

МГД-моделирование эволюции молекулярных волоконИ. М. Султанов^{1,*} and С. А. Хайбрахманов^{2,1,3}¹ *Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия*² *Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*³ *Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

В работе с помощью кода FLASH выполняется численное магнитогазодинамическое (МГД) моделирование гравитационного коллапса и фрагментации цилиндрического молекулярного облака. В расчетах без магнитного поля облако быстро сжимается вдоль радиуса, и фрагментации не происходит. В расчетах с продольным магнитным полем коллапс волокна вдоль радиуса останавливается градиентом магнитного давления. В процессе дальнейшей эволюции на концах волокна образуются ядра с повышенной плотностью. В случаях с начальной интенсивностью магнитного поля $B = 1.9 \cdot 10^{-4}$ и $6 \cdot 10^{-4}$ Гс концентрации газа в ядрах составляют $n \approx 1.7 \cdot 10^8$ и $2 \cdot 10^7$ см⁻³ соответственно. Ядра передвигаются к центру со сверхзвуковыми скоростями $|v_z| = 3.6$ и 5.3 км·с⁻¹, их размеры вдоль радиуса и оси волокна составляют соответственно $d_r = 0.0075$ пк и $d_z = 0.025$ пк, $d_r = 0.03$ пк и $d_z = 0.025$ пк. Масса ядер увеличивается в процессе эволюции волокна и лежит в диапазоне $\approx 10 - 20 M_\odot$. Согласно полученным результатам, ядра, наблюдаемые на концах молекулярных волокон, могут быть естественным результатом эволюции волокон с продольным магнитным полем.

ВВЕДЕНИЕ

Современные наблюдения показывают, что межзвездные облака имеют волокнистую структуру, которая прослеживается от сверхоблаков HI до отдельных молекулярных облаков [1]. Под волокнами понимаются вытянутые структуры на картах излучения межзвездной среды. Подобные волокна могут представлять собой либо цилиндриче-

* syltahof@yandex.ru

ские облака, либо плоские слои молекулярного газа, видимые с ребра [2]. Большинство протозвездных облаков, в которых происходит звездообразование, располагаются внутри волокнообразных молекулярных облаков [3]. Поэтому исследование структуры и эволюции молекулярных волокон имеет важное значение для построения теории образования звезд.

Наблюдения показывают, что характерная ширина молекулярных волокон составляет порядка 10^{-1} пк, а длина варьируется от нескольких пк до сотен пк. Температура в волокнах лежит в диапазоне от 10 до 25 К, а плотность вещества — от 10^4 до 10^5 см^{-3} [2].

Поляризационное картирование молекулярных облаков указывает на то, что они пронизаны крупномасштабным магнитным полем [4]. В разреженных облаках магнитное поле как правило направлено вдоль главной оси волокна, в плотных облаках — поперек. Согласно измерениям зеемановского расщепления линий ОН и оценкам с помощью метода Чандрасекара-Ферми установлено, что интенсивность магнитного поля волокон увеличивается с лучевой концентрацией N и лежит в диапазоне от 10^{-5} Гс для разреженных облаков с $N = 10^{19}$ см^{-2} до 10^{-3} Гс для наиболее плотных волокон с $N = 10^{23}$ см^{-2} .

Вопрос о природе волокнистой структуры межзвездной среды в настоящее время является открытым (см. [5]). Предложено несколько механизмов формирования волокон на различных уровнях иерархии межзвездной среды: паркеровская и тепловая неустойчивости на масштабах спиральных рукавов Галактики, гравитационная неустойчивость протяженных слоев газа, столкновения межзвездных ударных волн в турбулентной среде, крупномасштабные анизотропные движения газа в межзвездной среде с магнитным полем. Эволюция волокон после их образования зависит от их начального состояния и внешних условий.

В уединенных однородных изотермических волокнах гравитационная фокусировка приводит к образованию плотных ядер на концах волокна. Данный механизм иногда называется в литературе «коллапс с конца» (англ., end-dominated collapse [6]) или «фрагментация на концах» (edge fragmentation [5]). Примером такого облака является волокно S242, на концах которого наблюдаются ядра плотностью порядка 10^5 см^{-3} и размерами 1 пк [7].

