ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ АСТРОНОМИИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи УДК 524.523

Максимова Ломара Аслановна

ВЛИЯНИЕ КОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ЭФФЕКТОВ САМОЗАТЕНЕНИЯ НА СТРУКТУРУ И ЭВОЛЮЦИЮ ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА

01.03.02 — астрофизика и звёздная астрономия

Диссертация на соискание учёной степени кандидатки физико-математических наук

Научный руководитель

д.ф.-м.н. Я.Н. Павлюченков

Москва – 2022

Оглавление

Введение				
Глава	a 1. Ji	золюция вязкого протопланетного диска при образовании		
КО	онвекті	ивно-неустойчивых областей	12	
1.	1 Mo,	дель диска	13	
	1.1.	1 Расчет эволюции поверхностной плотности	14	
	1.1.	2 Расчет вертикальной структуры	21	
1.2	2 Peз	ультаты моделирования	26	
1.3	3 Обо	суждение	35	
1.4	4 Пол	южения, выносимые на защиту	39	
Глава	a 2. Pez	кимы аккреции и долговременная динамика вязкого прото-		
H J.	танетн	эго диска при образовании конвективно-неустойчивых обла-		
ст	ей		40	
2.	1 Оп	исание модели	40	
2.2	2 Pex	кимы дисковой аккреции	44	
	2.2.	1 Модели с внешней областью питания	45	
	2.2.	2 Модели с внутренней областью питания	46	
	2.2.	3 Влияние фоновой вязкости и коэффициента эффек-		
		тивности конвекции	50	
2.3	3 Эвс	Эволюция ПД при переменном притоке вещества из оболочки		
2.4	4 Зак	Заключение		
2.	5 Пол	южения, выносимые на защиту	62	

Глава 3. Моделирование тепловых поверхностных волн в протопланет-

ном диске в 1+1D приближении	63	
3.1 Квазигидростатическая 1+1D модель протопланетного диска	64	
3.2 Результаты моделирования	71	
3.3 Заключение	77	
3.4 Положения, выносимые на защиту	79	
Заключение		
Литература		

Введение

В последние годы изучение протопланетных дисков — объектов из газы и пыли, образующихся на ранних стадиях формирования протозвезды — становится всё более популярным направлением в астрофизике. Это важная и интересная задача, поскольку она помогает приоткрыть завесу тайны происхождения планетных систем, включая Солнечную, а также объяснить наблюдательные характеристики молодых звёзд и свойственные им проявления активности. Изучение протопланетных дисков играет значительную роль в понимании механизмов образования планет и условий их формирования.

Исследование протопланетных дисков особенно актуально в наши дни, когда мы имеем беспрецедентную техническую оснащенность. Первые прямые изображения протопланетных дисков были получены еще в 1990-х гг. с помощью космического телескопа им. Хаббла [O'dell and Wen(1994)], однако детальное рассмотрение структуры диска стало возможно на три десятилетия позже благодаря телескопам Subaru [Hashimoto] et al. (2011) Hashimoto, Tamura, Muto, Kudo, Fukagawa, Fukue, Goto, Grady, Henning, Hodapp et al.] и VLT/SPHERE [Avenhaus et al.(2018)Avenhaus, Quanz, Garufi, Perez, Casassus, Pinte, Bertrang, Caceres, Benisty, and Dominik]. Колоссальный прорыв в изучении дисков обеспечил интерферометр ALMA (Atacama Large Millimeter Array) с разрешающей способностью лучше 1" [ALMA Partnership et al. (2015) ALMA Partnership, Brogan, Pérez, Hunter, Dent, Hales, Hills, Corder, Fomalont, Vlahakis et al.]. В обозримом будущем нас ждёт ещё большее количество наблюдательных данных, благодаря орбитальной инфракрасной обсерватории им. Джеймса Уэбба (JWST) — James Webb Space Telescope (см. https://www.stsci.edu/jwst/scienceplanning/calls-for-proposals-and-policy).

Интересна морфология наблюдаемых дисков [Andrews *et al.*(2018)Andrews, Huang, Pérez, Isella, Dullemond, Kurtovic, Guzmán, Carpenter, Wilner, Zhang *et al.*, Parker *et al.*(2022)Parker, Ward-Thompson, and Kirk]: мы видим светлые кольца, провалы, спиральные структуры и другие неоднородности. Такое разнообразие наблюдаемых особенностей структуры дисков стимулирует разработку множества моделей, учитывающих влияние разных физических сил. Популярными являются модели гравитационной неустойчивости диска, магнитогидродинамической, модели вязкого диска, модели, описывающие астрохимическую эволюцию диска, динамику пыли в нем, и пр.

Протопланетный диск формируется в результате коллапса межзвёздного молекулярного облака и его формирование неразрывно связано с эволюцией молодой звезды. Тем не менее, несмотря на большие наблюдательные и теоретические достижения в изучении протопланетных дисков, многие вопросы физики дисков окончательно не решены. В частности, актуальным является вопрос о механизме переноса массы и углового момента, обеспечивающем аккрецию газа. Основным подходом для описания дисковой аккреции, наряду с гравитационной неустойчивостью, является формализм турбулентной вязкости, однако механизм турбулизации вещества до сих пор является дискуссионным. Одним из механизмов возникновения турбулентности может быть конвекция аккрецируемого газа в полярных направлениях.

Данная работа посвящена изучению ряда механизмов, вызывающих неустойчивости в диске. В первой главе рассматривается конвективная неустойчивость, приводящая к эпизодической аккреции молодого протопланетного диска. Во второй исследуется устойчивость выявленного характера нерегулярной аккреции и моделируется долговременная эволюция протопланетного диска. В третьей главе описана 1+1D модель, иллюстрирующая возможность возникновения тепловых волн на поверхности диска.

5

Четвертая глава посвящена 2D моделированию, где демонстрируется важность тщательного расчета гидродинамических и радиационных процессов, которые приводят к быстрой релаксации тепловой неустойчивости в диске, нежели в 1+1D случае.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Число страниц в диссертации 87, рисунков 26, таблица 1. Список литературы содержит 43 наименования.

Во Введении представлен краткий обзор предмета исследования и содержания диссертационной работы. Описаны актуальность диссертационной работы, цели и задачи, новизна полученных результатов, их научная и практическая значимость. Представлена информация по апробации результатов, научным публикациям по результатам исследований и вкладе в работу.

В Главе 1 рассмотрена роль конвекции в осуществлении эпизодического характера аккреции в протопланетном диске при наличии фоновой вязкости.

Глава 2 показывает, что конвективная неустойчивость возникает при широком наборе параметров модели и оценивает их влияние на характер аккреционного режима. Также рассмотрена долговременная эволюция конвективно-неустойчивого диска.

В Главе 3 представлены результаты моделирования поверхностных тепловых волн в 1+1D приближении.

В Заключении представлены основные результаты диссертационной работы. Даны рекомендации для дальнейшего развития темы диссертации.

Цели диссертационной работы

- 1. Показать возможную роль конвекции в обеспечении вспышечного режима аккреции в протопланетных дисках.
- 2. Исследовать нерегулярный аккреционный режим и оценить важность некоторых параметров.
- 3. Проверить возможность самопроизвольного возбуждения поверхностных тепловых волн в протопланетных дисках.

Задачи

- 1. Разработать и внедрить в код модуль, ответственный за конечноразностный метод решения уравнения Прингла.
- 2. Выбрать основные параметры и исследовать с их помощью нерегулярный характер аккреции в конвективно-неустойчивом протопланетном диске.
- 3. Разработать и внедрить модуль, отвечающий за долговременную эволюцию конвективно-неустойчивого диска.
- 4. Определиться с оптимальной сеткой для двумерного моделирования эффектов самозатенения в протопланетных дисках.
- 5. Написать необходимые подпрограммы для обработки и визуализации получаемых данных.
- 6. Разработать модуль, ответственный за одномерный гидростатический случай, для моделирования поверхностных тепловых волн.

Научная новизна

В рамках данной диссертационной работы было впервые показано, что при наличии фоновой вязкости конвекция может стать триггером для нерегулярного характера аккреции в протопланетном диске.

Впервые показано для поверхностных тепловых волн, что механизм возбуждения волн может работать в приповерхностных слоях и оценены характерные времена распространения возмущений, отличные от полученных другими авторами.

Методология и методы исследования

Задачи диссертации решались при помощи численного моделирования Расчёты проводились на вычислительном кластере ИНАСАН, личном ноутбуке и на рабочем компьютере соискательницы. Результаты анализировались с помощью авторского программного обеспечения.

Личный вклад соискателя

Соискательница участвовала в постановке задач, написании кода, получении и обработке результатов численных экспериментов, совместно с соавторами участвовала в обсуждении результатов и формулировке выводов.

В частности, соискательницей был разработан и внедрен в код модуль, отвественный за конечно-разностный метод решения уравнения Прингла. Выбраны параметры для модели вязкого диска на которых детально исследовались особенности нерегулярного характера аккреции. Разработан и внедрен модуль, отвечающий за долговременную эволюцию конвективно-неустойчивого диска. Оценено ограничение модели, связанное с гравитационно-неустойчивыми областями самого диска. Проведены расчеты для набора исследуемых моделей и для случая долговремен-

8

ной эволюции диска, проанализированы и проиллюстрированы полученные результаты. Соискательница активно участвовала в выборе оптимальной сетки для двумерного гидродинамического моделирования и написала несколько вспомогательных программ для обработки и визуализации получаемых данных. Также, ею был написан модуль, отвечающий за одномерное и гидростатическое моделирование поверхностных тепловых волн и проведена часть расчетов.

Положения, выносимые на защиту по результатам диссертационной работы

- Положение 1. В протопланетных дисках может реализовываться не самоподдерживающаяся конвективная неустойчивость при наличии дополнительного механизма переноса углового момента (напр., фоновой вязкости), что приводит к эпизодическому характеру аккреции при определенных условиях.
- Положение 2. Возникновение эпизодического характера аккреции устойчивое проявление в рамках модели вязкого диска. В частности, уменьшенные на порядок величины значения фоновой вязкости и эффективности конвекции не приводят к исчезновению вспышек, но модифицируют их.
- Положение 3. В рамках 1+1D-мерного подхода возможно самопроизвольное возбуждение поверхностных тепловых волн в протопланетных дисках, механизм возбуждения которых может работать в приповерхностных слоях.

Апробация

Результаты диссертации были представлены на российских и зарубежных конференциях и семинарах в качестве устных и стендовых докладов:

- 48-я студенческая научная конференция "Физика Космоса" (Коуровская астрономическая обсерватория УрФУ, Екатеринбург, 28 января - 01 февраля 2019);
- Международная конференция "CHALLENGES AND INNOVATIONS IN COMPUTATIONAL ASTROPHYSICS" (ИНАСАН, Санкт-Петербург, 16-20 сентября 2019);
- Международный семинар "The UX Ori type stars and related topics" (КрАО РАН, ГАО РАН, Санкт-Петербург, 30 сентября - 4 октября 2019);
- Конкурс молодых учёных ИНАСАН (ИНАСАН, Москва, 24 октября 2019);
- 49-я студенческая научная конференция "Физика Космоса" (Коуровская астрономическая обсерватория УрФУ, Екатеринбург, 27-31 января 2020);
- Международная школа и рабочее совещание "Исследования экзопланет 2020"для молодых учёных и студентов (ИНАСАН, Москва, 9–12 октября 2020, онлайн);
- Конкурс молодых учёных ИНАСАН (ИНАСАН, Москва, 5 ноября 2020);
- Конференция "Звездообразование и планетообразование" (АКЦ ФИ-АН, Москва, 10 – 11 ноября 2020);
- Международная школа "Исследования экзопланет 2021" для молодых ученых и студентов (ИНАСАН, Москва, 15-16 октября 2021);

- Международная конференция "THE PREDICTIVE POWER OF COMPUTATIONAL ASTROPHYSICS AS A DISCOVERY TOOL" (IAU Symposium 362, онлайн, 8-12 ноября 2021);
- 11. Конференция молодых ученых "Фундаментальные и прикладные космические исследования" (ИКИ РАН, Москва, 13–15 апреля 2022).
- Всероссийская конференция "Нестационарные процессы в протопланетных дисках и их наблюдательные проявления" (КрАО РАН, Научный, Крым, 11-16 сентября 2022).

Публикации по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК

- Pavlyuchenkov, Tutukov, Maksimova, & Vorobyov (2020) Evolution of a Viscous Protoplanetary Disk with Convectively Unstable Regions // Astronomy Reports - 2020. - V. 64. - Pp. 1-14.
- Maksimova, Pavlyuchenkov, & Tutukov (2020) Evolution of a Viscous Protoplanetary Disk with Convectively Unstable Regions. II. Accretion Regimes and Long-Term Dynamics // Astronomy Reports - 2020. -V. 64. - Pp. 815-826.
- Pavlyuchenkov, Maksimova, & Akimkin (2022) Simulation of Thermal Surface Waves in a Protoplanetary Disk in 1+1D Approximation // Astronomy Reports - 2022. - V. 66. - Pp. 321-329.

Глава 1. Эволюция вязкого протопланетного диска при образовании конвективно-неустойчивых областей

Идея о том, что конвекция в протопланетных дисках может быть ответственна не только за перенос тепла, но и обеспечивать вязкость и таким образом влиять на эволюцию диска, была сформулирована в ранних работах [Cameron(1978)] и [Lin and Papaloizou(1980)]. Эта идея вызвала большой энтузиазм, однако по прошествии нескольких десятков лет роль конвекции в переносе углового момента до сих пор является дискуссионной, см. подробный исторический обзор в [Klahr(2007)].

Первые численные модели, учитывающие конвекцию в диске [Cabot et al.(1987a)Cabot, Canuto, Hubickyj, and Pollack, Cabot et al.(1987b)Cabot, Canuto, Hubickyj, and Pollack, свидетельствовали о том, что соответствующий ей коэффициент вязкости весьма мал, а сам газовый диск имеет тенденцию разбиваться на кольца. В рамках более поздних численных моделей Klahr et al. (1999) Klahr, Henning, and Kley, Klahr and Bodenheimer(2003)] конвекция обеспечивала более высокие коэффициенты вязкости (в терминах параметра Шакуры — Сюняева $\alpha = 10^{-3} - 10^{-2}$), однако для этого требовался дополнительный механизм нагрева газа в экваториальной плоскости аккреционного диска. С получением высококачественных изображений протопланетных дисков и наблюдением кольцеобразных структур в них, интерес к гидродинамическим моделям и конвекции в них снова возрос. В частности, в работе [Held and Latter(2018)] представлены результаты трехмерного моделирования конвекции в диске, где проиллюстрировано возникновение конвективных ячеек, вихрей и других когерентных структур при инициировании конвекции. При этом авторы

данной работы отмечают, что им не удается получить самоподдерживающийся режим конвекции в диске. В то же время в работах [Shakura and Postnov(2015a), Shakura and Postnov(2015b)] представлен теоретический анализ конвективной неустойчивости аккреционного диска, где авторы находят условия неустойчивости и отмечают необходимость более детальных моделей.

В данной главе изучаются условия возникновения конвекции и крупномасштабная эволюция конвективного кеплеровского диска на базе модели, особенностью которой является детальный расчет вертикальной структуры диска и учет постоянной аккреции газа на диск из околозвездной оболочки. В разделе 1.1 дается описание моделируемого диска. В разделе 1.2 приведены результаты моделирования, а их обсуждение представлено в разделе 1.3. Основные результаты исследования опубликованы в статье [Pavlyuchenkov *et al.*(2020)Pavlyuchenkov, Tutukov, Maksimova, and Vorobyov].

1.1. Модель диска

Расчет эволюции околозвездного диска производится с помощью численной модели, в рамках которой последовательно рассчитывается эволюция радиальной и вертикальной структуры диска. При этом, каждый временной шаг разделен на два этапа: 1) расчет эволюции поверхностной плотности газа; 2) восстановление распределений плотности и температуры в вертикальном направлении. На первом этапе вычисляется также темп нагрева среды, связанный с аккрецией вещества и необходимый для расчета тепловой структуры. В свою очередь, при восстановлении вертикальной структуры диска происходит отождествление конвективно-неустойчивых областей и формирование распределения коэффициента вязкости, необходимого для расчета эволюции поверхностной плотности. Далее более подробно описаны детали обоих этапов расчета.

