$ и концентрации $n \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$.

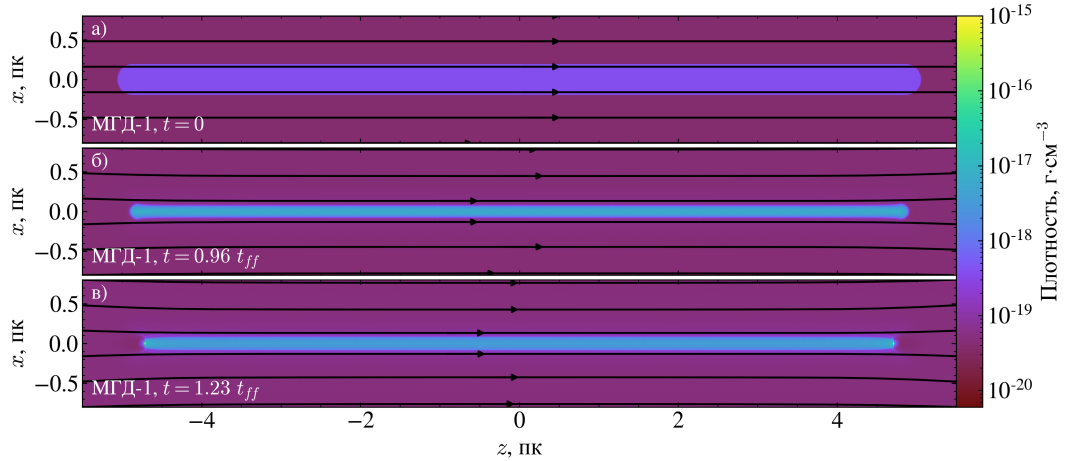


Рисунок 3.10 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) и линий магнитного поля (черные линии со стрелками) волокна в плоскости $x - z$ в расчете МГД-1 в моменты времени $t = 0$ (панель а), $t = 0.96 t_{ff}$ (панель б), $t = 1.23 t_{ff}$ (панель в).

На рисунке 3.11 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчета МГД-2 в моменты времени $t = 0, 1, 1.28, 1.77 t_{ff}$. В расчете МГД-2 картина

коллпаса качественно похожа на результаты для варианта МГД-1. Волокно сжимается до толщины $\sim 4 \cdot 10^4$ а.е. и концентрации $n \approx 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ к моменту времени $1.77 t_{ff}$.

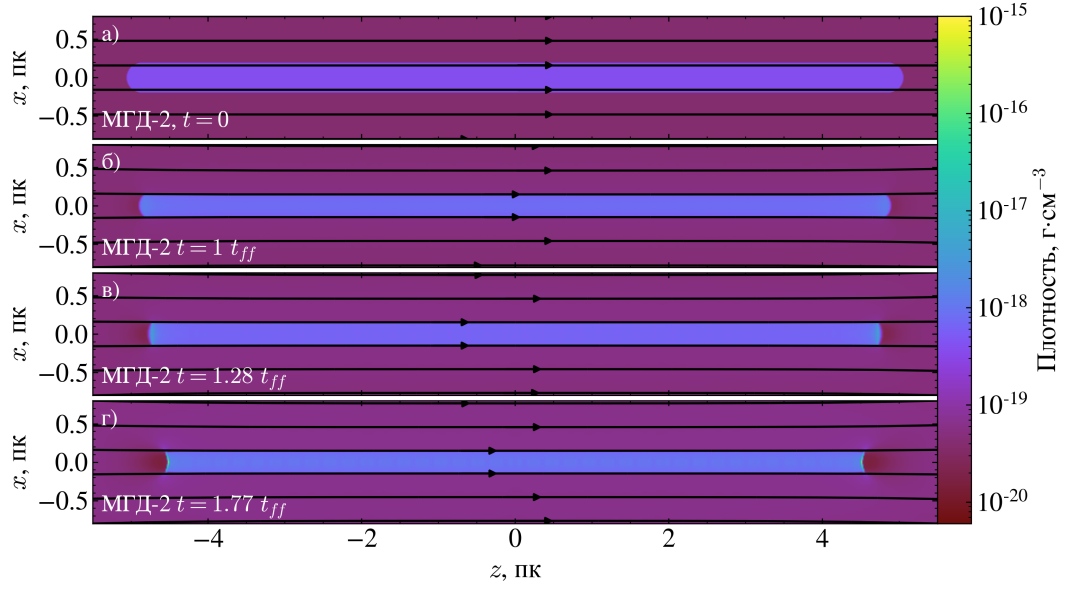


Рисунок 3.11 — Распределение плотности газа и линий магнитного поля волокна в плоскости $x - z$ в МГД-2 расчете в момент времени $t = 0$ (панель а), $t = 1 t_{ff}$ (панель б), $t = 1.28 t_{ff}$ (панель в), $t = 1.77 t_{ff}$ (панель г).

На рисунке 3.12 показана эволюция профилей концентрации и скорости вдоль волокна в МГД-расчетах. В расчете МГД-1 к моменту времени $t = 1.23 t_{ff}$ на концах волокна, $z_L = 2.08$ пк и $z_R = 11.47$ пк, наблюдаются пики концентраций $n = 1.7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и скоростей $v_z = 13 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. В расчете МГД-2 концентрации и скорости ядер, расположенных в момент времени $t = 1.9 t_{ff}$ на координатах $z_L = 2.28$ пк и $z_R = 11.27$ пк, равны соответственно $n = 1.4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $|v_z| = 9.3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

На рисунке 3.13 показана эволюция профилей концентрации и скорости вдоль радиуса R в центре волокна в расчете МГД-1. К моменту времени $t = 0.96 t_{ff}$ концентрация в центре волокна достигает значения $n \approx 1.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, скорость сжатия волокна на краю составляет $v_R = -2.14 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. После этого волокно начинает расширяться, и к моменту времени $t = 1.23 t_{ff}$ концентрация уменьшается до значений $n \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$. Волокно расширяется со скоростью порядка $v_R = 1.5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Эволюция профилей концентрации и скорости вдоль радиуса в центре волокна для расчета МГД-2 приведена на рисунке 3.14. К моменту времени $t = 0.76 t_{ff}$ волокно сжимается до радиуса $R \approx 2.3 \cdot 10^4$ а.е.

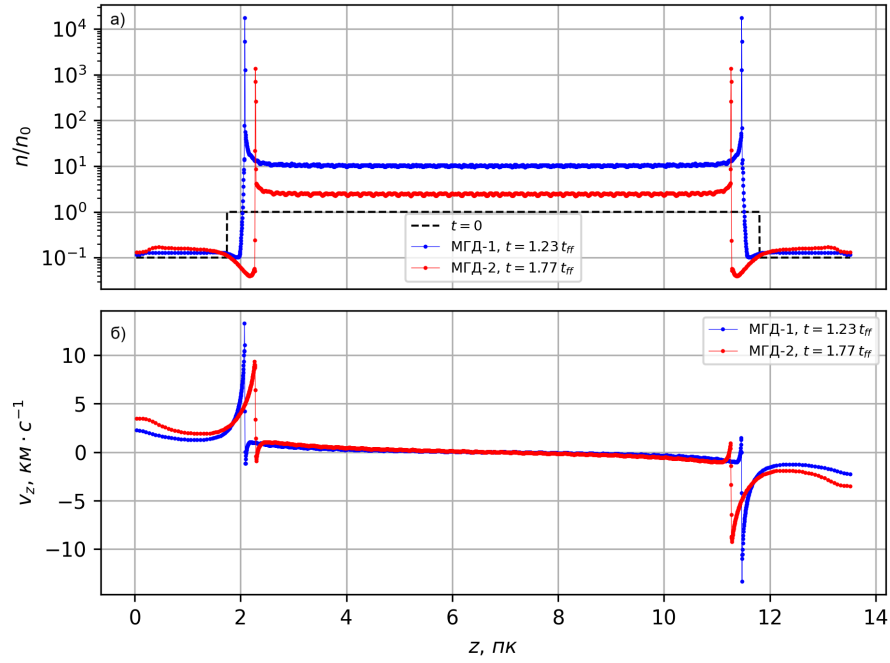


Рисунок 3.12 — Панель а: профили плотности волокна вдоль оси z для МГД-расчетов в моменты времени $t = 0, 1.23 t_{ff}$ и $t = 1.77 t_{ff}$. Панель б: профили скорости v_z вдоль оси z .

и концентрации $n \approx 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, после чего начинает осциллировать вдоль радиуса.

В отличие от расчета ГД-1, при том же значении теплового параметра $\epsilon_T = 0.025$ в расчетах с продольным магнитным полем радиальное сжатие волокна останавливается. В расчете с меньшим магнитным параметром радиальный коллапс останавливается позже, после чего волокно начинает расширяться вдоль своего радиуса, тогда как в расчете с большим магнитным параметром коллапс останавливается раньше, и волокно начинает осциллировать вдоль своего радиуса. Это увеличивает время радиального коллапса в обоих расчетах, при этом продольное магнитное не влияет на аксиальное сжатие, что позволяет сформироваться уплотнениям на торцах волокна. Плотности сгущений уменьшаются с увеличением магнитного параметра, что связано с более эффективным торможением радиального сжатия. Подробнее характеристики и ядра и влияние начальных параметров рассмотрены в следующей главе.

Таким образом, продольное магнитное поле способно поддерживать волокно с практически постоянной толщиной и приводит к формированию ядер на краях волокон, что согласуется с результатами авторов МГД-расчетов Сейфри-

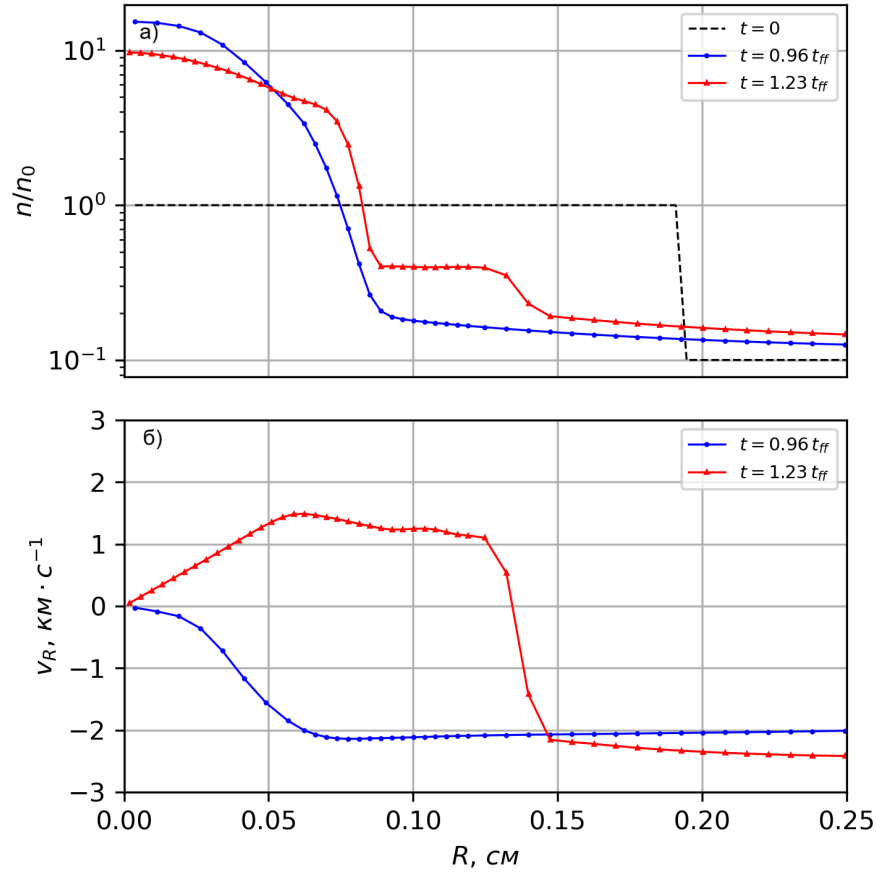


Рисунок 3.13 — Панель а: профили плотности волокна вдоль радиуса R для расчета МГД-1 в моменты времени $t = 0$, $0.96 t_{ff}$ и $t = 1.23 t_{ff}$. Панель б: профили скорости v_R вдоль радиуса R .

да и Уолша [25] и Дудорова и Хайбрахманова [26]. В результате фрагментация становится возможной даже для сверхкритических волокон.

3.3 Характеристики ядер, образующихся в результате коллапса на концах волокна

Исследование эволюции волокон показало, что при тепловом параметре больше единицы или при наличии продольного магнитного поля на краях волокна выделяется уплотнения. Формируемые уплотнения могут интерпретироваться как протозвездные ядра молекулярных облаков, в случае, если область внутри уплотнения является гравитационно-связанной, т.е. если внутри области выполняется условие энергетического равновесия, приведенное в главе 2.

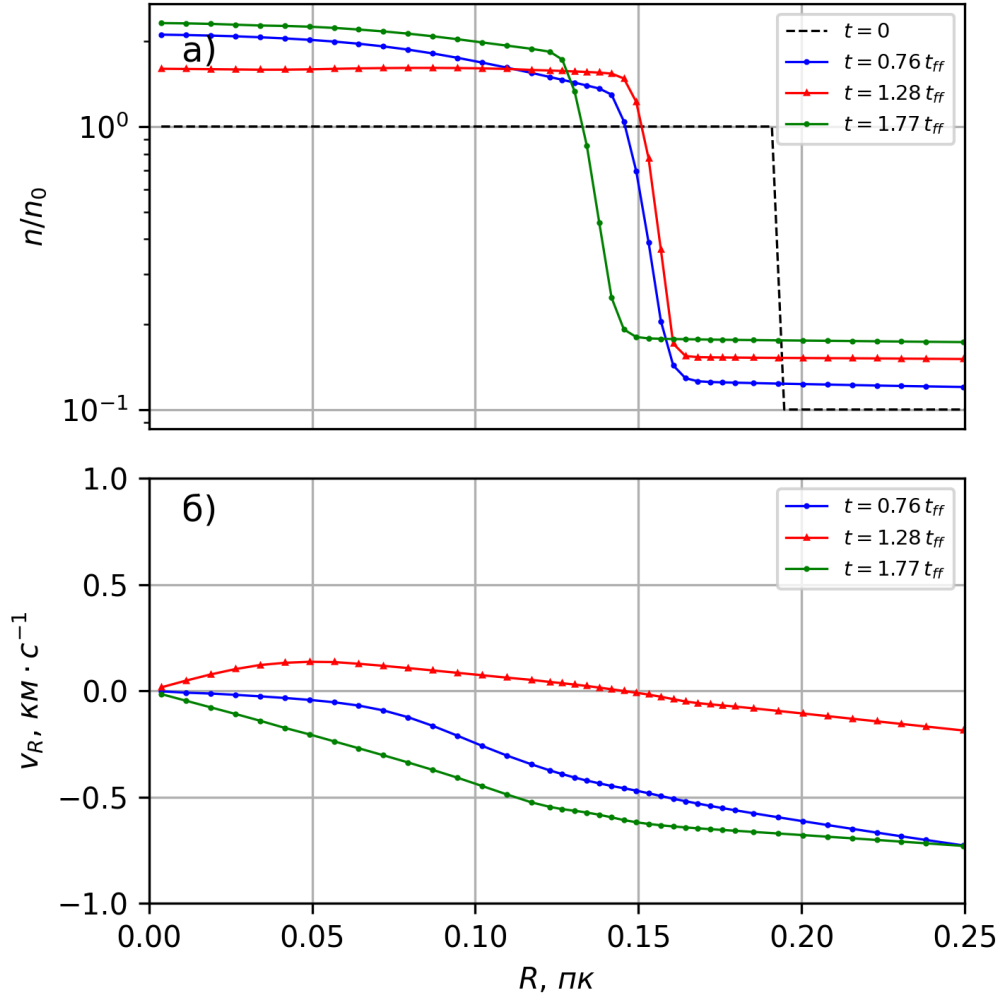


Рисунок 3.14 — Панель а: профили плотности волокна вдоль радиуса R для расчета МГД-2 в моменты времени $t = 0, 0.76, 1.28 t_{ff}$ и $t = 1.77 t_{ff}$. Панель б: профили скорости v_R вдоль радиуса R .

Поскольку формирование уплотнений происходит при разных начальных параметрах, необходимо исследовать, при каких именно параметрах формируются гравитационно-связанные ядра и как параметры влияют на характеристики формируемых ядер.

В данном разделе проверяется условие гравитационной связанности уплотнений, наблюдаемых в расчетах ГД-2, МГД-1 и МГД-2. Для гравитационно-связанных областей в разные моменты времени определяются характерные размеры, концентрации, массы и скорости, с которыми ядра двигаются к центру волокна. Исследуется эволюция магнитного поля внутри ядер.

3.3.1 Характерные массы и размеры ядер

На рисунке 3.15 приведено распределение плотности газа и поля скоростей для расчета ГД-2 в моменты времени $t = 1.29, 1.47$ и $1.59 t_{\text{ff}}$ в области формирования уплотнений в плоскости $x - z$. В силу симметрии, для примера показаны только уплотнения находящиеся на «левом» торце волокна. Рисунок показывает, что на краях облака выделяется уплотнение, которое передвигается к центру волокна. Концентрация уплотнения увеличивается в процессе эволюции и в моменты времени $t = 1.29, 1.47$ и $1.59 t_{\text{ff}}$ достигает значений $n = 8.9 \cdot 10^4, 1.1 \cdot 10^6$ и $2.4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ соответственно. На рисунке 3.16 приведены гравитационно-связанные области формируемых уплотнений в расчете ГД-2. К моменту времени $t = 1.47 t_{\text{ff}}$ формируется квазисферическое ядро диаметром $1.24 \cdot 10^4$ а.е. и массой $0.37 M_{\odot}$, которое в процессе коллапса сжимается и к моменту времени $t = 1.5 t_{\text{ff}}$ становится эллипсоидальным с размерами $d_z = 5.5 \cdot 10^3$ и $d_r = 3 \cdot 10^3$ а.е. вдоль оси и радиуса волокна соответственно. Масса ядра в момент времени $t = 1.5 t_{\text{ff}}$ составляет $0.13 M_{\odot}$.

На рисунках 3.17 и 3.18 приведено распределение плотности, линий магнитного поля и поля скоростей для расчетов МГД-1 и МГД-2 в моменты времени $t = 0.96, 1.12, 1.23 t_{\text{ff}}$ и $1.28, 1.68, 1.77 t_{\text{ff}}$ соответственно в плоскости $x - z$. В обоих расчетах наблюдается картина схожая с картиной расчета ГД-2, формируемое на краях волокна уплотнение передвигается к центру облака, при этом концентрация уплотнений со временем увеличивается. В расчете МГД-1

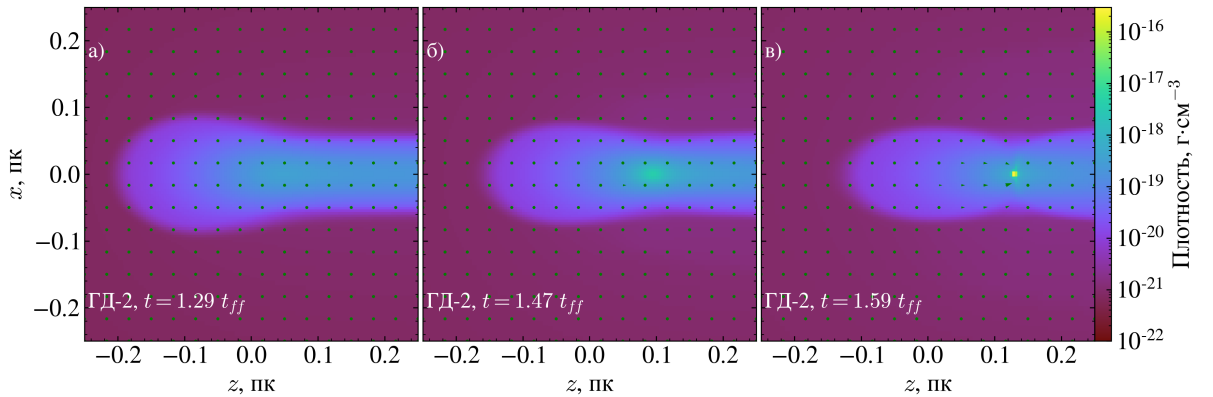


Рисунок 3.15 — Распределение плотности газа (цветовая заливка), поля скоростей (зеленые стрелки) в области формирования ядер в расчете ГД-2 в момент времени $t = 1.29 t_{\text{ff}}$ (панель а), $t = 1.47 t_{\text{ff}}$ (панель б), $t = 1.59 t_{\text{ff}}$ (панель в).

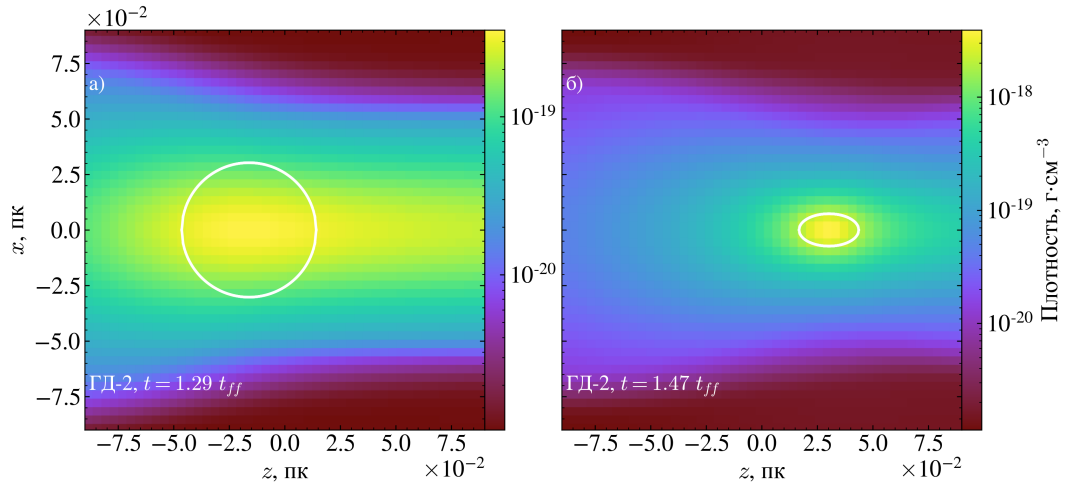


Рисунок 3.16 — Распределение плотности газа в области формирования ядер в расчете ГД-2 в момент времени $t = 1.29 t_{ff}$ (панель а), $t = 1.47 t_{ff}$ (панель б).

