

УДК 524.3-17

## ФИЗИЧЕСКАЯ И ХИМИЧЕСКАЯ ВЕРТИКАЛЬНАЯ СТРУКТУРА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

С. А. Хайбрахманов<sup>1,2</sup>, А. Е. Дудоров<sup>2,1</sup>, А. И. Васюнин<sup>1</sup>, М. Ю. Кискин<sup>1</sup>

*Исследуется вертикальная структура аккреционных дисков молодых звезд с остаточным крупномасштабным магнитным полем. Решаются уравнения магнитостатического равновесия диска с учетом гравитации звезды, газового и магнитного давления, турбулентного нагрева и нагрева излучением звезды. Рассчитываемая физическая структура диска используется для моделирования его химической структуры, в частности, для изучения пространственного распределения молекул CN. Рассматривается диск типичной звезды типа T Тельца. Расчеты показывают, что в области  $r < 50$  а.е. температура внутри диска уменьшается с высотой и профили плотности являются более крутыми, чем в изотермическом случае. Вне “мертвой” зоны вертикальные профили азимутальной компоненты магнитного поля немонотонны, и максимум интенсивности магнитного поля достигается внутри диска. Градиент магнитного давления может приводить к увеличению толщины диска по сравнению с гидростатической. Концентрация молекул CN максимальна вблизи фотосферы и в атмосфере диска, где интенсивность магнитного поля при выбранных параметрах составляет  $\sim 0.01$  Гс. Измерение зеемановского расщепления линий CN в субмм-диапазоне может быть использовано для определения интенсивности магнитного поля в этих областях аккреционных дисков.*

**Ключевые слова:** аккреционные диски, магнитное поле, магнитная газодинамика (МГД), численные расчеты, химическое моделирование.

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет, 620002 Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19; e-mail: khaibrakhmanov@csu.ru.

<sup>2</sup> Челябинский государственный университет, 454001 Россия, Челябинск, ул. Бр. Кашириных, 129.

*Введение.* Аккреционные диски молодых звезд (АД МЗ) представляют собой геометрически тонкие, оптически толстые газопылевые диски с характерными размерами 100–1000 а.е. и массами  $0.001 - 0.1M_{\odot}$ . В процессе своей эволюции АД МЗ становятся протопланетными дисками, в которых условия благоприятны для образования планет.

Поляризационное картирование теплового излучения АД МЗ и наблюдения истечений и джетов указывают на то, что в дисках присутствует крупномасштабное магнитное поле (см. обзор [1]). Пространственное разрешение и чувствительность имеющихся инструментов не позволяют сделать детальные выводы о геометрии магнитного поля АД МЗ. Интенсивность магнитного поля АД МЗ может быть косвенно оценена по остаточной намагниченности метеоритов солнечной системы, а ее непосредственные измерения с помощью эффекта Зеемана пока затруднительны. Перспективным направлением является измерение зеемановского расщепления линий молекул CN в субмм-диапазоне [2].

Анализ наблюдений областей звездообразования и численные расчеты образования звезд в результате коллапса магнитных вращающихся ядер молекулярных облаков показывают, что магнитное поле АД МЗ имеет остаточную природу (см. [3]). В рамках теории остаточного магнитного поля Дудоров и Хайбрахманов разработали магнитогидродинамическую (МГД) модель АД МЗ [4, 5]. С помощью модели, в частности, показано, что магнитное поле может быть динамически сильным в некоторых областях дисков.

В настоящей работе подход Дудорова и Хайбрахманова развивается и рассматривается влияние магнитного поля на вертикальную структуру АД МЗ. Выполняется химическое моделирование АД МЗ и определяется пространственное распределение молекул CN в диске.

*Постановка задачи и основные уравнения.* Рассмотрим маломассивный стационарный геометрически тонкий и оптически толстый аккреционный диск с остаточным крупномасштабным магнитным полем. Внутренний радиус диска определяется радиусом магнитосферы звезды, внешний радиус диска – как контактная граница с межзвездной средой. Поверхность диска представляет собой границу его фотосферы, которая также является контактной.

Для исследования динамики АД МЗ с крупномасштабным магнитным полем используем уравнения МГД с учетом гравитации звезды, турбулентной вязкости, лучистой теплопроводности и диффузии магнитного поля. В приближении стационарного геометрически тонкого диска эта система уравнений распадается на две независимых подсистемы, описывающих радиальную и вертикальную структуру диска.

