На правах рукописи

(phool

Воробьев Эдуард Игоревич

Динамические процессы в газопылевых протопланетных дисках

01.03.02 – астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук в виде научного доклада

Ростов-на-Дону - 2022 г.

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении "Южный федеральный университет"

Содержание

1	Вве	дение		
2	Численная гидродинамическая модель FEOSAD			
	2.1	Модель тонкого диска	16	
	2.2	Модель тонкого диска с реконструкцией вертикальной струк-		
		туры	18	
	2.3	Динамика и рост пылевой подсистемы диска	1	
	2.4	Учет различной температуры газа и пыли	2	
	2.5	Учет эффектов магнитного поля. Мертвые зоны	2^{2}	
	2.6	Фазовые превращения летучих химических соединений	2'	
3	Ди	намическая и тепловая эволюция протозвездных и про-		
	топ	ланетных дисков	28	
	3.1	Гравитационная неустойчивость и фрагментация протозвезд-		
		ных дисков	23	
		3.1.1 Гравитационная фрагментация дисков: свойства и на-		
		блюдательные проявления	2	
		3.1.2 Определение масс протозвездных дисков	3	
		3.1.3 Признаки гравитационной неустойчивости в простран- ственно разрешенных изображениях протозвездных дис-	0.0	
	2.0	КОВ	კ. ე	
	3.2	Формирование кольцевых структур в протопланетных дисках	3	
	び.び り 4	Влияние внешней среды на эволюцию протопланетных дисков	3	
	3.4	Сравнение моделеи тепловои эволюции дисков	40	
4	Всп	ышечная мода протозвездной аккреции	42	
	4.1	Вспышки аккреции, вызванные падением газовых сгустков	42	
	4.2	Вспышки аккреции, вызванные магниторотационной неустой-		
		чивостью (МРН)	48	
	4.3	Вспышки аккреции, вызванные пролетом внешней звезды че-		
		рез протопланетный диск	5	
	4.4	Отличительные характеристики трех механизмов вспышек ак-		
		креции	5^{\prime}	
	4.5	Вспышки аккреции в дисках с пониженной металличностью.	50	
	4.6	Вспышки аккреции в ранней Вселенной и их влияние на рост		
	. –	первичных сверхмассивных звезд	58	
	4.7	Вспышки аккреции у массивных протозвезд в Галактике	60	
	4.8	Влияние вспышек на динамическую и химическую эволюцию	_	
		ДИСКОВ	6	

	4.9	Влияние вспышек на эволюцию молодых звезд до главной по- следовательности. Решение "проблемы светимости"	64
5	Фор	омирование планет-гигантов и коричневых карликов	68
6	Дин	амика и рост пыли в протопланетных дисках	72
7	Зак	лючение	74

1 Введение

Актуальность темы

Поиски истоков нашего происхождения неизбежно приводят нас к проблеме формирования звезд и планет. Согласно современным представлениям, звезды образуются в результате гравитационного коллапса плотных и холодных газопылевых конденсаций, состоящих в основном из молекулярного водорода и гелия с небольшой примесью более тяжелых элементов и пылевых частиц (суб-)микронного размера. В свою очередь плотные дозвездные конденсации формируются в результате турбулентного сверхзвукового сжатия газа (Padoan et al., 2001), фрагментации протяженных волокон внутри гигантских молекулярных облаков (Hacar & Tafalla, 2011) или медленного вытеснения магнитного поля за счет амбиполярной диффузии (Shu, 1987). Однако большая часть вещества коллапсирующей дозвездной конденсации, прежде чем попасть на звезду, формирует околозвездный газопылевой диск благодаря сохранению углового момента вращения падающего вещества. Именно в этом, так называемом протопланетном диске позднее образуются планеты либо в результате гравитационной неустойчивости (Kuiper, 1951; Boss, 2003; Vorobyov, 2013), либо в результате столкновительного роста пылевых частиц, сопровождаемого потоковой неустойчивостью для преодоления барьера роста (Safronov & Zvjagina, 1969; Pollack et al., 1996; Youdin & Goodman, 2005) или аккрецией гальки для ускорения роста протопланетных ядер (Lambrechts & Johansen, 2014), либо в результате комбинации обоих процессов (Boss, 1998; Nayakshin, 2010; Vorobyov & Elbakyan, 2019).

Все известные механизмы формирования планет существенным образом зависят от свойств протопланетных дисков, в частности, от их массы, температуры, а также эффективности роста, дрейфа и концентрации пылевых частиц. В свою очередь, структура дисков определяется сложным динамическим взаимодействием между падением вещества из протозвездного облака на диск, нагревом центральной протозвездой и процессами переноса и потери вещества и углового момента диском. Таким образом, исследование формирования и динамической эволюции околозвездных газопылевых дисков является актуальной задачей и имеет исключительно важное значение для понимания процессов образования звезд и планет.