Малые продольные возмущения волокон могут привести к развитию гравитационной неустойчивости [8–10]. В случае волокон без магнитного поля, неустойчивость раз-

вивается для волн, длина которых более чем в 4 раза превышает радиус однородной части волокна. Неустойчивость приводит формированию гравитационных перетяжек и впоследствии — ядер, распределенных вдоль волокна с характерным расстоянием между ними порядка длины волны наиболее быстрорастущей моды неустойчивости. Форма ядер, образующихся в результате гравитационной фрагментации, близка к сферической [11]. Примером объекта, в котором наблюдаются признаки гравитационной фрагментации, является волокно NGC 2024S/Orion B. Ядра в этом волокне имеют размер порядка 10^{-2} пк и массы $\sim 1 M_{\odot}$ [12]. Профиль скорости вдоль волокна имеет периодический характер с длиной волны $\lambda \sim 0.2$ пк. Ядра смещены относительно максимумов скорости на $\lambda/4$, что явно указывает на гравитационную фрагментацию волокна. Другим примером подобного волокна является WB 673 [13].

С точки зрения интерпретации наблюдений особый интерес представляет моделирование фрагментации волокон с магнитным полем и определением условий их фрагментации. В работе Сейфрида и Уолш [14] с помощью численного кода FLASH выполнено моделирование эволюции волокон с учетом турбулентности и различных ориентаций магнитного поля. В зависимости от начальных условий, авторы выделили несколько режимов фрагментации волокна: фрагментация на концах, гравитационная фрагментация волокна с последующим образованием равномерно распределенных волокон, глобальный коллапс волокна по направлению к центру облака. Авторы показали, что градиент давления продольного магнитного поля поддерживает почти постоянную толщину волокна порядка 0.1 пк. Впоследствии этот вывод был подтвержден в МГД-расчетах Дудорова и Хайбрахманова [2].

В настоящей работе выполняется численное моделирование однородных молекулярных волокон с продольным магнитным полем и определяются свойства ядер, образующихся в результате фрагментации на концах волокна. Основное внимание уделяется влиянию магнитного поля на фрагментацию, а также на внутреннюю структуру, размеры и массы образующихся ядер.

В [разделе I](#) описываются постановка задачи, основные уравнения и численный код FLASH, который используется для решения системы уравнений. В [параграфе II A](#) приводятся результаты расчетов эволюции волокна без магнитного поля и со слабым магнитным полем. Результаты расчетов с более сильным магнитным полем приведены в [параграфе II B](#). В [параграфе II C](#) описываются характеристики ядер, образующихся в

расчетах с магнитным полем. В заключении суммируются результаты и формируются выводы.

І. МОДЕЛЬ

А. Постановка задачи

В работе моделируется гравитационный коллапс цилиндрического молекулярного облака (волокна) длиной $H_0 = 10$ пк и радиусом $r_0 = 0.2$ пк. Молекулярный вес газа равен $\mu = 2.31$, температура $T_0 = 10$ К, концентрация $n_0 = 10^5$ см $^{-3}$. Линейная масса волокна $M/L = 658 M_\odot \cdot \text{пк}^{-1}$ превышает критическое значение $(M/L)_{\text{crit}} = 16.6 M_\odot \cdot \text{пк}^{-1}$ [9, 10], то есть волокно является гравитационно неустойчивым. Модели коллапса с учетом переноса излучения показывают что в диапазоне концентраций $n = [10^5, 10^{11}]$ см $^{-3}$ тепловая энергия сжимающегося газа эффективно высвечивается и температура газа остается примерно постоянной. На основе этого вывода в настоящей работе для простоты принимается, что газ характеризуется уравнением состояния с эффективным показателем адиабаты $\gamma = 1.001$, соответствующим изотермическому сжатию. Соответствующее отношение тепловой энергии к модулю гравитационной энергии $\varepsilon_T = 0.003$. Скорость звука в волокне равна $c_s = 0.19$ км \cdot с $^{-1}$.

Для исследования роли магнитного поля в эволюции волокон проведены три расчета с разными значениями отношения магнитной энергии облака к его модулю гравитационной энергии: $\varepsilon_m = 0$ (расчет «ГД»), $\varepsilon_m = 0.03$ (расчет «МГД-1»), $\varepsilon_m = 0.27$ (расчет «МГД-2»). Соответствующие интенсивности магнитного поля равны: $B = 0, 1.9 \cdot 10^{-4}, 6 \cdot 10^{-4}$ Гс. В обоих случаях магнитное поле параллельно волокну. Волокно находится в равновесии по давлению с внешней средой с концентрацией и температурой $n = 10^4$ см $^{-3}$ и $T = 100$ К. Характерное время свободного падения для выбранной плотности составляет $t_{\text{ff}} \approx 10^5$ лет.