Основная система уравнений для моделирования радиальной структуры АД МЗ с магнитным полем получена Дудоровым и Хайбрахмановым и подробно описана в [5]. Следуя Шакуре и Сюняеву [6], полагается, что основным механизмом переноса углового момента в дифференциально вращающемся диске является турбулентность, а основным механизмом нагрева газа – турбулентное трение. В дополнение к уравнениям Шакуры и Сюняева решаются уравнения ударной и тепловой ионизации, уравнение индукции с учетом омической и магнитной амбиполярной диффузий, плавучести и эффекта Холла.

Уравнения магнитостатического равновесия АД МЗ могут быть записаны в цилиндрических координатах  $(r, 0, z)$  следующим образом [7]:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho g_z + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{B_\varphi^2}{8\pi} \right), \quad (1)$$

$$\kappa_r \frac{\partial T}{\partial z} = \mathcal{F}_z, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathcal{F}_z}{\partial z} = \Gamma_{\text{turb}}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial z^2} = -\frac{3}{2} \frac{v_k B_z}{\eta r^2} z, \quad (4)$$

где  $g_z$  – вертикальная компонента ускорения притяжения звезды,  $\kappa_r$  – коэффициент лучистой теплопроводности,  $\mathcal{F}_z$  – плотность потока излучения звезды в вертикальном направлении,  $\Gamma_{\text{turb}} = -\alpha p r d\Omega/dr$  – объемная скорость нагрева газа за счет турбулентного трения,  $\alpha$  – турбулентный параметр Шакуры и Сюняева,  $\Omega$  – угловая скорость газа,  $v_k$  – кеплеровская скорость,  $\eta$  – коэффициент диффузии магнитного поля,  $B_\varphi$  и  $B_z$  – азимутальная и вертикальная компоненты магнитного поля диска.

В уравнениях (1)–(4) полагается, что внутри диска единственным источником нагрева является турбулентное трение. Дополнительным механизмом нагрева верхних слоев диска является поглощение излучения звезды. Излучение звезды падает на поверхность диска под очень маленьким углом, поэтому для простоты можно считать, что оно полностью поглощается в оптически тонкой атмосфере диска. Температура в атмосфере  $T_a$  может быть определена из условия теплового баланса:

$$\sigma T_a^4 = f \frac{L_\star}{4\pi r^2}, \quad (5)$$

где  $L_\star$  – светимость звезды,  $f < 1$  – геометрический фактор, определяющий долю поглощенного диском излучения на данном расстоянии. Величина  $f$  зависит от формы

поверхности диска и, вообще говоря, заранее неизвестна. Например, согласно детальным расчетам Акимкина и др. [8],  $f$  может меняться в пределах от 0.015 до 0.15. В нашей работе принято постоянное характерное значение 0.05.

Для решения уравнений (1)–(4) необходимо задать пять граничных условий. Будем рассматривать область от экваториальной плоскости диска,  $z = 0$ , до границы его фотосферы  $z_s$ , которая характеризуется оптической толщиной  $\tau = 2/3$ . В силу симметрии в экваториальной плоскости  $\mathcal{F}_z = 0$ ,  $B_\varphi = 0$ . На поверхности диска  $T = T_{\text{eff}}$ ,  $\mathcal{F}_z = \sigma T_{\text{eff}}^4$ , где  $T_{\text{eff}}$  – эффективная температура диска. Давление газа над диском  $p_s$  соответствует давлению центральной части ядра молекулярного облака с характерной концентрацией  $10^9 \text{ см}^{-3}$  и температурой 20 К. Интенсивность магнитного поля на поверхности  $B_s$ , определим через плазменный параметр  $\beta = 8\pi p_s / B_s^2$ .

*Метод решения уравнений и параметры модели.* Уравнение индукции (4) может быть решено аналитически. Для выбранных граничных условий получим [7]

$$B_\varphi(r, z) = B_s \frac{z}{z_s} + \frac{1}{4} \frac{v_k z}{\eta} B_z \left[ \left( \frac{z}{r} \right)^2 - \left( \frac{z_s}{r} \right)^2 \right]. \quad (6)$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка (1)–(3) решается численно методом Рунге–Кутты 4-го порядка точности с автоматическим выбором шага для относительной погрешности  $10^{-4}$ .