Начало третьего тысячелетия ознаменовалось взрывным интересом к изучению протопланетных дисков в связи с обнаружением все большего числа экзопланет с характеристиками, существенно отличающимися от планет Солнечной системы. В частности, обнаружение планет-гигантов на орбитах в несколько десятков и даже сотен астрономических единиц подстегнуло интерес к процессу гравитацонной неустойчивости и фрагментации диска (Kratter & Lodato, 2016), как к наиболее вероятному механизму формирования данных объектов (Boss, 2003; Vorobyov, 2013). Более того, оказалось, что гравитационная фрагментация может объяснить формирование ледяных гигантов в результате оседания пыли внутри газовых сгустков, с последующим приливным урезанием газовых оболочек при миграции сгустков по направлению к протозвезде (Nayakshin, 2017). Однако склонность к гравитационной неустойчивости и фрагментации существенным образом зависит от массы дисков, наблюдательные оценки которых страдают от неопределенностей в температуре, оптической толщине и непрозрачности пыли, а также в угле наклона диска к лучу зрения. Изучение и понимание возможных ошибок в оценке масс протопланетных дисков приобретает первоочередное значение для понимания процессов формирования планет. В этой связи наблюдательное детектирование проявлений гравитационной неустойчивости и фрагментации является актуальной задачей и усилия наблюдателей сейчас сконцентрированы в данном направлении (Liu et al., 2016; Tobin et al., 2016).

Детальное численное гидродинамическое моделирование динамики молодых газопылевых дисков показало, что гравитационная фрагментация диска представляет собой нечто большее, чем один из возможных механизмов образования планет. В частности, данный процесс кардинально меняет характер аккреции вещества из диска на протозвезду, приводя к развитию переменной аккреции с эпизодическими вспышками вместо плавного темпа аккреции, предсказанного более ранними моделями сферического коллапса дозвездных конденсаций (Shu, 1977). Эволюция гравитационно неустойчивых дисков характеризуются длительными пассивными фазами с низким темпом аккреции и светимости, которые прерываются короткими, но ин-

6

тенсивными вспышками с темпом аккреции $\dot{M} > 10^{-5} M_{\odot}$ /год, схожими по амплитуде со вспышечными звездами типа FU Ориона. В данном сценарии вспышки аккреции вызваны приливным разрушением газопылевых сгустков с последующей аккрецией их вещества на звезду. Сгустки формируются во внешних областях диска и мигрируют по направлению к звезде в результате гравитационного взаимодействия с другими сгустками или спиральными волнами плотности (Vorobyov & Basu, 2005; Vorobyov & Basu, 2010; Tsukamoto et al., 2013).

Следует отметить, что к настоящему времени предложено несколько теоретических моделей эпизодических вспышек светимости у звезд типа FU Ориона, отличных от авторской модели гравитационной фрагментации диска. К таким моделям, например, относятся тепловая неустойчивость во внутренних областях диска (Bell & Lin, 1994), приливное взаимодействие в тесных двойных системах (Bonnell & Bastien, 1992) и молодых звездных скоплениях (Pfalzner, 2008), а также развитие магниторотационной неустойчивости в околозвездных дисках (Armitage et al., 2001; Zhu et al., 2009). Каждая модель вспышек по своему уникальна и может оказывать различное влияние на динамическую и химическую эволюцию дисков, в связи с чем разработка методов их дифференцирования по кинематическим и морфологическим особенностям является актуальной и до сих пор плохо изученной задачей.

Дальнейшие исследования показали (Dunham & Vorobyov, 2012), что свойственная гравитационно неустойчивым дискам переменная аккреция с эпизодическими вспышками может разрешить так называемую «проблему светимости» (Kenyon et al., 1990), согласно которой средняя светимость протозвезд в молодых очагах звездообразования на порядок величины меньше, чем предсказанная в стандартных моделях сферического коллапса плотных молекулярных облаков (Shu, 1977). Вспышки аккреции сопровождаются увеличенным энерговыделением в результате высвобождения гравитационной потенциальной энергии аккрецирующего вещества, что в свою очередь может отражаться на динамической и химической эволюции дисков и окружающих их оболочек (Lee, 2007; Wiebe et al., 2019). Вспышки могут оказывать влияние на рост пылевых частиц в диске (Hubbard, 2016). Более того, вспышки аккреции оказывают существенное влияние на свойства самих протозвезд, эволюция которых может зависеть от доли аккреционной энергии, поглощенной протозвездой (Baraffe, Vorobyov, et al., 2012). Недавние наблюдения массивных очагов звездообразования в Галактике показали, что вспышки аккреции и светимости присущи не только маломассивным звездам суб-солнечной массы, но также и массивным протозвездам (Caratti o Garatti et al., 2017). Более того, протозвездная аккреция у молодых звездных объектов с металличностью ниже солнечной, включая первичные звезды во Вселенной, возможно также характеризуется вспышками (Sakurai et al., 2015), что указывает на универсальный характер вспышечной моды аккреции в теории звездообразования, независимо от массы и химического состава среды, в которой формируются звезды. Таким образом, изучение феномена переменной аккреции с эпизодическими вспышками в контексте звездо- и планетообразования является важной и актуальной задачей.

Недавние наблюдения на интерферометре ALMA показали, что протопланетные диски редко характеризуются профилем плотности газа и пыли, плавно спадающим с расстоянием, как можно было предположить из простых моделей вязкой эволюции диска (Weizsäcker, 1943; Pringle, 1981). Оказалось, что диски зачастую обладают разнообразной пространственной структурой, включая кольца и кометообразные формирования, соединяющие диск с окружающей средой (Andrews et al., 2018; Akiyama, Vorobyov, et al., 2019). Природа кольцевых структур загадочна, часто их объясняют гравитационным взаимодействием недавно сформировавшихся планет с веществом диска (Picogna & Kley, 2015), но возможны и другие причины. Например, кольцевые структуры могут возникать на линии вымерзания летучих соединений (Zhang et al., 2015), или же вообще быть лишь оптическим эффектом, связанным с вариацией коэффициента поглощения пылевой среды (Akimkin, Vorobyov, et al., 2020). Особый интерес в контексте планетообразования представляют так называемые мертвые зоны, возникающиие во внутренних областях диска из-за особенностей динамики и нагрева газа. Мертвые зоны также приводят к формированию кольцеообразных структур, в которых происходит накопление и рост пылевых частиц (Flock et al., 2015), однако условия их формирования и характер их временной эволюции требует более детального изучения для понимания роли мертвых зон в процессе формирования первичных блоков протопланет.