Выясним, необходимо ли при исследовании начальных стадий сжатия волокна учитывать эффекты диффузии магнитного поля. Для этого оценим магнитное число Рейнольдса,

$$R_m = \frac{v_0 l_0}{\nu}, \quad (1)$$

где v_0 и l_0 — характерные скорость газа и пространственный масштаб, ν — коэффици-

ент диффузии магнитного поля. В качестве l_0 выберем радиус волокна r_0 , в качестве характерной скорости — $v_0 = \frac{r_0}{t_{\text{ff}}}$. Диссипация магнитного потока может быть обусловлена омической диффузией (ОД) или магнитной амбиполярной диффузией (МАД). Для оценок соответствующих коэффициентов используем формулы из статьи Дудорова и Хайбрахманова [15]:

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

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 $m_i = 30 m_H$ и нейтралов массой $m_n = \mu m_H$, 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. [16]).

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

$$R_m^{\text{ОД}} = 1.7 \cdot 10^{14} \left(\frac{r_0}{0.2 \text{ пк}} \right)^2 \left(\frac{\xi}{10^{-17} \text{ с}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{T_0}{10 \text{ К}} \right)^{-1/4}, \quad (3)$$

для амбиполярной диффузии:

$$R_m^{\text{МАД}} = 6.6 \cdot 10^3 \left(\frac{r_0}{0.2 \text{ пк}} \right)^2 \left(\frac{B_0}{1.9 \cdot 10^{-4} \text{ Гс}} \right)^{-2} \left(\frac{\xi}{10^{-17} \text{ с}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_0}{10^5 \text{ см}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{T_0}{10 \text{ К}} \right)^{1/4} \quad (4)$$

Формулы (3) и (4) показывают, что при выбранных параметрах $R_m \gg 1$, то есть магнитное поле заморожено в газ.

В. Основные уравнения и методы решения

Исследуем эволюцию молекулярного волокна с помощью системы уравнений идеальной МГД:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi - \frac{1}{4\pi\rho} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} + \Phi \right) + \frac{B^2}{8\pi} \right] = -\nabla \left[\rho \mathbf{v} \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho} + \Phi \right) + \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right], \quad (8)$$

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho, \quad (9)$$

$$P = (\gamma - 1) \rho \varepsilon, \quad (10)$$

где ρ , \mathbf{v} и P — плотность, вектор скорости и давление газа, Φ — гравитационный потенциал, \mathbf{B} — магнитная индукция, ε — внутренняя энергия газа, G — гравитационная постоянная, γ — показатель адиабаты.

Для моделирования эволюции волокна используем численный код FLASH 4, в котором реализована технология адаптивно-встраиваемых сеток (AMR) [17]. В коде уравнения идеальной МГД (5–8) решаются с помощью [схемы MUSCL](#) [годуновского типа](#) [18]. Рассматривается трехмерная постановка задачи в декартовых координатах. Ось z соответствует оси симметрии волокна. Размеры расчетной области в направлениях $x \times y \times z$ составляют $1.93 \times 1.93 \times 12.9$ пк³, используется 7 уровней вложенности AMR-сетки. Размеры самой большой ячейки в направлениях $x \times y \times z$ равны $0.24 \times 0.24 \times 1.61$ пк³, размеры самой малой — $0.0037 \times 0.0037 \times 0.025$ пк³. Эффективное разрешение сетки на 7-м уровне вложенности составляет $512 \times 512 \times 512$. Гравитационный потенциал находится с помощью [древесного алгоритма Барнса-Хата](#) [19].

II. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

A. Общая картина эволюции волокна

На рисунке 1 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для ГД-расчета в моменты времени $t = 0, 0.8 t_{\text{ff}}, 1 t_{\text{ff}}$. Расчеты показывают, что в случае без магнитного поля волокно свободно сжимается вдоль радиуса и к моменту времени $t = 1 t_{\text{ff}}$ плотность в центре волокна вырастает на 3 порядка, толщина волокна вдоль радиуса составляет 0.004 пк. Фрагментации волокна не происходит.