Белой линией показана граница гравитационно-связанной области.

концентрация уплотнений составляет $n = 2.2 \cdot 10^6$, $1.24 \cdot 10^7$ и $1.1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ в моменты времени $t = 0.96, 1.12, 1.23 t_{ff}$, в расчете МГД-2 — $n = 1 \cdot 10^6$, $1.4 \cdot 10^7$ и $1.8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ в моменты времени $t = 1.28, 1.68, 1.77 t_{ff}$ соответственно. Как в расчете МГД-1, так и в расчете МГД-2, в процессе формирования ядра магнитное поле стягивается вдоль радиуса волокна к уплотнению. Гравитационно-связанные области в МГД-расчетах приведены на рисунках 3.19 и 3.20. В расчете МГД-1 формируется квазисферическое ядро с размерами и массой $2 \cdot 10^4 \text{ а.е.}$ и $42 M_{\odot}$, и 10^4 а.е. и $23 M_{\odot}$ в моменты времени 0.96 и $1.12 t_{ff}$ соответственно. В расчете МГД-2 к моменту времени $1.28 t_{ff}$ формируется эллипсоидальное ядро, сжатое вдоль оси волокна, с размерами $d_z = 10^4 \text{ а.е.}$ и $d_r = 4.5 \cdot 10^4 \text{ а.е.}$ и массой $47 M_{\odot}$, затем ядро сжимается до размеров $d_z = 3.1 \cdot 10^3 \text{ а.е.}$ и $d_r = 9.4 \cdot 10^3 \text{ а.е.}$ и массы $2.7 M_{\odot}$.

Таким образом, во всех расчетах размеры ядер уменьшаются со временем и составляют порядка $10^3 - 10^4 \text{ а.е.}$ В расчете ГД-2 образуются ядра массой $< 1 M_{\odot}$, тогда в МГД расчетах масса ядер больше на один-два порядка. В волокнах с большей начальной интенсивностью магнитного поля образуются ядра большего радиуса d_r . Это связано с тем, что в случае большей начальной интенсивности магнитного поля усиливается влияние градиента магнитного давления на динамику волокна. Размеры ядер вдоль оси z слабо меняются при изменении интенсивности начального магнитного поля, так как продольное магнитное поле не препятствует сжатию вдоль волокна. В таблице 5 приведены следующие характеристики ядер в расчетах ГД-2 и МГД-1,2: размеры вдоль радиуса во-

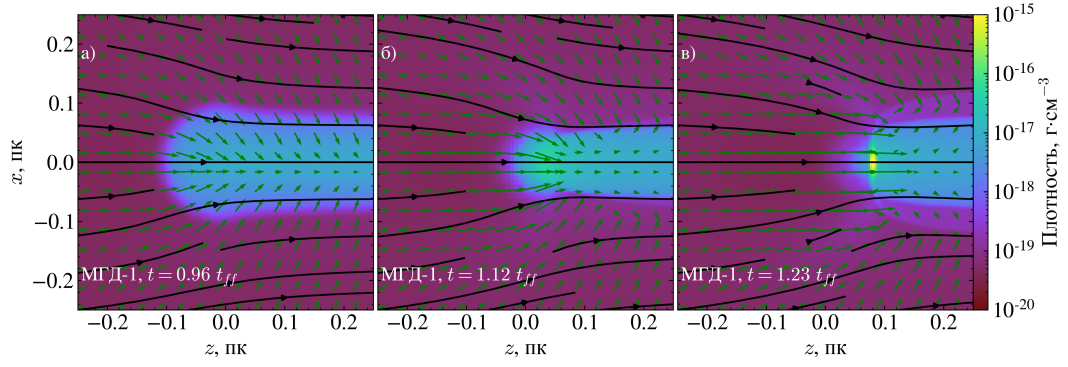


Рисунок 3.17 — Распределение плотности газа, поля скоростей и линий магнитного поля (черные линии со стрелками) в области формирования ядер в расчете МГД-1 в момент времени $t = 0.96 t_{\text{ff}}$ (панель а), $t = 1.12 t_{\text{ff}}$ (панель б), $t = 1.22 t_{\text{ff}}$ (панель в).

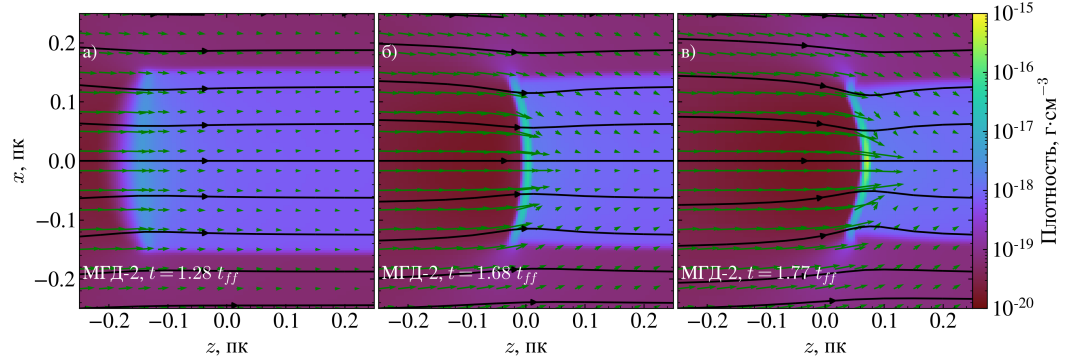


Рисунок 3.18 — Распределение плотности газа, поля скоростей и линий магнитного поля в области формирования ядер в расчете МГД-2 в момент времени $t = 1.28 t_{\text{ff}}$ (панель а), $t = 1.68 t_{\text{ff}}$ (панель б), $t = 1.77 t_{\text{ff}}$ (панель в).

локна r и оси z (столбцы 3 и 4), концентрация n (столбец 5), масса M (столбец 6) и скорость v_z (столбец 7).

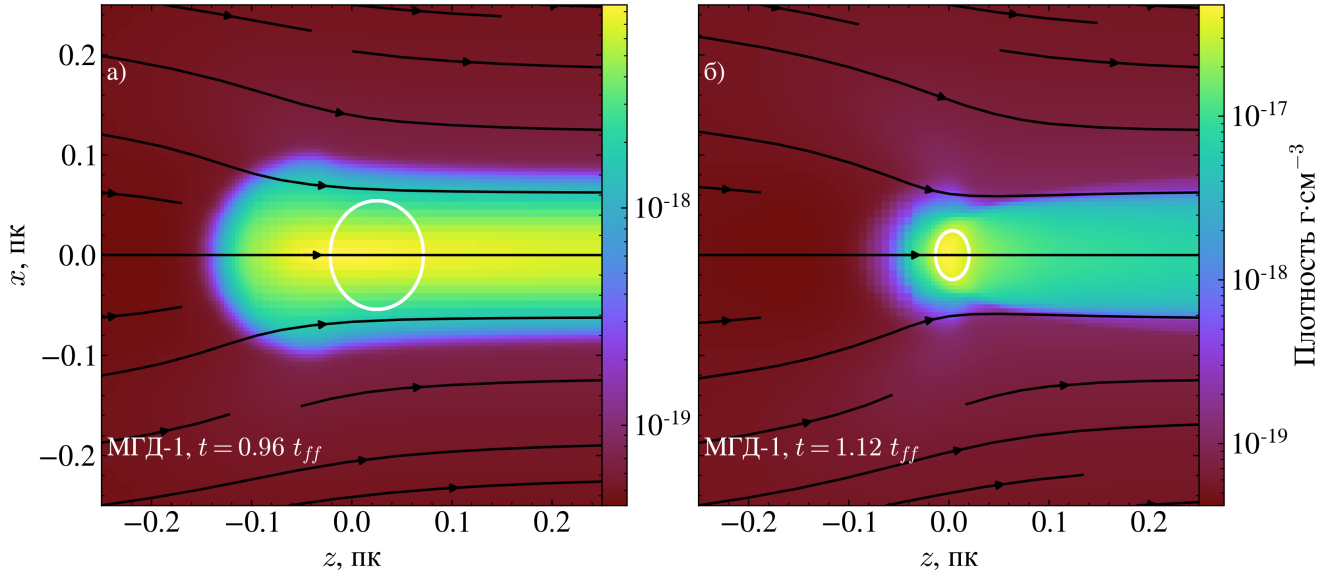


Рисунок 3.19 — Распределение плотности газа и линий магнитного в области формирования ядер для расчета МГД-2 в моменты времени $t = 1.28 t_{\text{ff}}$ (панель а), $t = 1.7 t_{\text{ff}}$ (панель б). Белой линией показана граница гравитационно-связанной области.

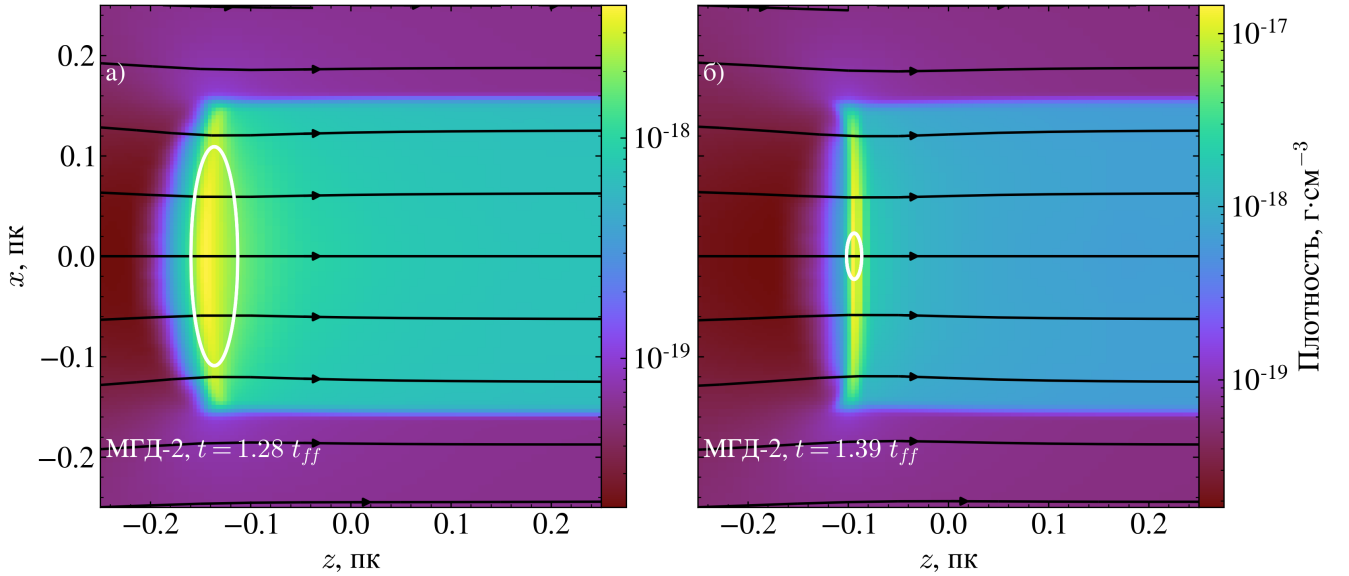


Рисунок 3.20 — Распределение плотности газа и линий магнитного в области формирования ядер для расчета МГД-1 в моменты времени $t = 0.96 t_{\text{ff}}$ (панель а), $t = 1.12 t_{\text{ff}}$ (панель б). Белой линией показана граница гравитационно-связанной области.

Таблица 5 — Характеристики ядер в расчетах ГД-2, МГД-1 и 2

Расчет	Время	d_r	d_z	n	M	v_z
(1)	t_{ff} (2)	[a.e.] (3)	[a.e.] (4)	[cm ⁻³] (5)	[$M_{\odot}$] (6)	[км·с ⁻¹] (7)
ГД-2	1.29	$1.24 \cdot 10^4$	$1.24 \cdot 10^4$	$8.9 \cdot 10^4$	0.37	0.25
	1.47	$3 \cdot 10^3$	$5.5 \cdot 10^3$	$9.8 \cdot 10^5$	0.13	0.31
МГД-1	0.96	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$2.2 \cdot 10^6$	42	1.6
	1.12	10^4	$7 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^7$	23	4.1
МГД-2	1.28	$4.5 \cdot 10^4$	10^4	$7 \cdot 10^6$	47	3.8
	1.39	$9.4 \cdot 10^3$	$3.1 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^7$	2.7	4.6

3.3.2 Магнитное поля ядер на краях волокна

В данном разделе исследуются геометрия, интенсивность и распределение магнитного поля внутри гравитационно-связанных областей в расчетах МГД-1 и МГД-2.

Распределение плотности, линий магнитного поля и поля скоростей для расчетов МГД-1 и МГД-2, приведенные на рисунках 3.19 и 3.20, показывают, что в обоих случаях магнитное поле волокна стягивается вдоль оси x (радиус цилиндра) по направлению к ядрам. Внутри ядер магнитное поле остается практически однородным и направленным вдоль оси z .

Профили продольной компоненты магнитного поля волокна B_z вдоль направлений z и x внутри ядра в расчете МГД-1 в момент времени $t = 1.12 t_{\text{ff}}$ представлены на рисунке 3.21. Рисунок показывает, что магнитное поле B_z распределено несимметрично вдоль оси z . В центре ядра, которое расположено в точке с координатами $x = 0.97$ пк, $y = 0.97$ пк и $z = 2.07$ пк, интенсивность магнитного поля максимальна и равна 6.3 мГс. На границах ядра интенсивность достигает минимальных значений 5.4 мГс «слева» и 5.8 мГс «справа» (ближе к центру волокна) относительно центра ядра. Вдоль радиуса волокна

магнитное поле распределено симметрично и достигает значений интенсивности в 4.5 мГс на границах ядра.

Аналогичные профили для расчета МГД-2 представлены на рисунке 3.22. Профили построены в момент времени $t = 1.28 t_{\text{ff}}$. Как и в случае МГД-1, наблюдается следующая картина: в направлении вдоль радиуса волокна магнитное поле распределено симметрично относительно центра ядра, находящегося в координатах $x = 0.97$ пк, $y = 0.97$ и $z = 2.03$ пк, в направлении вдоль оси волокна — несимметрично. В центре ядра интенсивность магнитного поля максимальна и равна 1.2 мГс. Вдоль оси z индукция магнитного поля достигает минимального значения 1.1 мГс «слева» от центра ядра, увеличивается к центру и остается примерно постоянной ≈ 1.2 мГс на противоположном крае ядра. Вдоль радиуса на границах ядра интенсивность магнитного поля равна 0.95 мГс.

Симметричность профилей вдоль x и несимметричность профилей вдоль оси z в обоих расчетах говорят о соответствующих симметричном и несимметричном сжатиях вдоль радиуса и оси волокна.

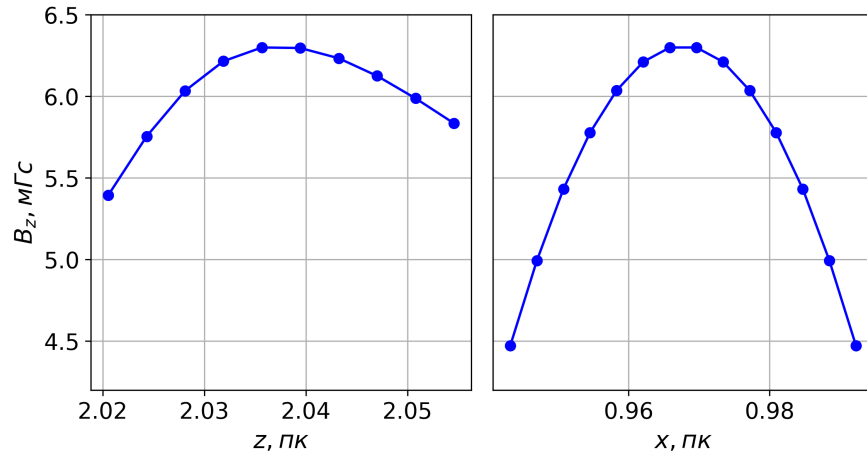


Рисунок 3.21 — Профили z -компоненты магнитного поля для расчета «МГД-1» в момент времени $t = 1.12 t_{\text{ff}}$ вдоль осей z (ось волокна, панель а) и x (радиус волокна, панель б).

На рисунке 3.23 представлены зависимости B_z от плотности газа ρ в центре ядер для расчетов МГД-1 и МГД-2. Зависимости построены для интервалов времени от 0.65 до 1.22 t_{ff} для расчета МГД-1 и от 0.96 до 1.78 t_{ff} для расчета МГД-2. Рисунок показывает, что в обоих случаях наблюдается степенная зависимость $B_z \sim \rho^{k_b}$, наклон которой изменяется со временем. Для расчетов МГД-1 и МГД-2 показатель степени k_b изначально равен 0.85 и 0.06 соответственно. После того как плотность в центре ядра возрастает и становится больше

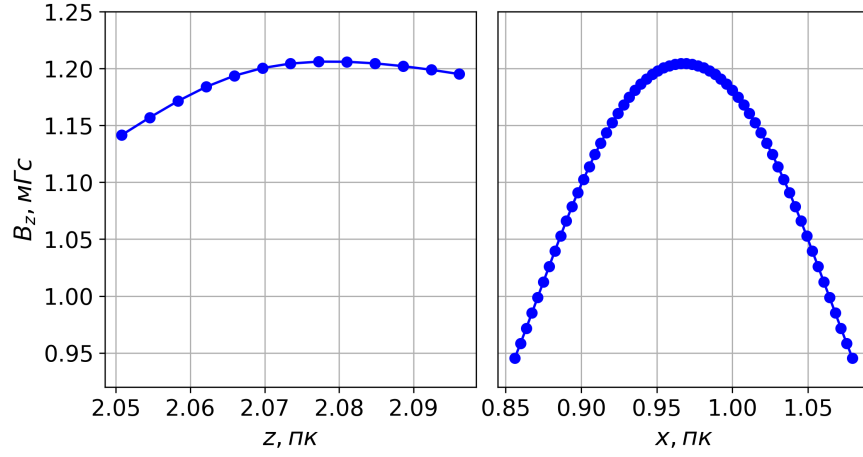


Рисунок 3.22 — Профили z -компоненты магнитного поля для расчета «МГД-2» в момент времени $t = 1.28 t_{\text{ff}}$ вдоль осей z (ось волокна, панель а) и оси x (радиус волокна, панель б).

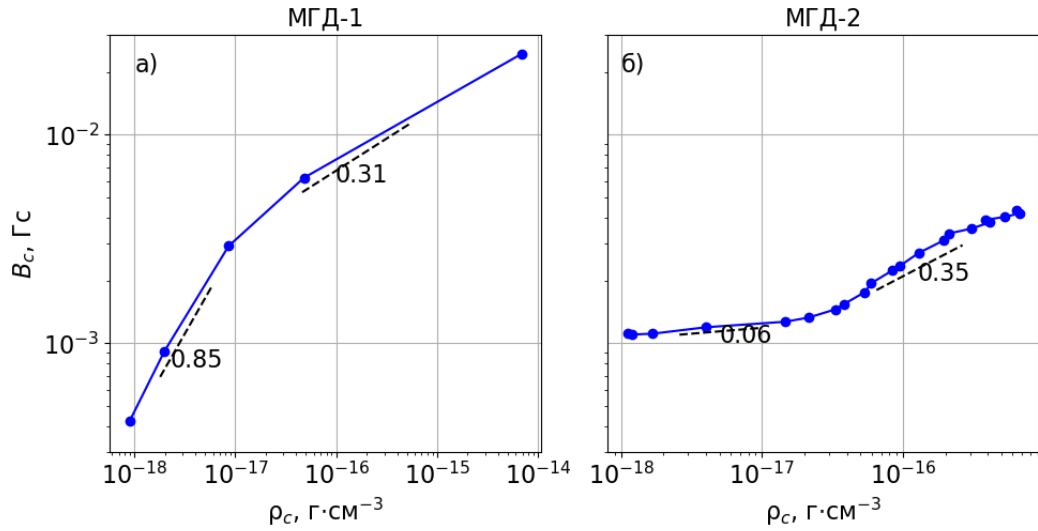


Рисунок 3.23 — Зависимость индукции магнитного поля B_z от плотности газа ρ в центре ядер на краю волокна в расчетах МГД-1 (панель а) и МГД-2 (панель б). Штриховые отрезки с числами указывают характерные тангенсы угла наклона степенных профилей.

$10^{-17} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, показатель степени меняется на 0.31 и 0.35 в расчетах МГД-1 и МГД-2 соответственно.

Для сравнения на рисунке 3.24 показаны зависимости $B_z \sim \rho^{k_b}$ в центральной части волокна, $z = 6.77 \text{ пк}$. В этой области, где волокно как целое сжимается к центру, фрагментации не происходит. Рисунок 3.23 показывает, что в обоих случаях показатель степени близок к единице на протяжении всего расчета.

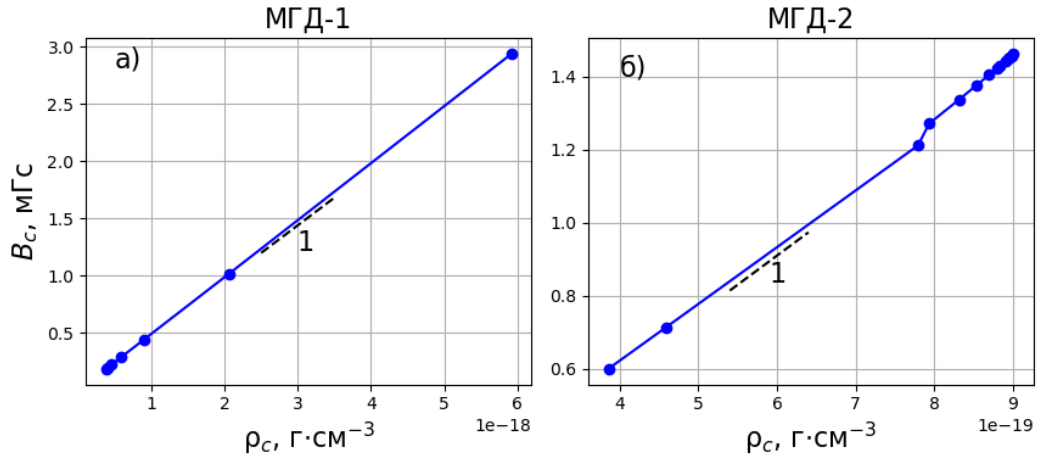


Рисунок 3.24 — Зависимость индукции магнитного поля B_z от плотности газа ρ в центральной части волокна, $z = 6.77$ пк, для расчетов МГД-1 (панель а) и МГД-2 (панель б). Штриховые отрезки с числами указывают характерные тагненсы угла наклона степенных профилей.