Важно отметить, что околозвездные газопылевые диски не обязательно представляют собой изолированные образования. Диски могут аккрецировать вещество из внешней среды даже когда родительское облако, внутри которого формируется диск, давно диссипировало. Гигантские молекулярные облака представляют собой турбулентную и по своей природе хаотическую среду, в которой отдельные коллапсирующие ядра могут наращивать массу и угловой момент из сети волокон, соединяющих очаги звездообразования (Padoan et al., 2001; Hacar & Tafalla, 2011). Не исключено, что вектор углового момента аккрецируемого материала может претерпевать значительные изменения как по величине, так и по направлению, что может существенно влиять на эволюцию диска. Таким образом, изучение взаимодействия протопланетного диска с внешней средой приобретает особую актуальность.

Наконец, исследование динамики пылевой компонены диска носит исключительно важное значение для понимания процессов формирования планет. Рост пылевых частиц с последующим накоплением в локальных максимумах давления может приводить к развитию потоковой неустойчивости и формированию планетезималей как первичных блоков протопланет (Youdin & Goodman, 2005). Таким образом, разработка численных гидродинамических моделей протопланетных дисков с учетом динамики и роста пылевых частиц является одной из актуальных задач современной астрофизики (Маров и др., 2021).

Суммируя вышесказанное становится очевидным, что околозвездные газопылевые диски являются сложными незамкнутыми динамическими объектами, для изучения которых необходим комплексный подход, сочетающий наблюдения с высокоэффективным численным гидродинамическим моделированием. Изучение дисков имеет ключевое значение для понимания процессов формирования звезд и планет, зарождения жизни и в конечном счете нашего происхождения. В этой связи данная диссертационная работа несет следующие основные цели.

Цели диссертации

1. Разработка численного гидродинамического комплекса для расчета формирования и длительной эволюции протозвездных и протопланет-

ных дисков с учетом газовой и пылевой подсистем диска, основных механизмов переноса массы и углового момента, а также процессов нагрева и охлаждения в диске.

- Исследование гравитационной неустойчивости и фрагментации газопылевых дисков и их наблюдательных проявлений. Совершенствование модели формирования планет-гигантов в результате гравитационной фрагментации диска.
- Исследование вспышечной моды протозвездной аккреции у молодых звезд различной массы и металличности. Определение влияния вспышек аккреции и светимости на динамическую и химическую эволюцию протопланетных дисков, а также на свойства молодых звезд до главной последовательности.
- 4. Исследование динамики и роста пыли в гравитационно неустойчивых протопланетных дисках на начальных стадиях формирования планет.

Результаты, выносимые на защиту

- 1. Разработаны методы моделирования динамических процессов в газопылевых протопланетных дисках, позволяющие исследовать длительную эволюцию данных объектов с учетом различной металличности, динамики пылевой компоненты диска, а также раздельных температур газа и пыли.
- 2. Предложено объяснение феномена вспышек светимости у молодых звезд солнечной массы типа FU Ориона в результате приливного разрушения газопылевых сгустков и последующей аккреции их вещества на звезду. Сгустки формируются в процессе гравитационной фрагментации протопланетных дисков.
- Показано, что модель приливного разрушения газопылевых сгустков является универсальным механизмом вспышек аккреции и светимости, присущим широкому спектру молодых звездных объектов, включая массивные звезды и звезды низкой металличности.

- 4. Продемонстрировано существенное влияние вспышек аккреции и светимости на динамическую и химическую эволюцию протопланетных дисков. Найдено, что динамическое сжатие диска после вспышек светимости может приводить к развитию гравитационной фрагментации и формированию эмбрионов планет-гигантов.
- 5. Показано существенное влияние на динамическую эволюцию протопланетных дисков процесса поступления вещества из внешней среды на диск. Продемонстрировано, что в зависимости от характеристик движения внешней среды, могут образовываться компактные или протяжённые диски, а также диски с обратным вращением относительно направления вращения звезды.
- Подтверждено, что гравитационная фрагментация протопланетного диска может приводить к формированию планет-гигантов и коричневых карликов на орбитальных расстояниях от нескольких десятков до несколько сотен астрономических единиц.
- 7. Продемонстрировано, что процесс роста пыли происходит уже на ранней стадии формирования протопланетного диска, при этом максимальный размер и масса выросшей пыли существенным образом зависят от фрагментационных свойств пылинок и степени турбулентности среды. Найдено, что локальное отношение массы пыли к массе газа в гравитационно неустойчивых протопланетных дисках с выраженной фрагментацией сильно неоднородно по всей протяженности диска.

Научная новизна

В работе впервые сделано следующее.