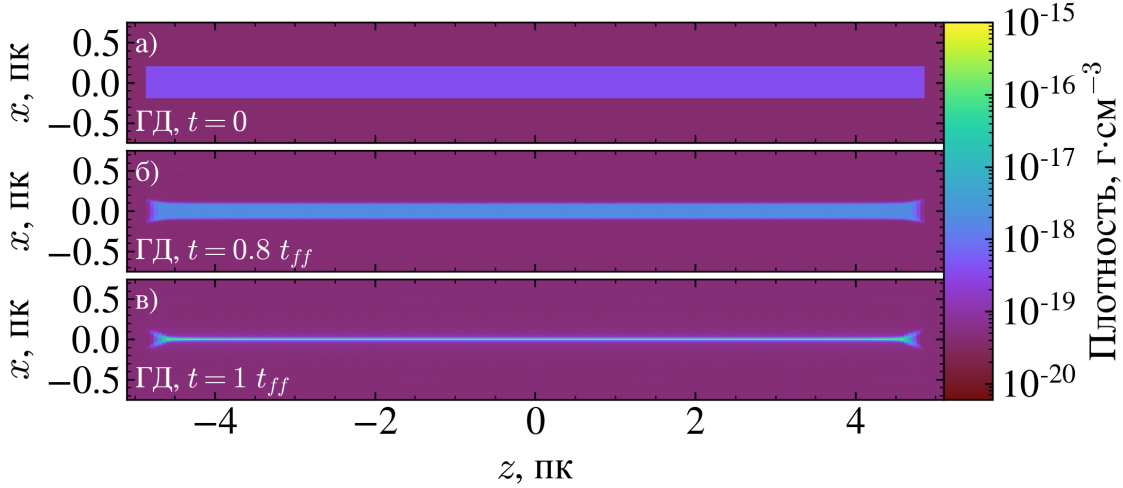


Рис. 1. Распределение плотности волокна в плоскости $x - z$ в ГД-расчете в моменты времени $t = 0$ (панель а), $t = 0.8 t_{ff}$ (панель б), $t = 1 t_{ff}$ (панель в).

На рисунке 2 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчета МГД-1 в моменты времени $t = 0, 1 t_{ff}, 1.28 t_{ff}$. В расчете МГД-1 к моменту времени $t = 1 t_{ff}$ волокно сжимается до радиуса $r \approx 0.1$ ПК и плотности $n \approx 1.77 \cdot 10^8$ см $^{-3}$. К этому моменту времени эффективный показатель адиабаты увеличивается от 1 до 2, сжатие вдоль r останавливается градиентом магнитного давления, и в дальнейшем облако осциллирует вдоль радиуса.

На концах облака к моменту времени $t = 1.28 t_{ff}$ выделяются ядра плотностью $n = 1.7 \cdot 10^8$ см $^{-3}$. Свойства ядер обсуждаются далее в разделе «Характеристики образующихся ядер».

В. Влияние магнитного поля на эволюцию магнитного поля

На рисунке 3 приведены срезы плотностей в плоскости $x - z$ для расчета МГД-2 в моменты времени $t = 0, 1 t_{ff}, 1.28 t_{ff}, 1.9 t_{ff}$. В расчете МГД-2 картина коллапса качественно похожа на результаты для варианта МГД-1. Волокно сжимается до радиуса $r \approx 0.3$ ПК и концентрации $n \approx 2 \cdot 10^5$ см $^{-3}$ к моменту времени $1 t_{ff}$, после чего сжатие останавливается и начинаются осцилляции волокна вдоль радиуса. Плотность образующихся на торцах волокна ядер к моменту времени $1.9 t_{ff}$ составляет $n = 2 \cdot 10^7$ см $^{-3}$.

На рисунке 4 показана эволюция профилей плотности и скорости вдоль волокна в МГД-расчетах. Расположение торцов волокна в момент времени $t = 0$ соответствует

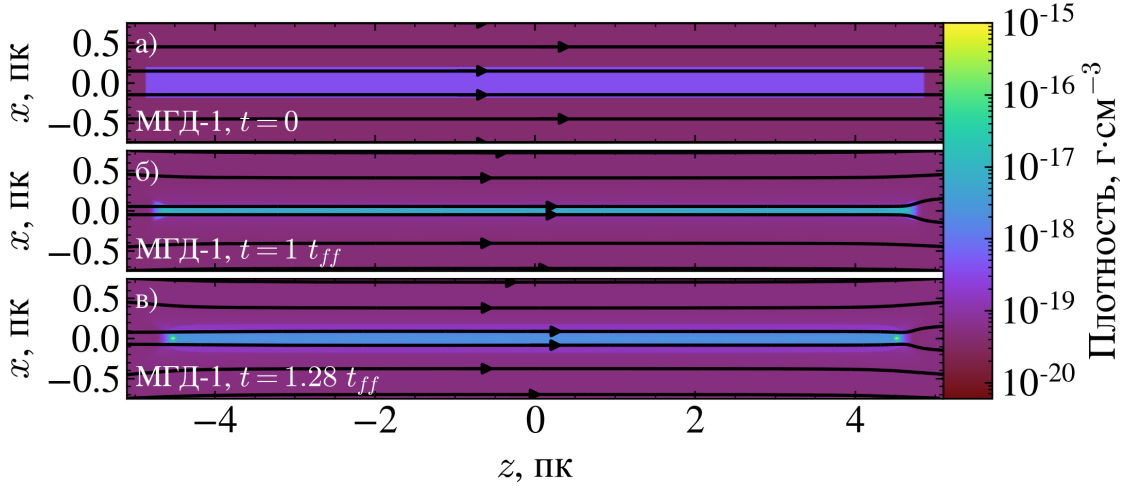


Рис. 2. Распределение плотности (цветовая заливка) и линий магнитного поля (черные линии со стрелками) волокна в плоскости $x - z$ в расчете МГД-1 в моменты времени $t = 0$ (панель а), $t = 1 t_{ff}$ (панель б), $t = 1.28 t_{ff}$ (панель в).