1.1.1. Расчет эволюции поверхностной плотности

Для описания эволюции поверхностной плотности диска используется формализм вязкого аккреционного диска. В рамках данного подхода считается, что механизмом переноса массы и углового момента является некий физический процесс (турбулентность, магнитное поле или конвекция), математически описываемый аналогично молекулярной вязкости, т.е. в основе модели лежат уравнения Навье-Стокса. В приближении аксиальносимметричного, геометрически-тонкого, кеплеровского диска и пренебрегая градиентами давления газа в радиальном направлении, эволюция поверхностной плотности описывается уравнением Прингла [Pringle(1981)]:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\sqrt{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\nu \sqrt{R} \Sigma \right) \right] + W(R, t), \qquad (1.1)$$

где Σ — поверхностная плотность, R — расстояние до звезды, t — время, ν — коэффициент кинематической вязкости, W(R, t) — темп притока вещества из оболочки в предположении, что удельный момент импульса оседающего вещества совпадает с таковым в диске. Уравнение Прингла широко используется для описания долговременной эволюции околозвездных дисков, см. например, обзор [Armitage(2011)]. Специфика его использования зависит от способа определения функции $\nu(R)$. В данном случае $\nu(R)$ задается феноменологически и дополнительно определяется условиями возникновения конвективной неустойчивости.

В результате эволюции вязкого диска выделяется тепловая энергия. В конечном итоге выделяемая тепловая энергия черпается из гравитационной энергии вещества, т.е. вязкость можно рассматривать как механизм преобразования гравитационной энергии аккрецирующего газа в тепло. Темп энерговыделения тепла на единицу площади равен [Pringle(1981)]:

$$\Gamma_{\rm vis} = \frac{9}{4} \frac{GM_{\odot}}{R^3} \nu \Sigma, \qquad (1.2)$$

где M_{\odot} — масса центральной звезды. Этот нагрев учитывается при расчете вертикальной структуры диска. В конечном счете в рамках нашей модели именно он ответственен за возникновение конвекции.

Коэффициент вязкости в конвективно-устойчивых областях

В конвективно-устойчивых областях диска полагается наличие некоторого фонового механизма переноса углового момента и задается вязкость в виде:

$$\nu_{\rm bg} = \nu_0 \left(\frac{R}{R_{\rm AU}}\right)^\beta,\tag{1.3}$$

где $\beta = 1$ и $\nu_0 = 10^{15}$ см²·с. При таком выборе β распределение поверхностной плотности для стационарного решения уравнения Прингла при $R \gg R_{\odot}$:

$$\dot{M} = 3\pi\Sigma \cdot \nu_{\rm bg},\tag{1.4}$$

будет обратно пропорционально расстоянию до звезды, т.е. $\Sigma \propto R^{-1}$, что хорошо согласуется с распределениями плотности в наблюдаемых протопланетных дисках [Williams and Cieza(2011)]. При принятом значении ν_0 и темпе аккреции $\dot{M} = 10^{-7} \text{ M}_{\odot}/\text{год}$ масса диска между 0.1 и 100 а.е. составит $M_{\text{disk}} = 10^{-1} M_{\odot}$. Эти значения также укладывается в диапазон темпов аккреции и масс наблюдаемых протопланетных дисков [Hartmann *et al.*(1998)Hartmann, Calvet, Gullbring, and D'Alessio].

Показано, что значения $\beta = 1$ и $\nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2 \cdot \text{с}$ согласуются с широко используемой α -параметризацией турбулентной вязкости. В рамках параметризации Шакуры — Сюняева [Shakura and Sunyaev(1973)] $\nu = \alpha c_s H$, где c_s — скорость звука, H — высота диска. Пусть тепловая структура диска целиком определяется нагревом центральной звезды, тогда:

$$\varepsilon \frac{L_{\odot}}{4\pi R^2} = \sigma T^4, \tag{1.5}$$

где L_{\odot} — светимость звезды, ε — косинус угла между нормалью к поверхности диска и направлением на звезду, σ — постоянная Стефана-Больцмана, T — температура. Условие гидростатического равновесия диска в вертикальном направлении можно приближенно записать в виде:

$$\frac{H}{R} = \frac{c_s}{V_k},\tag{1.6}$$

где V_k — кеплеровская скорость на радиусе R. Комбинируя эти два уравнения и используя связь $c_s^2 = k_{\rm B}T/\mu_{\rm g}m_{\rm H}$, где $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана, $\mu_{\rm g}$ — средняя молекулярная масса, $m_{\rm H}$ — масса атома водорода, получим:

$$\nu_{\rm bg} = \alpha \nu_{\alpha} \left(\frac{R}{R_{\rm AU}}\right), \quad \text{где} \quad \nu_{\alpha} = \frac{k_{\rm B} R_{\rm AU}}{\mu_{\rm g} m_{\rm H} (GM_{\odot})^{1/2}} \left(\frac{\varepsilon L_{\odot}}{4\pi\sigma}\right)^{1/4}.$$
 (1.7)

Принимая $\varepsilon = 0.1$ и подставляя значения констант, получаем $\nu_{\alpha} = 10^{16}$ см²·с. Таким образом, используемая параметризация (1.3) для конвективно-устойчивых областей соответствует модели вязкого диска с α -параметром $\alpha = 0.1$. Такое высокое значение α соответствует наиболее ранним (до 1 млн. лет) этапам эволюции протопланетных дисков, когда основной вклад в вязкость вносят, вероятно, эффекты самогравитации диска [Cossins *et al.*(2009)Cossins, Lodato, and Clarke].

Коэффициент вязкости в конвективно-неустойчивых областях

Опишу алгоритм задания вязкости в конвективно-неустойчивых областях. После расчета вертикальной структуры диска с помощью метода, описанного в разделе 1.1.2, идентифицируются области диска, в которых выполняется условие конвективной неустойчивости. Конвективнонеустойчивыми считаются области, в которых выполнено условие [Landau and Lifshitz(1959)]:

$$\frac{dT}{dz} < -\frac{g(z)}{c_P},\tag{1.8}$$

где $g(z) = \frac{GM_{\odot}}{R^3}z + 4\pi G\sigma(z)$ — вертикальная компонента гравитационного ускорения на радиальном расстоянии R и высоте z, $\sigma(z) = \int_{0}^{z} \rho(z') dz'$ — поверхностная плотность, отсчитываемая от экватора, $c_P = \frac{7}{2} \frac{k_{\rm B}}{\mu_{\rm g} m_{\rm H}}$ теплоемкость газа при постоянном давлении, соответствующая двухатомному газу, $\mu_{\rm g} = 2.4$ — средняя молекулярная масса. Отмечу, что критерий (1.8) соответствует ограничениям, лежащим в основе модели восстановления вертикальной структуры. В частности, он не учитывает процессы ионизации и диссоциации газа. Далее, для каждого вертикального столбца, определяемого радиальной координатой R, рассчитывается массовая доля вещества γ в конвективно-неустойчивых областях в данном столбце к общей поверхностной плотности газа в нем. Коэффициент вязкости, определяемый конвекцией, задается в виде:

$$\nu_{\rm c} = \gamma \, H V_{\rm c},\tag{1.9}$$

где H — локальная шкала высоты диска, для определения которой используется уравнение (1.6), $V_{\rm c}$ — характерная скорость конвекции. Скорость $V_{\rm c}$ находится в приближении, что вся выделившаяся в результате аккреции газа энергия переходит в кинетическую энергию его конвективного движения, т.е. темп вязкой диссипации равен потоку кинетической энергии газа:

$$\Gamma_{\rm vis} = \frac{\rho_0 V_{\rm c}^2}{2} V_{\rm c},\tag{1.10}$$

где ρ_0 — экваториальная плотность. Полученное таким образом распределение $\nu_{\rm c}$ дополнительно сглаживается по радиусу с помощью гауссовой функции шириной Н:

$$\tilde{\nu}_{\rm c}(R) = \frac{\int\limits_{R_{\rm in}}^{R_{\rm out}} \nu_{\rm c}(r) {\rm e}^{-\frac{(R-r)^2}{2H^2}} dr}{\int\limits_{R_{\rm in}}^{R_{\rm out}} {\rm e}^{-\frac{(R-r)^2}{2H^2}} dr},$$
(1.11)

где $R_{\rm in}$ и $R_{\rm out}$ — внутренняя и внешняя границы диска. Сглаживание по радиусу проводится в связи с тем, что конвективная область должна иметь размер в радиальном направлении не меньше, чем высота диска. Локальная высота диска является естественным выбором для радиуса сглаживания, так как именно H принята за характерную длину конвекции при определении вязкости в выражении (1.9).

Итоговый коэффициент вязкости задается как сумма фоновой и конвективной вязкости:

$$\nu = \nu_{\rm bg} + \tilde{\nu}_{\rm c}.\tag{1.12}$$

Несмотря на то, что такой подход, по-видимому, переоценивает значение конвективной вязкости, его можно счесть приемлемым начальным приближением. В дальнейшем планируется использовать элементы теории длины пути перемешивания для более корректного вычисления ν в конвективнонеустойчивых областях.

Граничные, начальные условия и модель аккреции из оболочки

В модели используются фиксированные значения поверхностной плотности на внутренней (R = 0.1 a.e.) и внешней (R = 100 a.e.) границах диска, $\Sigma = 10^{-2}$ г/см² и $\Sigma = 10^{-5}$ г/см² соответственно. Эти граничные значения поверхностной плотности на 3–4 порядка величины меньше, чем значения плотности в окрестности границ после прихода диска к квазиравновесному состоянию. Можно считать, что данные граничные условия реализуют свободное вытекание вещества, т.е. предполагается, что есть некие эффективные механизмы отбора массы на границах диска. Такие условия безусловно сильно влияют на поведение решения вблизи границы (что следует из больших градиентов поверхностной плотности вблизи границ), а также определяют характер накопления газа в диске. Введение более сложных граничных условий требует отдельного исследования, которое планируется в будущем.

На ранних фазах эволюции аккреционного диска существенное влияние на него оказывает аккреция вещества из околозвездной оболочки. Простые оценки показывают, что большую часть вещества звезда получает из диска, в то время как сам диск получает его из оболочки — остатка молекулярного облака. Область аккреции вещества из оболочки на диск зависит от начального углового момента облака. Для оценки центробежного радиуса $R_{\rm acc}$, на который аккрецирует вещество из оболочки, используется формула из работы [Dullemond *et al.*(2006)Dullemond, Natta, and Testi]:

$$R_{\rm acc} = \frac{\Omega^2 R_{\rm core}^4}{G M_{\rm core}},\tag{1.13}$$

где Ω — угловая скорость облака, $R_{\rm core}$ — начальное положение аккрецирующего элемента в облаке, $M_{\rm core}$ — масса внутренней части облака (масса звезды). Данная формула получена из условия сохранения углового момента аккрецирующего вещества. Распределение плотности в наблюдаемых протозвездных облаках принято описывать выражением:

$$n = \frac{n_0}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2},$$
(1.14)

где n_0 — центральная концентрация водорода, r_0 — радиус внутренней области с почти постоянной плотностью. Примером хорошо изученного протозведного облака является дозвездное ядро L1544, для которого $r_0 = 3 \times 10^3$ a.e., $n_0 = 1.6 \times 10^6$ см⁻³ [Chacón-Tanarro *et al.*(2019)Chacón-Tanarro, Pineda, Caselli, Bizzocchi, Gutermuth, Mason, Gómez-Ruiz, Harju, Devlin, Dicker *et al.*]. Если аккрецируемый элемент взять на границе плато ($R_{\rm core} = r_0$), содержащего для данного ядра значительную часть массы облака ($M_{\rm core} = 1.2M_{\odot}$) и использовать соответствующее L1544 значение угловой скорости 8.23×10^{14} с⁻¹ [Klapp *et al.*(2014)Klapp, Sigalotti, Zavala, Peña-Polo, and Troconis], то центробежный радиус $R_{\rm acc}$ получится равным 11.3 а.е. Очевидно, что более удаленные элементы облака должны аккрецировать на большие центробежные радиусы. В данной модели аккреционный поток из оболочки на диск W(R, t) задается приближенно, а именно предполагается постоянный приток вещества в кольцо между 10 и 20 а.е. с темпом 10^{-7} М $_{\odot}$ /год. Такой постоянный во времени темп выбран в связи с тем, что рассматриваются только начальные фазы эволюции диска.

В начальный момент времени задается диск с распределением поверхностной плотности $\Sigma(R) \propto R^{-1}$ и массой 10^{-7} M_☉ вокруг звезды солнечной массы. Такой начальный диск носит лишь номинальный, формальный характер, поскольку масса диска после прихода к квазиравновесному состоянию существенно превысит это значение. Фактически протопланетный диск в данной постановке полностью формируется за счет аккреции газа из оболочки.

Метод решения уравнения Прингла

Для решения уравнения Прингла используется конечно-разностный метод. Расчетная область делится на ячейки и уравнение (1.1) аппроксимируется в полностью неявном виде:

$$\frac{\Sigma_{i}^{(n+1)} - \Sigma_{i}^{n}}{\Delta t} = \frac{3r_{i+1}^{1/2}}{R_{i}\Delta r_{i}\Delta R_{i+1}} \left(\nu_{i+1}R_{i+1}^{1/2}\Sigma_{i+1}^{(n+1)} - \nu_{i}R_{i}^{1/2}\Sigma_{i}^{(n+1)}\right) - \frac{3r_{i}^{1/2}}{R_{i}\Delta r_{i}\Delta R_{i}} \left(\nu_{i}R_{i}^{1/2}\Sigma_{i}^{(n+1)} - \nu_{i-1}R_{i-1}^{1/2}\Sigma_{i-1}^{(n+1)}\right), (1.15)$$

где $\Sigma_i^{(n)}$ — значение поверхностной плотности в *i*-ой ячейке для *n*-го временного шага, Δt — шаг по времени, r_i — левая граница *i*-ой ячейки, R_i центр *i*-ой ячейки, Δr_i — линейный масштаб *i*-ой ячейке, ΔR_i — расстояние между центрами *i*-ой и (i - 1)-ой ячейками:

$$R_i = \frac{1}{2} (r_i + r_{i+1})$$
$$\Delta r_i = (r_{i+1} - r_i)$$
$$\Delta R_i = (R_i - R_{i-1})$$

Уравнения (1.15) представляют собой систему линейных алгебраических уравнений (относительно неизвестных $\Sigma_i^{(n+1)}$) следующего вида:

$$A_i \Sigma_{i-1}^{(n+1)} + B_i \Sigma_i^{(n+1)} + C_i \Sigma_{i+1}^{(n+1)} = D_i.$$
(1.16)

Совместно с уравнениями, реализующими граничные условия, эти уравнения формируют систему линейных алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей. Решение данной системы находится с помощью метода прогонки. Применение неявной схемы при аппроксимации исходного уравнения позволяет рационально выбирать шаг по времени, исходя из принятой точности, поскольку такой метод является абсолютно устойчивым. В данных расчетах шаг по времени выбирался исходя из скорости изменения поверхностной плотности. В частности, при идентификации конвективнонеустойчивых областей шаг по времени уменьшался.