Разные показатели степени k_b говорят о разном характере сжатия с точки зрения направления магнитного поля. При сжатии перпендикулярно линиям магнитного поля показатель k_b равен 1, в случае продольного сжатия — 0. При анизотропном радиальном сжатии с учетом усреднения по углам: $k_b = 1/3$ [81]. Изначально, в расчете МГД-1 k_b близок к 1, тогда как в расчете МГД-2 — к 0, что говорит о поперечном и продольном сжатиях соответственно. Бóльшая индукция магнитного поля в ядре в расчете МГД-1 вызвана тем, что с ростом плотности в ядре магнитное поле растет быстрее, поскольку k_b значительно больше, чем в расчете МГД-2. Со временем в обоих расчетах показатель степени становится близким к $1/3$, то есть в обоих случаях сжатие приобретает анизотропный характер.

3.4 Выводы по главе

В данной главе проводилось теоретическое исследование эволюции волокна без магнитного поля и с продольным магнитным полем.

Расчеты показывают, что в случае отсутствия магнитного поля и со значением теплового параметра $\epsilon_T = 0.025$, что соответствует сверхкритическому волокну, облако свободно коллапсирует вдоль радиуса. За время расчета в

волокне не наблюдается признаков фрагментации. В расчете с тепловым параметром $\varepsilon_T = 2.5$ радиальный коллапс волокна останавливается градиентом давления, после чего волокно начинает расширяться вдоль своего радиуса. В результате этого увеличивается время радиального коллапса волокна. В обоих расчетах гравитационная фокусировка приводит к образованию сгустков на краях волокна, имеющих скорости $5 \cdot \text{км} \cdot \text{с}^{-1}$ и $1.15 \cdot \text{км} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. В расчете с бóльшим тепловым параметром, со временем на краях волокна образуются пики концентрацией, которые соответствуют формирующимся уплотнениям, что согласуется с результатами из работы Бастиена [24]. Выделение уплотнений происходит благодаря тому, что волокно коллапсирует вдоль радиуса на большей шкале времени.

Моделирование обжатия ударной волной показывает, что в результате взаимодействия с ударной волной радиальное сжатие волокна останавливается. При числе Маха равным $\mathcal{M} = 6$ обжатие приводит к разрушению волокна без выделения уплотнений внутри облака, что согласуется с результатами работы Киношита и др. [30], в которой рассматривалось обжатие сферического облака. Небольшие уплотнения выделяются на краях облака в расчете с числом Маха равным $\mathcal{M} = 4$, при этом концентрация выделяемых уплотнений увеличивается всего на один порядок по сравнению с первоначальной. Обжатие ударной волной приводит к росту неустойчивостей внутри облака типа Рихтмайера-Мешкова, что в свою очередь приводит к формированию крупномасштабных вихрей внутри волокна с дозвуковой дисперсией скорости $\sim 0.3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. В работе Накамура и др [22] было показано, что после обжатия ударной волны сферического облака в газе может развиваться турбулентность с дисперсией скорости $\sim 2 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. В свою очередь можно предположить, что в ходе дальнейшей эволюции волокна данные крупномасштабные вихри потенциально могут привести к турбулентному каскаду.

Моделирование с продольным магнитным полем показывает, что градиент магнитного давления препятствует радиальному сжатию и приводит к колебаниям волокна вдоль радиуса, благодаря чему, поддерживается практически постоянная толщина волокна. При этом продольное магнитное поле не влияет на сжатие вдоль оси волокна. Из-за этого, даже в случае сверхкритического облака, в ходе эволюции на концах волокна образуются плотные сгустки (ядра), которые передвигаются к центру облака со сверхзвуковыми скоростями $\sim 5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Расчеты подтверждают выводы работ Сейфрида и Уол-

ша [25] и Дудорова и Хайбрахманова [26] о том, что продольное магнитное поле поддерживает волокно в состоянии с практически постоянной толщиной.

Анализ энергетического баланса показал, что в отсутствие магнитного поля или при магнитном параметре $\epsilon_M = 0.25$, гравитационно-связанные области являются почти сферическими. При $\epsilon_M = 2.5$ ядра на более ранних этапах эволюции волокна являются более сжатыми вдоль оси волокна, поскольку с увеличением интенсивности начального магнитного поля, увеличивается влияние градиента давления магнитного поля вдоль радиуса. В процессе дальнейшей эволюции ядра также становятся сферическими. Во всех расчетах, со временем размеры и массы областей уменьшаются, но при этом плотность в центре ядра возрастает. Возрастает и скорость ядер вдоль главной оси волокна. В расчетах с магнитным полем формируются ядра массой $2 - 40 M_\odot$, что больше на один-два порядка чем в расчетах без магнитного поля.

Анализ расчетов показывает, что линии магнитного поля «стягиваются» по направлению к центру ядра. В процессе образования и сжатия ядер магнитное поле внутри них усиливается. Индукция магнитного поля в центре ядер, формирующихся на краях волокна, достигает 1.2 и 6.3 мГс, что превышает начальные значения в 2 и 33 раза соответственно. При этом распределение магнитного поля внутри ядер анизотропно. Профиль магнитного поля вдоль оси волокна не симметричен, что обусловлено сильной асимметрией коллапса на крае волокна. Характер степенной зависимости индукции магнитного поля от плотности в центре ядер, $B_c \propto \rho_c^{k_B}$, меняется со временем. В расчете с магнитным параметром $\epsilon_M = 0.25$ показатель степенной зависимости равен $k_B = 0.85$ на начальном этапе сжатия. Это значение соответствует практически одномерному сжатию поперек линий магнитного поля. В случае магнитного параметра $\epsilon_M = 2.5$ показатель степенной зависимости $B_c(\rho_c)$ близок к нулю, что соответствует продольному одномерному сжатию в сильном магнитном поле. В ходе дальнейшей эволюции ядер, когда перепад плотности по сравнению с начальным превышает один порядок, показатель степенной зависимости $B_c(\rho_c)$ становится близким к $1/3$ для обоих принятых значений магнитного параметра ϵ_M . Этот показатель описывает анизотропное сжатие при усреднении картины течения по сферическому углу [81]. Анализ зависимости магнитного поля от плотности в диффузных, темных и молекулярных облаках, а также в их ядрах [82; 83] показывает, что для ряда облаков наблюдательные точки зависимости $B_c(\rho_c)$ магнитных полей облаков лежат ниже прямой $B_c \propto \rho^{2/3}$.

Например, для ядер находящихся в волокне SDC18.624-0.070 наблюдательные точки находятся на прямой $B_c \propto \rho^{0.35}$ [84]. Такие наблюдательные данные могут быть обусловлены анизотропным сжатием протозвездных облаков, которое обнаружено в настоящей работе. Вывод об анизотропном сжатии протозвездных облаков подтверждается тем, что наблюдаемая форма ядер молекулярных облаков является несферической.

Проведенные расчеты указывают на то, что коллапс с конца возможен при сдерживании радиального сжатия волокна. Такой сценарий является возможным при эволюции волокна с продольным магнитным полем. Можно предположить, что волокна, в которых уплотнения наблюдаются только на концах (пр., [56]), поддерживаются от гравитационной фрагментации продольным магнитным полем. Дополнительную поддержку против гравитации может оказывать турбулентность в волокне [25; 49]. Для рассматриваемой модели возможным является возникновение ядер лишь на краях облака, но согласно наблюдательным данным, ядра зачастую расположены внутри волокон молекулярных облаков. Поэтому необходимо исследовать фрагментации вызванную начальными возмущениями. Интерес представляет исследование гравитационной фрагментации волокна с продольным магнитным полем в рамках механизма гравитационных перетяжек Чандрасекара-Ферми [17] и неустойчивости, вызванной магнитозвуковыми волнам, Стодолкевича [18].

Глава 4. Фрагментация волокон с магнитным полем

В данной главе исследуется фрагментация волокон, вызванная начальными возмущениями. Определяются условия фрагментации облака и зависимость характеристик образующихся ядер от начальных параметров облака и параметров начального возмущения. Выполняется серия расчетов с разными значениями теплового и магнитного параметров волокна и разными значениями длины возмущения.

4.1 Параметры фрагментации

Расчеты проводятся в рамках механизмов гравитационных перетяжек Чандрасекара–Ферми [17] (расчеты «ЧФ») и неустойчивости, вызванной магнитозвуковыми волнами, Стодолкевича [18] (расчеты «СТД»). Рассматривается широкий диапазон длин волн начального возмущения — от докритических до сверхкритических значений.

Параметры расчетов «СТД» и «ЧФ» приведены в таблице 6: температура (столбец 2), радиус и длина облака (столбцы 3 и 4), тепловой параметр и концентрация (столбцы 5 и 6), магнитный параметр (столбцы 7 и 8), время свободного сжатия (столбец 9), критическая длина волны возмущения λ_* и задаваемая длина волны возмущения λ/λ_* (столбцы 10 и 11).

4.2 Фрагментация в рамках подхода Чандрасекара и Ферми

В данном разделе исследуется фрагментация волокна с продольным магнитным полем в рамках подхода Чандрасекара и Ферми. Рассматривается облако радиусом 0.1 пк. Длина облака меняется от 2 до 5 пк. Тепловой параметр и температура варьируются от $\varepsilon_T = 0.38$ и 10 К (расчеты ЧФ-1–6), и до $\varepsilon_T = 0.7$ и до 20 К (ЧФ-7) соответственно. Выбранные значения радиуса, теплового параметра и температуры соответствуют концентрациям $2.6 \cdot 10^4$ и

$2.8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Магнитный параметр берется равным 0.04 (ЧФ-1—3), 0.3 (ЧФ-7) и 1.94 (ЧФ-4—6). Соответствующие значения интенсивности магнитного поля равны 10^{-5} , $2.9 \cdot 10^{-5}$ и $4.8 \cdot 10^{-5}$ Гс. Расчеты ЧФ-1—3 соответствуют сверхкритическому облаку, расчеты ЧФ-4—7 — докритическому. В расчетах ЧФ-1—3 длина волны начального возмущения задается 0.81, 1.08 и $1.82 \lambda/\lambda_*$ соответственно. В расчетах ЧФ-4—6 — 0.52 и $0.87 \lambda/\lambda_*$. В расчете ЧФ-7 длина волны начального возмущения равна $1 \lambda/\lambda_*$.

Таблица 6 — Начальные параметры расчетов для исследования фрагментации волокон с магнитным полем

Расчет	T	R_0	H_0	ε_T	n_0	ε_M	B_0	t_{ff}	λ_*	λ/λ_*
	[K]	[пк]	[пк]		[см $^{-3}$]		[Гс]	[10^5 лет]	[пк]	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
СТД-1	10	0.1	2	0.38	$2.6 \cdot 10^4$	0.04	$1 \cdot 10^{-5}$	1.94	0.24	1.19
СТД-2	10	0.1	2	0.38	$2.6 \cdot 10^4$	0.04	$1 \cdot 10^{-5}$	1.94	0.24	0.4
СТД-3	10	0.1	2	0.38	$2.6 \cdot 10^4$	0.04	$1 \cdot 10^{-5}$	1.94	0.24	1.85
СТД-4	20	0.1	2	1	$2 \cdot 10^4$	0	0	2.2	0.38	1.02
СТД-5	20	0.1	2	0.7	$2.8 \cdot 10^4$	0.3	$2.9 \cdot 10^{-5}$	1.86	0.29	1.1
СТД-6	20	0.1	2	0.7	$2.8 \cdot 10^4$	0.3	$2.9 \cdot 10^{-5}$	1.86	0.29	1.38
СТД-7	20	0.1	2	0.7	$2.8 \cdot 10^4$	0.3	$2.9 \cdot 10^{-5}$	1.86	0.29	0.55
СТД-8	20	0.1	2	0.7	$2.8 \cdot 10^4$	0.3	$2.9 \cdot 10^{-5}$	1.86	0.29	1.76
СТД-9	20	0.1	2	0.7	$2.8 \cdot 10^4$	0.3	$2.9 \cdot 10^{-5}$	1.86	0.29	1.93
СТД-10	20	0.1	2	0.7	$2.8 \cdot 10^4$	0.3	$2.9 \cdot 10^{-5}$	1.86	0.29	2.2
СТД-11	20	0.1	3.35	0.7	$2.8 \cdot 10^4$	0.3	$2.9 \cdot 10^{-5}$	1.86	0.29	2.2
ЧФ-1	10	0.1	2	0.38	$2.6 \cdot 10^4$	0.04	10^{-5}	1.94	0.6	0.81
ЧФ-2	10	0.1	2	0.38	$2.6 \cdot 10^4$	0.04	10^{-5}	1.94	0.6	1.08
ЧФ-3	10	0.1	2	0.38	$2.6 \cdot 10^4$	0.04	10^{-5}	1.94	0.6	1.82
ЧФ-4	10	0.1	2	0.38	$2.6 \cdot 10^4$	1.94	$4.8 \cdot 10^{-5}$	1.94	1.24	0.52
ЧФ-5	10	0.1	2	0.38	$2.6 \cdot 10^4$	1.94	$4.8 \cdot 10^{-5}$	1.94	1.24	0.87
ЧФ-6	10	0.1	5	0.38	$2.6 \cdot 10^4$	1.94	$4.8 \cdot 10^{-5}$	1.94	1.24	0.87
ЧФ-7	20	0.1	2	0.7	$2.8 \cdot 10^4$	0.3	$2.9 \cdot 10^{-5}$	1.86	0.76	1

4.2.1 Общая картина эволюции волокна

Проанализируем общую структуру волокна расчетах «ЧФ». На рисунке 4.1 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчетов ЧФ-1,2 и 3 в моменты времени $t = 0$ и $1.14 t_{ff}$. Расчеты показывают, что в волокнах формируются уплотнения вдоль оси и на его краях. Вдоль волокна уплотнения выделяются в местах максимума начального синусоидального возмущения поверхности. Во всех расчетах радиус облака в момент времени $1.14 t_{ff}$ составляет ≈ 0.02 пк.

Суммарное количество уплотнений, которые образовались внутри волокна и на его краях, равно 5, 4 и 3 для расчетов ЧФ-1,2 и 3 соответственно.

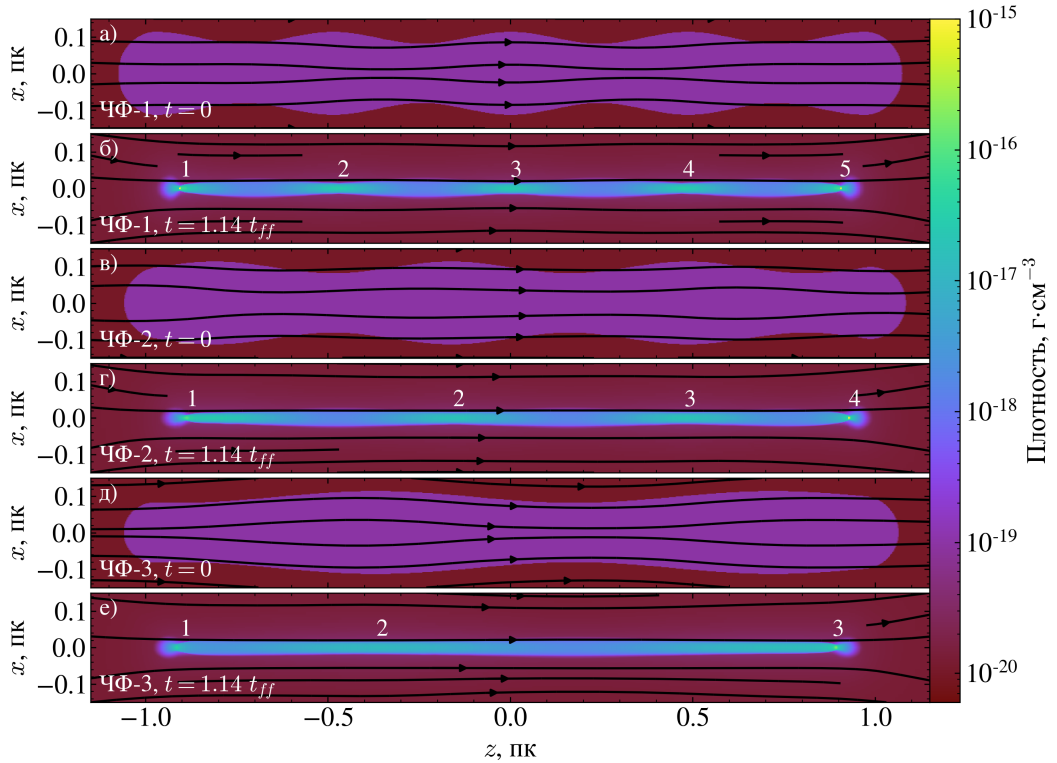


Рисунок 4.1 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) и линий магнитного поля (линии со стрелками) волокна в плоскости $x - z$ в расчете ЧФ-1 при $t = 0$ и $1.14 t_{ff}$ (панели а и б), ЧФ-2 при $t = 0$ и $1.14 t_{ff}$ (панели в и г), ЧФ-3 при $t = 0$ и $1.14 t_{ff}$ (панели д и е). Числа указывают номера фрагментов в волокне.

На рисунке 4.2 показана эволюция профилей плотности и скорости вдоль волокна в расчетах ЧФ-1,2 и 3. Во всех расчетах к моменту времени $1.14 t_{ff}$ наблюдается качественно схожая картина — сформировавшимся уплотнениям на

краях и внутри волокна соответствуют пики концентраций. Пикам концентраций на краях волокна соответствуют пики скоростей. Рядом с каждым пиком концентраций внутри волокна наблюдаются разные по знаку пики скоростей.

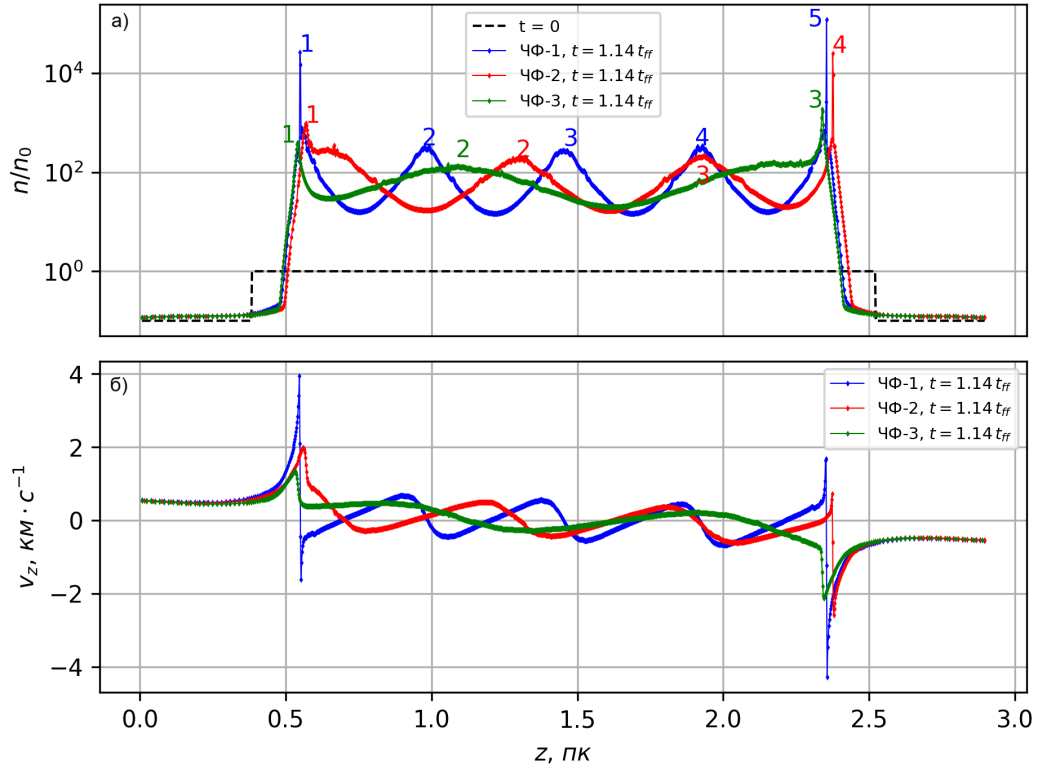


Рисунок 4.2 — Профили плотности газа (панель а) и скорости (панель б) вдоль оси z для расчетов ЧФ-1, 2 и 3 в момент времени $t = 1.14 t_{ff}$. Числами отмечены формируемые уплотнения.