В данной работе рассчитана структура аккреционного диска звезды типа Т Тельца солнечной массы с темпом аккреции  $10^{-8} M_\odot / \text{год}$  и параметром турбулентности  $\alpha = 0.01$ . Рассмотрены характерные радиальные расстояния от звезды  $r = 0.25, 1, 10$  и  $50$  а.е. Область  $0.25 < r < 50$  а.е. соответствует “мертвой” зоне диска, где диффузия магнитного поля препятствует его генерации. Коэффициенты уравнений на каждом  $r$  задавались из решения уравнений радиальной структуры диска в рамках модели Дудорова и Хайбрахманова. Уравнение индукции решается с учетом омической диффузии,  $\eta = \nu_m = c^2 / (4\pi\sigma_e)$ , где  $\sigma_e(x)$  – кулоновская проводимость плазмы,  $x$  – степень ионизации. Омическая диффузия является основным диссипативным МГД-эффектом в “мертвых” зонах аккреционных дисков (см. [5]). Степень ионизации рассчитывалась с учетом лучистых рекомбинаций и рекомбинаций на пылинках с характерным средним радиусом 0.1 мкм, для стандартных скоростей ионизации космическими лучами, рентгеновским излучением и радиоактивными элементами. При выбранных параметрах магнитное число Рейнольдса,  $Re_m = v_k H / \nu_m$ , характеризующее эффективность диффузии магнитного поля, равно 3, 68 и 8425 на выбранных расстояниях 0.25, 10 и 50 а.е. соответственно. Плазменный параметр на поверхности принят равным единице.

Результаты расчетов физической структуры диска использованы для моделирования его химического состава с помощью численного кода MONACO [9, 10]. В уравнениях химической кинетики, описывающих 6002 химических реакции между 664 атомами и молекулами, учитываются газофазные реакции, реакции на поверхности и в объеме ледяных мантий пылевых частиц. Предполагается, что пыль имеет стандартный химический состав и хорошо перемешана с газом. Коэффициенты взаимодействия атомов и молекул с пылинками взяты из работы [11]. Начальный химический состав задавался как результат расчета химической эволюции типичного молекулярного облака длительностью  $10^6$  лет. Расчет химической эволюции диска проводился для промежутка времени  $10^6$  лет. Система химических балансных уравнений решалась при помощи интегратора DVODE, реализующего неявный метод Адамса–Гира.