1.1.2. Расчет вертикальной структуры

Для расчета вертикальной структуры диска используется тепловую модель из работы [Vorobyov and Pavlyuchenkov(2017)]. В модели решается одномерная задача о переносе излучения в вертикальном (полярном) направлении, при этом учитывается нагрев внутренними источниками, внешним излучением и перенос теплового излучения в самом диске. В модели предполагается, что единственным источником непрозрачности является пыль, причем пыль термически связана с газом. Отношение массы пыли к массе газе предполагается постоянным по всему диску и равным 10^{-2} . Для решения этой задачи излучение разделяется на ультрафиолетовое (звездное и межзвездное) и инфракрасное (тепловое) излучение самого диска. Интенсивность ультрафиолетового излучения находится путем прямого интегрирования уравнения переноса излучения. Так, нагрев диска ультрафиолетовым излучением звезды находится по формуле:

$$S_{\text{star}} = \frac{\kappa_{\text{P}}^{\text{uv}}L}{4\pi R^2} \exp\left(-\tau_{\text{uv}}/\cos\theta\right),\tag{1.17}$$

где $\kappa_{\rm P}^{\rm uv}$ — усредненный по Планку коэффициент поглощения для температуры звезды, L — светимость звезды, $\tau_{\rm uv}$ — оптическая толщина к УФизлучению в вертикальном направлении от заданного положения до верхней границы диска, $\cos \theta$ — косинус угла между нормалью к диску и направлением на звезду. Светимость звезды является суммой фотосферной и аккреционной светимости. Фотосферная светимость предполагается равной солнечной, аккреционная светимость вычисляется из темпа аккреции вещества из диска на звезду. При вычислении $\kappa_{\rm P}^{\rm uv}$ и $\tau_{\rm uv}$ использовалась температура излучения звезды $T_{\rm star} = 6000$ К. В наших расчетах $\cos \theta$ задавался постоянным по диску и равным 0.05. Это приближение существенно упрощает расчет внешнего нагрева, однако оно не описывает эффекты самозатенения, которые могут возникать при немонотонном распределении плотности. Нагрев межзвездным УФ-излучением рассчитывался по формуле:

$$S_{\rm bg} = D\kappa_{\rm P}^{\rm uv}\sigma T_{\rm bg}^4 \exp\left(-2\tau_{\rm uv}\right),\tag{1.18}$$

где $T_{\rm bg} = 10^4$ K, $D = 10^{-14}$ — температура и дилюция межзвездного излучения, σ — постоянная Стефана-Больцмана. Нагрев межзвездным излучением для рассматриваемых областей вносит незначительный вклад по сравнению с нагревом от центральной звезды и потому им можно пренебречь.

Для моделирования переноса теплового излучения решается система моментных уравнений в эддингтоновском приближении и с использованием усредненных по частоте коэффициентов поглощения:

$$c_{\rm V}\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_{\rm P}c(E - aT^4) + S \tag{1.19}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3\rho\kappa_{\rm R}} \frac{\partial E}{\partial z} \right) = -\rho\kappa_{\rm P}c(E - aT^4), \qquad (1.20)$$

где T — температура среды, E — плотность лучистой энергии, z — вертикальная координата, ρ — объемная плотность, c_V — теплоемкость среды, c— скорость света, a — постоянная Стефана, σ — поверхностная плотность, измеряемая от экватора, $\kappa_{\rm P}$ — коэффициент поглощения, усредненный по Планку, $\kappa_{\rm R}$ — коэффициент поглощения, усредненный по Росселанду. S функция нагрева (на единицу массы) звездным, межзвездным излучением, а также вязким трением:

$$S = S_{\text{star}} + S_{\text{bg}} + \frac{\Gamma_{\text{vis}}}{\Sigma}.$$
 (1.21)

Несмотря на то что, исходная тепловая модель является нестационарной, решение системы (3.2) находится в стационарном приближении. Другими словами, предполагается, что время прихода к тепловому равновесию в вертикальном направлении существенно меньше характерного времени вязкой эволюции на данном радиусе. Тестовые расчеты показывают, что это приближение хорошо работает во внешних областях диска, но может нарушаться в конвективно-неустойчивых областях, где характерные времена прихода к тепловому равновесию и времена вязкой эволюции сопоставимы. Однако использование нестационарной тепловой модели



Рис. 1.1. Левая панель: зависимости коэффициентов поглощения и рассеяния от длины волны для смеси силикатных и графитовых пылтнок. Правая панель: соответствующие коэффициенты поглощения, усредненные по Планку $\kappa_{\rm P}$, по Росселанду $\kappa_{\rm R}$ и по потоку $\kappa_{\rm F}$.

потребует также расчета переноса тепла в радиальном направлении, что находится за рамками используемого 1+1D подхода.

Важной особенностью тепловой модели является использование усредненных по Планку и Росселанду непрозрачностей, зависящих от температуры. Эти коэффициенты рассчитывались по частотно-зависимым коэффициентам поглощения и рассеяния для смеси графитовых и силикатных пылинок. Сами спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния рассчитаны с помощью теории Ми, при этом распределение пылинок по размерам бралось степенным $n(a) \propto a^{-3.5}$ с минимальным и максимальным радиусами пылинок $a_{\min} = 5 \times 10^{-7}$ см и $a_{\max} = 10^{-4}$ см. Соответствующие зависящие от длины волны и усредненные по частоте коэффициенты поглощения приведены на Рис. 1.1.

В модели не учитывается испарение пыли при температурах $T \geq 1500$ K, при которых должно происходить резкое уменьшение непрозрачности. При таких высоких температурах основной вклад в непрозрачность среды начинает вносить газ. Кроме того, при температурах $T \approx 2000$ K существенными становятся процессы диссоциации и ионизации водорода, однако это также не учитывается в модели. На Рис. 1.1 интервал темпера-

тур, где используемые непрозрачности, строго говоря, некорректны, отмечен желтым цветом. В данных расчетах температура среды, как правило, ниже этого критического диапазона, но в максимуме может приближаться к нему, что приводит к необходимости модификации модели. Однако, соответвующая модификация существенно усложнит тепловую модель, поэтому планируется провести такую модификацию в будущем.

Решение системы уравнений (3.1)–(3.2) находится с использованием полностью неявной схемы, что делает метод абсолютно устойчивым и снимает ограничения на временной шаг. Данный метод позволяет корректно рассчитывать тепловую эволюцию во всех участках диска, включая оптически-толстые области, в которых характерные времена процессов нагрева и охлаждения сопоставимы с динамическими временами. Метод моделирования тепловой структуры в данной модели тесно связан с методом восстановления вертикальной структуры диска в предположении локального гидростатического равновесия, которое находится из следующего уравнения:

$$\frac{k_B}{\mu_{\rm g} m_{\rm H}} \frac{d(\rho T)}{\rho \, dz} = -\frac{GM_*}{r^3} z - 4\pi G\sigma, \qquad (1.22)$$

где M_* — масса звезды. Первое слагаемое в правой части уравнения (3.7) учитывает вертикальную компоненту гравитационного поля звезды, второе слагаемое приближенно учитывает самогравитацию диска. При использованных параметрах модели самогравитацией диска можно пренебречь. Расчет вертикальной структуры диска позволяет получить полную информацию о распределении плотности и температуры в диске. Для решения уравнения гидростатического равновесия также используется устойчивый неявный метод.

Принципиальным условием эффективности работы этих методов является оптимальный выбор пространственной сетки в *z*-направлении. Пространственная сетка должна отслеживать все заранее неизвестные особенности решения (градиенты плотности и температуры) с учетом существенного ограничения на количество ячеек (не более 100) и больших градиентов плотности (до 10 порядков). Был разработан алгоритм построения и адаптивной модификации такой сетки, основанный на приближенном быстром решении уравнения гидростатического равновесия. Данный метод восстановления вертикальной структуры диска с расчетом переноса излучения был тщательно протестирован и сопоставлен с другими методами. В стационарном режиме распределения температуры хорошо согласуются с результатами моделирования структуры диска, полученными другими авторами. В нестационарном режиме характерные времена прихода к тепловому равновесию соответствуют аналитическим оценкам. Более подробное описание данного метода можно найти в статье [Vorobyov and Pavlyuchenkov(2017)].

1.2. Результаты моделирования

Рассмотрим результаты моделирования на момент времени 35 тыс. лет с начала эволюции принятой модели диска. С этого момента времени устанавливается периодический, вспышечный характер аккреции: внутренняя область диска (R < 3 а.е.) постепенно заполняется веществом, после чего происходит обусловленный конвекцией относительно быстрый сброс вещества из внутренней области на звезду и процесс повторятся. Этот момент времени далее условно будем считать нулевым. На Рис. 1.2 показаны радиальные распределения поверхностной плотности газа и темпа вязкого нагрева для нескольких моментов времени (отсчитываемых от нулевого), иллюстрирующих установившийся вспышечный режим аккреции.

На начальный момент времени поверхностная плотность во внутренней области диска R < 3 а.е. растет по направлению от звезды, что является последствием сброса вещества после предыдущего цикла. Экваториальная температура диска монотонно падает от внутреннего края диска до расстояния $R \approx 60$ а.е., а затем испытывает скачок. Этот скачок на



Рис. 1.2. Радиальные распределения поверхностной плотности (верхняя левая панель), темпа вязкого нагрева (верхняя правая панель), оптической тодщины к ИК-излучению (нижняя левая панель) и экваториальной температуры (нижняя правая панель) для нескольких моментов времени, иллюстрирующих развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки.

внешней границе связан с тем, что поверхностная плотность становится настолько малой, что диск становится прозрачным к УФ излучению звезды в вертикальном направлении, т.е. экваториальные области в рамках используемого одномерного приближения непосредственно греются звездным излучением.

Внутренняя область R < 3 а.е. заполняется аккрецирующим веществом за t = 3694 года. На этот момент распределение плотности во внутренней области становится более монотонным. Температура во внутренней области повышается, что связано с увеличением поверхностной плотности и аккреционного потока в ней. Оптическая толщина к ИК-излучению достигает величины $\tau_{\rm IR} \approx 400$ на радиусе R = 0.2 а.е.

После этого момента внутренняя область становится конвективнонеустойчивой. При этом область конвективной неустойчивости распространяется наружу, а на ее фронте формируется максимум плотности. На момент времени t = 3889 лет этот фронт достигает радиуса 0.5 а.е. На распределении темпа аккреционного нагрева видно, что энерговыделение внутри 0.5 а.е. на момент t = 3889 лет примерно на два порядка величины выше, чем до возникновения конвективно-неустойчивой зоны. Температура внутри конвективной зоны также существенно выросла, достигая значений 1000 К на радиусе 0.2 а.е. За границей конвективной области профиль температуры расположен чуть выше распределений, характерных для предыдущих моментов. Это является следствием того, что к фотосферной светимости звезды добавляется значительная прибавка, связанная с аккреционной светимостью, вызванной падением вещества из диска на звезду.

На момент времени t = 4042 года конвективный фронт достигает радиуса R = 3 а.е. Поверхностная плотность внутри этого радиуса значительно упала по сравнению с моментом перед вспышкой, а само распределение становится близким к радиальному профилю для нулевого момента времени, с тем отличием, что на нем видны слабые осцилляции. Как видно из Рис. 1.2, для t = 4042 года другие распределения также становятся близкими к распределениям для начального момента времени. С этого момента внутренняя область становится конвективно устойчивой и диск вступает в новую фазу накопления вещества.

На Рис. 1.3 показаны распределения плотности и температуры в полярном сечении диска для трех моментов времени, иллюстрирующих развитие вспышки аккреции. В верхнем ряду Рис. 1.3 показаны распределения для нулевого момента времени (начала цикла). Плотность во всем диске монотонно падает от экватора к верхней границе диска. Вблизи внутренней границы диска градиент плотности в вертикальном направлении составляет около 11 порядков величин (n(H₂) падает от 10¹⁴ на экваторе до 10³ см⁻³ на верхней границе). В то же время характер распределения температуры зависит от расстояния до звезды. При $R \gtrsim 1$ а.е. температура монотонно растет от экватора к атмосфере диска, тогда как при $R \lesssim 1$ а.е. температура в внутренней области диска вязкая диссипация начинает вносить существенный вклад в нагрев диска, в то время как при $R \gtrsim 1$ а.е. преимущественным источником нагрева является УФ излучение центральной звезды.

Во втором ряду Рис. 1.3 показаны распределения плотности и температуры для времени t = 3694 лет, соответствующего моменту непосредственно перед вспышкой аккреции. Сравнивая эти распределения с верхними панелями для нулевого момента, видно, что во внутренней области диска R < 3 а.е существенно возросла концентрация (до 10^{15} см⁻³) и температура (до 10^3 K) газа на экваторе, что связано с накоплением вещества в этой области в результате аккреции из внешних областей диска. Распределения плотности и температуры стали более гладкими в окрестности lg R(a.e.) = 0.5 по сравнению с распределениями для нулевого момента.

Распределения в нижнем ряду Рис. 1.3 относятся к моменту времени t = 3889 лет и соответствуют фазе развитой конвекции и сброса ве-



Рис. 1.3. Распределения концентрации газа (слева) и температуры газа (справа) в RZ-сечении диска для трех времен, иллюстрирующих развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки и указано в верхнем левом углу каждой панели. По оси ординат отложено отношение высоты над экватором к радиальному расстоянию до звезды. Конвективно-неустойчивые области выделены штриховкой.



Рис. 1.4. Отношение градиента температуры к адиабатическому градиенту как функция *z*-координаты для R = 0.2 а.е. (левая панель) и для R = 1 а.е. (правая панель) для момента 1665 лет, соответствующего фазе аккреционной вспышке. Приведены также линии, показывающие отношения 0 и -1.

щества из внутренней области. На распределении плотности в окрестности $\lg R = -0.3$ видна область повышенной плотности, соответствующая фронту распространения конвекции. Толщина диска внутри этой области несколько выше, чем для фазы накопления вещества, что связано с повышенной температурой в зоне конвекции. На всех распределениях штриховкой показаны области, удовлетворяющие критерию конвективной неустойчивости. Видно, что область конвективной неустойчивости располагается вблизи экватора и простирается до высоты $z/R \approx 0.03$.

На Рис. 1.4 построены распределения величины отношения градиента температуры dT/dz к модулю адиабатического градиента $g(z)/C_p$ вдоль z-направления для двух радиальных положений в диске на фазе аккреционной вспышки для момента t = 3889 лет. В распределении для R = 0.2 а.е. видна область, где это отношение опускается ниже значения -1, при котором выполняется условие конвективной неустойчивости. Для R = 1 а.е. также имеет место отрицательный градиент температуры вблизи экватора, но он по модулю величины не превосходит адиабатический. Поэтому конвективно-неустойчивой области на данный момент здесь не возникает.

На Рис. 1.5 приведены зависимомти аккреционного потока от радиуса

для момента непосредственно после предыдущей вспышки (t = 0 лет), для момента перед аккреционной вспышкой (3694 лет) и для самой фазы сброса вещества (3889 лет).

В фазе накопления вещества (0 < t < 3694 лет) диск можно условно разделить на две части — аккреционную и декреционную. В аккреционной части (R < 15 a.e.) поток отрицательный, т.е. вещество движется по направлению к звезде, в то время как в декреционной части (R > 15 a.e.) газ движется наружу. Положение границы между этими областями в нашей модели определяется постоянным притоком вещества из оболочки в кольцо 10–20 а.е. Значения потоков по абсолютной величине по обе стороны от этой границы близки к величине $0.5 \times 10^{-7} \ {
m M}_{\odot}/{
m год}$, т.е. к половине темпа аккреции из оболочки. Таким образом, около половины массы аккрецирующей оболочки поступает во внутреннюю часть диска, другая половина во внешнюю. Отметим, однако, что аккрецируемое из оболочки вещество подается на диск с кеплеровской скоростью, при других предположениях картина будет другой. В общем случае эта граница может сдвигаться по мере эволюции диска. На момент времени 3694 лет поток вещества в аккреционной части уменьшается по направлению к звезде, принимая минимальное значение на внутренней границе диска, что свидетельствует о процессе накопления вещества в этой области.

В фазе аккреционной вспышки (нижняя панель Рис. 1.5) на распределении потоков видна характерная особенность — пик положительного потока с амплитудой $5 \times 10^{-7} \,\mathrm{M_{\odot}}/\mathrm{rog}$ в окрестности 0.5 а.е., являющийся фронтом распространения области, охваченной конвекцией. Как уже было отмечено ранее, этот фронт распространяется наружу. Внутри области 0.5 а.е. аккреционный поток более чем на порядок превышает значения, характерные для фазы накопления. В то же время распределение потока перед конвективным фронтом, т.е. при R > 0.5 а.е. осталось прежним.

На Рис. 1.6 приведены зависимости темпа аккреции на звезду от вре-



Рис. 1.5. Радиальные распределения аккреционного потока для нулевого момента времени (верхняя панель) непосредственно перед вспышкой (средняя панель) и во время вспышки (нижняя панель). Положительное значение потока (верхняя часть каждого распределения) соответствует течению от звезды, отрицательное значение (нижняя часть распределения) — к звезде. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки и указано в верхней части каждой панели. Горизонтальные линии соответствуют потокам ±0.5 × 10⁻⁷ M_☉/год. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки.



Рис. 1.6. Зависимость темпа аккреции газа диска звездой от времени (левая панель) и аккреционной светимости (средняя панель) для временного интервала 12000 лет после установления вспышечного режима аккреции. Правая панель: темп аккреции на звезду во время фазы вспышки. Тонкой красной линией на средней панели показана аккреционная светимость всего диска, толстой синей линией — светимость, связанная с аккрецией газа с внутренней границы диска на звезду. Вертикальные оранжевые линии на правой панели соответствуют временам 3694, 3889 и 4042 года.