В расчете ЧФ-1 уплотнению на «левом» крае соответствуют пики с меньшей концентрацией и скоростью $n = 6.9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $|v_z| = 3.9 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, уплотнению на «правом» краю соответствуют концентрации $n = 3.1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $|v_z| = 4.3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Внутри волокна наблюдаются три пика концентраций $n = 8.6 \cdot 10^6$, $7.2 \cdot 10^6$ и $8.8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Пики скоростей равны $v_z = 0.67$ и $-0.44 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $v_z = 0.56$ и $-0.57 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $v_z = 0.44$ и $-0.68 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Пики плотности расположены друг от друга на расстоянии $\approx 0.48 \text{ пк}$, что равно $\approx 1\lambda$. На таком же расстоянии находятся друг от друга находятся одинаковые по знаку пики скоростей. В расчете ЧФ-2 на «левом» торце пики концентрации и скорости равны $n = 2.55 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ и $|v_z| = 1.99 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, на «правом» торце — $n = 6.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $|v_z| = 2.59 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Внутри волокна наблюдается два пика концентраций $n = 4.9 \cdot 10^6$ и $7.3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ с координатами 1.3 и 1.93 пк. Пики скоростей внутри волокна равны $v_z = 0.49$ и $-0.44 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $v_z = 0.37$ и $-0.61 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Расстояние между

пиками концентраций равно 0.63 пк или $\approx 1 \lambda$. В расчете ЧФ-3 пики концентраций и скоростей наблюдаемые «левым» и «правом» на краях равны $n = 10^7$ и $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, $v_z = 1.34$ и $2.12 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Внутри волокна наблюдается всего один пик плотности $n = 3.4 \text{ см}^{-3}$, и два пика скорости $v_z = 0.48$ и $-0.29 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

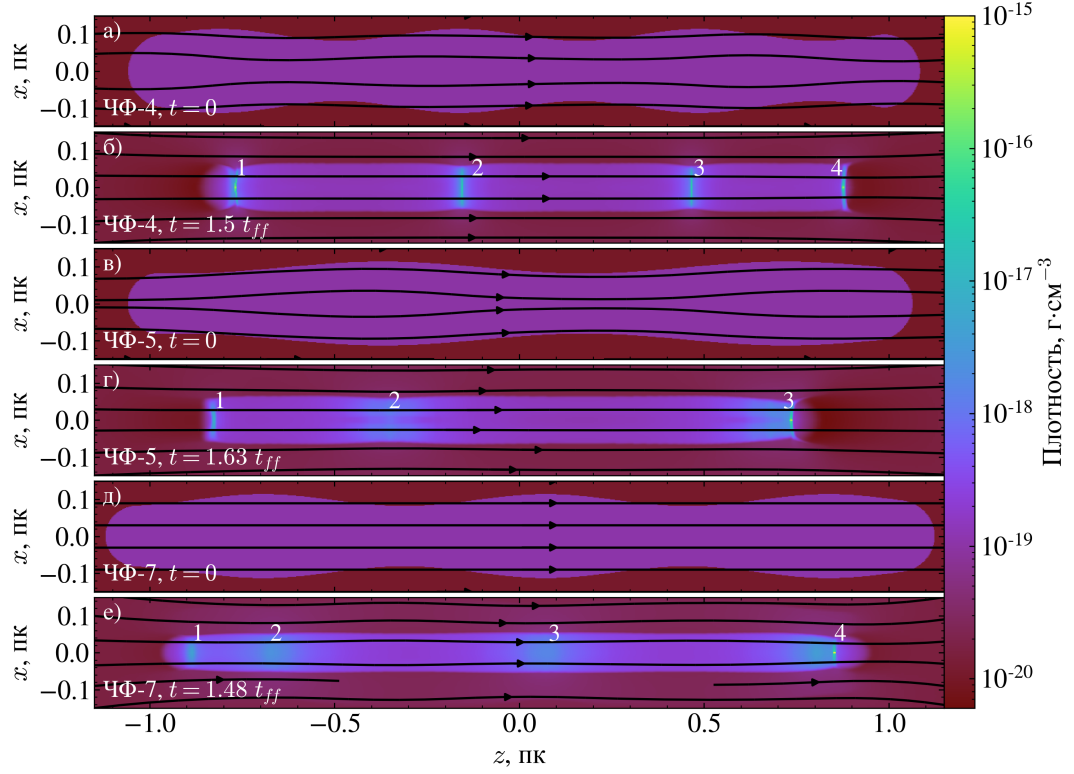


Рисунок 4.3 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) и линий магнитного поля (линии со стрелками) волокна в плоскости $x - z$ в расчете ЧФ-4 при $t = 0$ и $1.5 t_{\text{ff}}$ (панели а и б), ЧФ-5 при $t = 0$ и $1.63 t_{\text{ff}}$ (панели в и г), ЧФ-7 при $t = 0$ и $1.48 t_{\text{ff}}$ (панели д и е). Числа указывают номера фрагментов в волокне.

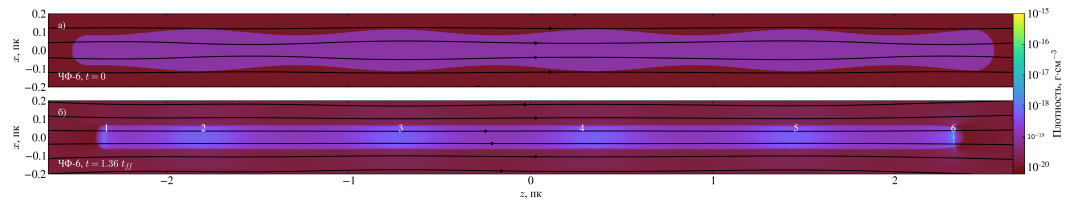


Рисунок 4.4 — То же, что на рис. 4.3, но для расчета ЧФ-6 при $t = 0$ (панель а) и $t = 1.36 t_{\text{ff}}$ (панель б). Числа указывают номера фрагментов в волокне.

На рисунках 4.3 и 4.4 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчетов ЧФ-4, 5, 6 и 7 в моменты времени $t = 0, 1.5, 1.63, 1.36 t_{\text{ff}}$ и $1.48 t_{\text{ff}}$. В выбранные моменты времени радиус облаков составляет ≈ 0.05 пк, что больше радиуса облаков в расчетах ЧФ-1, 2 и 3.

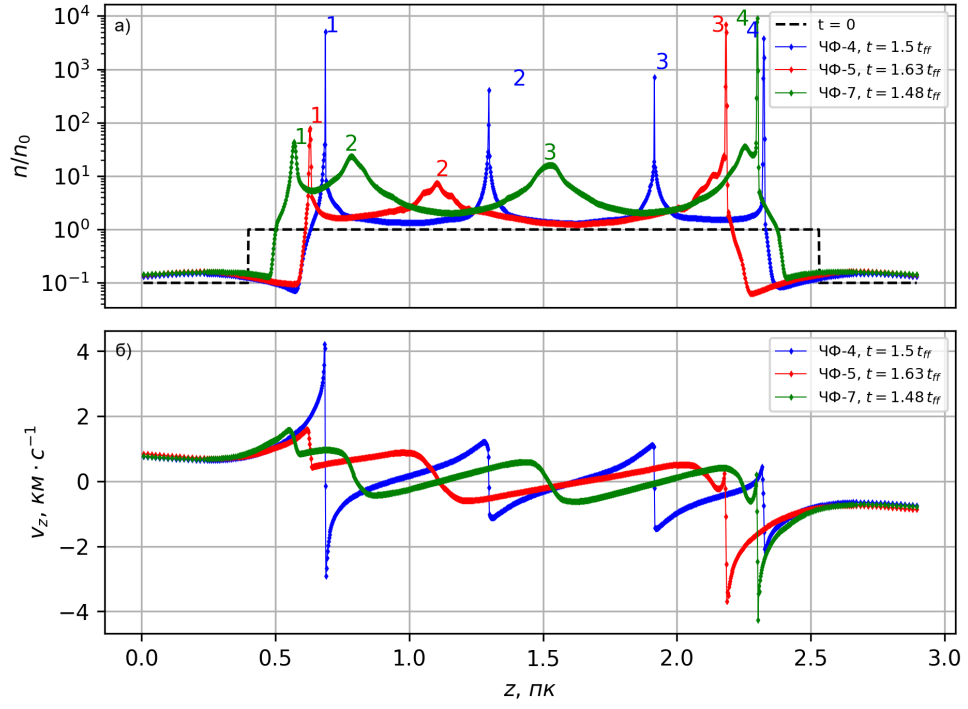


Рисунок 4.5 — Профили плотности газа (панель а) и скорости (панель б) вдоль оси z для расчетов ЧФ-4, 5 и 7 в моменты времени $t = 1.5, 1.63$ и $1.48 t_{ff}$. Числами отмечены формируемые уплотнения.

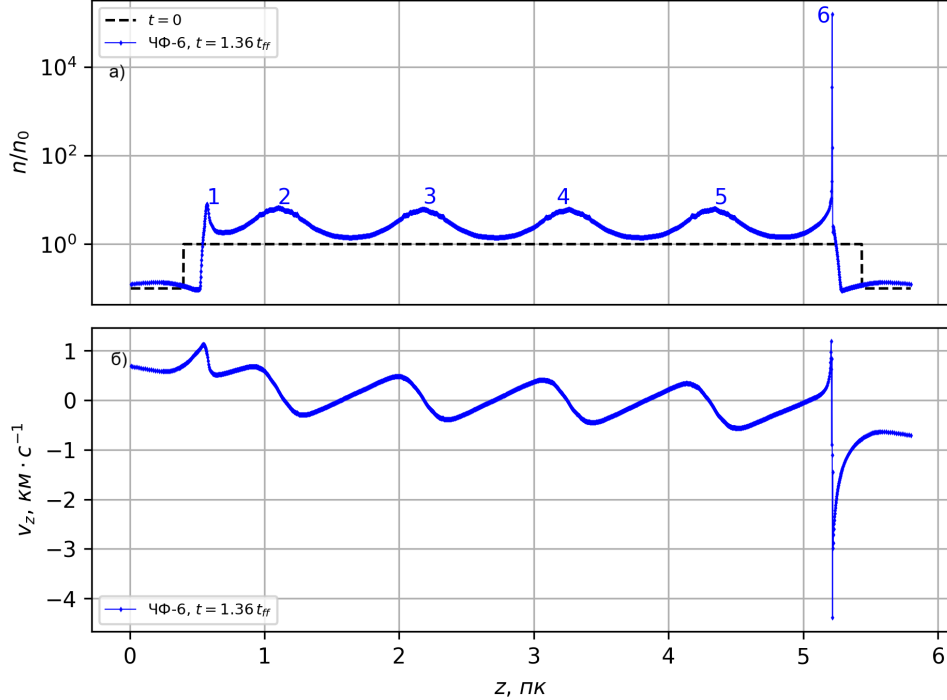


Рисунок 4.6 — Профили плотности газа (панель а) и скорости (панели б) вдоль оси z для расчета ЧФ-6 в момент времени $t = 1.36 t_{ff}$. Числами отмечены формируемые уплотнения.

На рисунках 4.5 и 4.6 показана эволюция профилей плотности и скорости вдоль волокна в расчетах ЧФ-4,5,6 и 7. Как и в расчетах ЧФ-1,2 и 3, в указанных расчетах наблюдаются пики концентраций и пики скоростей, соответствующие образовавшимся уплотнениям на краях и внутри волокна. Расположение пиков скоростей относительно пиков концентраций аналогично расчетам ЧФ-1,2 и 3 — на краях волокна пики совпадают, внутри волокна каждому пику концентрации соответствует два разных по знаку пика скорости.

В таблице 7 приведены следующие характеристики сгустков на краях волокна: время расчета (столбец 2), координата вдоль оси z , концентрация и скорость для «левого» сгустка (столбцы 3,4 и 5), координата вдоль оси z , концентрация и скорость для «правого» сгустка (столбцы 6, 7 и 8). Во всех расчетах, кроме ЧФ-4, наблюдается асимметрия сгустков, концентрация сгустков «справа» больше на порядок в расчетах ЧФ-1,2 и 3, на два порядка в расчетах ЧФ-5 и ЧФ-7 и на четыре порядка в расчете ЧФ-6. В указанных расчетах, скорость сгустков «справа» больше в 1.5-2 раза.

Таблица 7 — Характеристики сгустков, формируемых на краях волокна, в расчетах «ЧФ»

Расчет	t [тф]	z_L [пк]	n_L [см ⁻³]	$ v_{zL} $ [км·с ⁻¹]	z_R [пк]	n_R [см ⁻³]	$ v_{zR} $ [км·с ⁻¹]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
ЧФ-1	1.14	0.55	$6.9 \cdot 10^8$	3.9	2.35	$3.1 \cdot 10^9$	4.3
ЧФ-2	1.14	0.58	$2.55 \cdot 10^7$	1.99	2.35	$6.55 \cdot 10^8$	2.59
ЧФ-3	1.14	0.54	10^7	1.34	2.34	$5 \cdot 10^7$	2.12
ЧФ-4	1.5	0.69	$1.3 \cdot 10^8$	4.2	2.32	10^8	2.19
ЧФ-5	1.63	0.63	$2.03 \cdot 10^6$	1.59	2.18	$1.8 \cdot 10^8$	3.52
ЧФ-6	1.36	0.87	$2.06 \cdot 10^5$	1.12	5.22	$4.03 \cdot 10^9$	4.39
ЧФ-7	1.48	0.57	$1.13 \cdot 10^6$	1.58	2.30	$2.34 \cdot 10^8$	4.26

В таблице 8 приведены следующие параметры для уплотнений внутри волокна: время расчета (столбец 2), номер уплотнения (3), координата вдоль оси z (столбец 4), концентрация (столбец 5), координата и значение пика скорости «слева» и «справа» (столбцы 6, 7, 8 и 9). В расчетах ЧФ-4, 7 расстояние между пиками концентраций равно 0.96λ , в расчете ЧФ-6 — 1λ .

Рост возмущений в волокнах приводит к формированию уплотнений внутри волокна. Уплотнениям внутри волокон соответствуют пики концентраций.

Сами пики внутри волокон равноудалены друг от друга на расстояние, равное длине волны начального возмущения. Каждый пик концентрации «оказывают» два пика скорости с разными знаками. Взаимное расположение пиков концентрации и скорости, говорит о том, вещество стекается к уплотнениям внутри волокон. Расстояние, на которое пики скорости смещены относительно пиков плотности отличается в расчетах. Количество формируемых уплотнений зависит от соотношения длины волны и длины волокна. Как и в расчетах без возмущений, на краях волокон формируется отдельные уплотнения, которые передвигаются к центру волокна со сверхзвуковыми скоростями. Уплотнения внутри волокон за время расчета практически не двигаются. Концентрации в уплотнениях на краях превышают значения концентраций в уплотнениях внутри на несколько порядков.

Таблица 8 — Характеристики уплотнений, формируемых внутри волокна, в расчетах «ЧФ»

Расчет	t [тф]	N	z [пк]	n [см ⁻³]	z_L [пк]	v_{z_L} [км·с ⁻¹]	z_R [пк]	v_{z_R} [км·с ⁻¹]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
ЧФ-1	1.14	2	0.98	$8.6 \cdot 10^6$	0.91	0.67	1.06	-0.44
		3	1.45	$7.2 \cdot 10^6$	1.38	0.56	1.53	-0.57
		4	1.93	$8.8 \cdot 10^6$	1.84	0.44	2.01	-0.68
ЧФ-2	1.14	2	1.3	$4.9 \cdot 10^6$	1.2	0.49	1.41	-0.44
		3	1.93	$7.3 \cdot 10^6$	1.81	0.37	2.051	-0.67
ЧФ-3	1.14	2	1.09	$3.4 \cdot 10^6$	1.09	0.48	1.35	-0.29
ЧФ-4	1.5	2	1.3	10^8	1.28	1.2	1.31	-1.12
		3	1.92	$1.84 \cdot 10^8$	1.9	1.1	1.93	-1.12
ЧФ-5	1.63	2	1.1	$1.9 \cdot 10^5$	0.98	0.86	1.23	-0.6
ЧФ-6	1.36	2	1.1	$1.7 \cdot 10^5$	0.92	0.68	1.29	-0.29
		3	2.18	$1.58 \cdot 10^5$	1.99	0.48	2.34	-0.39
		4	3.26	$1.57 \cdot 10^5$	3.1	0.4	3.4	-0.44
ЧФ-7	1.36	5	4.34	$1.63 \cdot 10^5$	4.13	0.34	4.5	-0.57
		2	0.78	$6.03 \cdot 10^5$	0.69	0.96	0.87	-0.43
		3	1.53	$4.14 \cdot 10^5$	1.44	0.59	1.62	-0.62

4.2.2 Характеристики ядер

Как было показано в предыдущем разделе, начальные возмущения приводят к формированию равноудаленных уплотнений внутри волокна. Формируемые уплотнения считаются протозвездными ядрами, если в области внутри уплотнений выполняется критерий гравитационной связанности, который был приведен в главе 2. Фрагментация внутри волокна наблюдается в диапазоне значений длины волны начального возмущения, необходимо исследовать, при каких длинах волн формируются гравитационно-связанные ядра, и как длина волны влияет на характеристики формируемых ядер.

В данном разделе проверяется условие гравитационной связанности уплотнений в расчетах «ЧФ». Для гравитационно-связанных областей в разные моменты времени определяются характерные массы, размеры вдоль радиуса волокна d_r и вдоль оси волокна d_z .

На рисунке 4.7 приведено распределение плотности и линий магнитного поля в местах формирования уплотнений для расчетов ЧФ-1,2 и 3 в момент времени $t = 1.14 t_{\text{ff}}$. На рисунке выделена граница гравитационно-связанных областей. Для указанных расчетов наблюдается схожая картина: к моменту времени $t = 1.14 t_{\text{ff}}$ в одном уплотнении можно выделить несколько гравитационно-связанных областей сферической формы. Размеры отмеченных областей и масса газа внутри них составляют $\sim 3 \cdot 10^3$ а.е и $\sim 0.5 M_{\odot}$ соответственно. В расчетах ЧФ-1 и ЧФ-2 в момент времени $t = 1.14 t_{\text{ff}}$ магнитное поле в уплотнениях обладает геометрией песочных часов. Оно стягивается вдоль радиуса волокна к «центру» уплотнения. В расчете ЧФ-3 магнитное поле остается практически однородным.

Гравитационно-связанные области и распределение плотности и линий магнитного поля для расчета ЧФ-4, 5, 6, и 7 показаны на рисунке 4.8. В расчете ЧФ-4 ядра обладают эллипсоидальной формой и имеют размеры $d_r = 1.4 \cdot 10^4$ и $d_z = 1.7 \cdot 10^4$ а.е., $d_r = 1 \cdot 10^4$ и $d_z = 3.1 \cdot 10^3$ а.е. в моменты времени $t = 1.14 t_{\text{ff}}$ и $t = 1.39 t_{\text{ff}}$ соответственно. Массы ядер в эти моменты времени составляют $3.8 M_{\odot}$ и $0.64 M_{\odot}$. Так же, как и в расчетах ЧФ-1 и 2, магнитное поле стягивается вдоль радиуса волокна.

В расчете ЧФ-5 формируется эллипсоидальное ядро размерами $d_r = 1.56 \cdot 10^4$ и $d_z = 2 \cdot 10^4$ а.е. и массой $\sim 2.66 M_{\odot}$ в момент времени $t = 1.31 t_{\text{ff}}$. В

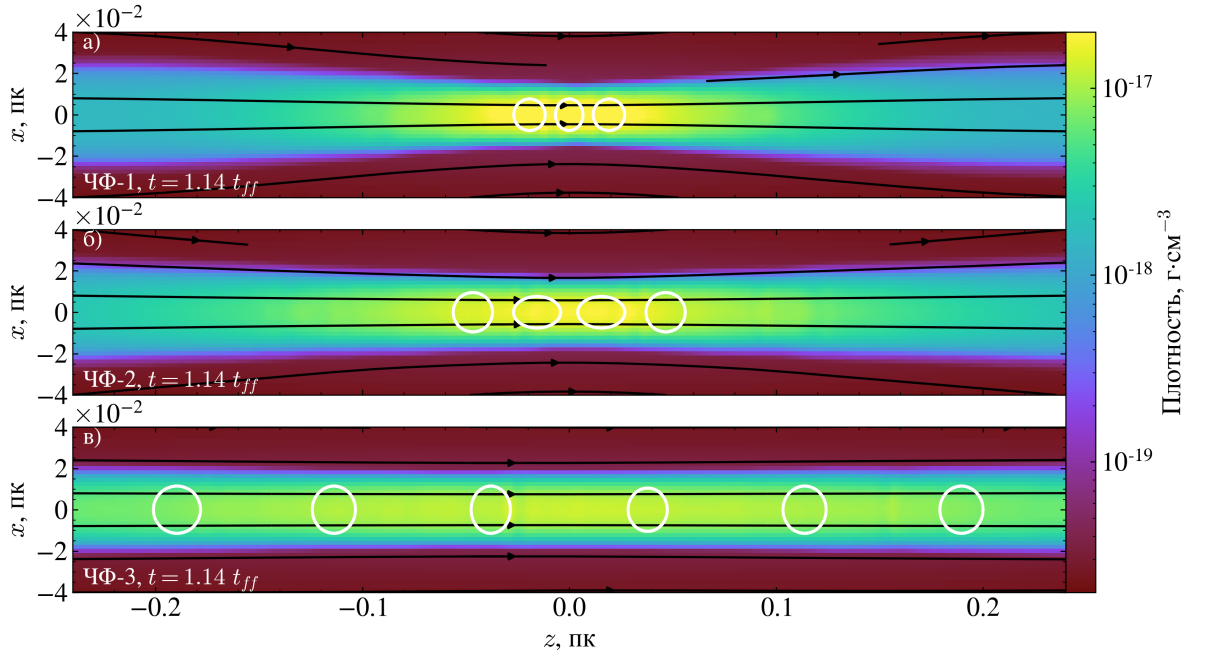


Рисунок 4.7 — Распределение плотности газа и линий магнитного поля в области формирования ядер в момент времени $t = 1.14 t_{ff}$ для расчетов ЧФ-1 (панель а), ЧФ-2 (панель б) и ЧФ-3 (панель в). Белыми линиями показаны границы гравитационно-связанных областей.