 Установлено, что переменная протозвездная аккреция с эпизодическими вспышками не является особенностью дисков солнечной металличности, но также присуща дискам с металличностью в 10–100 раз ниже солнечной. Представлено теоретическое объяснение вспышек светимости у массивных протозвезд (> 8M_☉) на основе модели гравитационной фрагментации диска.

- 2. Показано, что околозвездные диски с различными механизмами вспышек аккреции могут иметь кинематические особенности, в частности, степень отклонения скоростных каналов от симметричного кеплеровского образца, пригодные для дифференциации механизмов вспышек.
- Установлена зависимость частоты вспышек аккреции и светимости в модели магниторотационной неустойчивости диска от массы протозвезды. Вспышки практически отсутствуют у звезд с конечной массой меньше 0.2 M_☉ из-за слабовыраженного характера мертвой зоны во внутренних областях диска.
- Установлена возможная причинно-следственная связь между вспышками светимости в модели гравитационной фрагментации диска и узловатой структурой протозвездных джетов, вызванной эпизодическим увеличением темпа аккреции и, следовательно, темпа выброса вещества джетом.
- 5. Показано, что гидродинамические модели с гравитационно неустойчивыми дисками решают проблему светимости, согласно которой средняя светимость протозвезд в молодых очагах звездообразования на порядок величины меньше, чем соответствующее значение, предсказанное упрощенными аналитическими моделями сферического коллапса протозвездных облаков.
- Показано, что локальное отношение массы пыли к массе газа в гравитационно неустойчивых дисках с выраженной фрагментацией может быть сильно неоднородно по всей протяженности диска, показывая локальные отклонения на порядок величины от канонического значения 1/100.
- 7. Установлено, что величина и направление движения внешней среды по отношению к диску может существенным образом влиять на пространственную морфологию и эволюцию протопланетных дисков. Например, в случае падения вещества из внешней среды, двигающейся в противоположном по отношению к диску направлению, могут формироваться вращающиеся в противоположных направлениях внутренний

и внешний протопланетные диски, разделенные глубокой щелью. Данный сценарий может приводить к формированию звездных систем с массивными планетными или субзвездными компонентами, характеризующимися обратным вращением относительно звезды, давая возможное объяснение таким пекулярным системам, как WASP-17b.

- 8. Показано, что многотельное гравитационное взаимодействие между центральной звездой и компактными газовыми сгустками, формирующихся в гравитационно неустойчивом диске, может приводить к выбросу сгустков из диска. Внутренняя структура выброшенных сгустков отличается от того, что можно было бы ожидать от гравитационно неустойчивых сгустков, образованных в результате турбулентной фрагментации молекулярного облака.
- 9. Показано, что газовые сгустки, формирующихся во внешних областях протозвездных дисков в результате гравитационной фрагментации, могут избежать радиальной миграции и приливного разрушения, приводя к формированию планет-гигантов и коричневых карликов на орбитальных расстояниях в несколько сотен астрономических единиц.
- 10. Найдено, что столкновение гравитационно неустойчивого диска с внешней звездой может приводить к выбросу из диска газовых сгустков и даже элементов спиральных рукавов, которые образовались в протозвездном диске до столкновения, причем проградные столкновения более эффективны в данном процессе, чем ретроградные столкновения. Масса выброшенных сгустков находится в пределах, характерных для коричневых карликов, приближаясь в некоторых случаях к верхнему пределу планет-гигантов.

Научная и практическая значимость

Результаты диссертационной работы опубликованы в международных журналах первого квартиля. Общее число цитирований на результаты диссертации согласно научной базе SCOPUS составляет около одной тысячи. Численный гидродинамический комплекс FEOSAD активно используется для моделирования газопылевых дисков в России и за рубежом, в частности, в Институте Астрономии РАН, в Австрии (Венский университет), Канаде (Университет Западного Онтарио) и Японии (Университет Киото). На основе модели FEOSAD частично или полностью защищены три кандидатские диссертации (Россия, Япония). Предложенная автором модель вспышек аккреции в результате приливного разрушения газопылевых сгустков является в настоящий момент одной из общепринятых моделей, объясняющих вспышки типа FU Ориона. С использованием результатов диссертации были неоднократно поданы, одобрены и выполнены заявки на наблюдения молодых звездных объектов на интерферометре ALMA и телескопе с адаптивной оптикой Subaru.

Личный вклад автора

В диссертации представлено две единоличных работы автора и 33 совместные работы. В совместных работах вклад автора является либо ведущим, либо равным вкладу других авторов. В список положений, выносимых на защиту, включены лишь те результаты и выводы, в которых вклад автора является основным.

Апробация работы

Результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинарах в следующих университетах и институтах: Институт астрономии РАН (Москва, Россия), Главная астрономическая обсерватория РАН (Санкт-Петербург, Россия), Санкт-Петербургский государственный университет (Санкт-Петербург, Россия), Южный федеральный университет (Ростов-на-Дону, Россия), Universitats Sternwarte Munchen (Мюнхен, Германия), Max Planck Institute for Astronomy (Гейдельберг, Германия), University of Zurich (Цюрих, Швейцария), Technical University of Vienna (Вена, Австрия), National Astronomical Observatory of Japan (Митака, Япония); Kyoto University (Киото, Япония), Thüringer Landessternwarte (Таутенбург, Германия), Bern University (Берн, Швейцария), Université Paris-Saclay (Париж, Франция), Tokyo University (Токио, Япония), Ibaraki University (Мито, Япония), Konkoly Observatory (Будапешт, Венгрия), Geneva University (Женева, Швейцария), Nagoya State University (Нагойя, Япония), University of Tuebingen (Тьюбинген, Германия), University of Western Ontario (Лондон, Канада), University of Vienna (Вена, Австрия).

Результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: •

"The predictive power of computational astrophysics", 362-й онлайн-симпозиум Международного астрономического общества, 8-12 ноября 2021 г., • Всеросийская астрономическая конференция, Москва, Россия, 23-28 августа 2021 г., • "The UX Ori type stars and related topics", Санкт-Петербург, Россия, 30 сентября - 4 октября 2019 г. (приглашенный), • "Challenges and Innovations in Computational Astrophysics", Санкт-Петербург, Россия 16-20 сентября 2019 г (приглашенный), • "Gravitational instability: unresolved problems in forming planets, brown dwarfs and stellar companions", Лестер, Великобритания, 27-29 июня 2018 г. (приглашенный), • "Disk instabilities across cosmic scales", Секстен, Италия, 17-23 июля 2017 г. (приглашенный), • "Disk formation workshop 2017", Лейден, Нидерланды, 24-27 июля 2017 г. (приглашенный), • "Star Formation from Cores to Clusters", Сантьяго, Чили, 6-9 марта 2017 г. (приглашенный), • "European week of astronomy and space science", Афины, Греция, 3-7 июля 2016 г. (приглашенный), • "The astrophysics of planetary habitability", Вена, Австрия, 12-18 февраля, 2016 г., • "The formation of the solar system II", Берлин, Германия, 2-4 июня, 2015 г., • "Disk dynamics and planet formation", Ларнака, Кипр, 29 июня - 3 июля, 2015 г., • "Accretion and outflows through the scales", Лион, Франция, 1-3 октября, 2014 г. • "Oort workshop 2014: Episodic accretion", Ляйден, Нидерланды 13-15 мая, 2014 г. (приглашенный), • "Brown dwarfs come of age", Фуэртовентура, Испания, 20-24 мая, 2013 г. (приглашенный).

Ниже приведено основное содержание работы.

2 Численная гидродинамическая модель FEOSAD

В данной главе кратко представлен численный гидродинамический комплекс FEOSAD (Formation and Evolution of Stars and Disks), разработанный автором диссертации для моделирования динамических процессов в протозвездных и протопланетных дисках (Vorobyov & Basu, 2015; Vorobyov et al., 2018c; Vorobyov et al., 2020a). FEOSAD включает ключевые физические механизмы, вовлеченные в процесс звездо- и планетообразования, и позволяет в настоящее время наиболее полно моделировать эволюцию дисков в двухмерном приближении на временах, соизмеримых со временем жизни диска.

2.1 Модель тонкого диска

Моделирование формирования и длительной эволюции протозвездных и протопланетных дисков является сложной вычислительной задачей из-за необходимости охвата больших пространственных и временных масштабов (от десятой доли до тысяч астрономических единиц на временах до нескольких миллионов лет). Полностью трехмерное моделирование пока не реализовано для такой задачи из-за чрезмерно высоких требований к вычислительным ресурсам. Поэтому для моделирования эволюции дисков на временах до нескольких миллионов лет в основном используется численное решении разных модификаций одномерного уравнения диффузионного типа (Kimura et al., 2016), полученного из одномерных уравнений гидродинамики с использованием ряда упрощающих предположений (например, несущественность градиентов давления) в работах Weizsäcker (1943), Lüst (1952), и обобщенного в работе Pringle (1981).

Автором диссертации разработан альтернативный и более точный подход к численному исследованию формирования и длительной эволюции дисков, основанный на решении уравнений (магнитной-)гидродинамики в двухмерном (r, ϕ) приближении тонкого диска. Приближение тонкого диска предполагает малость вертикальных движений и градиентов гидродинамических величин в вертикальном направлении по сравнению с соответствующими величинами в срединной плоскости диска, что позволяет перейти к уравнениям тонкого диска посредством интегрирования соответствующих трехмерных уравнений гидродинамики в вертикальном направлении. Данный подход обоснован, если вертикальная шкала высоты диска Н много меньше радиального расстояния от звезды r, что подтверждается аналитическими оценками, численными расчетами и наблюдениями протопланетных дисков (Vorobyov & Basu, 2010; Vorobyov et al., 2013b). Предположение тонкого диска также используется и в одномерном уравнении диффузионного типа. Однако двухмерная модель тонкого диска обладает рядом несомненных преимуществ, поскольку основана на прямом решении гидродинамических уравнений и позволяет учитывать развитие неосесимметричных структур (таких как спиральные рукава плотности и вихри), а также корректно описывать градиенты давления, необходимые для расчета дрейфа пыли.