мени (левая панель) и аккреционной светимости (средняя панель) для временного интервала 12000 лет после установления вспышечного режима аккреции, а также темп аккреции на звезду во время фазы вспышки (правая панель). Аккреционная светимость всего диска (красная линия на Рис. 1.6) вычислялась интегрированием выражения (1.2) от внутренней до внешней границы диска. Аккреционная светимость, связанная с аккрецией газа с внутренней границы диска на звезду, вычислялась по формуле:

$$L_* = \frac{1}{2} \frac{GM_{\odot}M}{R_{\odot}},\tag{1.23}$$

где M_{\odot} и R_{\odot} — масса и радиус звезды (приняты солнечными). Из приведенных зависимостей видно, что интервал между вспышками составляет около 4000 лет, а сама конвективная фаза длится порядка 200 лет. Темп аккреции на звезду во время конвективной фазы примерно на два порядка величины превышает темп аккреции в спокойный период. Общий темп энерговыделения в самом диске и на поверхности звезды во время активной фазы составляет примерно $6L_{\odot}$, что в 50 – 100 раз превосходит значения, характерные для фазы накопления газа в нем.

1.3. Обсуждение

Сравнивая модельные темпы аккреции и светимости с молодыми вспышечными объектами типа FU Ori (фуоры) и EX Lup (экзоры), см. [Audard et al.(2014)Audard, Ábrahám, Dunham, Green, Grosso, Hamaguchi, Kastner, Kóspál, Lodato, Romanova et al.], можно заключить, что представленная модель достаточно хорошо воспроизводит характерную продолжительность вспышек фуоров (от нескольких десятков до сотен лет). Продолжительность спокойной фазы между вспышками фуоров сложно получить из наблюдений, она варьируется от нескольких тысяч лет [Vorobyov et al.(2018)Vorobyov, Elbakyan, Plunkett, Dunham, Audard, Guedel, and Dionatos] до нескольких десятков тысяч лет [Scholz] et al.(2013)Scholz, Froebrich, and Wood]. Предложенная модель находится около нижнего предела наблюдательных оценок. С другой стороны, максимальное значение темпа аккреции в течение вспышки находится около нижнего предела наблюдательных оценок и согласуется разве что с NGC 722 [Audard et al.(2014)Audard, Ábrahám, Dunham, Green, Grosso, Hamaguchi, Kastner, Kóspál, Lodato, Romanova et al.]. По максимальным значениям темпа аккреции и светимости наша модель больше согласуется со вспышками типа EX Lup, однако данные объекты отличаются значительно более короткими и частыми вспышками с длительностью от нескольких месяцев до нескольких лет [Audard et al. (2014) Audard, Abrahám, Dunham, Green, Grosso, Hamaguchi, Kastner, Kóspál, Lodato, Romanova et al.]. Следует заметить, что нами пока не изучен спектр возможных параметров модели. В частности, мы не исследовали как зависит эволюция диска от закона аккреции газа из оболочки на диск. Тестовые расчеты показывают, что при увеличении темпа аккреции из оболочки время между вспышками уменьшается, однако продолжительность и интенсивность вспышек сохраняются. Необходимо дальнейшее исследование



Рис. 1.7. Схема, иллюстрирующая вспышечный характер аккреции в протопланетных дисках. Слева: фаза накопления вещества. Справа: конвективная фаза.

вспышечной моды аккреции, вызванной конвективной неустойчивостью, для более детального сравнения с наблюдениями.

Представленная модель во многом носит иллюстративный характер в связи с обилием спорных физических приближений. Основная ее цель описать картину эволюции диска и показать возможную роль конвекции в обеспечении вспышечного режима аккреции. Схематически эта картина представлена на Рис. 1.7.

Важно помнить ряд принципиальных моментов, лежащих в основе модели и требующих особого внимания при ее дальнейшем развитии. Предполагается, что в диске наряду с конвекцией есть некоторый другой механизм, обеспечивающий «фоновою» вязкость. Именно благодаря этому механизму происходит перенос массы и углового момента в спокойной фазе эволюции диска. Благодаря этой фоновой вязкости происходит и накопление вещества во внутренней области диска. Конвекция в данной модели является триггером, обеспечивающим сброс вещества из внутренней области диска.

Принципиальным условием возникновения конвективно-неустойчивых областей в данной модели является рост непрозрачности среды с увеличением температуры, см. Рис. 1.1. При использовании непрозрачности, не зависящей от температуры, образующийся градиент температуры оказы-

36
вается не достаточно сильным для обеспечения условия (1.8). Рост непрозрачности с увеличением температуры приводит также к тому, что развитие конвекции во внутренней области диска является процессом с положительной обратной связью — увеличение темпа аккреции приводит к повышенному выделению энергии, росту температуры и как следствие к усилению условий конвективной неустойчивости. Однако конвективнонеустойчивая область сравнительно быстро (за время порядка ста лет) истощается — сильное уменьшение плотности приводит к падению темпов аккреции и энерговыделения, что в конечном итоге приводит к восстановлению конвективной устойчивости внутренней области. Таким образом, в данной модели конвекция является самоподдерживающейся только в короткие промежутки времени во внутренних областях диска, при этом важна роль фоновой вязкости для обеспечения ее запуска.

Условием квазипериодического (вспышечного) режима аккреции в рамках представленной модели является задание притока вещества в диск из оболочки. В текущей реализации модели аккреция газа из оболочки задавалась постоянной, область аккреции представляет собой кольцо между 10 и 20 а.е. В действительности темп аккреции и положение области аккреции вещества из оболочки зависят от времени, что необходимо учитывать при построении моделей, нацеленных на более корректное сопоставление модели с наблюдениями. При уменьшении темпа аккреции из оболочки и истощении диска внутренние области становятся более прозрачными к собственному тепловому излучению, а темп вязкого нагрева падает. Все это приводит к уменьшению экваториальной температуры и как следствие условия конвективной неустойчивости перестают достигаться.

Важным элементом модели является также метод расчета коэффициента вязкости в конвективно-неустойчивой области. Для этого используется приближение, в котором скорость конвективных элементов вычисляется из условия, что вся выделившаяся в результате вязкости тепловая энергия

37

переносится конвективным потоком. При таком подходе не учитывается, что часть энергии может переносится излучением, т.е. скорость конвективных элементов несколько завышается. В то же время при восстановлении вертикальной структуры диска не учитывается конвективный перенос энергии и лучистый перенос энергии в радиальном направлении т.е. распределение температуры находится только с учетом переноса излучения в вертикальном направлении, причем, в стационарном приближении. Для того, чтобы устранить эти несогласованности, планируется в дальнейшем использовать теорию длины пути перемешивания, которая с успехом применяется для учета конвекции при расчете структуры звезд.

Представленная картина явлется только одним из возможных сценариев вспышечного характера аккреции около молодых звезд. На данный момент уже предложены самые разнообразные модели для объяснений фуоров и экзоров. Например, в работе [Zhu et al. (2009) Zhu, Hartmann, Gammie, and McKinney] представлена двумерная гидродинамическая модель, в которой вспышечный характер аккреции обеспечивается магнитовращательной неустойчивостью, в то время как гравитационная неустойчивость ответственна за приток вещества во внутренние области диска из его внешней части. В работе [Vorobyov and Basu(2006)] вспышки фуоров объясняются падением гравитационно-связанных фрагментов, формирующихся в аккреционном диске и мигрирующих к звезде. Отмечается также, что для объяснения наблюдательных проявлений фуоров и динамики околозвездного газа необходимо наличие интенсивного ветра, генерируемого внутренними областями турбулизованного аккреционного диска [Milliner] et al. (2019) Milliner, Matthews, Long, and Hartmann]. В целом, рекурентная аккреционная активность является распространенным явлением в мире аккрецирующих объектов [Tutukov and Pavlyuchenkov(2019)].

В заключении подчеркну необходимость воспроизведения полученного вспышечного характера аккреции в рамках гидродинамической модели.

38

В гидродинамической модели развитие конвективных зон можно наблюдать непосредственно, т.е. отпадает необходимость феноменологического введения коэффициента вязкости в конвективной области. В гидродинамической модели, однако, необходимо уделить повышенное внимание расчету тепловой структуры диска и выбору подходящей пространственной сетки в связи с тем, что градиенты плотности от экватора к атмосфере диска достигают многих порядков величин.

1.4. Положения, выносимые на защиту

По результатам первой главы на защиту выносится следующее положение:

• В протопланетных дисках может реализовываться не самоподдерживающаяся конвективная неустойчивость при наличии дополнительного механизма переноса углового момента (напр., фоновой вязкости), что приводит к эпизодическому характеру аккреции при определенных условиях.

Глава 2. Режимы аккреции и долговременная динамика вязкого протопланетного диска при образовании конвективно-неустойчивых областей

В предыдущей Главе было продемонстрировано, что конвективная неустойчивость может приводить к нерегулярному характеру аккреции. В рамках модели вязкого диска было показано, что конвекция при наличии фоновой вязкости является процессом с положительной обратной связью, обеспечиваемой ростом непрозрачности газопылевой среды при увеличении температуры, и поэтому может быть ответственна за появление вспышек и эпизодической аккреции в ПД. Однако не исследовалось, как параметры модели влияют на данный вывод, и не был изучен характер эпизодической аккреции для различных темпов падения вещества из оболочки. Целью данной главы является более детальное исследование нерегулярного аккреционного режима, полученного в Главе . Данная глава организована следующим образом: в разделе 2.1 дано краткое описание используемой модели. В разделе 2.2 изучается влияние параметров модели на характер аккреции в рамках простейшего описания падения вещества из оболочки, используемого в Главе. Раздел 2.3 посвящен исследованию долговременной эволюции диска при более реалистичном описании аккреции вещества из оболочки. В разделе 2.4 кратко перечислены результаты данного исследования. Основные результаты исследования опубликованы в статье [?].

2.1. Описание модели

В данной Главе используется модель эволюции протопланетного диска из Главы . Приведем здесь только ключевые элементы данной модели. Рассматривается аксиально-симметричный геометрически тонкий вязкий кеплеровский диск без радиального градиента давления. Эволюция поверхностной плотности такого диска моделируется с помощью уравнения Прингла [Pringle(1981)] с учетом аккреции вещества из оболочки на диск (1.1).

Для идентификации конвективно-неустойчивых областей диска, одновременно с моделированием радиальной эволюции происходит восстановление вертикальной структуры диска. В приближении гидростатическиравновесного диска рассчитываются распределения плотности и температуры в полярном направлении. Основным фактором, управляющим эволюцией диска в рамках данной модели, является зависимость коэффициента вязкости $\nu(R,t)$ от радиуса. В модели принимается, что коэффициент вязкости является суммой фоновой и конвективной вязкости (идея о дополнительной вязкости в околозвездных дисках, связанной с конвекцией, более подробно обсуждается в работах [Lipunova and Shakura(2003), Hirose *et al.*(2014)Hirose, Blaes, Krolik, Coleman, and Sano, Coleman *et al.*(2016)Coleman, Kotko, Blaes, Lasota, and Hirose]):

$$\nu(R,t) = \nu_{\rm bg}(R) + \tilde{\nu}_{\rm c}(R,t). \tag{2.1}$$

Фоновая вязкость связана с некоторым неконвективным механизмом переноса углового момента (например, с магнитовращательной неустойчивостью [Balbus and Hawley(1991), Hawley and Balbus(1991)]) и обеспечивает непрерывную аккрецию газа. Эта вязкость задается уравнением (1.3), где параметр $\beta = 1$ выбран из условия воспроизведения закона распределения плотности в наблюдаемых протопланетных дисках [Williams and Cieza(2011)]. Источником возникновения конвекции в данной модели является выделение тепла за счет вязкой диссипации газа (1.10), где $\Gamma_{\rm vis}$ темп вязкой диссипации, приходящийся на единичную площадку диска на данном радиусе, M_* — масса звезды.

Конвективная вязкость ν_c отлична от нуля в конвективно-неустойчивых областях и рассчитывается согласно уравнению (1.9). Рассчитанная таким образом конвективная вязкость ν_c сглаживается по радиусу на масштабе H, формируя $\tilde{\nu}_c$, входящую в формулу (2.1). В Главе для нахождения характерной скорости конвекции V_c использовалось предположение, что вся выделившаяся в результате вязкой диссипации энергия переходит в кинетическую энергию его конвективного движения, что является верхней оценкой для этой величины. В данной главе дополнительно вводится коэффициент $\eta \leq 1$, который характеризует эффективность перехода тепловой энергии в конвективное движение:

$$\eta \Gamma_{\rm vis} = \frac{\rho_0 V_{\rm c}^2}{2} V_{\rm c}, \qquad (2.2)$$

где ρ_0 — экваториальная плотность.

При реконструкции вертикальной структуры диска наряду с вязкой диссипацией газа учитывается нагрев излучением центрального объекта. При этом его светимость складывается из фотосферной светимости звезды (принимаем ее равной солнечной) и аккреционной светимости, рассчитываемой по формуле:

$$L_{acc} = \frac{1}{2} \frac{GM_*\dot{M}_*}{R_*},$$
(2.3)

где R_* — радиус звезды, \dot{M}_* — темп аккреции из диска на звезду.

При решении уравнения (1.1) используются фиксированные значения поверхностной плотности на внутренней (0.2 а.е.) и внешней (200 а.е.) границах модельного диска. Значения плотности на границах выбраны сравнительно малыми, что реализует свободное вытекание вещества из рассматриваемой области. Как отмечалось в Главе, более сложные граничные условия требуют отдельного изучения. Исследованию важности внутреннего граничного условия при моделировании протопланетных дисков посвящена, в частности, работа [Vorobyov *et al.*(2019)Vorobyov, Skliarevskii, Elbakyan, Pavlyuchenkov, Akimkin, and Guedel].

В данной главе исследуется влияние четырех параметров модели на проявление эпизодического характера аккреции: 1) темпа аккреции из оболочки на диск \dot{M} ; 2) области питания, на которую аккрецирует вещество из оболочки $R_{\rm ring}$; 3) величины фоновой вязкости ν_0 ; 4) коэффициента эффективности конвекции *п*. В Главе задавался постоянный приток газа из оболочки на диск в кольцо между 10 и 20 а.е. с темпом аккреции $10^{-7} M_{\odot}$ /год, а также были использованы коэффициенты $u_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{с}$ и $\eta = 1$. Эта модель в дальнейшем будет называться базовой. В данной главе я рассмотриваю модели с темпами аккреции, отличающимися от базового на два порядка в обе стороны, что соответствует разбросу наблюдаемых в ПД темпов аккреции [Natta et al. (2006) Natta, Testi, and Randich, Ercolano et al. (2014) Ercolano, Mayr, Owen, Rosotti, and Manara]. Наряду с зоной питания 10–20 а.е. также исследуется случай, когда газ аккрецирует на диск в кольцо между 1 и 2 а.е., что более характерно для начальных этапов эволюции ПД. Другим важным параметром модели является фоновая вязкость, которая предопределяет время жизни диска и его массу. В базовой модели использовалось значение $u_0 = 10^{15} \text{ cm}^2/\text{c}$, которое соответствует относительно высокой турбулентной вязкости. Согласно оценкам из Главы, соответствующий этому значению альфа-параметр турбулентной вязкости [Shakura(1972), Shakura and Sunyaev(1973)] равен $\alpha = 0.1$. В представленной статье дополнительно рассмотривается модель с фоновой вязкостью на порядок меньше базовой, что ближе к наблюдаемым оценкам для проэволюционировавших ПД. Коэффициент эффективности конвекции $\eta = 1$, принятый в базовой модели, заведомо переоценивает переход тепловой энергии в конвективную, поскольку часть энергии должна переноситься излучением. Для ответа на вопрос, не исчезнут ли вспышки, вызываемые конвекцией, если существенная часть выделившейся энергии

Модель	$\dot{M},$	$R_{\mathrm{ring}},$	η	$\nu_0/10^{15},$
#	${ m M}_{\odot}/$ год	a.e.		cm^2/c
1	10^{-9}	10 - 20	1	1
2	10^{-7}	10 - 20	1	1
3	10^{-5}	10 - 20	1	1
4	10^{-9}	1 - 2	1	1
5	10^{-7}	1 - 2	1	1
6	10^{-5}	1 - 2	1	1
7	10^{-7}	10 - 20	1	0.1
8	10^{-7}	10 - 20	0.1	1

Таблица 2.1. Параметры рассматриваемых моделей

переносится излучением, рассмотривается модель с $\eta = 0.1$. В Таблице 2.1 перечислены параметры исследуемых моделей, а в Главе 2.2 описаны результаты моделирования.