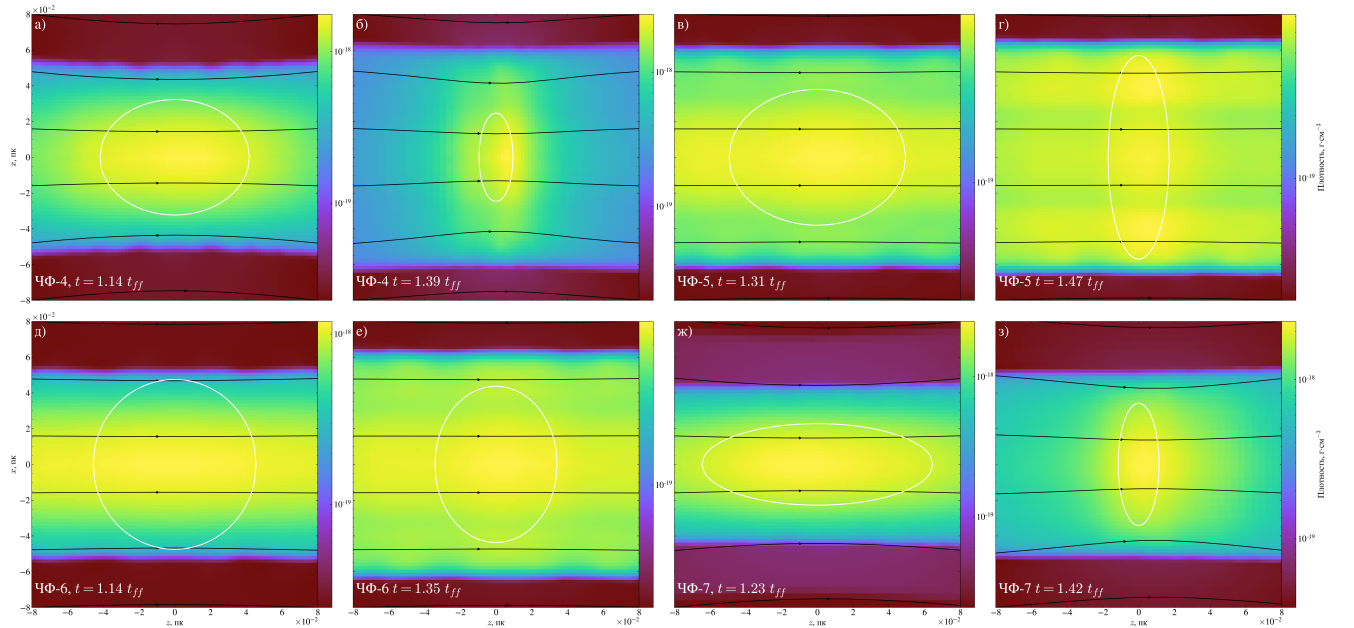


Рисунок 4.8 — Распределение плотности газа и линий магнитного поля в области формирования ядер для расчета ЧФ-4 в моменты времени $t = 1.14$ и $1.39 t_{ff}$ (панели а и б); ЧФ-5, $t = 1.39$ и $1.63 t_{ff}$ (панели в и г); ЧФ-6, $t = 1.39$ и $1.63 t_{ff}$ (панели д и е); ЧФ-7, $t = 1.23$ и $1.42 t_{ff}$ (панели ж и з). Белыми линиями показаны границы гравитационно-связанных областей.

дальнейшем ядро сжимается к оси волокна и к моменту времени $t = 1.47 t_{\text{ff}}$ размеры и массы ядра составляют $d_r = 2.3 \cdot 10^4$ и $d_z = 7 \cdot 10^3$ а.е. и массой $\sim 1.92 M_{\odot}$.

В момент времени $t = 1.14 t_{\text{ff}}$ в расчете ЧФ-6 формируемое ядро является практически сферическим с размерами $\sim 2 \cdot 10^4$ а.е. и массой $\sim 5 M_{\odot}$. К моменту времени $t = 1.35 t_{\text{ff}}$ ядро становится эллипсоидальным с размерами $d_r = 2 \cdot 10^4$ и $d_z = 1.6 \cdot 10^4$ а.е. и массой $\sim 2.7 M_{\odot}$.

Ядра обладают эллипсоидальной формой в расчете ЧФ-7 и имеют размеры $d_r = 9.4 \cdot 10^3$ и $d_z = 3 \cdot 10^4$ а.е., $d_x = 1.4 \cdot 10^4$ и $d_z = 6.3 \cdot 10^3$ а.е. в моменты времени $t = 1.23$ и $1.42 t_{\text{ff}}$ соответственно. Массы ядер в эти моменты времени составляют $4.3 M_{\odot}$ и $1.7 M_{\odot}$. Характеристики формирующихся ядер приведены в таблице 9: размеры вдоль радиуса (3), размеры вдоль оси (4), массы (5).

Таблица 9 — Характеристики ядер внутри волокна в расчетах «ЧФ»

Расчет	t	d_r	d_z	M
	t_{ff}	а.е.	а.е.	$M_{\odot}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
ЧФ-1	1.14	3000	3100	0.55
ЧФ-2	1.14	4100	3500	0.65
ЧФ-3	1.14	4600	4200	0.64
ЧФ-4	1.14	13300	16400	3.3
	1.39	10000	3100	0.64
ЧФ-5	1.31	15600	20000	2.66
	1.47	23000	7000	1.92
ЧФ-6	1.14	2000	19100	4.7
	1.35	18000	14000	2
ЧФ-7	1.23	9400	30000	4.3
	1.42	14000	6300	1.7

Согласно рисунку 4.8, магнитное поле вне ядра искривляется вдоль оси x к границам ядра. Внутри ядер магнитное поле остается квазиоднородным и направленным преимущественно вдоль оси z . Таким образом, магнитное поле в областях формирования ядер принимает геометрию песочных часов, ориентированных вдоль оси волокна.

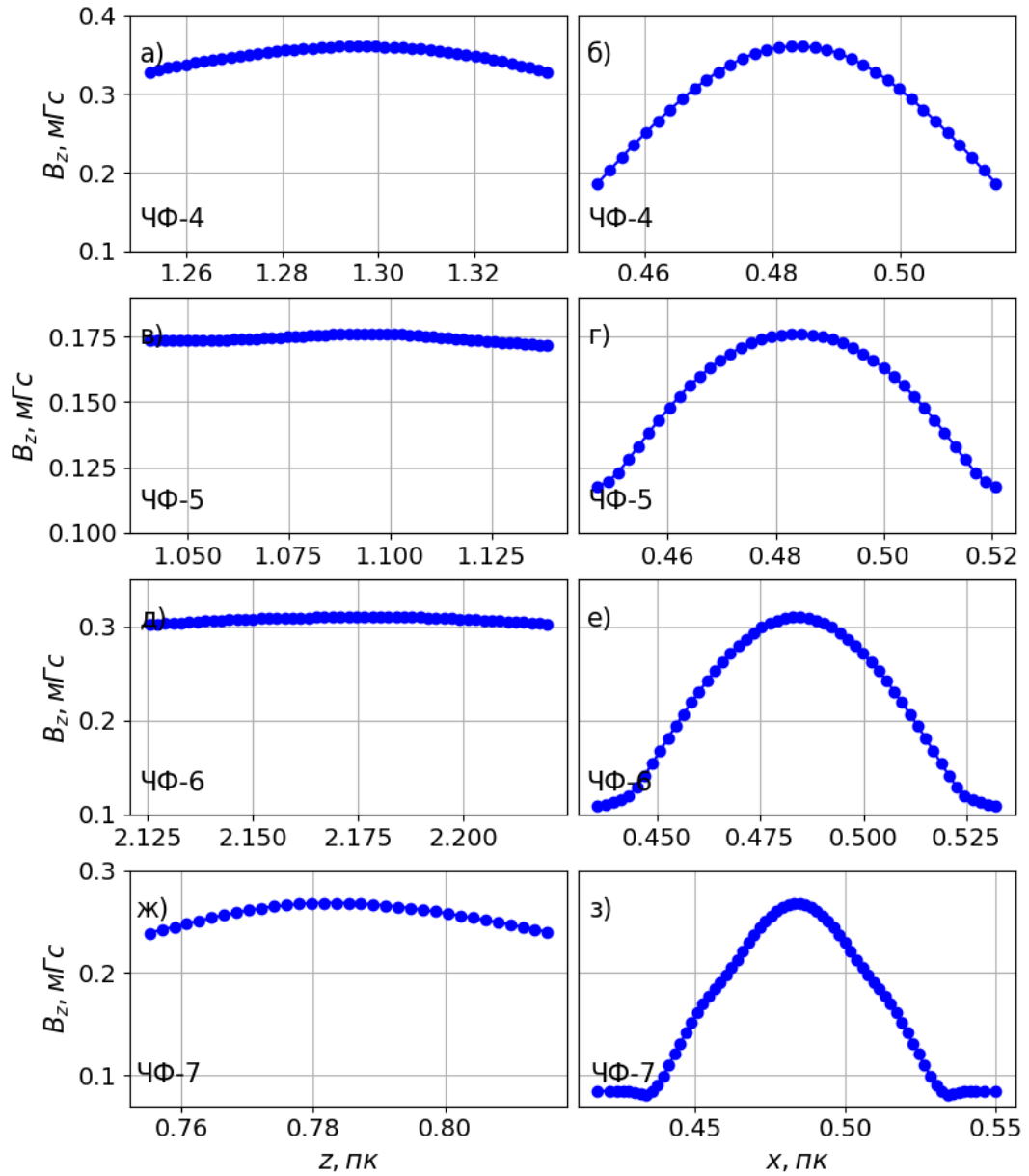


Рисунок 4.9 — Профили z -компоненты магнитного поля вдоль осей z (левые панели) и x (правые панели) в расчетах ЧФ. Панели а) и б): ЧФ-4, в момент времени $t = 1.14 t_{\text{ff}}$. Панели в) и г): ЧФ-5, $t = 1.31 t_{\text{ff}}$. Панели д) и е): ЧФ-6, $t = 1.14 t_{\text{ff}}$. Панели ж) и з): ЧФ-7, $t = 1.45 t_{\text{ff}}$.

На рисунке 4.9 представлены профили продольной компоненты магнитного поля B_z вдоль осей z и x внутри ядра в расчетах ЧФ-4, 5, 6 и 7 в момент времени $t = 1.14, 1.31, 1.14$ и $1.45 t_{\text{ff}}$ соответственно. В центре ядра интенсивность B_z максимальна и равна 0.36 мГс. Интенсивность магнитного поля уменьшается с удалением от центра ядра и принимает значения на границах 0.19 и 0.33 мГс в направлениях вдоль оси x и z . В расчете ЧФ-5 В направлении вдоль оси z магнитное поле B_z остается практически постоянным с интенсивностью ≈ 0.18 мГс. Интенсивность магнитного поля уменьшается в направлении

вдоль оси x до значений ≈ 0.12 мГс на границе ядра. В расчете ЧФ-6 интенсивность магнитного поля практически постоянная вдоль оси z и равна 0.31 мГс, тогда как вдоль оси x в направлении к границам ядра интенсивность уменьшается до значений 0.11 мГс. В расчете ЧФ-7 значение интенсивности в центре ядра равно 0.27 мГс и уменьшается к его границам. Вдоль оси x на границе ядра z -компонента магнитного поля остается примерно постоянной и равной ≈ 0.08 мГс. В направлении оси z интенсивность магнитного поля уменьшается с удалением от центра ядра более плавно до значения 0.24 мГс.

4.3 Фрагментация в рамках подхода Стодолкевича

В данном разделе исследуется фрагментация волокна с продольным магнитным полем в рамках подхода Стодолкевича. Рассматривается облако радиусом 0.1 пк. Длина облака меняется от 2 до 3.35 пк. Значение теплового параметра, температуры и магнитного параметра варьируется как и в расчетах «ЧФ»: от $\varepsilon_T = 0.38$, 10 К и $\varepsilon_M = 0.04$ (расчеты СТД-1—3) и до $\varepsilon_T = 0.7$, 20 К и $\varepsilon_M = 0.3$ соответственно. Выбранные значения радиуса, теплового параметра, температуры и магнитного параметра соответствуют концентрациям $2.6 \cdot 10^4$ и $2.8 \cdot 10^3$ см $^{-3}$, и интенсивности магнитного поля 10^{-5} , $2.9 \cdot 10^{-5}$ и $4.8 \cdot 10^{-5}$ Гс. Расчеты СТД-1—3 соответствуют сверхкритическому облаку, расчеты СТД-4—11 — докритическому. В расчетах СТД-1—3 длина волны начального возмущения задается 1.19, 0.4 и $1.85 \lambda/\lambda_*$ соответственно. В расчетах СТД-5—11 — 1.1, 1.38, 0.55, 1.76, 1.93 и $2.2 \lambda/\lambda_*$ соответственно.

4.3.1 Общая картина эволюции волокна

Проанализируем общую структуру волокна в расчетах «СТД». На рисунке 4.10 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчетов СТД-1,2 и 3 в моменты времени $t = 1.25$, 1.23 и $1.19 t_{\text{ff}}$ соответственно. В расчетах СТД-1 и 3 волокно фрагментирует так же, как и в расчетах «ЧФ»: происходит образование уплотнений внутри волокна и на его краях. В расчете СТД-3 происходит

формирование уплотнений только на краях волокна, внутри волокна фрагментации не происходит.

На рисунке 4.11 показана эволюция профилей плотности и скорости вдоль волокна в расчетах СТД-1,2 и 3 в моменты времени $t = 1.23, 1.25 t_{ff}$ и $1.19 t_{ff}$ соответственно. В расчетах СТД-1 и 3 наблюдается качественно схожая картина: сформировавшимся уплотнениям на краях и внутри волокна соответствуют пики концентраций, но в расчете СТД-1 на краях формируются по два пика концентрации. Пикам концентраций на краях волокна соответствуют пики скоростей. Рядом с каждым пиком концентраций внутри волокна наблюдаются разные по знаку пики скоростей. В расчете СТД-2 возникают только пики концентраций и скоростей на краях волокна. Внутри волокна наблюдается только «рябь» на профилях концентрации и скоростей, без явных пиков.

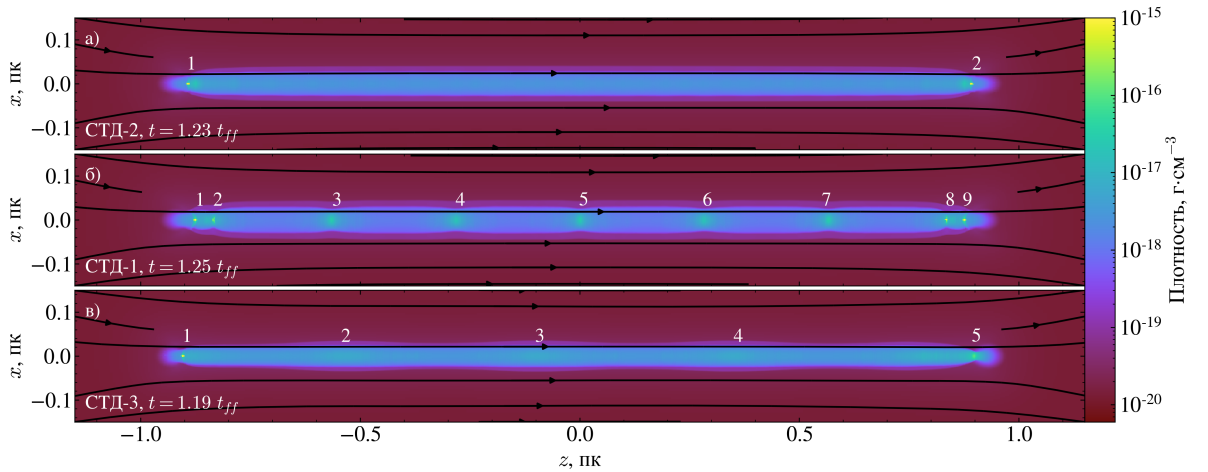


Рисунок 4.10 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) и линий магнитного поля (линии со стрелками) волокна в плоскости $x - z$ в расчете СТД-2 при $t = 1.23 t_{ff}$ (панель а), СТД-1 при $t = 1.25 t_{ff}$ (панель б), СТД-3 при $t = 1.19 t_{ff}$ (панель в). Числа указывают номера фрагментов в волокне.

Срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчетов СТД-5—11 в моменты времени $t = 1.56, 1.48, 1.38, 1.34, 1.5, 1.49$ и $1.49 t_{ff}$ соответственно приведены на рисунках 4.12 и 4.13. Во всех расчетах наблюдается фрагментация, как и в расчетах СТД-1,3. Уплотнения выделяются на краях и внутри волокна. В отличие от расчетов СТД-1,2 и 3, сжатие волокна вдоль радиуса замедляется и волокно достигает характерной толщины ~ 0.1 пк в расчетах.

Эволюция профилей концентрации и скоростей вдоль волокна для расчетов СТД-5—11 показана на рисунках 4.14, 4.15, 4.16 и 4.17. В этих расчетах

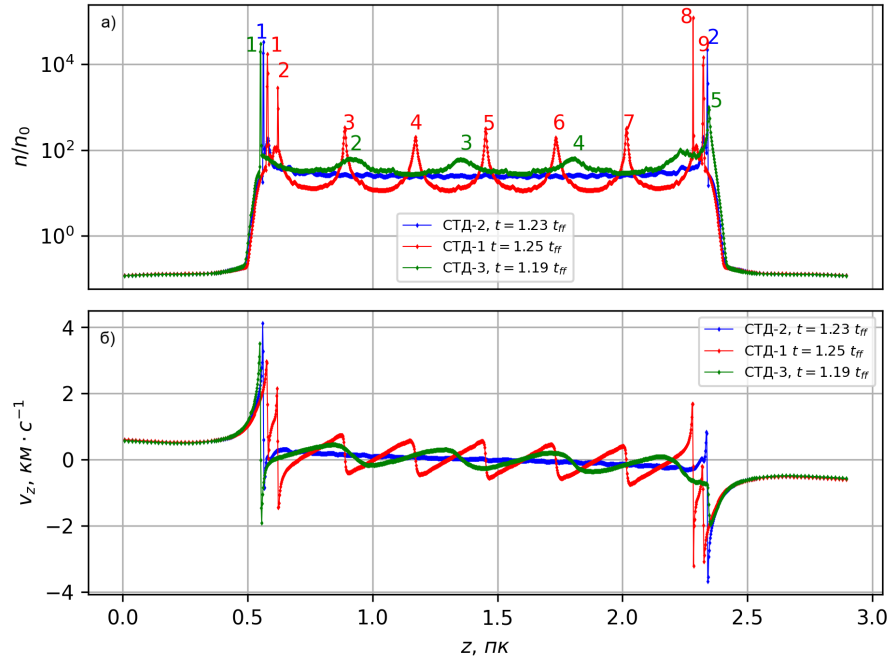


Рисунок 4.11 — Профили плотности газа (панель а) и скорости (панель б) вдоль оси z для расчетов СТД-1, 2 и 3 в моменты времени $t = 1.25, 1.23$ и $1.19 t_{ff}$. Числами отмечены формируемые уплотнения.

распределение пиков плотностей и скоростей является таким же как в расчетах «ЧФ».

Характеристики пиков на краях волокон для расчетов «СТД» приведены в таблице 10: время расчета (столбец 2), координата вдоль оси z , концентрация и скорость для пика (столбцы 3, 4 и 5). В расчетах концентрации принимают значения в диапазоне от 10^7 до 10^9 см^{-3} , скорости от 2 до $5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Во всех расчетах характеристики «левого» и «правого» пиков отличаются, значения концентрации на одном из торцов волокна могут превышать на один или два порядка значения на другом, соответственно скорости могут превышать в несколько раз.

В таблице 11 приведены характеристики пиков внутри волокна в СТД расчетах: время расчета (столбец 2), номер пика (3), координата вдоль оси z (столбец 4), концентрация (столбец 5), координата и значение пика скорости «слева» и «справа» (столбцы 6, 7, 8 и 9). Значения концентраций внутри волокна принимают значения $10^5 - 10^7 \text{ см}^{-3}$, скорости $1 - 3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Во всех случаях пики концентраций удалены друг от друга на одинаковое расстояние $\approx \lambda$. Пики скоростей с одинаковыми скоростями удалены друг от друга на такое же расстояниями.

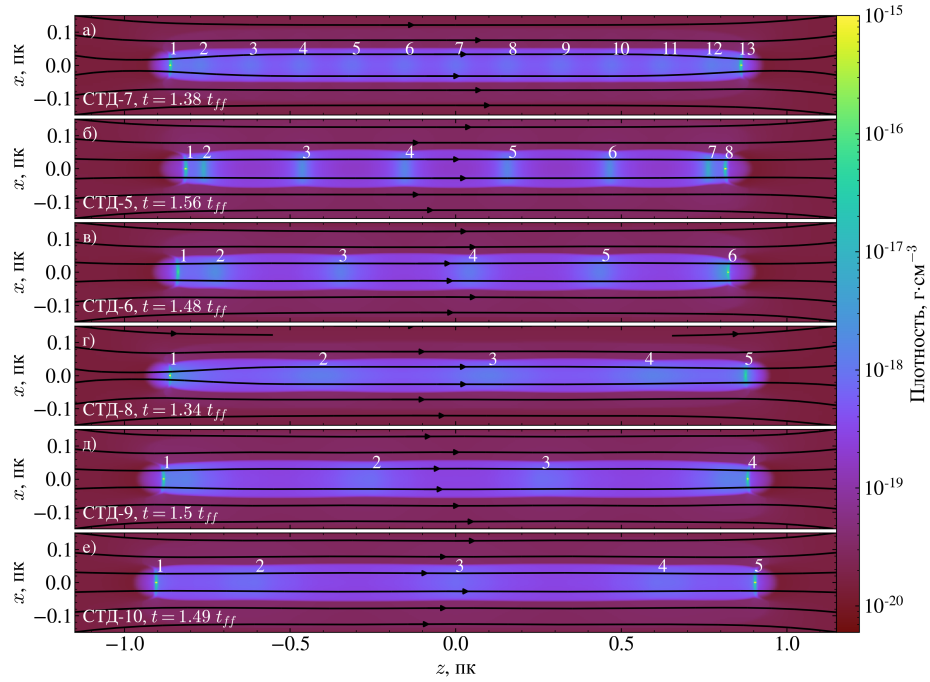


Рисунок 4.12 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) и линий магнитного поля (линии со стрелками) волокна в плоскости $x - z$ в расчете STD-7 при $t = 1.38 t_{ff}$ (панель а), STD-5 при $t = 1.56 t_{ff}$ (панель б), STD-6 при $t = 1.48 t_{ff}$ (панель в), STD-8 при $t = 1.34 t_{ff}$ (панель г), STD-9 при $t = 1.5 t_{ff}$ (панель д) и STD-10 при $t = 1.49 t_{ff}$ (панель е). Числа указывают номера фрагментов в волокне.

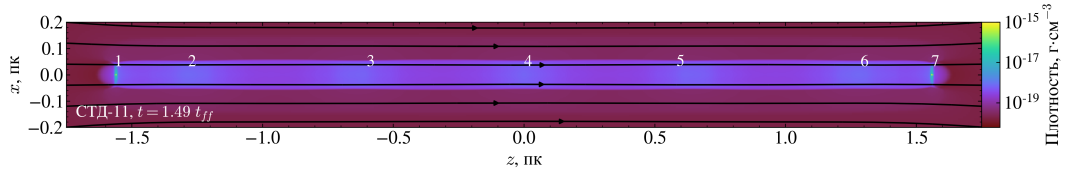


Рисунок 4.13 — Распределение плотности газа (цветовая заливка) и линий магнитного поля (линии со стрелками) волокна в плоскости $x - z$ для расчета STD-11 при $t = 1.49 t_{ff}$. Числа указывают номера фрагментов в волокне.