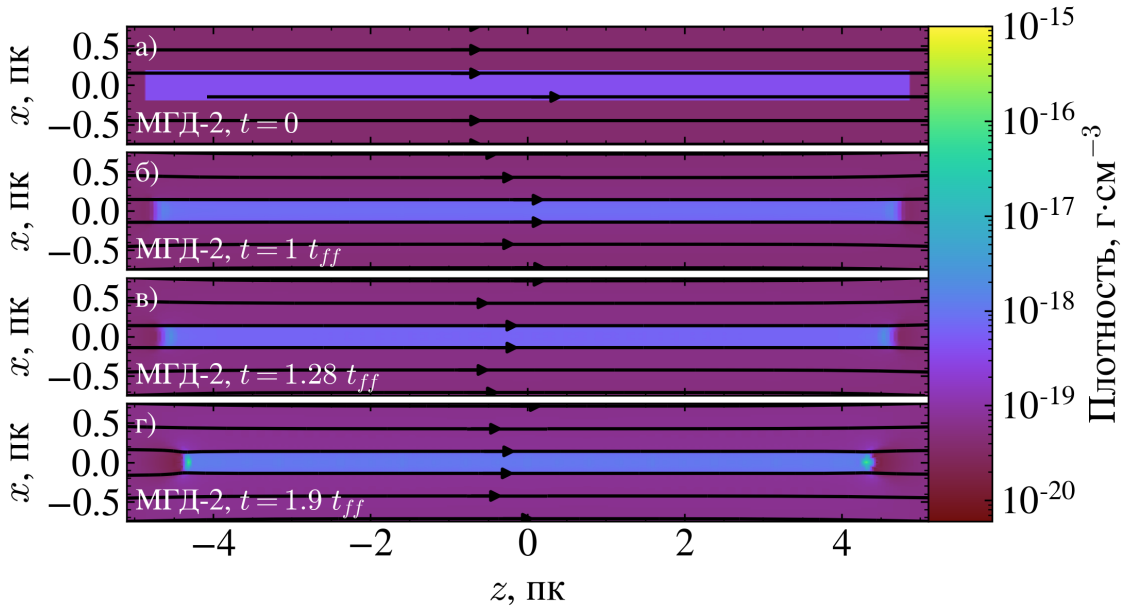


Рис. 3. Распределение плотности и линий магнитного поля волокна в плоскости $x - z$ в МГД-2 расчете в момент времени $t = 0$ (панель а), $t = 1 t_{ff}$ (панель б), $t = 1.28 t_{ff}$ (панель в), $t = 1.9 t_{ff}$ (панель г).

координатам $z_L = 1.6$ ПК и $z_R = 11.3$ ПК. В расчете МГД-1 к моменту времени $t = 1.28 t_{ff}$ на концах волокна, $z_L = 1.9$ ПК и $z_R = 11$ ПК, наблюдаются пики плотностей $n = 1.7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ и скоростей $v_z = 3.6 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Пики соответствуют ядрам, образующимся