В дополнение к этим моделям рассматривается модель для изучения долговременной эволюции диска с более реалистичными темпом аккреции и зоной питания, параметры которых меняются со временем. Соответствующая последнему случаю функция W(R, t) и результаты описаны в разделе 2.3.

2.2. Режимы дисковой аккреции

В данном разделе представлены результаты для моделей с постоянным (по времени и пространству) притоком вещества в диск из оболочки. Соответствующий темп притока вещества внутри области питания имеет вид:

$$W(R,t) = \frac{\dot{M}}{\pi (R_{\text{ring},2}^2 - R_{\text{ring},1}^2)},$$
(2.4)

где \dot{M} — интегральный темп притока из оболочки на диск, $R_{\rm ring,1}$ и $R_{\rm ring,2}$ — внутренний и внешний радиусы области питания. Моделирование проводилось до начала возникновения вспышек, если таковые возникали, и исследовались их характеристики. При этом, дальнейшая эволюция диска не рассматривалась. В этих расчетах масса центральной звезды ($M_* = 1 M_{\odot}$), ее радиус ($R_* = 1 R_{\odot}$) и ее светимость ($L_* = 1 L_{\odot}$) считались постоянными. В то же время учитывалась переменность интегральной светимости центрального объекта, связанная с аккрецией вещества из диска на звезду, см. формулу (2.3).

2.2.1. Модели с внешней областью питания

Рассмотрим результаты моделирования для случаев с внешней областью питания ($R_{\rm ring} = 10 - 20$ а.е.), отличающихся темпами аккреции из оболочки (Модели 1, 2 и 3) при фиксированных $\nu_0 = 10^{15}$ см²/с и $\eta = 1$. Эволюция распределений поверхностной плотности и темпа аккреции газа из диска на звезду для указанных моделей приведена на Рис. 2.3. В Модели 1 с 10^{-9} M_☉/год (верхняя панель Рис. 2.3) устанавливается квазистационарный режим, что видно по зависимости \dot{M} от времени. Распределение плотности для различных моментов времени имеют гладкий вид с небольшими особенностями вблизи области питания и внутренней границы диска, обусловленными граничными условиями. При таком относительно низком темпе аккреции конвективно-неустойчивые области в диске не возникают и его эволюция полностью определяется фоновой вязкостью. Темп аккреции из диска на звезду приближается к стационару со значением, близким к темпу притока вещества из оболочки.

При увеличении темпа притока газа на диск до $10^{-7} M_{\odot}$ /год (Модель 2) в нем устанавливается эпизодический характер аккреции. Эти параметры соответствует базовой модели из Главы , в которой дан ее детальный анализ. Вещество со временем накапливается во внутренней области диска, после чего эта область становится конвективно-неустойчивой. В конвективно-неустойчивой области общая вязкость увеличивается примерно на два порядка, что приводит к относительно быстрому сбросу вещества на диск. На средней панели Рис. 2.3 (левая колонка) приведены распределения плотности для нескольких моментов времени, иллюстрирующих данный процесс. Продолжительность фазы накопления ~3000 лет, конвективная фаза длится ~250 лет.

При дальнейшем увеличении темпа притока газа из оболочки на диск до $10^{-5} M_{\odot}$ /год (Модель 3, нижняя панель Рис. 2.3) растет частота аккреционных вспышек и максимальный темп аккреции. При повышенном притоке вещества из оболочки время накопления вещества до возникновения конвективной неустойчивости уменьшается (~700 лет), при этом максимальный темп аккреции на звезду во время конвективной фазы увеличивается на 2 порядка по сравнению с базовой моделью. Отмечаеся, что в Моделях 2 и 3 минимальный темп аккреции (между вспышками) сопоставим.

2.2.2. Модели с внутренней областью питания

Рассмотрим результаты для моделей с внутренней областью питания $(R_{\rm ring} = 1 - 2 \text{ a.e.}, \nu_0 = 10^{15} \text{ см}^2/\text{c}, \eta = 1)$ и разными темпами аккреции из оболочки: $\dot{M} = 10^{-9}, 10^{-7}, \text{ и } 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (Модели 4, 5 и 6, соответственно). Радиальные распределения поверхностной плотности и темпы аккреции вещества из диска на звезду для этого набора моделей приведены на Рис. 2.4. Для случая $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (Модель 4) видно, что конвективнонеустойчивые области не возникают. В полной аналогии с Моделью 1 распределения плотности имеют особенности вблизи границ диска и области питания.

Выделю ряд отличий между Моделями 5 и 2, имеющих внешний приток с темпом $10^{-7} M_{\odot}$ /год. Во-первых, стоит отметить уменьшение продол-



Рис. 2.3. Результаты моделирования эволюции диска для моделей с внешней областью питания (верхняя, средняя и нижняя панели для Моделей 1, 2 и 3, соответственно). Левая колонка: радиальные распределения поверхностной плотности, иллюстрирующие развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки. Правая колонка: темп аккреции вещества из диска на звезду.



Рис. 2.4. Результаты моделирования эволюции диска для моделей с внутренней областью питания (верхняя, средняя и нижняя панели для Моделей 4, 5 и 6, соответственно). Левая колонка: радиальные распределения поверхностной плотности, иллюстрирующие развитие вспышки аккреции. Время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки. Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки. Правая колонка: темп аккреции вещества из диска на звезду.

жительности фазы накопления вещества примерно на порядок величины (до ~250 лет) и сокращение конвективной фазы (вспышка длится, приблизительно, в 5 раз меньше: 50 лет вместо 250 лет в базовой). Во-вторых, для Модели 5 максимальный уровень аккреции вещества из диска на центральный объект на порядок ниже. К тому же, при внутренней области питания быстрее устанавливается вспышечный характер аккреции вещества на звезду.

Существенно больше отличий возникает между Моделями 3 и 6 с $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}$ /год. В Модели 6 внутренняя область не успевает освобождаться от накопленного вещества и постоянно пребывает в состоянии конвективной неустойчивости. Тем не менее, на зависимости аккреционного темпа от времени видны относительно слабые осцилляции в интервале от 10^{-5} до $10^{-6} M_{\odot}$ /год (нижняя панель Рис. 2.4). Эти осцилляции связаны с тем, что внешняя граница конвективной зоны, находящаяся за областью питания, неустойчива: в этой внешней зоне вещество накапливается и разряжается аналогичным образом, как и внутренние области в базовой модели диска.

Проанализируем более детально развитие вспышек в Моделях 2 и 5. На Рис. 2.5 для этих моделей показана более детальная эволюция распределений поверхностной плотности и зависимости темпа аккреции от времени в фазе вспышки. Как было отмечено в Главе , на распределениях плотности во время конвективной фазы появляются горбы, которые являются фронтами распространения конвективной области. По этим горбам можно легко идентифицировать положение конвективно-неустойчивой области. В Модели 2 конвективно-неустойчивая область возникает вблизи внутренней границы диска (0.2 а.е.) и далее распространяется наружу. Такое развитие конвективной области приводит к формированию П-образного профиля темпа аккреции (правая верхняя панель). В то же время, в Модели 5 конвекция инициализируется в области питания, распространяясь во внут-



Рис. 2.5. Детализация развития вспышки для Модели 2 (верхняя панель) и Модели 5 (нижняя панель). Левая колонка: радиальные распределения поверхностной плотности (время отсчитывается от конца предыдущей аккреционной вспышки). Вертикальной полосой показана область аккреции газа из оболочки. Правая колонка: темп аккреции вещества из диска на звезду. Положение и цвет вертикальных линий соответствуют распределениям на левой панели.

реннюю часть диска. Это приводит к аккумуляции вещества на внутреннем фронте и его резкому падению на звезду, что ведет к формированию Λ-образного профиля вспышки. Эти особенности профиля темпа аккреции могут быть важны для интерпретации наблюдений у молодых вспышечных объектов.

2.2.3. Влияние фоновой вязкости и коэффициента эффективности конвекции

Рассмотрим результаты Модели 7 (левая панель Рис. 2.6), в которой фоновая вязкость на порядок меньше, чем в базовой. Вспышки в данной модели начинают возникать на более поздних временах (после 225 тыс.

50

лет) по сравнению с базовой моделью (около 30 тыс. лет). Интервал между вспышками для случая с пониженной фоновой вязкостью увеличился примерно в 20 раз, на тот же фактор увеличилась и максимальная интенсивность аккреции во время вспышки. В Модели 7 существенно уменьшился минимальный темп аккреции (до $10^{-11} M_{\odot}$ /год). Эти особенности связаны с тем, что пониженная фоновая вязкость приводит к меньшему темпу вязкой диссипации, что позволяет накапливать больше массы в диске до возникновения конвективной неустойчивости. Таким образом, уменьшение фоновой вязкости не приводит к исчезновению вспышек, но преобразует их в менее частые, но более интенсивные. При этом, длительности самих вспышек в Моделях 2 и 7 сопоставимы. Это связано с тем, что во время конвективной фазы основной вклад в коэффициент вязкости $\nu(R, t)$ вносит конвективная вязкость ν_c (см. формулу (2.1)), которая не зависит от значения ν_0 .

На правой панели Рис. 2.6 показаны темпы аккреции для базовой модели и модели с пониженным коэффициентом эффективности конвекции. Видно, что уменьшение η также не приводит к исчезновению вспышек, но модифицирует их. Вспышки становятся на четверть более частыми, но менее интенсивными. Уменьшенная эффективность конвекции приводит к меньшему значению коэффициента конвективной вязкости $\nu_c(R, t)$, см. формулы (1.9)-(2.2). Так как конвективная вязкость становится меньше, менее интенсивной становится конвективная фаза, в результате чего диск сбрасывает во время вспышки меньшую массу, что приводит к уменьшению интервалов между самими вспышками.

Отмечу, что представленные модельные расчеты носят исключительно иллюстративный характер. Их основная цель — продемонстрировать возможную роль конвекции в обеспечении нестационарного режима аккреции в аккреционных дисках и качественно оценить важность некоторых параметров. В описанных выше Моделях 1–8 аккреция задавалась посто-



Рис. 2.6. Темп аккреции вещества из диска на звезду для различных моделей. Слева: базовая модель (Модель 2, $\nu_{15} = 1$) и модель с пониженной фоновой вязкостью (Модель 7, $\nu_{15} = 0.1$). Верхняя ось абсцисс соответствует базовой модели. Нижняя ось — Модели 7. Справа: базовая модель (Модель 2, $\eta = 1$) и модель с пониженным коэффициентом эффективности конвекции (Модель 8, $\eta = 0.1$).

янной во времени и пространстве. Проводилось моделирование до начала возникновения вспышек, если таковые возникали, и исследовали их характеристики. При этом, дальнейшая эволюция диска не рассматривалась. В действительности, и темп аккреции, и область падения из оболочки должны меняться со временем. В следующем разделе описано моделирование долговременной эволюции диска с учетом этой зависимости.

2.3. Эволюция ПД при переменном притоке вещества из оболочки

Для исследования долговременной эволюции диска необходимо задать реалистичную функцию W(R,t), описывающую темп притока вещества из оболочки. Для вычисления данной функции мы используем приближение о сохранении локального углового момента вещества аккрецирующей оболочки — остатка родительского протозвездного облака. В рамках данного приближения элемент объема, первоначально находившийся на расстоянии l от полярной оси, падает на так называемый центробежный радиус R_c :

$$R_c = \frac{l^4 \Omega^2}{GM_*},\tag{2.5}$$

на котором его угловая скорость становится равной кеплеровской. В данном выражении Ω — начальная угловая скорость рассматриваемого элемента, M_* — текущая масса звезды. Таким образом, в принятой модели предполагается, что элементы облака последовательно оседают на диск с локальной кеплеровской скоростью, причем каждому элементу облака соответствует свой радиус осаждения, вычисляемый из условия сохранения момента импульса элемента.

Если предположить, что исходное протозвездное облако является сферически-симметричным и вращается твердотельно, то функция W(R, t) имеет вид [Hueso and Guillot(2005)]:

$$W(R,t) = \frac{\dot{M}(t)}{8\pi R_c^2(t)} \left(\frac{R}{R_c(t)}\right)^{-3/2} \left[1 - \left(\frac{R}{R_c(t)}\right)^{1/2}\right]^{-1/2}, \qquad (2.6)$$

где $\dot{M}(t)$ — текущий полный темп аккреции из оболочки на диск, $R_c(t)$ граница области питания, т.е. центробежный радиус для аккрецируемого элемента из экваториальной плоскости. Для задания функций $\dot{M}(t)$ и $R_c(t)$ могут использоваться различные подходы, см. [Hueso and Guillot(2005)]. Данные функции берутся, аппроксимируя и экстраполируя результаты численного моделирования коллапса облака и последующей аккреции оболочки на звезду из работы [Pavlyuchenkov et al. (2015) Pavlyuchenkov, Zhilkin, Vorobyov, and Fateeval. Это возможно сделать, поскольку в указанной работе использовался лагранжевый метод, в рамках которого прослеживается эволюция отдельных элементов. При этом была использована угловая скорость начального облака $\Omega = 10^{-14} \text{ c}^{-1}$, что является характерным значением для ядер молекулярных облаков [Belloche(2013)]. На рис. 2.7 приведены используемые функции $\dot{M}(t)$, $R_c(t)$, а также вид функции W(R, t). Темп аккреции из оболочки на диск в интервале 0.2–0.7 млн. лет хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией. В связи с отсутствием данных для дальнейшей эволюции оболочки, используется эта



Рис. 2.7. Левая панель: темп аккреции из оболочки на диск. Черной линией показана экстраполяция численного решения. Средняя панель: зависимость границы области питания R_c от времени. Правая панель: вид функции W(R,t) для темпа аккреции $\dot{M} = 10^{-4} M_{\odot}/$ год и $R_c = 1$ a.e.

аппроксимацию и для больших времен. Центробежный радиус увеличивается со временем, достигая значения ≈ 180 а.е. на 0.8 млн. лет. Для больших времен используется постоянное значение 180 а.е. Из формы функции W(R,t) видно, что падающее на диск вещество неравномерно заполняет область внутри области питания диска. В частности, максимум W(R,t)вблизи нуля связан с падением вещества на диск из околополярных областей оболочки.

Поскольку в рамках данной модели исследуется долговременная эволюция диска, необходимо учитывать, что масса звезды растет за счет притока вещества из диска. Это учитывается, примая, что начальная масса звезды составляет 0.3 M_{\odot} и увеличивая ее в соответствии с аккрецированной массой. Одновременно с массой должны меняться также радиус звезды и ее фотосферная светимость, однако в целях упрощения этим пренебрегается, полагая радиус и светимость звезды равными солнечным. Как и в модели с постоянным притоком, аккреционная светимость центрального объекта переменна и вычисляется по формуле (2.3). Отмечу, что именно аккреционная светимость вносит больший вклад в светимость центрального объекта на ранних этапах эволюции диска. Значения коэффициентов $\nu_0 = 10^{15}$ см²/с и $\eta = 1$ были взяты из базовой модели и от времени не зависели.

Рассмотрим результаты расчета эволюции диска для данной модели.



Рис. 2.8. Левая панель: эволюция темпа аккреции вещества из диска на звезду (черный пунктир — заданный приток вещества из оболочки на диск). Правая панель: изменение массы диска и звезды со временем.