Основные уравнения гидродинамики в приближении тонкого диска представлены в работе Vorobyov & Basu (2015)

$$\frac{\partial \Sigma_{\rm g}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}_p \cdot (\Sigma_{\rm g} \mathbf{v}_p) = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Sigma_{g} \mathbf{v}_{p} \right) + \left[\mathbf{\nabla} \cdot \left(\Sigma_{g} \mathbf{v}_{p} \otimes \mathbf{v}_{p} \right) \right]_{p} = -\mathbf{\nabla}_{p} \mathcal{P} + \Sigma_{g} \, \mathbf{g}_{p} + (\mathbf{\nabla} \cdot \mathbf{\Pi})_{p}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}_{p} \cdot (e \mathbf{v}_{p}) = -\mathcal{P}(\boldsymbol{\nabla}_{p} \cdot \mathbf{v}_{p}) - \Lambda + \Gamma + (\boldsymbol{\nabla} \mathbf{v})_{pp'} : \Pi_{pp'}, \qquad (3)$$

где $\Sigma_{\rm g}$ - это поверхностная плотность газа, $\mathbf{v}_p = v_r \hat{\mathbf{r}} + v_\phi \hat{\phi}$ - компоненты скорости газа в плоскости диска, \mathcal{P} - вертикально интегрированное давление газа, \mathbf{g}_p - гравитационное ускорение в плоскости диска, учитывающее гравитацию центральной звезды и самогравитацию диска, e - внутренняя энергия газа на единицу площади диска, $\mathbf{\Pi}$ - тензор вязких напряжений, описывающий эффект турбулентной вязкости с α -параметризацией Шакуры и Сюняева (Shakura & Sunyaev, 1973), и $\nabla_p = \hat{\mathbf{r}} \partial/\partial r + \hat{\phi} r^{-1} \partial/\partial \phi$ - компоненты оператора набла в плоскости диска. Уравнения гидродинамики замкнуты уравнением состояния идеального газа $\mathcal{P} = (\gamma - 1)e$ с отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 7/5$, что соответствует молеклярному водороду, как основному компоненту диска.

Эффекты нагрева излучением звезды и охлаждения тепловым излучением пыли описываются темпами нагрева и охлаждения Γ и Λ

$$\Lambda = \frac{16\tau_{\rm P}\sigma T_{\rm mp}^4}{1 + 2\tau_{\rm P} + \frac{3}{2}\tau_{\rm R}\tau_{\rm P}}, \quad \Gamma = \frac{16\tau_{\rm P}\sigma T_{\rm irr}^4}{1 + 2\tau_{\rm P} + \frac{3}{2}\tau_{\rm R}\tau_{\rm P}}, \tag{4}$$

где $\tau_{\rm P}$ и $\tau_{\rm R}$ - это планковская и росселандовская оптические толщины, $T_{\rm mp}$ - температура газа в срединной плоскости диска и $T_{\rm irr}$ - температура внешнего излучения, учитывающая вклад от звезды и внешней среды.

Численная модель FEOSAD решает уравнения (1)-(3) с помощью метода конечных объемов, подробно описанном в работе Stone & Norman (1992). Адвективный перенос рассчитывается с помощью метода кусочных парабол третьего порядка точности (Colella & Woodward, 1984), что обеспечивает низкую диффузивность метода. Охлаждение и нагрев вычисляются неявным методом Ньютона-Рафсона. Верификация программного комплекса FEOSAD выполнена на стандартных тестах, включая распад разрыва и тест на сохранение полного углового момента (Vorobyov & Basu, 2006). Сравнение модельных темпов протозвездной аккреции с известными темпами аккреции у звезд типа T Тельца показало хорошее согласие (Vorobyov & Basu, 2008; Vorobyov & Basu, 2009а), что указывает на корректное вычисление переноса массы и углового момента гравитационными и вязкими моментами сил. Оценка вклада искусственной вязкости в перенос массы и углового момента показала, что соответствующие темпы аккреции на много порядком величины меньше, чем темпы аккреции, вызванные такими физическими процессами, как турбулентная вязкость и гравитационная неустойчивость диска (Vorobyov & Basu, 2007).

2.2 Модель тонкого диска с реконструкцией вертикальной структуры

В работе Vorobyov & Pavlyuchenkov (2017с) впервые предложена модификация двухмерной гидродинамической модели тонкого диска с учетом переноса излучения в вертикальном направлении и реконструкции вертикальной тепловой и пространственной структуры диска. В данном подходе вместо вычисления аналитических темпов охлаждения Λ и нагрева Г в уравнениях (1)–(3) рассчитываются следующие моментные уравнения диффузионного переноса инфракрасного излучения в вертикальном направлении в приближении Эддингтона

$$c_{\rm V}\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_{\rm P}c(E - aT^4) + S \tag{5}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3\rho\kappa_{\rm R}} \frac{\partial E}{\partial z} \right) = -\rho\kappa_{\rm P} c (E - aT^4), \tag{6}$$

где E - плотность энергии излучения, T - температура газа, ρ - объемная плотность газа, $c_{\rm V}$ - теплоемкость газа при постоянном объеме, c - скорость

света, a - постоянная излучения, z - вертикальное расстояние от срединной плоскости диска, S – источник нагрева излучением звезды и межзвездным излучением, и $\kappa_{\rm P}$ и $\kappa_{\rm R}$ - усредненные по Планку и Росселанду непрозрачности пыли и газа. Уравнения (5) и (6) дополнены уравнением гидростатического равновесия в вертикальном направлении

$$\frac{R}{\mu\rho}\frac{d(\rho T)}{dz} = -\frac{GM_*}{r^3}z - 4\pi G\sigma,\tag{7}$$

где M_* - масса центральной звезды, R - универсальная газовая постоянная, $\mu = 2.33$ - средний молекулярный вес, G - гравитационная постоянная и $\sigma(z)$ - поверхностная плотность газа, отсчитанная от срединной плоскости диска до вертикального расстояния z. Найдено, что в этой 2+1-мерной модели протопланетные диски являются систематически более холодными, в то время как коллапсирующие оболочки более теплыми, чем в чисто двумерной модели с упрощенным расчетом теплового баланса. Оба эффекта увеличивают степень гравитационной неустойчивости диска и, как следствие, количество гравитационной связанных сгустков, образующихся в диске в результате гравитационной фрагментации. Представленный метод требует меньших вычислительных затрат, чем трехмерное моделирование, и особенно подходит для химико-динамического моделирования околозвездных дисков с включением компактных сеток химических реакций.