Фрагментация в рамках Стодолкевича приводит к картине, схожей с картиной фрагментации в рамках Чандраскара и Ферми. Внутри волокон со временем формируются уплотнения, которым соответствуют пики плотностей. Пики внутри волокон равноудалены друг от друга на расстояние, равное длине волны начального возмущения. Каждому пику плотности соответствует два пика скорости с разными знаками. Поскольку количество формируемых уплотнений зависит от соотношения длины волны и длины волокна, то в рамках Стодолкевича формируется большее количество уплотнений — поскольку критическая длина волны для магнитозвуковых волн значительно меньше, чем для воз-

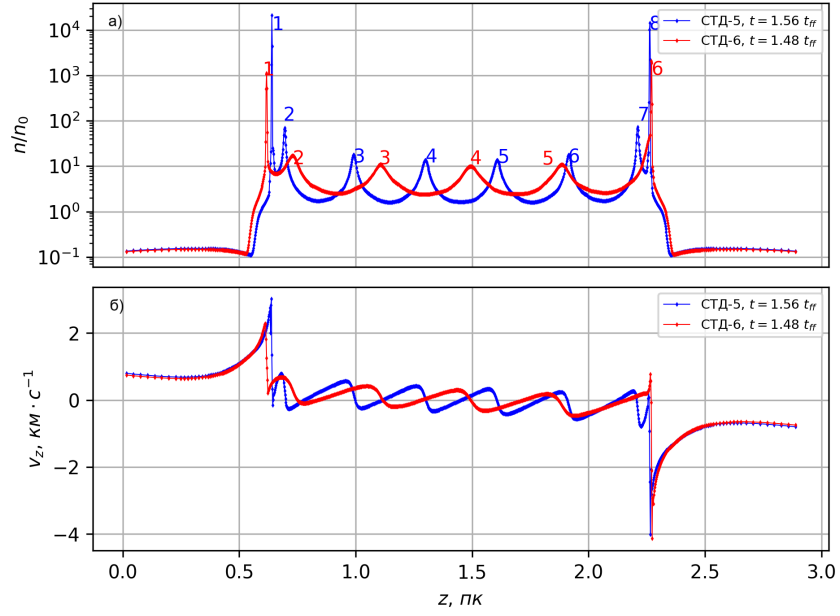


Рисунок 4.14 — Профили плотности газа (панель а) и скорости (панель б) вдоль оси z для расчетов СТД-5 и 6 в моменты времени $t = 1.56$ и $1.48 t_{ff}$. Числами отмечены формируемые уплотнения.

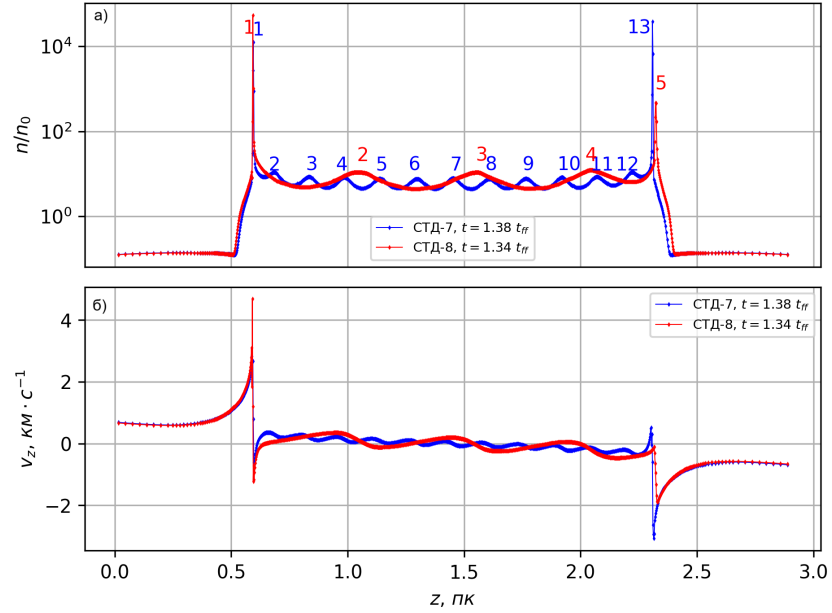


Рисунок 4.15 — Профили плотности газа (панель а) и скорости (панель б) вдоль оси z для расчетов СТД-7 и 8 в моменты времени $t = 1.38$ и $1.34 t_{ff}$. Числами отмечены формируемые уплотнения.

мущений поверхности. Как и в расчетах без возмущений, на краях волокон формируется отдельные уплотнения, которые передвигаются к центру волокна со сверхзвуковыми скоростями. Уплотнения внутри волокон за время расчета

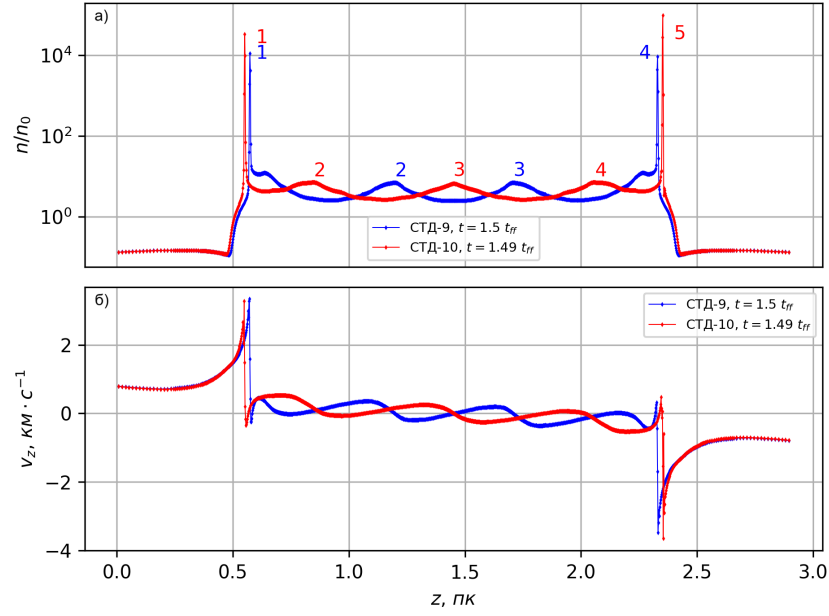


Рисунок 4.16 — Профили плотности газа (панель а) и скорости (панель б) вдоль оси z для расчетов СТД-9 и 10 в моменты времени $t = 1.5$ и $1.49 t_{ff}$. Числами отмечены формируемые уплотнения.

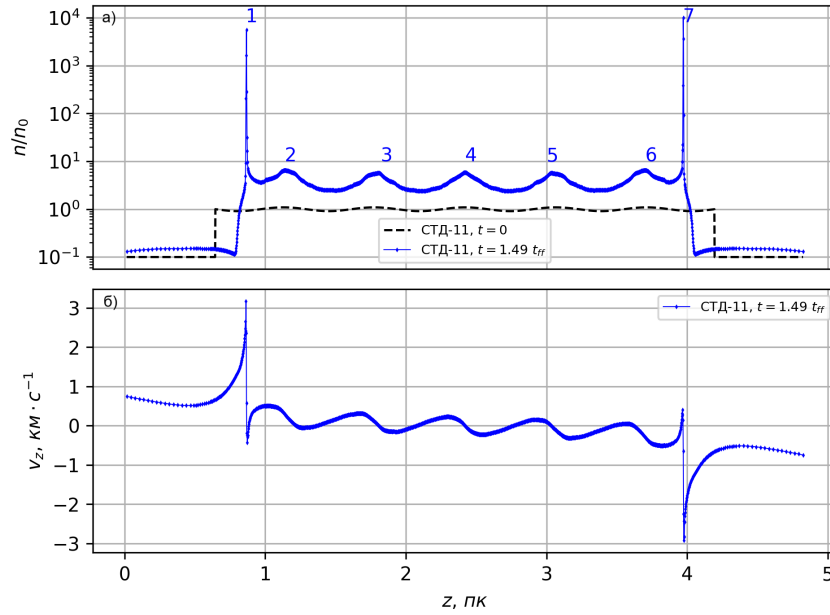


Рисунок 4.17 — Профили плотности газа (панель а) и скорости (панель б) вдоль оси z для расчета СТД-11 в момент времени $1.49 t_{ff}$. Числами отмечены формируемые уплотнения.

практически не двигаются. Концентрации в уплотнениях на краях превышают значения концентраций в уплотнениях внутри на несколько порядков.

Таблица 10 — Характеристики уплотнений, формируемых на краях волокна, в расчетах «СТД»

Расчет	t [тф]	z [пк]	n [см ⁻³]	$ v $ [км·с ⁻¹]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
СТД-1	1.25	0.58	$4.46 \cdot 10^8$	2.96
	1.25	0.62	$7.37 \cdot 10^7$	2.15
	1.25	2.28	$3.17 \cdot 10^9$	3.22
	1.25	2.32	$3.71 \cdot 10^8$	3.08
СТД-2	1.23	0.56	$8.6 \cdot 10^8$	4.11
	1.23	2.34	$5.65 \cdot 10^8$	3.68
СТД-3	1.19	0.56	$7.18 \cdot 10^8$	3.56
	1.19	2.34	$2.39 \cdot 10^7$	1.95
СТД-5	1.56	0.64	$6 \cdot 10^8$	3.02
	1.56	2.26	$2.87 \cdot 10^8$	4
СТД-6	1.48	0.62	$3.16 \cdot 10^7$	2.29
	1.48	2.276	$5.92 \cdot 10^7$	4.14
СТД-7	1.38	0.59	$3.56 \cdot 10^8$	2.83
	1.38	2.316	10^9	3.08
СТД-8	1.34	0.59	$1.54 \cdot 10^9$	4.68
	1.34	2.316	$1.32 \cdot 10^7$	1.89
СТД-9	1.5	0.57	$3.12 \cdot 10^9$	3.34
	1.5	2.33	$2.62 \cdot 10^7$	3.48
СТД-10	1.49	0.57	$9.32 \cdot 10^8$	3.28
	1.49	2.33	$2.75 \cdot 10^9$	3.65
СТД-11	1.49	0.87	$1.57 \cdot 10^8$	3.17
	1.49	3.97	$2.84 \cdot 10^8$	2.92

Таблица 11 — Характеристики уплотнений, формируемых внутри волокна, в расчетах «СТД»

Расчет	t [тф]	N	z [пк]	n [см ⁻³]	z_L [пк]	v_{zL} [км·с ⁻¹]	z_R [пк]	v_{zR} [км·с ⁻¹]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
СТД-1	1.14	3	0.89	$8.66 \cdot 10^6$	0.87	0.73	0.9	-0.4
	1.14	4	1.17	$5.13 \cdot 10^6$	1.15	0.57	1.19	-0.46
	1.14	5	1.45	$8.21 \cdot 10^6$	1.44	0.55	1.47	-0.55
СТД-3	1.14	2	0.91	$1.49 \cdot 10^6$	0.85	0.45	0.98	-0.17
	1.14	3	1.35	$1.43 \cdot 10^6$	1.29	0.3	1.46	-0.26
	1.14	4	1.8	$1.48 \cdot 10^6$	1.72	0.2	1.9	-0.35
СТД-5	1.14	3	0.99	$5 \cdot 10^5$	0.95	0.57	1.03	-0.24
	1.14	4	1.3	$3.83 \cdot 10^5$	1.26	0.42	1.34	-0.33
	1.14	5	1.61	$3.83 \cdot 10^5$	1.57	0.33	1.65	-0.42
СТД-6	1.14	3	1.1	$3.06 \cdot 10^5$	1.05	0.42	1.17	-0.2
	1.14	4	1.49	$2.8 \cdot 10^5$	1.44	0.3	1.56	-0.32
	1.14	5	1.89	$3.05 \cdot 10^5$	1.82	0.18	1.94	-0.47
СТД-8	1.14	2	1.04	$3.1 \cdot 10^5$	0.94	0.35	1.14	-0.12
	1.14	3	1.55	$3.06 \cdot 10^5$	1.44	0.2	1.65	-0.24
	1.14	4	2.04	$3.46 \cdot 10^5$	1.94	0.06	2.16	-0.47
СТД-9	1.14	2	1.2	$3.1 \cdot 10^4$	1.08	0.36	1.27	-0.12
	1.14	3	1.7	$4.6 \cdot 10^4$	1.63	0.2	1.82	-0.36
СТД-10	1.14	2	0.85	$2 \cdot 10^5$	0.71	0.53	0.97	-0.07
	1.14	3	1.45	$1.86 \cdot 10^5$	1.33	0.25	1.58	-0.25
	1.14	4	2.06	$2 \cdot 10^5$	1.93	0.07	2.2	-0.53
СТД-11	1.14	3	1.81	$1.6 \cdot 10^5$	1.67	0.31	1.93	-0.15
	1.14	4	2.42	$1.7 \cdot 10^5$	2.31	0.22	2.54	-0.23
	1.14	5	3.03	$1.6 \cdot 10^5$	2.93	0.15	3.16	-0.31

4.3.2 Характеристики ядер

Как было показано в предыдущем разделе, фрагментация, вызванная магнитозвуковыми волнами, как и в случае фрагментации, вызванной возмущениями поверхности, приводит к формированию равноудаленных уплотнений внутри волокна. Для того, чтобы сформировавшиеся уплотнения считать протозвездными ядрами, необходимо также проверять критерий гравитационной неустойчивости внутри уплотнений.

В данном разделе проверяется условие гравитационной связанности уплотнений в расчетах «СТД», возникших в результате начальных возмущений. Для гравитационно-связанных областей в разные моменты времени определяются характерные массы, размеры вдоль радиуса волокна d_r и вдоль оси волокна d_z . Исследуется как длина начального возмущения влияет на характеристики ядер.

На рисунке 4.18 (панели а и б) приведено распределение плотности и линий магнитного поля в местах формирования уплотнений для расчетов СТД-1 в моменты времени $t = 1.18$ и $t = 1.25 t_{\text{ff}}$. Рисунок показывает, что ядро имеет форму эллипсоида. В процессе эволюции размеры и масса ядра уменьшаются. К моменту времени $t = 1.25 t_{\text{ff}}$ магнитное поле стягивается вдоль радиуса к уплотнению, в результате чего магнитное поле приобретает геометрию песочных часов.

Распределение плотности и линий магнитного поля для расчета СТД-3 в момент времени $t = 1.19 t_{\text{ff}}$ приведено на рисунке 4.18 (панель в). В этом расчете, так же, как и в расчетах ЧФ-1 и 3, в одном уплотнении можно выделить несколько гравитационно-связанных областей, форма которых близка к сферической. Так же, как и в расчете ЧФ-3, магнитное поле остается практически продольным.

Соответствующие распределения для расчетов СТД-5, 6 и 9 в моменты времени $t = 1.19, 1.56$ и $1.44 t_{\text{ff}}$ приведены на рисунках 4.19 (панели а, б, в и г) и 4.20 (панели а и б). В приведенных расчетах наблюдается общая картина эволюции. Ядра вытянуты вдоль волокна и имеют форму эллипсоида. Со временем ядра сжимаются вдоль волокна и незначительно увеличиваются вдоль радиуса, но при этом сохраняют форму эллипсоида. В этих расчетах, как и в расчете СТД-1, магнитное поле стягивается вдоль радиуса волокна.

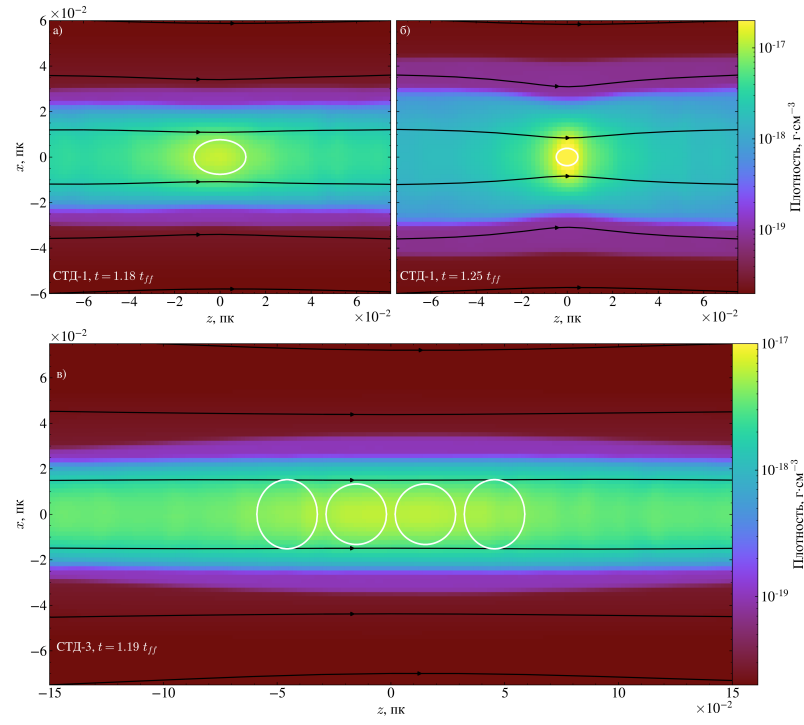


Рисунок 4.18 — Распределение плотности газа и линий магнитного поля в области формирования ядер для расчета СТД-1 в моменты времени $t = 1.18$ и $1.25 t_{ff}$ (панели а и б); для расчета СТД-3 в момент времени $t = 1.19 t_{ff}$ (панель в).

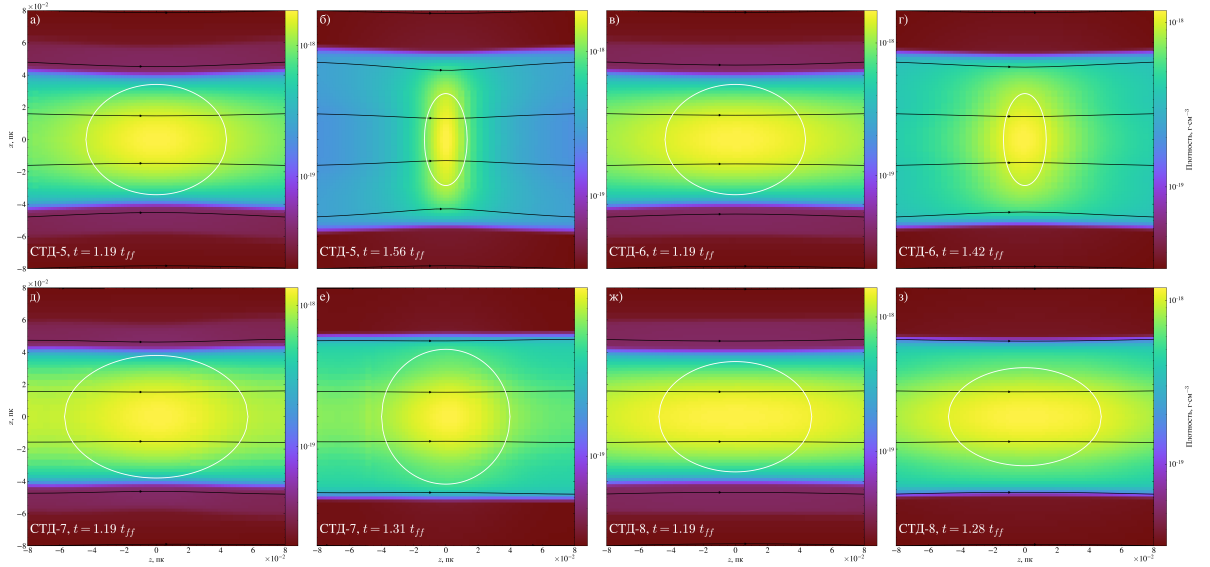


Рисунок 4.19 — Распределение плотности газа и линий магнитного поля в области формирования ядер для расчета СТД-5 в моменты времени $t = 1.19$ и $1.56 t_{ff}$ (панели а и б); СТД-6 в моменты времени $t = 1.19$ и $1.42 t_{ff}$ (панели в и г); СТД-7 в моменты времени $t = 1.19$ и $1.31 t_{ff}$ (панели д и е); СТД-8 в момент времени $t = 1.19$ и $1.28 t_{ff}$ (панели ж и з).