На Рис. 2.8 приведены зависимость темпа аккреции из диска на звезду от времени, а также изменение массы диска со временем. Заполненная область в распределении темпа аккреции в интервале 0.17–3.7 млн. лет указывает на вспышечный режим аккреции — на данном масштабе рисунка многочисленные вспышки сливаются в единую сплошную полосу. После 3.7 млн. лет вспышки прекращаются и темп аккреции плавно уменьшается со временем. Из сравнения темпа аккреции на звезду с темпом притока вещества из оболочки (пунктирная линия на левой панели Рис. 2.8) можно сделать вывод о том, что важным процессом является накопление массы диском. В первый миллион лет в диске накапливается значительная масса (см. правую панель Рис. 2.8) и его дальнейшая эволюция определяется перераспределением этой массы, в то время как приток вещества из оболочки становится пренебрежимо мал. Как максимальный, так и минимальный темпы аккреции во вспышечной фазе плавно уменьшаются в течение ≈ 2 млн. лет, после чего остаются практически постоянными до 3.7 млн. лет. Отмечу также, что изменение темпа аккреции в спокойной фазе (t > 3.7 млн. лет) хорошо согласуется с аналитической зависимостью $\dot{M} \propto t^{-5/4}$, которая соответствует диску с распределением вязкости $\nu \propto R$, см. формулу (6) из работы [Tutukov and Pavlyuchenkov(2004)].



Рис. 2.9. Темп аккреции вещества из диска на звезду для трех интервалов времени в окрестности 0.4 млн. лет (левая панель), 1.5 млн. лет (средняя панель) и 3.5 млн. лет (правая панель).

На Рис. 2.9 показаны характерные формы аккреционных вспышек для моментов времени в окрестности 0.4, 1.5 и 3.5 млн. лет. Очевидно, что вспышки имеют профили, отличные от тех, что были описаны для модели с постоянным притоком вещества. В частности, вспышки на 0.4 и 1.5 млн. лет имеют глубокие и узкие минимумы непосредственно перед максимумом. В то же время, вспышки на 3.5 млн. лет по морфологии похожи на те, что описаны в Разделе 2.2, но являются составными. Эти различия связаны с продвинутой эволюцией диска и влиянием внешних частей диска резервуаром массы для конвективно-неустойчивых областей, что не было учтено в модели с постоянным притоком.

В качестве примера проанализируем формирование вспышки для интервала времени в окрестности 1.5 млн. лет. На Рис. 2.10 представлены поверхностная плотность диска и суммарный коэффициент вязкости $\nu(R)$ для трех близких моментов времени. В условно начальный момент времени вся внутренняя область вплоть до 30 а.е. является конвективной, что видно по высокому коэффициенту вязкости (правая панель Рис. 2.10). С течением времени протяженность конвективной области уменьшается, т.е. ее граница двигается по направлению к звезде, достигая 2 а.е. на момент времени 227 лет. На момент времени 291 год внешняя граница этой конвективной зоны доходит до радиуса 0.35 а.е., и вскоре достигнет внутренней границы диска. На тот же момент времени видно, что образовалась новая конвек-



Рис. 2.10. Левая панель: радиальное распределение поверхностной плотности для трех моментов времени в окрестности 1.5 млн. лет. Правая панель: суммарный коэффициент вязкости $\nu(R,t)$ для тех же времен.

тивная зона внутри 0.7–5 а.е. Эта новая конвективная зона расширяется в обе стороны и впоследствии охватит всю внутреннюю зону вплоть до 30 а.е. Таким образом, новая конвективная фаза в диске начинает развиваться до того, как окончится предыдущая. Короткий пространственный интервал между границами конвективных зон (на Рис. 2.10 интервал между 0.35 и 0.7 а.е.) и обеспечивает узкий, глубокий минимум перед максимумом аккреции.

Представленные выше результаты позволяют утверждать, что конвекция может являться важным фактором, обеспечивающим нерегулярный характер аккреции из диска на звезду. На Рис. 2.11 (верхняя панель) показана долговременная эволюция радиального распределения поверхностной плотности и отмечены конвективно-неустойчивые области. Видно, что в процессе эволюции диска протяженность конвективно-неустойчивой области уменьшается с нескольких десятков до нескольких астрономических единиц, при этом фаза эпизодической аккреции длится менее 4 млн. лет. Эти результаты носят качественный характер, однако данная модель обладает рядом серьезных ограничений, отмеченных в Главе . Снятие этих ограничений может существенно усложнить картину эволюции диска. Одним из таких ограничений является то, что в модели не учитывается ис-



Рис. 2.11. Верхняя панель: долговременная эволюция радиального распределения поверхностной плотности. Штриховкой показаны области, которые становились конвективно-неустойчивыми. Средняя панель: эволюция радиального распределения экваториальной температуры. Штриховкой отмечены области, где температура в максимуме превышала 1500 К. Нижняя панель: распределение параметра Тоомре Q. Значения Q > 2 показаны красным цветом. Значения Q < 1 (оттенки голубого) указывают на гравитационно-неустойчивые области.

парение пыли и процессы диссоциации/ионизации газа, происходящие при высоких температурах. На средней панели Рис. 2.11 показана эволюция распределения экваториальной температуры и отмечены области с температурой более 1500 K, при которых становятся важными процессы испарения пыли. Очевидно, что эти области сконцентрированы во внутренних частях диска и более выражены на начальных временах. Видно, что они частично перекрывают области конвективной неустойчивости, что, безусловно, должно сказаться на картине эволюции диска. В то же время, область конвективной неустойчивости шире в пространстве и во времени, что оставляет выводы рассмотренной модели актуальными.

Другим ограничением модели является то, что в ней не учитывается самогравитация диска (уравнение (1.1) справедливо для кеплеровского диска). Между тем, как видно из Рис. 2.8, масса диска на ранних этапах эволюции сопоставима с массой звезды. На нижней панели Рис. 2.11 приведено распределение параметра Тоомре [Safronov(1960), Toomre(1964)]: $Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma}$, где c_s – скорость звука, Ω – кеплеровская скорость. Низкие значения этого параметра (Q < 1) указывают на гравитационно-неустойчивые области. Видно, что эти области возникают на начальных временах эволюции (t < 0.5 млн. лет) во внешних частях диска (R > 50 а.е.). Возникновение данных областей также должно влиять на эволюцию диска — в нем должны возникать рукава, фрагменты, взаимодействие которых друг с другом и с диском ведет к сложной динамике, см., например, [Vorobyov and Pavlyuchenkov(2017)]. Таким образом, на начальных временах эволюции диска конвекция может быть осложнена другими, возможно, более интенсивными управляющими процессами.

2.4. Заключение

В Главе было продемонстрировано, что конвективная неустойчивость в протопланетном диске может приводить к нерегулярному характеру ак-

креции на звезду. Однако этот вывод был проиллюстрирован единственной моделью с фиксированным набором параметров. В данной главе исследовалось, как параметры модели влияют на возникновение эпизодической аккреции и изучили характер этой аккреции для различных темпов падения вещества из оболочки и для различных областей питания диска. Результаты по данным моделям могут быть суммированы следующим образом:

- В зависимости от темпа притока вещества из оболочки на диск можно выделить три основных режима аккреции: а) при низком притоке конвекция не возникает и аккреция носит регулярный характер;
 б) при умеренном притоке конвективно-неустойчивые области возникают периодически, что приводит к нерегулярной (вспышечной) аккреции; в) при высоком притоке внутренние области диска могут становиться полностью конвективными, что приводит к слабоосциллирующему характеру аккреции, вызванному неустойчивостями за областью питания диска.
- Параметры вспышек (максимальная интенсивность, продолжительность и период) зависят от темпа притока веществ и положения зоны питания. Так, при повышении внешнего притока увеличивается интенсивность и частота вспышек. Смещение области питания к центру приводит к увеличению частоты вспышек и уменьшению их продолжительности.
- Возникновение эпизодического характера аккреции устойчивое проявление использованной модели диска. В частности, уменьшенные на порядок величины значения фоновой вязкости и эффективности конвекции не приводят к исчезновению вспышек, но модифицируют их.

В дополнение к этому анализу, была промоделирована долговременная эволюция диска, включающая в себя переменный приток вещества из оболочки W(R,t). С помощью этого расчета была прослежена эволюция диска от первых вспышек светимости до их полного прекращения и постепенного истощения диска. По результатам этого расчета сделаны следующие выводы:

- Важным эффектом эволюции диска с точки зрения проявления периодической аккреции является процесс накопления массы в диске за счет притока вещества из оболочки. В первый миллион лет в диске накапливается значительная масса и его дальнейшая эволюция определяется перераспределением этой массы, а не аккрецией из оболочки, которая становится пренебрежимо мала.
- Диск быстро становится конвективно-неустойчивым и остается таковым на протяжении почти 4 млн. лет. При этом неустойчивость захватывает область в несколько десятков астрономических единиц и далее постепенно сокращается.
- Параметры вспышек (интенсивность, продолжительность, частота), а также их форма меняются со временем, что связано с изменением массы диска и интегральным потоком вещества через него. При этом формы вспышек могут иметь весьма причудливый вид.

Нами были также проиллюстрированы ограничения модели — в представленных расчетах возникают условия для гравитационной неустойчивости, а также области с высокой температурой, где ожидается испарение пыли. Эти процессы не учитываются в модели. Кроме того, модель обладает и рядом других ограничений, которые были детально описаны в Главе . Поэтому представленные результаты носят во многом качественный характер. В частности, на ранних фазах эволюции диска конвекция может сосуществовать с другими, возможно, более интенсивными процессами. Мы полагаем, что дальнейшее исследование роли конвекции целесообразно проводить на базе более согласованных моделей, в которых будут учтены гидродинамические эффекты, испарение пыли, а также процессы диссоциации и ионизации газа.

2.5. Положения, выносимые на защиту

По результатам второй главы на защиту выносится следующее положение:

• Возникновение эпизодического характера аккреции — устойчивое проявление в рамках модели вязкого диска. В частности, уменьшенные на порядок величины значения фоновой вязкости и эффективности конвекции не приводят к исчезновению вспышек, но модифицируют их.

Глава 3. Моделирование тепловых поверхностных волн в протопланетном диске в 1+1D приближении

Недавние наблюдения, проведенные на комплексе телескопов ALMA, показали, что распределения поверхностной плотности не соответствуют гладким степенным законам, часто используемым теоретиками. Напротив, в масштабах от десятков до сотен a.e. повсеместно встречаются яркие кольца и темные промежутки (ALMA Partnership et al., 2015 [ALMA Partnership *et al.*(2015)ALMA Partnership, Brogan, Pérez, Hunter, Dent, Hales, Hills, Corder, Fomalont, Vlahakis *et al.*]; Andrews, 2020 [?]; Huang et al., 2018 [?]). На данный момент эти кольца и провалы чаще всего объясняются влиянием невидимых планет (Baruteau et al., 2014 [?]; Dong et al., 2015 [?]; Dipierro et al., 2016 [?]; Bae et al., 2017 [?]; Zhang et al., 2018 [?]). Однако было предложено множество альтернативных сценариев для объяснения этих особенностей. Одним из них является неустойчивость, связанная с затенением звездного излучения поверхностными неоднородностями диска.

Эта неустойчивость (в англоязычных изданиях известная как "Irradiation Instability" или "Thermal Wave Instability") может приводить к возникновению поверхностных волн, бегущих по направлению к звезде, и кольцеобразных структур в околозвездных дисках (D'Alessio et al., 1999 [D'Alessio *et al.*(1999)D'Alessio, Cantó, Hartmann, Calvet, and Lizano]; Dullemond, 2000 [Dullemond(2000)]; Watanabe & Lin, 2008 [Watanabe and Lin(2008)]; Siebenmorgen & Heymann, 2012 [?]). Механизм развития данной физической неустойчивости следующий. Если на поверхности диска образуется небольшой выступ, то освещенная сторона выступа, обращенная к звезде, получает больше звездного света, чем невозмущенная поверхность, и сильнее нагревается. Нагретые элементы выступа прогревают своим излучением более нижние слои диска, в результате чего образовавшийся выступ приподнимается еще сильнее. Поскольку обращенная к звезде сторона выступа нагревается сильнее обратной стороны выступа, то возмущение также начинает перемещаться по направлению к звезде.

За последнее время достигнут заметный прогресс в изучении данной неустойчивости, см. Ueda et al., 2021 [Ueda *et al.*(2021)Ueda, Flock, and Birnstiel] и Wu & Lithwick, 2021 [?]. В частности, в работе Wu & Lithwick, 2021 [?] в рамках аналитического приближения показано, что эта неустойчивость действительно имеет место, причем ключевую роль в развитии неустойчивости играет детальный учет зависимости H/h от расстояния (где H — оптическая высота диска, h — характерная гидростатическая шкала). Авторы [?] помимо аналитической модели представили также и полуаналитическую модель, в которой для расчета эволюции экваториальной температуры использованы результаты расчета функции нагрева с помощью кода переноса излучения RADMC-3D.

Целью данной главы является исследование поверхностной тепловой неустойчивости в рамках более детальной численной модели протопланетного диска, в которой одновременно решается задача переноса излучения звезды в двумерном вертикальном срезе и учитывается нестационарность тепловой структуры диска на всем вертикальном масштабе диска. Основные результаты исследования опубликованы в статье [Pavlyuchenkov *et al.*(2022)Pavlyuchenkov, Maksimova, and Akimkin].

3.1. Квазигидростатическая 1+1D модель протопланетного диска

Для расчета эволюции диска за основу взята модель из работ Vorobyov & Pavlyuchenkov, 2017 [Vorobyov and Pavlyuchenkov(2017)], Pavlyuchenkov et al., 2020 [Pavlyuchenkov *et al.*(2020)Pavlyuchenkov, Tutukov, Maksimova, and Vorobyov] и Maksimova et al., 2020 [?]. В данной модели решается задача пе-

реноса излучения, при этом учитывается нагрев звездным и межзвездным излучением, а также диффузия теплового (инфракрасного) излучения самого диска. Совместно с расчетом температуры происходит восстановление вертикальной структуры диска. Диффузия теплового излучения в модели рассчитывается только в вертикальном (z) направлении. Для ее моделирования решается система моментных уравнений переноса в эддингтоновском приближении:

$$c_{\rm V}\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_{\rm P}c(E - aT^4) + S \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3\rho\kappa_{\rm R}} \frac{\partial E}{\partial z} \right) = -\kappa_{\rm P} c (E - aT^4), \qquad (3.2)$$

где T — температура среды, E — плотность лучистой энергии, z — вертикальная координата, ρ — объемная плотность, c_V — теплоемкость газопылевой среды, c — скорость света, a — постоянная Стефана, κ_P [см² г⁻¹] — коэффициент поглощения, усредненный по Планку (на ед. массы газопылевой среды), κ_R [см² г⁻¹] — коэффициент поглощения, усредненный по Росселанду, S [эрг с⁻¹ г⁻¹] — функция нагрева (на ед. массы газопылевой среды) звездным и межзвездным излучением, $S = S^* + S_{bg}$.

Интенсивность ультрафиолетового излучения, необходимая для вычисления функции нагрева звездным излучением S^* , находится для каждой ячейки путем прямого интегрирования уравнения переноса излучения от звезды до рассматриваемого элемента среды по всему диску. Эта двумерная процедура отличается от метода, описанного в работе Vorobyov & Pavlyuchenkov, 2017 [Vorobyov and Pavlyuchenkov(2017)], где делалось предположение о постоянстве угла между направлением на звезду и поверхностью диска и тем самым задача там сводилась к одномерной. В модифицированном методе при интегрировании уравнения переноса вдоль луча находятся все его пересечения с границами ячеек, см. Рис. 3.3, что используется для точного вычисления полной оптической толщины.



Рис. 3.3. Иллюстрация процесса трассировки на используемой дискретной сетке. При интегрировании уравнения переноса излучения вдоль луча зрения от звезды до текущей ячейки, находятся все пересечения луча с границами ячеек (показаны черными точками на правой панели), что используется для точного вычисления полной оптической толщины. Конечные отрезки лучей, принадлежащих ячейкам, в которых вычисляется нагрев, выделены красным цветом.

Принципиальным моментом при вычислении функции нагрева звездным излучением в рамках нашей 1+1D-мерной модели является учет радиального градиента плотности внутри ячейки. В данной модели функция нагрева s^* [эрг см⁻³ с⁻¹] звездным излучением вычисляется следующим образом:

$$s^* = \rho^* \kappa \frac{L \exp\left(-\tau\right)}{4\pi R^2} \left(\frac{1 - \exp\left(-\Delta\tau\right)}{\Delta\tau}\right) \tag{3.3}$$

где L — светимость звезды, $\kappa \ [cm^2 r^{-1}]$ — коэффициент поглощения звездного излучения, R — радиальное расстояние от звезды до центра ячейки, τ — полная оптическая толщина на луче зрения до момента вхождения луча в ячейку, $\Delta \tau = \kappa \rho^* \Delta l$ — оптическая толщина самой ячейки вдоль луча, Δl — длина отрезка луча внутри ячейки, $\rho^* = \frac{1}{4} (\rho_L + 2\rho_i + \rho_r)$ — усредненная плотность вдоль луча. При выводе формулы (3.3) из формального решения уравнения переноса излучения предполагалось, что плотность вдоль луча



Рис. 3.4. Схема, поясняющая вычисление функции нагрева в ячейке.