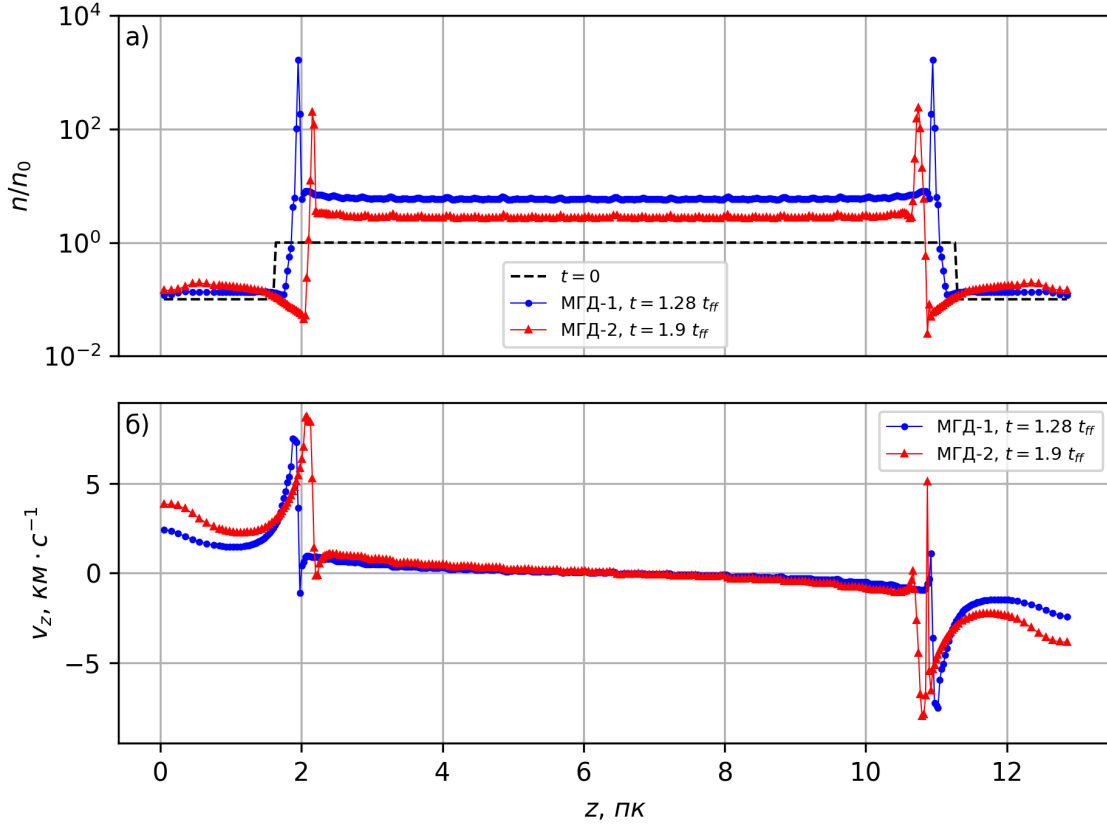


Рис. 4. Панель а: профили плотности волокна вдоль оси z для МГД-расчетов в моменты времени $t = 0$, $1.28 t_{ff}$ и $1.9 t_{ff}$. Панель б: профили скорости v_z вдоль оси z для МГД-расчетов в моменты времени $t = 1.28 t_{ff}$ и $t = 1.9 t_{ff}$.

на концах волокна. Скорость левого ядра положительна, правого — отрицательна. Для данных значений скоростей число Маха составляет $M = 6$, то есть ядра двигаются со сверхзвуковыми скоростями навстречу друг к другу.

В расчете МГД-2 плотности и скорости ядер, расположенных в момент времени $t = 1.9 t_{ff}$ на координатах $z_L = 2.15$ пк и $z_R = 10.75$ пк, равны соответственно $n = 2 \cdot 10^8$ см $^{-3}$ и $|v_z| = 5$ км·с $^{-1}$, а соответствующее число Маха равно $M = 8.3$.

С. Характеристики образующихся ядер

На рисунке 5 приведено распределение плотности, линий магнитного поля и поля скоростей для расчета МГД-1 в области формирования ядер в моменты времени $t = 1$ и $1.28 t_{ff}$ в плоскости $x - z$. В силу симметрии, для примера показаны только ядра находя-