2.3 Динамика и рост пылевой подсистемы диска

В работе Vorobyov et al. (2018с) представлено расширение модели тонкого диска с учетом динамики и роста пылевых частиц. Пылевая подсистема диска представлена двумя компонентами: мелкой пылью с фиксированными пределами по размерам от $a_{\min} = 0.005 \ \mu m$ до $a_* = 1 \ \mu m$ и выросшей пылью с минимальным a_* и переменным максимальным размером a_{\max} . В обоих компонентах пылинки распределены по размерам согласно степенному закону $dN/da = Ca^{-p}$, где p = 3.5 и C - масштабирующий множитель. Мелкая пыль предполагается динамически связанной с газом, в то время как выросшая пыль может дрейфовать по отношению к газу в зависимости от силы трения между газом и пылью (Weidenschilling, 1977; Vorobyov et al., 2022). Пылинки имеют сферическую форму, эффект фрактальности пылинок не учитывался (Маров и др., 2021). Соответствующие уравнения гидродинамики для поверхностной плотности мелкой и выросшей пыли ($\Sigma_{d,sm}$ и $\Sigma_{d,gr}$) имеют вид:

$$\frac{\partial \Sigma_{\mathrm{d,sm}}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}_p \cdot (\Sigma_{\mathrm{d,sm}} \mathbf{v}_p) = -S(a_{\mathrm{max}}), \tag{8}$$

$$\frac{\partial \Sigma_{\mathrm{d,gr}}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}_p \cdot (\Sigma_{\mathrm{d,gr}} \, \mathbf{u}_p) = S(a_{\mathrm{max}}), \tag{9}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Sigma_{\mathrm{d,gr}} \,\mathbf{u}_p \right) + \left[\boldsymbol{\nabla} \cdot \left(\Sigma_{\mathrm{d,gr}} \,\mathbf{u}_p \otimes \mathbf{u}_p \right) \right]_p = \Sigma_{\mathrm{d,gr}} \,\mathbf{g}_p + \Sigma_{\mathrm{d,gr}} \mathbf{f}_p + S(a_{\mathrm{max}}) \mathbf{v}_p, \quad (10)$$

где \mathbf{u}_p - компоненты скорости выросшей пыли в плоскости диска и \mathbf{f}_p - компоненты силы трения между выросшей пылью и газом, рассчитываемые в пределе Эпштейна или Стокса в зависимости от отношения длины свободного пробега пылинки λ и ее размера *a* (Stoyanovskaya et al., 2018; Stoyanovskaya et al., 2020).

Переход субмикронных пылинок в крупную пыль с максимальным размером a_{max} в результате столкновительного роста пылинок описывается темпом $S(a_{\text{max}})$, впервые предложенном в работе Vorobyov et al. (2018с) и модифицированном с учетом дифференциального дрейфа между мелкой и выросшей пылью работе Vorobyov et al. (2020а). Модель предполагает, что общая масса пыли (мелкой плюс выросшей) в каждой вычислительной ячейке сохраняется при преобразовании пыли из мелкой в выросшую. Кроме того, предполагается, что если в распределении пыли присутствует разрыв на границе раздела между двумя популяциями (a_*), что может происходить из-за дифференциального дрейфа мелкой и выросшей пыли, то предполагается, что рост пыли сглаживает этот разрыв (см. рис. 1). Физически это предположение соответствует доминирующей роли столкновений пылинок по сравнению с адвективным переносом пыли в установлении фиксированного и непрерывного наклона распределения пылинок по размерам (параметр p).

В предположении постоянства профиля распределения пылинок по размерам p, темп $S(a_{\max})$ в каждой вычислительной ячейке можно записать



Рис. 1: Иллюстрация эволюции пыли в двухкомпонентной схеме пылевой подсистемы диска. Показаны три возможных примера распределения размера пылинок на текущем временном шаге (синие линии) и следующем временном шаге (зеленые линии). Один шаг по времени соответствует изменению максимального размера пылевых частиц от a_{\max}^n до a_{\max}^{n+1} Слева вверху: непрерывное распределение остается непрерывным во время роста пыли; справа вверху: сглаживание разрыва в распределении с избытком мелкой пыли; внизу: переход от распределения с разрывом и избыточным количеством выросшей пыли к непрерывному. Изменение поверхностной плотности мелкой пыли $\Delta\Sigma_{d,sm}$ заштриховано серым, а добавленная или удаленная выросшая пыль заштрихована зеленым и синим цветами, соответственно. Рисунок заимствован из работы Molayrova, Vorobyov, et al. (2021).