внутри ячейки линейно изменяется от ρ_L до ρ_i и от ρ_i до ρ_R , см. схему на Рис. 3.4. Значения ρ_L и ρ_R , в свою очередь, находятся нами с помощью линейной интерполяции плотности между центром текущей ячейки и центрами прилегающих слева и справа ячеек:

$$\rho_L = \rho_i + \frac{x_i - x_L}{x_i - x_{i-1}} \left(\rho_{i-1} - \rho_i \right) \tag{3.4}$$

$$\rho_R = \rho_i + \frac{x_R - x_i}{x_{i+1} - x_i} \left(\rho_{i+1} - \rho_i\right)$$
(3.5)

Таким образом при вычислении функции нагрева вместо центральной плотности в ячейке (которая в процедуре расчете вертикальной структуры диска предполагается постоянной внутри ячейки) берется усредненное определенным образом по соседним ячейкам значение. При отсутствии такого (или более точного) усреднения ячейки с бо́льшими R не будут влиять на ячейки с меньшими R, и как следствие — будет отсутствовать исследуемый нами механизм возникновения тепловой волны, бегущей снаружи внутрь. При учете интерполяции плотности потенциальный механизм возникновения волновой неустойчивости становится следующим. Рассмотрим два соседних столбца, один из которых назовем внутренним, другой внешним. Пусть внешний столбец нагревается, тогда плотность ρ_{i+1} в его верхних слоях возрастает, т.к. возрастает характерная шкала высоты диска. Повышение плотности во внешних ячейках приводит к росту усредненной плотности ρ^* в прилегающих внутренних ячейках, что ведет к увеличению s^* . Дальнейшее развитие процесса будет зависеть от характерных тепловых времен и геометрических особенностях перехвата излучения внутренним столбцом.

Нагрев межзвездным УФ-излучением рассчитывался нами по формуле:

$$S_{\rm bg} = \kappa_{\rm uv} W \,\sigma T^4 \exp\left(-\tau\right) \left(\frac{1 - \exp\left(-\Delta\tau\right)}{\Delta\tau}\right),\tag{3.6}$$

где $\kappa_{\rm uv}$ — коэффициент поглощения для межзвездного излучения, $W = 10^{-14}$, $T_{\rm bg} = 10^4$ K — дилюция и температура межзвездного излучения, τ — оптическая толщина от поверхности диска до текущего элемента объема вдоль вертикального направления, $\Delta \tau$ — оптическая толщина текущего элемента, σ — постоянная Стефана-Больцмана. Нагрев межзвездным излучением включен в модель, поскольку он может быть сопоставим с нагревом от звезды во внешних частях диска в моменты затмений звезды на возникающих неоднородностях поверхности диска.

Решение системы уравнений (3.1)–(3.2) находится с использованием полностью неявной схемы, принцип построения которой аналогичен численной схеме для решения квазилинейного уравнения теплопроводности с переменными коэффициентами, описанной в книге Н.Н. Калиткина «Численные методы» [?]. При линеаризации уравнений и использовании метода Ньютона итерации могут расходится при достаточно высоком шаге по времени. Именно такая ситуация иногда (но достаточно высоком шаге по времени. Именно такая ситуация иногда (но достаточно редко) встречается и в данном случае. В случае расходимости итерационного процесса Ньютона мы используем процедуру дробления шага по времени. Используемый метод позволяет рассчитывать тепловую эволюцию во всех участках диска, включая оптически-толстые области, в которых характерные времена процессов нагрева и охлаждения сопоставимы с динамическими временами.

Метод моделирования тепловой структуры в данной модели тесно связан с методом восстановления вертикальной структуры диска в предположении локального гидростатического равновесия, которое находится из

следующего уравнения:

$$\frac{k_B}{\mu_{\rm g}m_{\rm H}}\frac{d(\rho T)}{\rho\,dz} = -\frac{GM_*}{r^3}z,\tag{3.7}$$

где k_B — постоянная Больцмана, $\mu_g = 2.3$ — средний молекулярный вес, m_H — атомная единица массы, G — гравитационная постоянная, M_* — масса звезды. Отмечу, что при восстановлении вертикальной структуры диска не учитывается самогравитацию диска, что оправдано для параметров диска, используемых в данной работе. Расчет вертикальной структуры диска позволяет получить полную информацию о распределении плотности и температуры в диске. Для решения уравнения гидростатического равновесия также используется неявный метод.

Принципиальным условием эффективности работы этих методов является оптимальный выбор пространственной сетки в *z*-направлении. Пространственная сетка должна отслеживать все заранее неизвестные особенности решения (градиенты плотности и температуры) с учетом существенного ограничения на количество ячеек и больших интервалов плотности газа (до 10 порядков). Разработан алгоритм построения и адаптивной модификации такой сетки, основанный на приближенном быстром решении уравнения гидростатического равновесия. Данный метод восстановления вертикальной структуры диска с расчетом переноса излучения был тщательно протестирован и сопоставлен с другими методами. В стационарном режиме распределения температуры хорошо согласуются с результатами моделирования структуры диска, полученными другими авторами. В нестационарном режиме характерные времена прихода к тепловому равновесию соответствуют аналитическим оценкам. Более подробное описание данного метода можно найти в статье Vorobyov & Pavlyuchenkov, 2017 [Vorobyov and Pavlyuchenkov(2017)].

В модели предполагается, что единственным источником непрозрач-

ности является пыль, причем температуры газа и пыли равны. Отношение массы пыли к массе газе предполагается постоянным по всему диску и равным 0.01. Особенностью тепловой модели является использование усредненных по Планку и Росселанду непрозрачностей, зависящих от температуры. Эти коэффициенты взяты из работы Pavlyuchenkov et al., 2020 [Pavlyuchenkov *et al.*(2020)Pavlyuchenkov, Tutukov, Maksimova, and Vorobyov], где они подробно описаны.

Основными входными параметрами модели является масса и светимость звезды, которые предполагаются солнечными, а также распределение поверхностной плотности, которые выбираются в виде:

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{R}{R_0}\right)^p} \right) \left(\frac{R}{R_{AU}}\right)^q, \qquad (3.8)$$

где Σ_0 — поверхностная плотность вблизи внутренней границы $R_{AU}=1$ a.e., q = -1 — наклон в распределении плотности, $R_0=3$ а.е., p=8 — параметры сглаживания распределения плотности вблизи внутренней границы диска. Внутренняя и внешняя границы диска равны 1 а.е. и 100 а.е., соответственно. При отсутствии сглаживания распределения поверхностной плотности вблизи внутренней границы диска внутренние ячейки перехватывают большую часть излучения звезды и сильно влияют на структуру и эволюцию диска, затрудняя анализ непосредственно самой поверхностной неустойчивости. Начальное состояние диска рассчитывается в предположении о постоянном угле вхождения излучения в диск в рамках тепловой модели Vorobyov & Pavlyuchenkov, 2017 [Vorobyov and Pavlyuchenkov(2017)]. Шаг по времени выбран постоянным и равным 0.1 года, что меньше характерных тепловых времен при используемых параметрах модели. Расчет проводится на сетке 200 радиальных × 120 вертикальных ячеек.

Преимуществом этой численной модели перед используемой в работе



Рис. 3.5. Структура модельного протопланетного диска при $\Sigma_0 = 10^2 \text{ г/см}^3$ на момент времени 10 лет после начала эволюции. Показаны распределение логарифма концентрации газа (слева сверху), логарифма температуры (слева снизу), логарифма функции нагрева УФ-излучением (справа сверху), логарифма плотности энергии ИК-изучения.

Wu & Lithwick, 2021 [?] аналитической моделью является рассмотрение детальной двумерной структуры диска. При этом проводится расчет нагрева диска УФ-излучением звезды с помощью прямого интегрирования переноса излучения звезды, а также моделирование диффузии собственного теплового излучения в вертикальном направлении.

3.2. Результаты моделирования

Моделирование эволюции диска в рамках описанного 1+1D-приближения показывает, что в диске самопроизвольно возникают возмущения, бегущие по направлению к звезде. Характеристики этих возмущений сильно зависят, в частности, от заданной поверхностной плотности диска. Рассмотрим результаты моделирования для диска с $\Sigma_0 = 10^2 \ \Gamma/\text{см}^3$ (соответствующая масса диска 7×10^{-3} M_☉). На Рис. 3.5 приведена структура диска (распределения плотности, температуры, функции нагрева УФ-излучением и плотности энергии ИК-излучения) на момент времени 10 лет после начала эволюции диска. В окрестности 35 а.е. видно возмущение в форме излома в распределении плотности — за этим изломом (фронтом) происходит увеличение характерной высоты диска. Развертка результатов моделирования по времени показывает, что данное возмущение распространяется снаружи внутрь. За фронтом отчетливо видно повышение функции нагрева звездным излучением в верхних слоях атмосферы, что связано с менее острым углом вхождения звездного излучения в диск. Максимуму функции нагрева в окрестности возмущения соответствует и максимум температуры. Температура также повышена в экваториальных слоях диска на некотором отдалении от излома — это связано с конечным временем прогрева внутренних слоев ИК-излучением поверхностных слоев. В окрестности возмущенного слоя повышена плотность энергии ИК-излучения, что также свидетельствует о большем прогреве данного слоя.

Временну́ю эволюцию диска удобно анализировать с помощью двумерной диаграммы с зависимостью распределения экваториальной температуры от времени, изображенной на левой панели Рис. 3.6. Бегущие внутрь волны хорошо на ней выделяются — им соответствуют максимумы, перемещающиеся справа налево с увеличением времени. Волны распространяются от внешней границы диска до области ≈ 3 а.е., которая прозрачна к УФ-излучению звезды (из-за малой плотности за счет сглаживания распределения $\Sigma(R)$). На данной диаграмме также построено распределение характерного теплового времени, вычисленного по формуле:

$$t_{\rm therm} = \frac{3}{8} \frac{p \Sigma \tau_{\rm IR}}{\sigma T_{\rm m}^3},\tag{3.9}$$


Рис. 3.6. Левая панель: эволюция распределений экваториальной температуры $T_{\rm m}$ для модели диска $\Sigma_0 = 10^2$ г/см³. По горизонтальной оси — расстояние до звезды в а.е., по вертикальной оси — время в годах. Черный профиль соответствует зависимости характерного теплового времени $t_{\rm therm}$ от расстояния для момента времени 30 лет. Правая панель: эволюция $T_{\rm m}$ для модели, в которой отсутствует интерполяция плотности в радиальном направлении при вычислении темпа нагрева звездным излучением.

где $\tau_{\rm IR} = \kappa_P \Sigma$ — оптическая толщина в вертикальном направлении для собственного теплового излучения, $T_{\rm m}$ — экваториальная температура, c_p — удельная теплоемкость, σ — постоянная Стефана–Больцмана. Формула (3.9) получена в предположении, что диск является оптически-толстым к собственному тепловому излучению, и служит оценкой для характерного времени нагрева (или охлаждения) экваториальных слоев до температуры $T_{\rm m}$. Периодичность возникновения волн \approx 3 года близка к максимальному характерному тепловому времени \approx 7 лет, т.е. возмущенные области диска действительно успевают прогреваться до экваториальных слоев.

На правой панели Рис. 3.6 показана эволюция экваториальной температуры для модели диска с теми же параметрами, но в которой отсутствует интерполяция плотности в радиальном направлении при вычислении темпа нагрева звездным излучением, т.е. где принято $\rho^* = \rho_i$, см. формулу (3.3). В данном случае в диске возникают несколько горбов, перехваты-

73



Рис. 3.7. Структура модельного протопланетного диска при $\Sigma_0 = 10^3 \ r/cm^3$ на момент времени 10 лет после начала эволюции.

вающих излучение звезды и затеняющих расположенные за ними области. Медленное движение этих горбов по направлению к звезде на начальных этапах эволюции связано с процессами установления самосогласованного решения на интервале характерных тепловых времен диска. Регулярных поверхностных волн в такой модели не возникает. Этот расчет показывает важность использования высоких порядков аппроксимации при интегрировании уравнения переноса излучения в данной задаче.

На Рис. 3.7 приведены распределения физических величин для модели с увеличенной на порядок поверхностной плотностью, $\Sigma_0 = 10^3 \text{ г/см}^3$, на момент времени 10 лет от начала эволюции. Структура данного диска неоднородная, в распределении плотности энергии ИК-излучения можно выделить два возмущения: в окрестности 10 и 40 а.е. Морфология данных возмущений в целом повторяет картину, описанную для предыдущей моде-



Рис. 3.8. Эволюция распределений температуры для модели диска с $\Sigma_0 = 10^3 \, \mathrm{r/cm^3}$. Левая верхняя панель: экваториальная температура в течение 20 лет. Левая нижняя панель: температура поверхности диска. Правая верхняя панель: температура на половине поверхностной плотности от верхней границы диска до экватора. Правая нижняя панель: долговременная эволюция экваториальной температуры в течение 1000 лет. Черной кривой показана зависимость характерного теплового времени $t_{\rm therm}$ от расстояния.

ли. Однако в отличие от предыдущей модели, область прогрева в окрестности возмущений не достигает экваториальной плоскости. Это хорошо видно из левой верхней панели Рис. 3.8, где показана эволюция распределения экваториальной температуры в первые 20 лет. На данной диаграмме волны не проявляются, за исключением слабых осцилляций в окрестности 3 а.е. Бегущие внутрь волны, однако, хорошо просматриваются на распределениях поверхностной температуры (левая нижняя панель Рис. 3.8) и температуры на половине поверхностной плотности до экватора (правая верхняя панель Рис. 3.8). На рассматриваемом временном интервале возмущения зарождаются в окрестности 20 а.е. и распространяются внутрь примерно за 3 года. По мере приближения к внутренней границе диска скорость распространения возмущений уменьшается. Период прохождения этих волн существенно короче характерного теплового времени t_{therm}, рассчитанного для всей толщи диска. Это видно из правой нижней панели Рис. 3.8, где построено распределение характерного теплового времени для всей толщи диска. Видно, что время $t_{\rm therm}$ составляет сотни лет для области между 3 и 20 а.е. На той же панели приведена эволюция экваториальной температуры диска в течение 1000 лет, т.е. на временах, сопоставимых с характерным тепловым временем диска. На данной диаграмме волны внутри 20 а.е. также не отождествляются, однако видны квазипериодические возмущения с периодом возникновения ≈100 лет, распространяющиеся внутрь с внешней границы диска. Очевидно, что волны во внешней области диска отождествляются на распределении экваториальной температуры в связи с тем, что характерные тепловые времена в этой области существенно меньше, чем в более внутренних частях, т.е. диск будучи возмущенным на поверхности в этих областях успевает прогреться вплоть до экватора.

3.3. Заключение

Основной целью данной главы являлась проверка возможности самопроизвольного возбуждения поверхностных тепловых волн в протопланетных дисках. Для достижения этой цели была модифицирована разработанная ранее 1+1D модель диска, засчет добавления в нее более точного (двумерного) расчета нагрева диска излучением звезды. В модифицированной модели нагрев рассчитывается с помощью интегрирования уравнения переноса вдоль всего диска и учитывается радиальный градиент плотности внутри ячейки, для которой вычисляется функция нагрева. Это позволяет учесть геометрические эффекты, имеющие принципиальное значение для данной задачи. Результаты моделирования показали, что в диске действительно развивается неустойчивость, приводящая к появлению возмущений, распространяющихся снаружи внутрь. Тем самым, подтверждается вывод о возможности самопроизвольного возбуждения поверхностных тепловых волн в протопланетных дисках, полученный ранее другими авторами.

В текущей модели диска был сделан акцент на изучении возникновения тепловых поверхностных волн по возможности "в чистом виде" в связи с тем, что до сих пор существуют вопросы их формирования. Поэтому многие процессы, существенные для эволюции диска, в данной модели не учтены. В частности, не учитывается внутренний вязкий нагрев, который может играть важную роль в эволюции диска, обеспечивая нерегулярный режим аккреции — этот эффект описан в Главах и 1.4. Пренебрегая вязким нагревом, фактически предполагается малый темп аккреции вещества через диск.