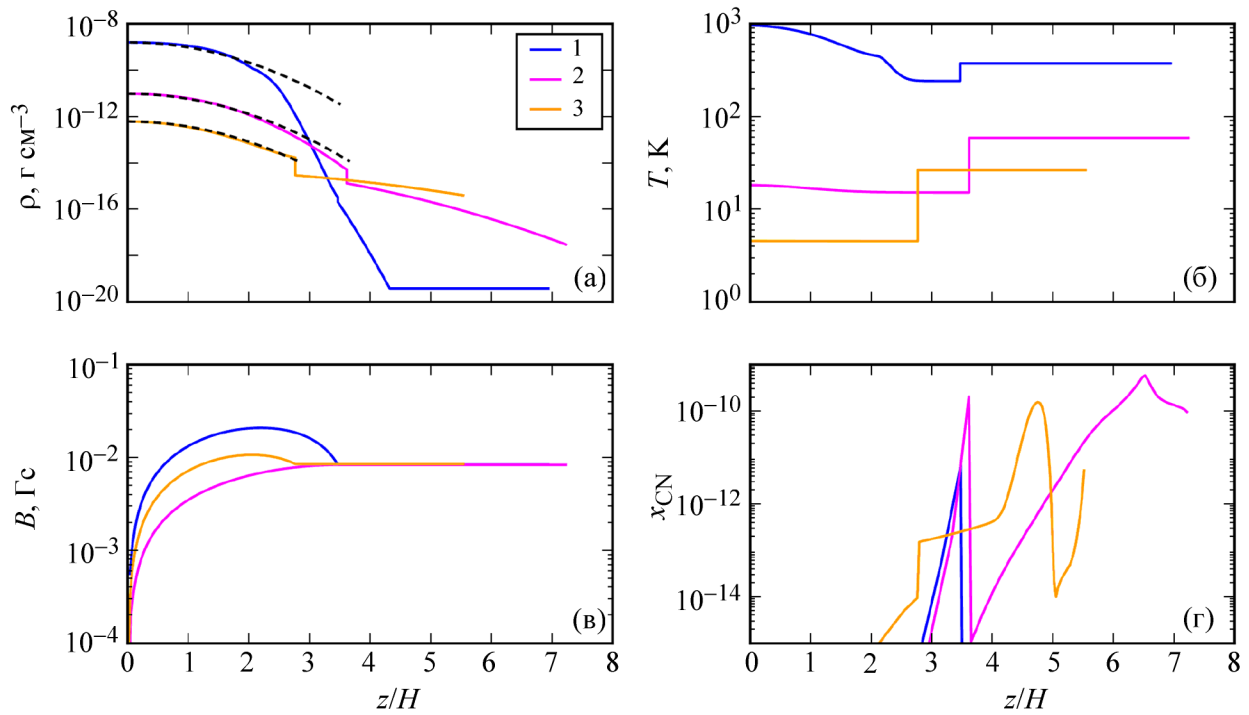


Рис. 1: Вертикальные профили плотности (панель (а)), температуры (панель (б)), индукции магнитного поля (панель (в)) и содержания молекул CN в газовой фазе по отношению к водороду (панель (г)) на различных радиальных расстояниях от звезды (линия “1” –  $r = 0.25$  а.е., линия “2” –  $r = 10$  а.е., линия “3” –  $r = 50$  а.е.). Штриховые линии на панели (а) показывают соответствующие профили для случая диска с постоянной по высоте температурой,  $T = T(z = 0)$ .

*Результаты.* На рис. 1 показаны вертикальные профили плотности, температуры, индукции магнитного поля и содержания молекул CN в газовой фазе по отношению к водороду. Согласно проведенным расчетам, на  $r = 0.25, 10$  и  $50$  а.е. граница фотосферы находится на высоте  $z_s = 3.8, 2.7$  и  $2.8H$  соответственно. Здесь  $H$  – шкала высоты, рассчитанная по температуре в экваториальной плоскости.

Рис. 1(а) показывает, что в области  $r < 50$  а.е.,  $2H < z < z_s$  (линии “1”, “2”) профили плотности являются более крутыми, чем в изотермическом случае. Это обусловлено тем, что в этой области температура внутри диска уменьшается с высотой (см. рис. 1(б)). Наибольшее отличие наблюдается во внутренней области,  $r = 0.25$  а.е., – температура уменьшается от  $\approx 1000$  К в экваториальной плоскости до  $\approx 300$  К на поверхности, и плотность вблизи фотосферы,  $\rho \approx 10^{-16}$  г·см $^{-3}$ , на 4–5 порядков меньше гидростатической. Во внешней области диска,  $r = 50$  а.е. (линии “3”), температура постоянна по высоте и профиль плотности совпадает с изотермическим. На контактной поверхности диска,  $z = z_s$  температура скачкообразно возрастает при переходе из диска, нагрев которого обусловлен турбулентным трением, в его атмосферу, нагрев которой определяется излучением звезды. В атмосфере диска,  $z > z_s$ , температура постоянна и плотность экспоненциально уменьшается с высотой до плотности межзвездной среды.

Рис. 1(в) показывает, что вне “мертвой” зоны, на  $r = 0.25$  и  $50$  а.е.,  $B_\varphi$  растет с высотой  $z$  вблизи экваториальной плоскости и уменьшается у поверхности диска, т. е.  $B_\varphi$  принимает максимальное значение внутри диска, например,  $B_\varphi \approx 0.01$  Гс на  $z \approx 2H$ ,  $r = 50$  а.е. В этом случае градиент магнитного давления вблизи поверхности диска приводит к увеличению характерной толщины диска по сравнению с гидростатической [7].

Согласно рис. 1(г), молекулы CN распределены вдоль  $z$  сильно неоднородно. Содержание CN максимально,  $x_{\text{CN}} \sim (10^{-10} - 10^{-9})$ , вблизи поверхности диска,  $z \sim z_s \approx 3H$ , а также в его атмосфере. Максимальные значения  $x_{\text{CN}}$  в этих областях диска близки к результатам, полученным в работе [13] для аккреционных дисков молодых звезд типа Т Тельца.