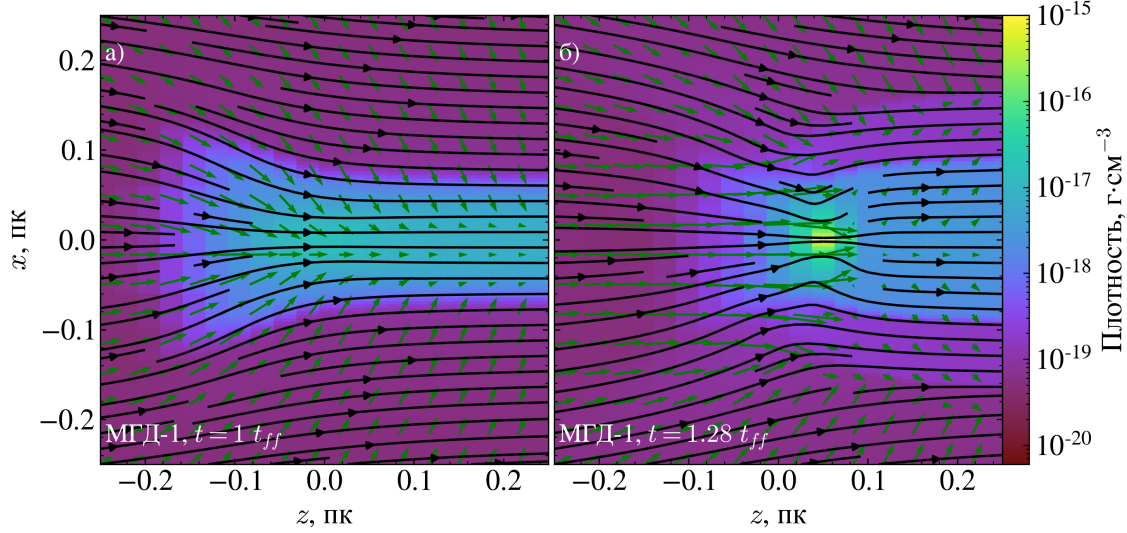


Рис. 5. Распределение плотности (цветовая заливка), поля скоростей (зеленые стрелки) и линий магнитного поля (черные линии со стрелками) в области формирования ядер в расчете МГД-1 в момент времени $t = 1 t_{ff}$ (панель а), $t = 1.28 t_{ff}$ (панель б).

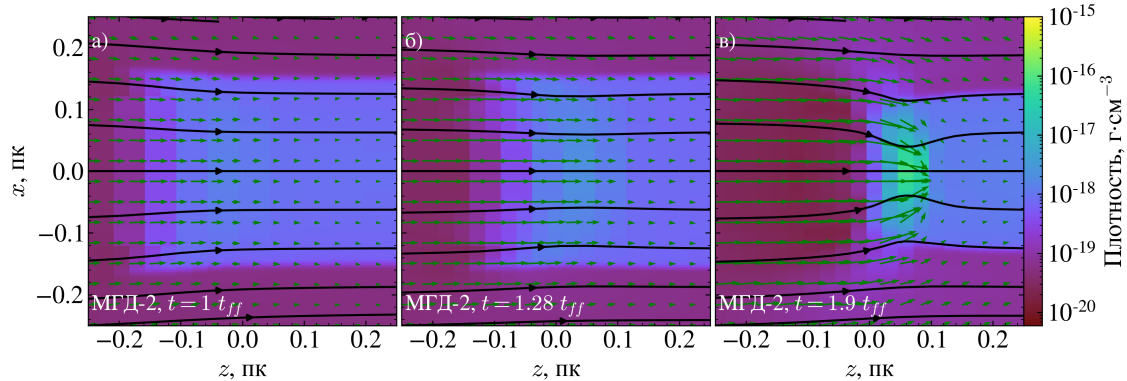


Рис. 6. Распределение плотности (цветовая заливка), поля скоростей (зеленые стрелки) и линий магнитного поля (голубые изолинии) в области формирования ядер в МГД-2 расчете в момент времени $t = 1 t_{ff}$ (панель а), $t = 1.28 t_{ff}$ (панель б), $t = 1.9 t_{ff}$ (панель в).

щиеся на «левом» торце волокна. На рисунке 6 приведено аналогичное распределение для расчета МГД-2 в моменты времени $t = 1$, $1.28 t_{ff}$ и $1.9 t_{ff}$ в плоскости $x - z$.

В таблице I приведены следующие характеристики ядер в МГД-расчетах: размеры вдоль радиуса волокна r и оси z (столбцы 3 и 4), концентрация n (столбец 5), масса M (столбец 6) и скорость v_z (столбец 7). Таблица показывает, что в расчете с большей начальной интенсивностью магнитного поля образуются ядра большего радиуса d_r и

Таблица I. Характеристики ядер в МГД-расчетах

Расчет	Время, t_{ff}	d_r , пк	d_z , пк	n , см^{-3}	M , M_{\odot}	v_z , $\text{км}\cdot\text{с}^{-1}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
МГД-1	1.28	0.0075	0.025	$1.7 \cdot 10^8$	12.5	3.6
МГД-2	1.28	0.06	0.025	$5.3 \cdot 10^5$	2.5	2.7
	1.9	0.03	0.025	$2 \cdot 10^7$	23.6	5.3

меньшей плотности. 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 не зависят от интенсивности начального магнитного поля, так как продольное магнитное поле не препятствуют сжатию вдоль волокна. Масса ядер растет в процессе их движения и достигает $12.5 M_{\odot}$ в расчете МГД-1 и $23 M_{\odot}$ в расчете МГД-2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние магнитного поля на эволюцию молекулярных волокон и на характеристики ядер, формирующихся в волокнах в результате фрагментации на концах. Для этого проведено численное МГД-моделирование гравитационного коллапса цилиндрического молекулярного волокна с различными значениями продольного магнитного поля.