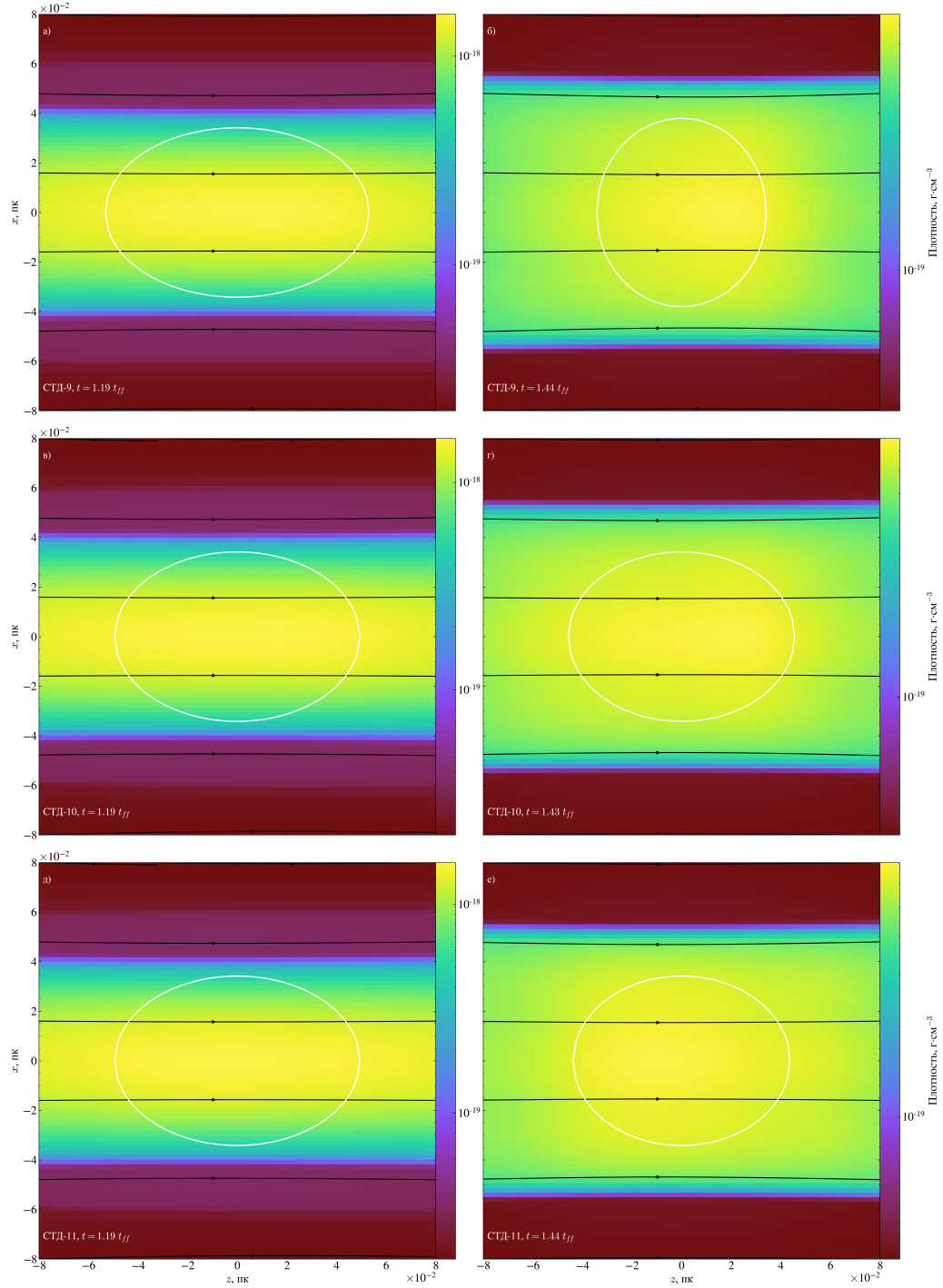


Рисунок 4.20 — Распределение плотности газа и линий магнитного поля в области формирования ядер для расчета СТД-9 в моменты времени $t = 1.19$ и $1.44 t_{\text{ff}}$ (панели а и б); СТД-10 в моменты времени $t = 1.19$ и $1.43 t_{\text{ff}}$ (панели в и г); СТД-11 в моменты времени $t = 1.19$ и $1.44 t_{\text{ff}}$ (панели д и е).

На рисунках 4.19 (панели д, е, ж и з) и 4.20 (панели в, г, д и е) приведены распределения для расчетов СТД-7,8,10 и 11 в моменты времени 1.19, 1.31, 1.28, 1.43 и $1.44 t_{\text{ff}}$. Для указанных расчетов ядра вытянуты вдоль волокна и имеют эллипсоидальную форму. В приведенные моменты времени

размеры ядер практически сохраняются, при этом массы ядер уменьшаются. Магнитное поле в расчетах СТД-7,8,10 и 11 остается почти продольным. Характеристики формируемых ядер приведены в таблице 11: размеры вдоль радиуса (3), размеры вдоль оси (4), массы (5).

Таблица 12 — Характеристики ядер, формируемых внутри волокна, в расчетах «СТД»

Расчет	t [t_{ff}]	d_r [a.e.]	d_z [a.e.]	M [$M_{\odot}$]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
СТД-1	1.18	3400	4400	0.45
	1.25	1900	2300	0.16
СТД-3	1.19	5800	5100	0.69
СТД-5	1.19	14000	19000	3.7
	1.56	12000	7000	1.1
СТД-6	1.19	14000	20000	3.86
	1.56	16000	7800	1.6
СТД-7	1.19	16000	23000	4.1
	1.31	17200	16400	2.5
СТД-8	1.19	14000	20000	3.82
	1.28	12500	20000	2.52
СТД-9	1.19	14000	22000	4.11
	1.44	16000	14000	2.02
СТД-10	1.19	15000	20000	4.01
	1.43	15000	18000	2.27
СТД-11	1.19	15000	20000	4.08
	1.44	15000	18000	2.23

Как показывают рисунки 4.19 и 4.20, в расчетах «СТД» наблюдается стягивание линий магнитного поля вдоль оси x вне ядра к его границам ядра, при этом остается квазиоднородным и направленным преимущественно вдоль оси z внутри ядер. Таким образом, как и в расчетах «ЧФ», магнитное поле в областях формирования ядер принимает геометрию песочных часов, ориентированных вдоль оси волокна.

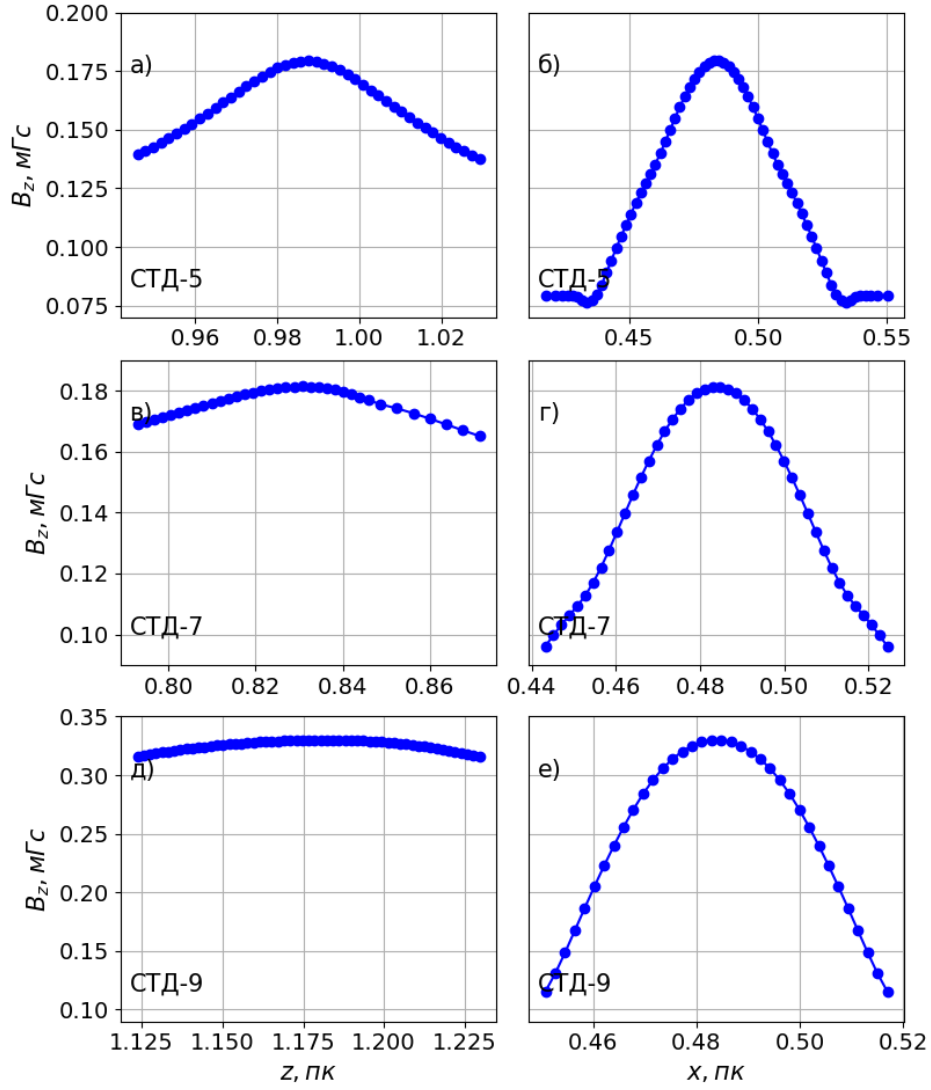


Рисунок 4.21 — Профили z -компоненты магнитного поля вдоль осей z (левые панели) и x (правые панели) в расчетах СТД. Панели а) и б): СТД-5, в момент времени $t = 1.45 t_{\text{ff}}$. Панели в) и г): ЧФ-5, $t = 1.31 t_{\text{ff}}$. Панели д) и е): СТД-7, $t = 1.31 t_{\text{ff}}$. Панели ж) и з): СТД-9, $t = 1.19 t_{\text{ff}}$.

Поскольку во многих расчетах наблюдается схожая картина фрагментации, то распределение продольной компоненты магнитного поля B_z вдоль осей z и x внутри ядер будет рассматриваться на примере расчетов СТД-5, 7 и 9. Выбранные расчеты позволяют исследовать распределение магнитного поля внутри ядер, формируемых докритическими, критическими и сверхкритическими возмущениями. Профили B_z для указанных расчетов представлены на рисунке 4.21 в моменты времени $t = 1.45, 1.31$ и $1.19 t_{\text{ff}}$ соответственно. Рисунки показывают, что интенсивность B_z максимальна в центре ядра и равна 0.18 мГс в расчетах СТД-5 и 7 и 0.33 мГс в расчете СТД-9. В направлении вдоль оси x интенсивность B_z уменьшается до значений $0.08, 0.09$ и 0.12 мГс

на границе ядра в расчетах СТД-5, 7 и 9 соответственно. В расчетах СТД-5 и 7 интенсивность B_z вдоль оси z на границе ядра уменьшается соответственно до значений 0.14 и 0.17 мГс. В расчете СТД-9 интенсивность магнитного поля вдоль оси B_z остается практически постоянной.

Таким образом, в случае эволюции сверхкритических волокон гравитационно-связанные ядра формируются для критических или сверхкритических возмущений. В расчете с критической длиной волны, формируются ядра эллипсоидальной формы, которые со временем сжимаются и становятся почти сферическим. В расчете со сверхкритическим возмущением, происходит коллапс схожий с тем, который происходил в расчетах «ЧФ», внутри одного уплотнения можно выделить несколько гравитационно-связанных ядер с формой близкой к сферической. В расчетах с равновесным волокном любые возмущения приводят к формированию гравитационно-связанных ядер. В этом случае ядро имеет форму эллипсоида и со временем ядро либо сжимается вдоль оси волокна, либо остается практически неизменным. Как и в сценарии «ЧФ», внутри ядер магнитное поле почти не изменяется вдоль оси волокна и при это значительно изменяется вдоль радиуса облака. В обоих сценариях, разные распределения магнитного поля вызваны тем, что продольное магнитное поле сдерживает радиальное сжатие волокна и не влияет на его сжатие вдоль оси.

4.4 Выводы по главе

В данной главе с помощью разработанной теоретической модели проводилось численное моделирование фрагментации молекулярных волокон с продольным магнитным полем. Фрагментация рассматривается в рамках неустойчивости цилиндрических волокон с возмущенной формой поверхности (сценарий Чандресекара и Ферми) и неустойчивости малых магнитозвуковых возмущений, распространяющихся вдоль оси волокна (сценарий Стодолкевича).

Моделирование показывает, что в обеих постановках задач начальные возмущения в волокне эволюционируют в уплотнения, которые равноудалены друг от друга на длину начального возмущения. Количество уплотнений зависит от соотношения между длиной волокна и длиной волны возмущения.

Анализ энергетического баланса уплотнений в сценарии фрагментации Чандрасекара и Ферми показывает, что рост возмущений, как с длиной волны меньше критического значения λ_* , так и с длиной волны, превышающей λ_* , приводит к формированию гравитационно-связанных уплотнений. Фрагментация неустойчивых волокон приводит сценарию коллапса, в котором внутри одного уплотнения выделяется несколько гравитационно-связанных ядер. Форма ядер в данном сценарии коллапса близка к сферической. В случае фрагментации устойчивых волокон, каждому уплотнению соответствует одна гравитационно-связанная область, форма которых, на ранних этапах эволюции, близка к сферической. Со временем эти ядра приобретают форму эллипсоидов, вытянутых вдоль радиуса волокна. Размеры и массы ядер как в устойчивых, так и в неустойчивых волокнах, увеличиваются с длиной волны начального возмущения.

В сценарии фрагментации Стодолкевича, к формированию гравитационно-связанных уплотнений в неустойчивых волокнах приводят только критические или сверхкритические возмущения. Во обоих случаях форма гравитационно-связанных ядер является почти сферической. При этом, в случае сверхкритического возмущения наблюдается выделение нескольких ядер внутри одного уплотнения. Как и в сценарии Чандрасекара–Ферми, возмущения с любой длиной волны приводят к формированию гравитационно-связанных уплотнений в устойчивом волокне. Формируемые ядра обладают эллипсоидальной формой, которая может со временем вытягиваться или сжиматься вдоль оси волокна. Линии магнитного поле волокна «стягиваются» к границе гравитационно-связанной области ядер, при этом внутри гравитационно-связанной области магнитное поле остается направленным вдоль оси волокна. Таким образом, магнитное поле в областях формирования ядер принимает геометрию песочных часов, ориентированных вдоль оси волокна. Полученное распределение магнитного поля согласуется с распределением внутри некоторых ядер расположенных в молекулярных облаках Орион А [46] и Змееносец [43].

В обоих сценариях фрагментации, размеры и массы, формируемых в устойчивых волокнах, ядер варьируются в диапазонах 3000 от и до 30000 и от $1 M_\odot$ и до $4 M_\odot$ соответственно. В случае фрагментации устойчивых волокон, масса и размеры ядер находятся в пределах $0.2 - 0.7 M_\odot$ и 2000 – 6000 а.е. Максимальная интенсивность магнитного поля внутри ядер находится в диапазоне $0.18 - 0.33$ мГс. Данные значения интенсивности магнитного поля, масс

и размеров согласуются с наблюдательными данными в молекулярном облаке Orion A [46]. Распределение магнитного поля внутри ядер характеризуется симметричной относительно центра ядра зависимостью B_z от расстояния вдоль радиуса волокна.

В соответствии с результатами, приведенными в главе 3, на краях волокна во всех сценариях происходит образование ядер. Сравнение концентраций показывает, что сжатие на краях волокна происходит быстрее, чем внутри. К моменту окончания изотермической стадии коллапса ядер на краях, когда плотность в них выросла на 4 – 5 порядков по сравнению с начальной, ядра внутри волокна сжались лишь на 1 – 2 порядка по плотности. Краевые эффекты могут усиливать или ослаблять фрагментацию на краях волокна, что приводит не только к разным ядрам внутри волокна, но и на краях облака, однако даже в таком случае, концентрации ядер на краях могут превышать концентрацию ядер внутри на порядок величины. Данные результаты показывают, что ядра на краях волокна и внутри эволюционируют на различных временных масштабах. Полученные результаты согласуются с наблюдаемой картиной формирования ядер в волокне L1495-B218 [85], в котором самые плотные ядра расположены на краях волокна.

Заключение

Данная диссертационная работа посвящена теоретическому исследованию влияния магнитного поля на эволюцию и фрагментацию молекулярных волокон. Для этого выполнено численное моделирование изотермической стадии коллапса цилиндрических облаков с продольным магнитным полем с различной начальной степенью неравновесности. Начальными параметрами облака являются отношения линейных тепловой и магнитной энергий к модулю гравитационной энергии $\epsilon_T = 0.25 - 2$, $\epsilon_M = 0 - 2.5$. Коллапс однородного волокна рассматривается в облаке с радиусом и длиной $0.2 - 10$ пк. Выполнено моделирование изотермического обжаривания ударной волной слабой интенсивности волокна с радиусом 0.08 пк и длиной 3 пк. Число Маха варьировалось от $\mathcal{M} = 4$ и до $\mathcal{M} = 6$. Выполнено моделирование гравитационной неустойчивости, вызванной ростом начальных возмущений, рассматривается в волокнах с радиусом и длиной 0.1 и 3 пк. Длина волны задаваемого возмущения варьировалась в широком диапазоне значений от докритических до сверхкритических значений. Рассматривались неустойчивости вызванные возмущением поверхности волокна и малыми сжимаемыми МГД-волнами внутри волокна. Исследовано влияние начальных параметров на возможные сценарии эволюции волокон. Определены начальные условия необходимые для формирования гравитационно-уплотнений. Исследована зависимость характеристик гравитационно-связанных уплотнений от начальных параметров волокна.

В работе получены следующие основные результаты.

1. *Эффекты гравитационной фокусировки приводят к тому, что на краях волокна выделяются уплотнения, которые передвигаются к центру волокна. В равновесном волокне с тепловым параметром $\epsilon_T = 2$ выделяются сферические ядра массой и размерами $1.24 \cdot 10^4$ а.е., $0.37 M_\odot$ к моменту времени $1.29 t_{ff}$. В неравновесном волокне с тепловым параметром $\epsilon_T = 0.25$ и магнитным параметром $\epsilon_M = 0.25$ формируются гравитационно-связанные ядра квазисферической формы. К моменту времени $\sim 1.12 t_{ff}$ масса и размеры ядер равны $23 M_\odot$ и 10^4 а.е. соответственно. В случае сильного магнитного поля, $\epsilon_M = 2.5$, образуются сжатые вдоль оси волокна ядра эллипсоидальной формы. Массы и размеры ядер вдоль главной оси волокна d_z и радиуса d_r*

составляют $47 M_{\odot}$, $d_z = 10^4$ а.е. и $d_r = 4.5 \cdot 10^4$ а.е. к моменту времени $\sim 1.28 t_{ff}$. В волокнах с магнитным полем ядра передвигаются к центру облака со сверхзвуковыми скоростями ~ 5 км·с⁻¹. Размеры и массы уплотнений, выделяющихся в результате эффектов гравитационной фокусировки на краях облаков, определяются интенсивностью продольного магнитного поля.

2. Обжатие волокна ударной волной приводит к остановке радиального сжатия волокна. В равновесном волокна с тепловым параметром $\varepsilon_T = 1$ обжатие ударной волной с числом Маха $M = 6$ приводит к разрушению волокна без явных признаков фрагментации. При числе Маха $M = 4$ на краях волокна выделяются небольшие уплотнения и к моменту времени $1.48 t_{ff}$ концентрация уплотнений увеличивается на один порядок по сравнению с первоначальной. Внутри волокна формируются крупномасштабные вихри с дозвуковой дисперсией звука. Обжатие ударной волной способно приводить к значительному замедлению коллапса на краях волокна. Внутри волокна обжатие приводит к росту крупномасштабных возмущений скорости и плотности, которые в дальнейшей эволюции волокна могут потенциально приводить к развитию турбулентности.
3. Рост начальных возмущений приводит к формированию внутри волокна уплотнений, которые равноудалены друг от друга на длину волны начального возмущения λ . Периодические возмущения поверхности волокна эволюционируют в гравитационно-связанные уплотнения как в случае с λ меньше критического значения λ_* , так и в случае $\lambda \geq \lambda_*$. Фрагментация неравновесных волокон приводит к формированию уплотнений, внутри которых выделяется несколько гравитационно-связанных областей квазисферической формы. В случае коллапса равновесных волокон формируются эллипсоидальные ядра, которые в процессе фрагментации сжимаются вдоль оси волокна. Магнитозвуковые волны в неравновесных волокнах приводят к формированию гравитационно-связанных ядер при λ равных или превышающих λ_* , при этом выделяются ядра квазисферической формы. В случае коллапса равновесных волокон, гравитационно-связанные ядра формируются как при $\lambda < \lambda_*$, так и при $\lambda \geq \lambda_*$. Как и в картине фрагментации периодических возмущений поверхности,

формируются ядра эллипсоидальной формы, которые, как правило, со временем сжимаются вдоль оси волокна. В сценарии фрагментации, вызванной возмущениями поверхности, условия образования гравитационно-связанных ядер определяются степенью неравновесности волокна. Развитие фрагментации в случае $\lambda < \lambda_*$ может быть обусловлено тем, что значение λ_* в работе Чандрасекара и Ферми выводится в предположении несжимаемой жидкости, из-за чего оценка критического значения длины волны может быть завышенной. Условия образования гравитационно-связанных ядер в сценарии фрагментации, вызванной магнитозвуковыми волнами, также определяется длиной волны задаваемого возмущения. Фрагментация, вызванная магнитозвуковыми волнами с длиной волны $\lambda < \lambda_*$, равновесных волокон может быть обусловлена медленным радиальным сжатием, которое приводит к росту плотности, в результате чего критическая длина в процессе эволюции волокна уменьшается. В неравновесных волокнах из-за быстрого радиального сжатия изначально некритические возмущения не успевают развиться в уплотнения. В обоих сценариях, характеристики выделяемых ядер определяются начальными условиями волокна и длиной задаваемого возмущения.

4. *Образование ядер в результате эффектов гравитационной фокусировки на краях волокна происходит на меньшей шкале времени, чем формирование ядер внутри волокна в результате фрагментации. В результате чего плотности и массы ядер на выделяемых на краях превышают на несколько порядков плотности и массы ядер, выделяемых внутри волокна. Данный эффект может обуславливать различия возраста ядер на краях и внутри наблюдаемых волокон. Полученные результаты могут объяснить наблюдаемое распределение ядер в волокне L1495-B218, в котором самые плотные ядра расположены на краях.*
5. *Магнитное поле вблизи ядер на краях волокна и внутри него эволюционирует различным образом. Для ядер внутри волокна z -компонента магнитного поля распределена симметрично относительно центра ядра, при этом вдоль оси волокна остается практически однородной. На краях волокна наблюдается «стягивание» линий магнитного поля по направлению к центру ядра. Профиль $B_z(z)$ не симметричен, что обусловлено сильной асимметрией коллапса на крае волокна.*

На начальных этапах коллапса ядра сжимаются практически одномерно поперек линий магнитного поля в неравновесных облаках со слабым магнитным полем. В равновесных облаках с сильным магнитным полем начальные этапы сжатия соответствуют продольному одномерному сжатию. В обоих случаях дальнейший коллапс ядер характеризуется анизотропным сжатием, которое отличается степенной зависимостью магнитного поля от плотности $B \propto \rho^{1/3}$. Изменение характеров сжатия относительно линий магнитного поля в процессе образования и эволюции ядер отражает различные этапы эволюции ядер. Сразу после образования ядра участвуют в глобальном цилиндрически симметричном сжатии волокна как целого. После своего формирования ядра становятся гравитационно-связанными и начинают коллапсировать независимо от волокна. Наблюдаемая зависимость магнитного поля от плотности в диффузных, темных и молекулярных облаках, а также их ядрах показывает, что для ряда облаков наблюдательные точки зависимости $B(\rho)$ лежат ниже прямой $B \propto \rho^{2/3}$, что может быть объяснено полученными результатами.