Безусловно, при температурах порядка тысяч градусов предположение данной модели о том, что непрозрачность вещества обусловлена только пылью, не выполняется. При таких температурах становятся важным испарение пыли, т.е. основной вклад в непрозрачность начинает вносить газ. При высоких температурах значительными становятся и другие процессы, такие как диссоциация водорода. При этом можно ожидать появление в диске различных неустойчивостей и связанной с ними сложной динамики. Это отдельная тема, требующая детального изучения. Можно заметить, что при используемых параметрах модели такие высокие температуры получаются только в самых внутренних (<3 а.е.) областях диска и не затрагивют более отдаленные слои, где зарождаются и начинают распространяться исследуемые нами волны.

В данной модели также не учитывались процессы осаждения, миграции, роста и разрушения пыли, которые играют важнейшую роль в протопланетных дисках. Их учет может существенно модифицировать или даже полностью подавить исследуемую неустойчивость диска, связанную с эффектами самозатенения. Отмечу также, что само по себе наличие пыли приводит к своим неустойчивостям, таким как потоковая неустойчивость [Youdin and Goodman(2005)]. Потоковая неустойчивость сейчас становится очень популярной для объяснения процессов турбулизации и формирования зародышей планет. Изучение этих процессов — отдельное направление, для чего разрабатываются сложные динамические модели. В данной работе все эти процессы не рассматривались, и изучение их взаимодействия с исследуемой неустойчивостью были отложены на будущее.

Существенным отличием полученных результатов от выводов аналитической модели Wu & Lithwick, 2021 [?] являются полученные характерные временные масштабы распространения возмущений. В рамках аналитической модели Wu & Lithwick, 2021 [?] характерное время распространения возмущений соответствует характерному тепловому времени для всей толщи диска — этот результат закономерен, поскольку в аналитической модели высота диска определяется именно экваториальной температурой. В данной модели времена распространения для оптически-толстых дисков оказываются существенно ниже времен t_{therm} . Такая ситуация объясняет-

78

ся тем, что бегущие возмущения не затрагивают всю толщину диска, т.е. механизм возбуждения волн может работать в приповерхностных слоях.

Полученные результаты свидетельствует о необходимости изучения данной неустойчивости в рамках более согласованной модели. Действительно, в основе использованного 1+1D подхода лежит несколько ключевых приближений, которые могут существенно искажать реальную картину. Такими приближениями являются: 1) гидростатическое равновесие в вертикальном направлении; 2) отсутствие диффузии теплового излучения в радиальном направлении; 3) отсутствие динамических эффектов, в том числе отсутствие динамической связи между областями диска в радиальном направлении. Влияние этих эффектов на возбуждение поверхностных тепловых волн необходимо исследовать в рамках двумерной или трехмерной гидродинамической модели с полноценным расчетом переноса излучения. Особое внимание в такой модели необходимо уделить деталям расчета функции нагрева звездным излучением.

3.4. Положения, выносимые на защиту

По результатам третьей главы на защиту выносится следующее положение:

• В рамках 1+1D-мерного подхода возможно самопроизвольное возбуждение поверхностных тепловых волн в протопланетных дисках, механизм возбуждения которых может работать в приповерхностных слоях.

Заключение

В данной диссертационной работе было проведено исследование структуры и эволюциии протопланетных дисков под влиянием конвективной неустойчивости и эффектов самозатенения.

Было продемонстрировано, что конвективная неустойчивость в протопланетном диске может приводить к нерегулярному характеру аккреции на звезду — устойчивому проявлению использованной модели диска. Также отмечено, что важным эффектом эволюции диска с точки зрения проявления периодической аккреции является процесс накопления массы в диске за счет притока вещества из оболочки. В первый миллион лет в диске накапливается значительная масса и его дальнейшая эволюция определяется перераспределением этой массы, а не аккрецией из оболочки, которая становится пренебрежимо мала. Дальнейшее исследование роли конвекции целесообразно проводить на базе более согласованных моделей, в которых будут учтены гидродинамические эффекты, испарение пыли, а также процессы диссоциации и ионизации газа.

Результаты 1+1D моделирования тепловых поверхностных волн показали, что в диске действительно развивается неустойчивость, приводящая к появлению возмущений, распространяющихся снаружи внутрь. Тем самым, подтверждается вывод о возможности самопроизвольного возбуждения поверхностных тепловых волн в протопланетных дисках, полученный ранее другими авторами. Существенным отличием полученных результатов от выводов аналитической модели других авторов являются полученные характерные временные масштабы распространения возмущений, демонстрирующие, что механизм возбуждения волн может работать в приповерхностных слоях. Полученные результаты подтакивают к дальнейшему исследованию эффектов самозатнения для широкого интервала параметров газопылевых дисков, в частности, в случае когда характерные тепловые и динамические времена сопоставимы.

Литература

O'dell and Wen(1994). C. R. O'dell and Z. Wen, ApJ 436, 194 (1994).

- Hashimoto et al.(2011)Hashimoto, Tamura, Muto, Kudo, Fukagawa, Fukue, Goto, Gr
 J. Hashimoto, M. Tamura, T. Muto, T. Kudo, M. Fukagawa,
 T. Fukue, M. Goto, C. A. Grady, T. Henning, K. Hodapp, et al., The
 Astrophysical Journal 729, L17 (2011), URL https://doi.org/10.1088/20418205/729/2/117.
- Avenhaus et al.(2018) Avenhaus, Quanz, Garufi, Perez, Casassus, Pinte, Bertrang, Cao
 H. Avenhaus, S. P. Quanz, A. Garufi, S. Perez, S. Casassus, C. Pinte, G. H.M. Bertrang, C. Caceres, M. Benisty, and C. Dominik, The Astrophysical
 Journal 863, 44 (2018), URL https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab846.
- ALMA Partnership et al.(2015)ALMA Partnership, Brogan, Pérez, Hunter, Dent, Ha ALMA Partnership, C. L. Brogan, L. M. Pérez, T. R. Hunter, W. R. F. Dent, A. S. Hales, R. E. Hills, S. Corder, E. B. Fomalont, C. Vlahakis, et al., ApJ 808, L3 (2015), 1503.02649.
- Andrews et al.(2018)Andrews, Huang, Pérez, Isella, Dullemond, Kurtovic, Guzmán, C S. M. Andrews, J. Huang, L. M. Pérez, A. Isella, C. P. Dullemond, N. T. Kurtovic, V. V. Guzmán, J. M. Carpenter, D. J. Wilner, S. Zhang, et al., ApJ 869, L41 (2018), 1812.04040.
- Parker et al.(2022)Parker, Ward-Thompson, and Kirk. R. Parker, D. Ward-Thompson, and J. Kirk, MNRAS 511, 2453 (2022).

Cameron(1978). A. G. W. Cameron, Moon and Planets 18, 5 (1978).

- Lin and Papaloizou(1980). D. N. C. Lin and J. Papaloizou, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 191, 37 (1980).
- Klahr(2007). H. Klahr, in *Convection in Astrophysics*, edited by F. Kupka,
 I. Roxburgh, and K. L. Chan (2007), vol. 239 of *IAU Symposium*, pp. 405–416.
- Cabot *et al.*(1987a)Cabot, Canuto, Hubickyj, and Pollack. W. Cabot, V. M. Canuto, O. Hubickyj, and J. B. Pollack, Icarus **69**, 423 (1987a).
- Cabot et al.(1987b)Cabot, Canuto, Hubickyj, and Pollack. W. Cabot, V. M. Canuto, O. Hubickyj, and J. B. Pollack, Icarus 69, 387 (1987b).
- Klahr et al.(1999)Klahr, Henning, and Kley. H. H. Klahr, T. Henning, and W. Kley, ApJ 514, 325 (1999).
- Klahr and Bodenheimer(2003). H. H. Klahr and P. Bodenheimer, ApJ 582, 869 (2003), astro-ph/0211629.
- Held and Latter(2018). L. E. Held and H. N. Latter, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 480, 4797 (2018), 1808.00267.
- Shakura and Postnov(2015a). N. Shakura and K. Postnov, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 448, 3707 (2015a), 1502.01888.
- Shakura and Postnov(2015b). N. Shakura and K. Postnov, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 451, 3995 (2015b), 1506.00526.
- Pavlyuchenkov et al.(2020)Pavlyuchenkov, Tutukov, Maksimova, and Vorobyov. Y. N. Pavlyuchenkov, A. V. Tutukov, L. A. Maksimova, and E. I. Vorobyov, Astronomy Reports 64, 1 (2020), 1912.08572.
- Pringle(1981). J. E. Pringle, Annual Review of Astronomy and Astrophysics 19, 137 (1981).

- Armitage(2011). P. J. Armitage, Annual Rev. of Astron. and Astrophys. 49, 195 (2011), 1011.1496.
- Williams and Cieza(2011). J. P. Williams and L. A. Cieza, Annual Rev. of Astron. and Astrophys. 49, 67 (2011), 1103.0556.
- Hartmann *et al.*(1998)Hartmann, Calvet, Gullbring, and D'Alessio.
 L. Hartmann, N. Calvet, E. Gullbring, and P. D'Alessio, ApJ 495, 385 (1998).
- Shakura and Sunyaev(1973). N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, Astron. and Astrophys. 24, 337 (1973).
- Cossins et al.(2009)Cossins, Lodato, and Clarke. P. Cossins, G. Lodato, and C. J. Clarke, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 393, 1157 (2009), 0811.3629.
- Landau and Lifshitz(1959). L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Fluid mechanics* (1959).
- Dullemond et al.(2006)Dullemond, Natta, and Testi. C. P. Dullemond, A. Natta, and L. Testi, The Astrophysical Journal Letters 645, L69 (2006), astro-ph/0605336.
- Chacón-Tanarro et al.(2019)Chacón-Tanarro, Pineda, Caselli, Bizzocchi, Gutermuth,
 A. Chacón-Tanarro, J. E. Pineda, P. Caselli, L. Bizzocchi, R. A. Gutermuth,
 B. S. Mason, A. I. Gómez-Ruiz, J. Harju, M. Devlin, S. R. Dicker, et al.,
 Astron. and Astrophys. 623, A118 (2019), 1901.02476.
- Klapp et al.(2014)Klapp, Sigalotti, Zavala, Peña-Polo, and Troconis.
 J. Klapp, L. D. G. Sigalotti, M. Zavala, F. Peña-Polo, and J. Troconis, ApJ 780, 188 (2014).
- Vorobyov and Pavlyuchenkov(2017). E. I. Vorobyov and Y. N. Pavlyuchenkov, Astron. and Astrophys. **606**, A5 (2017), 1706.00401.

- Audard et al.(2014)Audard, Abrahám, Dunham, Green, Grosso, Hamaguchi, Kastner M. Audard, P. Ábrahám, M. M. Dunham, J. D. Green, N. Grosso, K. Hamaguchi, J. H. Kastner, Á. Kóspál, G. Lodato, M. M. Romanova, et al., in Protostars and Planets VI, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (2014), p. 387, 1401.3368.
- Vorobyov et al.(2018)Vorobyov, Elbakyan, Plunkett, Dunham, Audard, Guedel, and I
 E. I. Vorobyov, V. G. Elbakyan, A. L. Plunkett, M. M. Dunham,
 M. Audard, M. Guedel, and O. Dionatos, Astron. and Astrophys. 613,
 A18 (2018), 1801.06707.
- Scholz et al.(2013)Scholz, Froebrich, and Wood. A. Scholz, D. Froebrich, and K. Wood, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 430, 2910 (2013), 1301.3152.
- Zhu *et al.*(2009)Zhu, Hartmann, Gammie, and McKinney. Z. Zhu,
 L. Hartmann, C. Gammie, and J. C. McKinney, ApJ **701**, 620 (2009),
 0906.1595.
- Vorobyov and Basu(2006). E. I. Vorobyov and S. Basu, ApJ **650**, 956 (2006), astro-ph/0607118.
- Milliner et al.(2019)Milliner, Matthews, Long, and Hartmann. K. Milliner, J. H. Matthews, K. S. Long, and L. Hartmann, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 483, 1663 (2019), 1811.12453.
- Tutukov and Pavlyuchenkov(2019). A. V. Tutukov and Y. N. Pavlyuchenkov, Submitted to Astron. Rep. (2019).
- Lipunova and Shakura(2003). G. V. Lipunova and N. I. Shakura, Izvestia Rossiiskoi Academii Nauk, Seria fizicheskaya **67**, 322 (2003).
- Hirose *et al.*(2014)Hirose, Blaes, Krolik, Coleman, and Sano. S. Hirose,O. Blaes, J. H. Krolik, M. S. B. Coleman, and T. Sano, ApJ **787**, 1 (2014), 1403.3096.

- Coleman *et al.*(2016)Coleman, Kotko, Blaes, Lasota, and Hirose. M. S. B. Coleman, I. Kotko, O. Blaes, J. P. Lasota, and S. Hirose, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **462**, 3710 (2016), 1608.01321.
- Balbus and Hawley(1991). S. A. Balbus and J. F. Hawley, ApJ **376**, 214 (1991).
- Hawley and Balbus(1991). J. F. Hawley and S. A. Balbus, ApJ **376**, 223 (1991).
- Vorobyov et al.(2019)Vorobyov, Skliarevskii, Elbakyan, Pavlyuchenkov, Akimkin, and E. I. Vorobyov, A. M. Skliarevskii, V. G. Elbakyan, Y. Pavlyuchenkov, V. Akimkin, and M. Guedel, Astron. and Astrophys. 627, A154 (2019), 1905.11335.
- Natta et al.(2006)Natta, Testi, and Randich. A. Natta, L. Testi, and S. Randich, Astron. and Astrophys. 452, 245 (2006), astro-ph/0602618.
- Ercolano et al.(2014)Ercolano, Mayr, Owen, Rosotti, and Manara.
 B. Ercolano, D. Mayr, J. E. Owen, G. Rosotti, and C. F. Manara, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 439, 256 (2014), 1312.3154.
- Shakura(1972). N. I. Shakura, Astronomicheskii Zhurnal 49, 921 (1972).
- Hueso and Guillot(2005). R. Hueso and T. Guillot, Astron. and Astrophys. 442, 703 (2005), astro-ph/0506496.
- Pavlyuchenkov et al.(2015)Pavlyuchenkov, Zhilkin, Vorobyov, and Fateeva. Y. N. Pavlyuchenkov, A. G. Zhilkin, E. I. Vorobyov, and A. M. Fateeva, Astronomy Reports 59, 133 (2015), 1502.04835.
- Belloche(2013). A. Belloche, in *EAS Publications Series*, edited by
 P. Hennebelle and C. Charbonnel (2013), vol. 62 of *EAS Publications Series*, pp. 25–66, 1305.0627.
- Tutukov and Pavlyuchenkov(2004). A. V. Tutukov and Y. N. Pavlyuchenkov, Astronomy Reports 48, 800 (2004).

Safronov(1960). V. S. Safronov, Annales d'Astrophysique 23, 979 (1960).

Toomre(1964). A. Toomre, ApJ **139**, 1217 (1964).

- D'Alessio et al.(1999)D'Alessio, Cantó, Hartmann, Calvet, and Lizano.
 P. D'Alessio, J. Cantó, L. Hartmann, N. Calvet, and S. Lizano, ApJ 511, 896 (1999).
- Dullemond(2000). C. P. Dullemond, A&A 361, L17 (2000), astro-ph/0007399.
- Watanabe and Lin(2008). S.-i. Watanabe and D. N. C. Lin, ApJ **672**, 1183 (2008), 0709.1760.
- Ueda et al.(2021)Ueda, Flock, and Birnstiel. T. Ueda, M. Flock, and T. Birnstiel, Astrophys. J. Lett. 914, L38 (2021), 2105.13852.
- Pavlyuchenkov et al.(2022)Pavlyuchenkov, Maksimova, and Akimkin. Y. N. Pavlyuchenkov, L. A. Maksimova, and V. V. Akimkin, Astronomy Reports 66, 321 (2022), 2203.06614.
- Youdin and Goodman(2005). A. N. Youdin and J. Goodman, ApJ **620**, 459 (2005), astro-ph/0409263.