Расчеты подтверждают выводы ранних работ о том, что волокно без магнитного поля свободно коллапсирует вдоль своего радиуса. Фрагментации волокна и образования ядер за время коллапса не происходит, поскольку коллапс вдоль радиуса происходит на меньшей шкале времени.

В МГД-расчетах градиент магнитного давления препятствует коллапсу и приводит к затухающим колебаниям волокна вдоль радиуса. В ходе эволюции на концах волокна образуются плотные сгустки (ядра), которые передвигаются к центру облака со сверхзвуковыми скоростями в диапазоне от 3 до 5 $\text{км}\cdot\text{с}^{-1}$. В облаках с большей начальной интенсивностью образуются ядра больших размеров и меньшей плотности, поскольку с увеличением интенсивности увеличивается влияние градиента давления магнитного

поля вдоль радиуса. Масса ядер увеличивается в процессе эволюции волокна и лежит в диапазоне $\approx 10 - 20 M_{\odot}$.

Проведенные расчеты указывают на то, что коллапс с конца является естественным результатом эволюции волокна с продольным магнитным полем. Можно предположить, что волокна, в которых уплотнения наблюдаются только на концах (пр., [7]), поддерживаются от гравитационной фрагментации продольным магнитным полем. Дополнительную поддержку против гравитации может оказывать турбулентность в волокне [14, 20].

Дальнейшее развитие представленной модели предполагает моделирование эволюции волокон с учетом их неоднородности, а также вращения и/или внутренней турбулентности. Особый интерес представляет исследование гравитационной фрагментации волокна с продольным магнитным полем в рамках механизма гравитационных перетяжек Чандрасекара-Ферми [8].

ACKNOWLEDGMENTS

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда перспективных научных исследований ЧелГУ (проект 2023/7). Расчеты проводились на вычислительном кластере Челябинского государственного университета.

-
- [1] André P., Di Francesco J., Ward-Thompson D., Inutsuka S. I., Pudritz R. E., Pineda J. E., 2014, *Protostars and Planets VI*, 27
 - [2] Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A. 2017, *Open Astronomy*, 26, 285
 - [3] Könyves V., André Ph., Men'shchikov A., Palmeirim P., Arzoumanian D., Schneider N., Roy A., Didelon P., Maury A., Shimajiri Y., Di Francesco J., Bontemps S., Peretto N., Benedettini M., Bernard J. Ph., Elia D., Griffin M. J., Hill T., Kirk J., Ladjelate B., 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 584, 33
 - [4] Ward-Thompson D., Pattle K., Bastien P., Furuya R. S., Kwon W., Lai S. P., Qiu K., Berry D., Choi M., Coudé S., Di Francesco J., Hoang T., Franzmann E., Friberg P., Graves S. F., Greaves J. S., Houde M., Johnstone D., Kirk J. M., Koch P. M. 2017, *The Astrophysical Journal*, 842, 10

- [5] Hacar A., Clark S. E., Heitsch F., Kainulainen J., Panopoulou G. V, Seirfried D., Smith R., 2023, Protostars and Planets VII, ASP Conference Series, Proceedings of a conference, 534, 153
- [6] Bastien P., 1983, *Astronomy and Astrophysics*, 119, 109
- [7] Dewangan L. K, Pirogov L. E., Ryabukhina O. L., Ojha D. K., Zinchenko I., 2019, *The Astrophysical Journal*, 877, 1
- [8] Chandrasekhar S., Fermi E., 1953, *Astrophysical journal*, 118, 116
- [9] Stodolkiewicz J. S, 1963, *Acta Astronomica*, 13, 30
- [10] Ostriker J., 1964, *Astrophysical Journal*, 140, 1056
- [11] Inutsuka S., Miyama S. M., 1997, 480, 681
- [12] Shimajiri Y., Andre Ph., Peretto, Arzoumanian D., Ntormousi E., Konyves V., 2023, *Astronomy and Astrophysics*, 627, 1
- [13] Ryabukhina O. L., Kirsanova M. S., Henkel C., Wiebe D. C, 2022, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 517, 4669
- [14] Seifried D., Walch S., 2015, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 452, 2410
- [15] Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A. 2014, *Astrophysics and Space Science*, 352, 103
- [16] Dudorov A. E., Sazonov Yu. V. 1987, *Nauchnye Informatsii*, 63, 68
- [17] Fryxell B., Olson K., Ricker P. et. al. 2000, *Astrophysical journal Supplement Series*, 131, 273
- [18] van Leer B., 1979, *JCP*, 32, 101
- [19] Barnes J., Hut P., 1986, *Nature*, 326, 446
- [20] Federrath C., Klessen R. S., Iapichino L., Beattie J. R., 2021, *Nature Astronomy*, 5, 365