Разработанная теоретическая модель может в будущем быть применена для: а) интерпретации наблюдательных данных о ядрах молекулярных облаков; б) проведения расчетов эволюции гравитационно-связанных протозвездных облаков; в) проведения астрохимических расчетов и анализа молекулярного состава молекулярных волокон.

В заключение автор выражает благодарность научному руководителю Хайбрахманову С. А. за неоценимую помощь, поддержку и важные рекомендации. Автор благодарит Челябинский государственный университет, в стенах которого выполнялась работа, за предоставленную возможность проведения расчетов на вычислительном кластере и за финансовую поддержку в рамках гранта Фонда поддержки молодых ученых (Проект ФПМУ-6/25).

Публикации автора по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК для опубликования результатов диссертационной работы

- A1. **Султанов И.М.**, Хайбрахманов С.А. Численная МГД-модель гравитационно-неустойчивых цилиндрических молекулярных облаков // Челябинский физико-математический журнал. – 2026. – Т. – 11. – Вып. – 1. – С. 159–169.
- A2. Хайбрахманов С.А., **Султанов И.М.**, Эволюция магнитного поля в ядрах межзвёздных молекулярных волокон // Астрон. Ж. – 2026. – Т. – 103. – №. 4. – С. 625-633.
- A3. **Султанов И.М.**, Хайбрахманов С.А. Гравитационная фрагментация молекулярных волокон с продольным магнитным полем // Научные труды Института астрономии РАН. – 2025. – Т. – 10. – Вып. – 1. – С. 1-9.
- A4. **Султанов И.М.**, Хайбрахманов С.А. МГД-моделирование эволюции молекулярных волокон // Астрон. Ж. – 2024. – Т. 101. – № 1. – С. 34-41

Публикации в материалах международных, всероссийских и региональных конференций

- A5. **Султанов И. М.**, Численное мгд-моделирование обжатия цилиндрических молекулярных облаков межзвездными ударными волнами // Сборник тезисов Второй всероссийской школы семинара по компьютерному моделированию «АтоМ from atomistic to macro» (Челябинск, 23 – 25 сентября 2025 г.) – Челябинск : Изд-во Челяб. гос. ун-та, 2025. — 31 с.
- A6. **Султанов И. М.**, Гравитационная фрагментация молекулярных волокон с магнитным полем // тезисы всероссийской конференции «Физика космоса: тр. 52-й Международ. Студ. Науч. Конф.» (Екатеринбург, 27 – 31 января 2025 г.) – Екатеринбург : Изд-во Урал.ун-та, 2025. — 371-374 с.
- A7. **Султанов И. М.**, Хайбрахманов С. А., Численное МГД-моделирование эволюции молекулярных волокон // тезисы всероссийской конференции «Физика космоса: тр. 51-й Международ. Студ. Науч.

- Конф.» (Екатеринбург, 29 января – 2 февраля 2024 г.) – Екатеринбург : Изд-во Урал.ун-та, 2024. — 326-329 с.
- A8. **Sultanov I.M.**, S.A. Khaibrakhmanov MHD-Modeling of the molecular filament evolution with numerical flash code // Modern astronomy: from the Early Universe to exoplanets and black holes: Proceedings of the VAK-2024 conference (Nizhny Arkhyz, Russia, August 25 – 31, 2024) – Nizhny Arkhyz, Russia / Edited by Balega Yu.Yu., Cherepashchuk A.M. et al. – Moscow : RIOR. – 2024 – p. 490-494.
- A9. **Султанов И. М.**, Хайбрахманов С. А., МГД-моделирование эволюции молекулярных волокон, физика космоса // тезисы всероссийской конференции «Физика космоса: тр. 50-й Международ. Студ. Науч. Конф.» (Екатеринбург, 30 января – 3 февраля 2023 г.) – Екатеринбург : Изд-во Урал.ун-та, 2023. — 467-469 с.

Список литературы

1. Characterizing the properties of nearby molecular filaments observed with Herschel / D. Arzoumanian, Ph. Andre, V. Konyves et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2019. — Vol. 621. — P. 31.
2. Properties of the dense core population in Orion B as seen by the Herschel Gould Belt survey / V. Konyves, Ph. Andre, D. Arzoumanian et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2020. — Vol. 635. — P. 29.
3. Characterizing interstellar filaments with Herschel in IC 5146 / D. Arzoumanian, Ph. Andre, P. Didelon et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2011. — Vol. 529. — P. 9.
4. A census of dense cores in the Aquila cloud complex: SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey / V. Konyves, Ph. Andre, A. Men'shchikov et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2015. — Vol. 584. — P. 33.
5. ATLASGAL: A Galaxy-wide sample of dense filamentary structures / Li Guang-Xing, James S. Urquhart, Silvia Leurini et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2016. — Vol. 591. — P. 24.
6. *Suri S., Schilke P., Sanchez-Monge A.* Filamentary Structure of Orion A // *Star Formation in Different Environments* / Ed. by D Johnstone, T Hoang, F. Nakamura et al. — 2017. — P. 3.
7. A dynamically young, gravitationally stable network of filaments in Orion B / J. H. Orkisz, N. Peretto, J. Pety et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2019. — Vol. 624, no. A113. — P. 22.
8. The Hi-GAL catalogue of dusty filamentary structures in the Galactic plane / Eugenio Schisano, S. Molinari, D. Elia et al. // *Monthly Notices of the RAS*. — 2019. — Vol. 492, no. 4. — Pp. 5420–5456.
9. *Andre P. J., Palmeirim P., Arzoumanian D.* The typical width of Herschel filaments // *Astronomy & Astrophysics*. — 2022. — Vol. 667. — P. 8.

10. Planck intermediate results. XXXV. Probing the role of the magnetic field in the formation of structure in molecular clouds / P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2016. — Vol. 586. — P. 29.
11. The Role of Magnetic Fields in the Stability and Fragmentation of Filamentary Molecular Clouds: Two Case Studies at OMC-3 and OMC-4 / P. Sh. Li, E. Lopez-Rodriguez, A. Soam, R. I. Klein // *Monthly Notices of the RAS*. — 2011. — Vol. 514, no. 2. — Pp. 3024 – 3040.
12. Unveiling the role of magnetic fields in a filament accreting onto a young protocluster / F. S. Tabatabaei, E. Redaelli, D. Galli et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2024. — Vol. 688. — P. 12.
13. The Magnetic Field in Quiescent Star-forming Filament G16.96+0.27 / Qi-Lao Gu, Tie Liu, Zhi-Qiang Shen et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2024. — Vol. 976, no. 2. — P. 10.
14. The JCMT BISTRO Survey: The Magnetic Fields of the IC 348 Star-forming Region / Youngwoo Choi, Woojin Kwon, Kate Pattle et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2024. — Vol. 977, no. 1. — P. 17.
15. The Formation of Filaments and Dense Cores in the Cocoon Nebula (IC 5146) / Eun Jung Chung, Chang Won Lee, Shinyoung Kim et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2024. — Vol. 970, no. 2. — P. 21.
16. Herschel Gould Belt Survey in Taurus - II. A census of dense cores and filaments in the TMC1 regions / J. M. Kirk, D. Ward-Thompson, J. Di Francesco et al. // *Monthly Notices of the RAS*. — 2024. — Vol. 532, no. 4. — Pp. 4661–4680.
17. Chandrasekhar S., Fermi E. Problems of Gravitational Stability in the Presence of a Magnetic Field // *The Astrophysical Journal*. — 1953. — Vol. 118. — P. 116.
18. Stodolkiewicz J. S. On the Gravitational Instability of Some Magneto-Hydrodynamical Systems of Astrophysical Interest. Part III. // *Acta Astron.* — 1963. — Vol. 13. — Pp. 30–54.
19. Ostriker J. The Equilibrium of Polytropic and Isothermal Cylinders. // *The Astrophysical Journal*. — 1964. — Vol. 140. — P. 1056.

20. *Nagasawa M.* Gravitational Instability of the Isothermal Gas Cylinder with an Axial magnetic Field // *Progress of Theoretical Physics*. — 1987. — Vol. 77, no. 3. — Pp. 635–652.
21. *Klein R. I., McKee C. F., Colella P.* On the Hydrodynamic Interaction of Shock Waves with Interstellar Clouds. I. Nonradiative Shocks in Small Clouds // *The Astrophysical Journal*. — 1994. — Vol. 42. — Pp. 213–236.
22. On the Hydrodynamic Interaction of Shock Waves with Interstellar Clouds. II. The Effect of Smooth Cloud Boundaries on Cloud Destruction and Cloud Turbulence / F. Nakamura, C. F. McKee, R. I. Klein, R. T. Fisher // *Astrophysical Journal, Supplement*. — 2006. — Vol. 164, no. 2. — Pp. 477–505.
23. *Burkert Andreas, Hartmann Lee.* Collapse and Fragmentation in Finite Sheets // *The Astrophysical Journal*. — 2004. — no. 1. — Pp. 288–300.
24. *Bastien P.* Gravitational collapse and fragmentation of isothermal, non-rotating, cylindrical clouds // *Astronomy & Astrophysics*. — 1983. — Vol. 119, no. 1. — Pp. 109–116.
25. *Seifried D., Walch S.* The impact of turbulence and magnetic field orientation on star-forming filaments // *Monthly Notices of the RAS*. — 2015. — Vol. 453, no. 3. — Pp. 2410–2422.
26. *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Hierarchical structure of the interstellar molecular clouds and star formation // *Open Astronomy*. — 2017. — Vol. 26, no. 1. — Pp. 285–292.
27. *Sultanov I. M., Khaibrakhmanov S. A.* MHD Modeling of the Molecular Filament Evolution // *Astronomy Reports*. — 2024. — Vol. 96, no. 1. — Pp. 60–66.
28. *Anathpindika S. V., Di Francesco J.* On the formation of cores in accreting filaments and the impact of ambient environment on it // *Publications of the Astronomical Society of Australia*. — 2024. — Vol. 41. — P. 21.
29. *Дудоров А. Е., Жилкин А. Г., Ю Жилкина Н.* Обжатие протозвездных облаков межзвездными ударными волнами // Субпарсековые структуры в межзвездной среде / Ed. by Н. Г. Бочкарев, Ю. А. Щекинов. — 2008. — Pp. 102–115.

30. *Kinoshita S. W., Nakamura F., Wu B.* Star Formation Triggered by Shocks // *The Astrophysical Journal*. — 2021. — Vol. 921, no. 2. — P. 33.
31. The Effect of Shock-wave Duration on Star Formation and the Initial Condition of Massive Cluster Formation / D. Abe, T. Inoue, R. Enokiya et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2022. — Vol. 940, no. 2. — P. 10.
32. *Schneider S., Elmegreen B. G.* A catalog of dark globular filaments // . — 1979. — Vol. 41. — Pp. 87–95.
33. Herschel Space Observatory. An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy / G. L. Pilbratt, J. R. Riedinger, T. Passvogel et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2010. — Vol. 518. — P. 6.
34. From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: Initial highlights from the Herschel Gould belt survey / A. Andre, Ph. abd Menshchikov, S. Bon-temps, V. Konyves et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2010. — Vol. 518. — P. 8.
35. Clouds, filaments and protostars: the Herschel Hi-GAL Milky Way / S. Molinari, B. Swinyard, J. Bally et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2010. — Vol. 518. — P. 5.
36. From Filamentary Networks to Dense Cores in Molecular Clouds: Toward a New Paradigm for Star Formation / P. Andre, J. Di Francesco, D. Ward-Thompson et al. // *Protostars and Planets VI* / Ed. by Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, Thomas Henning. — 2014. — Pp. 27–51.
37. Herschel view of the Taurus B211/3 filament and striations: Evidence of filamentary growth? / P. Palmeirim, Ph. Andre, J. Kirk et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2013. — Vol. 550. — P. 9.
38. The role of molecular filaments in the origin of the prestellar core mass function and stellar initial mass function / Ph. Andre, D. Arzoumanian, V. Konyves et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2019. — Vol. 629. — P. 9.
39. *Nakano T., Nakamura T.* Gravitational Instability of Magnetized Gaseous Disks 6 // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 1978. — Vol. 30. — Pp. 671–680.

40. *Sousbie T.* The persistent cosmic web and its filamentary structure - I. Theory and implementation // *Monthly Notices of the RAS.* — 2011. — Vol. 414, no. 1. — Pp. 350–383.
41. Magnetically regulated collapse in the B335 protostar? I. ALMA observations of the polarized dust emission / A. J. Maury, J. M. Girart, Q. Zhang et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2018. — Vol. 477, no. 2. — Pp. 2760–2765.
42. First Observations of the Magnetic Field Geometry in Prestellar Cores / D. Ward-Thompson, J. M. Kirk, R. M. Crutcher et al. // *The Astrophysical Journal.* — 2000. — Vol. 537, no. 2. — Pp. 135–138.
43. The JCMT BISTRO Survey: the magnetized evolution of star-forming cores in the Ophiuchus molecular cloud interpreted using histograms of relative orientation / J. P. Perry, K. Pattle, D. Johnstone et al. // *Monthly Notices of the RAS.* — 2025. — Vol. 536, no. 2. — Pp. 1736–1751.
44. Magnetic Fields in Star Formation: from Clouds to Cores / K. Pattle, L. Fissel, M. Tahani et al. // *Protostars and Planets VII* / Ed. by S.-I. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto et al. — 2023. — P. 34.
45. Magnetic Fields of the Starless Core L 1512 / Sh.-J. Lin, Sh.-P. Lai, K. Pattle et al. // *Astronomy & Astrophysics.* — 2024. — Vol. 961. — P. 18.
46. *Kao J.-S., Yen H.-W., Lai S.-P.* Key Physical Parameters Influencing Fragmentation and Multiplicity in Dense Cores of Orion A // *The Astrophysical Journal.* — 2025. — Vol. 990, no. 1. — P. 18.
47. *Inoue T., Inutsuka S.-I.* Formation of HI Clouds in Shock-compressed Interstellar Medium: Physical Origin of Angular Correlation between Filamentary Structure and Magnetic Field // *The Astrophysical Journal.* — 2016. — Vol. 833, no. 1. — P. 10.
48. The Formation and Destruction of Molecular Clouds and Galactic Star Formation / S.-I. Inutsuka, T. Inoue, K. Iwasaki et al. // *Proceedings of the International Astronomical Union.* — 2015. — Pp. 61–68.
49. *Federrath C.* On the universality of interstellar filaments: theory meets simulations and observations // *Monthly Notices of the RAS.* — 2016. — Vol. 457, no. 1. — Pp. 375–388.

50. *Gomez G. C., Vazquez-Semadeni E.* Filaments in Simulations of Molecular Cloud Formation // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 719, no. 2. — P. 13.
51. Classification of Filament Formation Mechanisms in Magnetized Molecular Clouds / D. Abe, T. Inoue, S.-I. Inutsuka, T. Matsumoto // *The Astrophysical Journal*. — 2021. — Vol. 916, no. 2. — P. 22.
52. From Bubbles and Filaments to Cores and Disks: Gas Gathering and Growth of Structure to the Formation of Stellar Systems / J. E. Pineda, D. Arzoumanian, P. Andre et al. // *Protostars and Planets VII* / Ed. by S.-I. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto et al. — 2023. — Pp. 233–273.
53. Aspect Ratio Dependence of the Free-fall Time for Non-spherical Symmetries / A. Pon, J.-A. Toala, D. Johnstone et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Vol. 756, no. 2. — P. 9.
54. *Clarke S. D., Whitworth A. P.* Investigating the global collapse of filaments using smoothed particle hydrodynamics // *Monthly Notices of the RAS*. — 2015. — Vol. 449, no. 2. — Pp. 1819–1825.
55. Initial Conditions for Star Formation: a Physical Description of the Filamentary ISM / A. Hacar, S. E. Clark, F. Heitsch et al. // *Protostars and Planets VII* / Ed. by S.-I. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto et al. — 2023. — Pp. 153–192.
56. Observational Signatures of End-dominated Collapse in the S242 Filamentary Structure / L. K. Dewangan, L. E. Pirogov, O. L. Ryabukhina et al. // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Vol. 877, no. 1. — P. 15.
57. *Inutsuka S.-I., Miyama S. M.* Self-similar Solutions and the Stability of Collapsing Isothermal Filaments // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Vol. 388. — Pp. 392–399.
58. *Nagasawa M.* Gravitational Instability of the Isothermal Gas Cylinder with an Axial magnetic Field // *Progress of Theoretical Physics*. — 1987. — Vol. 77, no. 3. — Pp. 635–652.
59. The turbulent destruction of clouds - I. A k-e treatment of turbulence in 2D models of adiabatic shock-cloud interactions / J. M. Pittard, S. A. E. G. Falle, T. W. Hartquist, J. E. Dyson // . — 2009. — Vol. 394, no. 3. — Pp. 1351–1378.

60. *Stone J. M., Norman M. L.* The Three-dimensional Interaction of a Supernova Remnant with an Interstellar Cloud // *Astrophysical Journal, Letters* . — 1992. — Vol. 392. — Pp. L17–L19.
61. *Boss A. P.* Collapse and Fragmentation of Molecular Cloud Cores. II. Collapse Induced by Stellar Shock Waves // *The Astrophysical Journal*. — 1995. — Vol. 439. — Pp. 224–236.
62. *Kirk J. M., Ward-Thompson D., Andre P.* The initial conditions of isolated star formation - VI. SCUBA mapping of pre-stellar cores // *Monthly Notices of the RAS*. — 2005. — Vol. 360, no. 4. — Pp. 1506–1526.
63. *Masunaga H., Inutsuka S.* A Radiation Hydrodynamic Model for Protostellar Collapse. II. The Second Collapse and the Birth of a Protostar // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — Vol. 531, no. 1. — Pp. 350–356.
64. *Младший Лайманн Спитцер.* Физические процессы в межзвездной среде. — Мир, Москва, 1981. — 349 pp.
65. *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Fossil magnetic field of accretion disks of young stars // . — 2014. — Vol. 352, no. 1. — Pp. 103–121.
66. *Дудоров А. Е., Сазонов Ю. В.* Гидродинамика коллапса межзвездных облаков. IV. Степень ионизации и амбиполярная диффузия // *Научные информации*. — 1987. — no. 63. — P. 68.
67. Shock Interactions with Magnetized Interstellar Clouds. I. Steady Shocks Hitting Nonradiative Clouds / M.-M. Mac Low, C. F. McKee, R. I. Klein et al. // *The Astrophysical Journal*. — 1994. — Vol. 433. — Pp. 757–777.
68. FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flash / B. Fryxell, K. Olson, P. Ricker et al. // *Astrophysical Journal, Supplement*. — 2000. — Vol. 131. — Pp. 273–334.
69. *van Leer B.* Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme V. A Second-order Sequel to Godunov's Method // . — 1979. — Vol. 32, no. 1. — Pp. 101–136.

70. A Solution-Adaptive Upwind Scheme for Ideal Magnetohydrodynamics / K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde et al. // . — 1999. — Vol. 154, no. 2. — Pp. 284–309.
71. *Toro Eleuterio*. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction, 2nd Ed. — Springer-Verlag, Germany, 1999. — 624 pp.
72. *Marder B.* A method for incorporating Gauss' law into electromagnetic PIC codes // . — 1987. — Vol. 68, no. 1. — Pp. 48–55.
73. PARAMESH: A parallel adaptive mesh refinement community toolkit / P. MacNeice, M. O. Kevin, C. Mobarry et al. // *Computer Physics Communications*. — 2000. — Vol. 126, no. 3. — Pp. 330–354.
74. *Lohner R.* An adaptive finite element scheme for transient problems in CFD // *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. — 1987. — Vol. 61, no. 3. — Pp. 323–338.
75. *Barnes J., Hut P.* A hierarchical $O(N \log N)$ force-calculation algorithm // *Nature*. — 1986. — Vol. 324, no. 6096. — Pp. 446–449.
76. *Larson Richard B.* Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star // *Monthly Notices of the RAS*. — 1969. — Vol. 145. — P. 271.
77. *Dudorov A. E., Zamozdra S. N.* Modern theory of star formation: 3D MHD simulations // *Astronomical Astrophysical Transactions*. — 2013. — Vol. 28. — Pp. 27–34.
78. *Plummer H. C.* On the problem of distribution in globular star clusters // *Monthly Notices of the RAS*. — 1911. — Vol. 71. — Pp. 460–470.
79. Deep Very Large Telescope Photometry of the Faint Stellar System in the Large Magellanic Cloud Periphery YMCA-1 / M. Gatto, V. Ripepi, M. Bellazzini et al. // *Astrophysical Journal, Supplement*. — 2022. — Vol. 929. — P. 6.
80. Witnessing the fragmentation of a filament into prestellar cores in Orion B/NGC 2024 / Y. Shimajiri, Ph. Andre, N. Peretto et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2023. — . — Vol. 672. — P. 24.

81. *Dudorov A. E.* Properties of the Hierarchy of Interstellar Magnetic Clouds // *Soviet Astronomy*. — 1991. — Vol. 35. — P. 342.
82. Magnetic Fields in Interstellar Clouds from Zeeman Observations: Inference of Total Field Strengths by Bayesian Analysis / R. M. Crutcher, B. Wandelt, C. Heiles et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2010. — Vol. 725, no. 1. — Pp. 466–479.
83. *Crutcher Richard M., Kemball Athol J.* Review of Zeeman Effect Observations of Regions of Star Formation K Zeeman Effect, Magnetic Fields, Star formation, Masers, Molecular clouds // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. — 2019. — Vol. 6. — P. 66.
84. From filament to clumps and cores: A multiscale study of fragmentation and the role of the magnetic field and gas velocity in the infrared dark cloud SDC18.624-0.070 / H.-T. Lee, Y.-W. Tang, P. M. Koch et al. // *Astronomy & Astrophysics*. — 2025. — Vol. 696. — P. 19.
85. *Scibelli Samantha, Shirley Yancy.* Prevalence of Complex Organic Molecules in Starless and Prestellar Cores within the Taurus Molecular Cloud // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — Vol. 891, no. 1. — P. 17.