*Заключение.* В работе выполнено моделирование физической и химической вертикальной структуры АД МЗ с остаточным крупномасштабным магнитным полем. Модель вертикальной структуры диска, разработанная в [7], дополнена для учета влияния нагрева атмосферы диска излучением звезды.

Расчеты показывают, что во внутренней области,  $r < 50$  а.е., диск имеет меньшую характерную толщину, чем в изотермическом случае. Профили магнитного поля вне “мертвой” зоны немонотонны, максимальная интенсивность  $B_\varphi$  достигается внутри

диска. В этом случае, градиент магнитного давления может приводить к увеличению эффективной толщины диска по сравнению с гидростатической [7]. В других работах, как правило, рассматривался случай, когда интенсивность магнитного поля монотонно увеличивается к поверхности и градиент магнитного давления “поджимает” диск (пр., [12]). Вообще говоря, возможны оба случая в зависимости от условий на поверхности.

Содержания молекул CN в газовой фазе максимальны,  $x_{\text{CN}} \sim (10^{-10} - 10^{-9})$ , в фотосфере и атмосфере диска. Измерение зеемановского расщепления линий CN может быть использовано для определения интенсивности магнитного поля в этих областях, в которых интенсивность магнитного поля для выбранных параметров составляет  $\sim 0.01$  Гс. Для количественной интерпретации имеющихся и будущих наблюдений требуется более детальное двумерное МГД-моделирование диска.

Хайбрахманов С. А. признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039, договор 780-10).

Работа А. И. Васюнина выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-72-10012).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] С. А. Хайбрахманов, А. Е. Дудоров, *Космическое магнитное поле*. В: Труды 48-й Международной студенческой научной конференции “Физика космоса”, 28 января – 1 февраля 2019 года, Екатеринбург (УрФУ, 2019), стр. 92-111, URL: <https://elar.urfu.ru/handle/10995/66739> (дата обращения: 06.05.2020).
- [2] W. H. T. Vlemmings, B. Lankhaar, P. Cazzoletti, et al., *Astron. Astrophys.* **624**(L7), 1 (2019). DOI: 10.1051/0004-6361/201935459.
- [3] A. E. Dudorov, S. A. Khaibrakhmanov, *Adv. Sp. Res.* **55**(1), 843 (2015). DOI: 10.1016/j.asr.2014.05.034.
- [4] S. A. Khaibrakhmanov, A. E. Dudorov, *Astrophys. Space Sci.* **352**(1), 103 (2014). DOI: 10.1007/s10509-014-1900-4.
- [5] S. A. Khaibrakhmanov, A. E. Dudorov, S. Yu. Parfenov, A. M. Sobolev, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **464**, 586 (2017). DOI: 10.1093/mnras/stw2349.
- [6] N. I. Shakura, R. A. Sunyaev, *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
- [7] С. А. Хайбрахманов, А. Е. Дудоров, *Челяб. Физ. Мат. Ж.* **6**(1), 53 (2021). DOI: 10.47475/2500-0101-2021-16105.

- [8] В. В. Акимкин, Я. Н. Павлюченков, Р. Лаунхардт, Т. Бурке, *Астрон. Ж.* **89**(12), 1008 (2012).
- [9] A. I. Vasyunin, E. A. Herbst, *Astrophys. J.* **762**, 86 (2013). DOI: 10.1088/0004-637X/762/2/86.
- [10] A. I. Vasyunin, P. Caselli, F. Dulieu, I. Jiménez-Serra, *Astrophys. J.* **842**(1), 33 (2017). DOI: 10.3847/1538-4357/aa72ec.
- [11] T. I. Hasegawa, E. Herbst, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **261**, 83 (1993). DOI: 10.1093/mnras/261.1.83.
- [12] S. Lizano, et al., *Astrophys. J.* **817**(35), 1 (2016). DOI: 10.3847/0004-637X/817/1/35.
- [13] P. Cazzoletti, E. F. van Dishoeck, Visser, et al., *Astron. Astrophys.* **609**(93), 1 (2018). DOI: 10.1051/0004-6361/201731457.

Поступила в редакцию 12 июля 2021 г.

После доработки 27 августа 2021 г.

Принята к публикации 28 августа 2021 г.

*Публикуется по рекомендации оргкомитета 1-ой “Московской Международной конференции по миллиметровой и субмиллиметровой астрономии”, 12–16 апреля 2021, АКЦ ФИАН.*