следующим образом

$$S(a_{\max}) = \frac{\sum_{d,sm}^{n} I_3 - \sum_{d,gr}^{n} I_1}{I_4 \Delta t},$$
(11)

где $\Delta t = t^{n+1} - t^n$ - гидродинамический шаг по времени, $\Sigma_{d,sm}^n$ и $\Sigma_{d,gr}^n$ - поверхностные плотности мелкой и выросшей пыли на шаге n, а интегралы выражаются следующими формулами

$$I_1 = \int_{a_{\min}}^{a_*} a^{3-p} da, \quad I_3 = \int_{a_*}^{a_{\max}^{n+1}} a^{3-p} da, \quad I_4 = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}^{n+1}} a^{3-p} da, \quad (12)$$

где a_{\max}^{n+1} - максимальный размер пылинок на временном шаге n+1.

Эволюция максимального размера пылинок с учетом адвекции и роста пылинок описывается следующим уравнением

$$\frac{\partial a_{\max}}{\partial t} + (\boldsymbol{u}_{p} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{p}) a_{\max} = \mathcal{D}, \qquad (13)$$

где темп роста $\mathcal{D} = \rho_{\rm d} v_{\rm rel} / \rho_{\rm s}$ учитывает изменение $a_{\rm max}$ в результате столкновительной коагуляции пыли (Stepinski & Valageas, 1997), а второй член в левой части учитывает изменение $a_{\rm max}$ в результате потока пыли через вычислительную ячейку (адвекция). Здесь $\rho_{\rm d}$ - это полная объемная плотность пыли в диске, $\rho_{\rm s}$ - собственная плотность пылевой частицы и $v_{\rm rel}$ - столкновительная скорость пылинок с газом, учитывающая броуновское движение и турбулентные пульсации.

В работе Vorobyov et al. (2022) выполнена проверка гидродинамического подхода к описанию динамики и роста пылевых частиц в двухкомпонентном приближении. Показано, что число пылевых частиц на единицу вычислительной ячейки находится в пределах $10^{25} - 10^{33}$, что более чем достаточно для построения статистически надежных средних значений гидродинамических величин (плотность, скорость). Оценка длины остановки пылевых частиц $\lambda_{\text{stop}} = |\boldsymbol{u}_p - \boldsymbol{v}_p| t_{\text{stop}}$ показала, что данная величина на много порядков меньше, чем размер вычислительных ячеек, что гарантирует применимость уравнений (9)-(10). Длина свободного пробега пылевых частиц при столкновениях друг с другом λ_{d-d} на несколько порядков величины меньше, чем размер вычислительных ячеек по всей протяженности диска за исключением самых внешних областей, где диск сливается с внешней средой или коллапсирующей оболочкой. Таким образом, гидродинамическое описание роста пылевых частиц (ур. 13) нарушается только на внешней границе диска, где в любом случае рост пыли не существенен (Vorobyov et al., 2018с). Верификация расчета силы трения между газом и пылью (f_p в ур. 10) выполнена на стандартных задачах распад разрыва и распространения звуковой волны в газопылевой среде, показав хорошее согласование с аналитикой (Stoyanovskaya et al., 2018). Сравнение программных комплексов, используемых для исследования совместной эволюции газа и пыли в протопланетных дисках с учетом коагуляции пыли, показывает, что программный

комплекс FEOSAD занимает уникальную нишу в данной области исследований. Например, программные комплексы PHANTOM (Vericel et al., 2021) и LYONSPH (Pignatale et al., 2019) позволяют моделировать газопылевые диски на временах, не превышающих 2×10^5 лет. Причем пространственный диапазон моделирования, то есть отношение внешней к внутренней границе диска, не превышает 30. Модель LA-COMPASS с мультидисперсной пылью (Drążkowska et al., 2019) может моделировать эволюцию газопылевых дисков на временах до нескольких миллионов лет, но пространственный диапазон также не превышает 50. Программный комплекс FEOSAD позволяет моделировать диски как в значительно большем пространственном диапазоне (> 1000), так и на временах, сопоставимых с возрастом жизни диска (Vorobyov et al., 2018c; Akimkin, Vorobyov, et al., 2020; Molayrova, Vorobyov, et al., 2021).

2.4 Учет различной температуры газа и пыли

В работе Vorobyov et al. (2020b) представлено дальнейшее усовершенствование численной гидродинамической модели FEOSAD с учетом различных температур газовой и пылевой подсистем диска. В данном подходе уравнение для внутренней энергии газа (на единицу площади поверхности диска) записывается следующим образом (см. ур. 3 для сравнения)

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}_{p} \cdot (e \mathbf{v}_{p}) = -P \left(\boldsymbol{\nabla}_{p} \cdot \mathbf{v}_{p} \right) - Q_{\text{tot}} + \left(\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{v} \right)_{pp'} : \boldsymbol{\Pi}_{pp'}, \qquad (14)$$

где полный темп охлаждения/нагрева Q_{tot} определен как

$$Q_{\rm tot} = (Q_{\rm cont} + Q_{\rm H2} + Q_{\rm HD} + Q_{\rm chem} + Q_{\rm metal}) 2H_{\rm g}.$$
 (15)

Здесь $Q_{\rm cont}$ - это темп охлаждения (или нагрева) газа в инфракрасном континууме, $Q_{\rm H_2}$ - темп охлаждения в линиях H₂, $Q_{\rm HD}$ - темп охлаждения в линиях HD, $Q_{\rm chem}$ - темп охлаждения или нагрева посредством химических реакций, $Q_{\rm metal}$ - темп охлаждения или нагрева в линиях металлов, и $H_{\rm g}$ - шкала высоты газового диска. Все составляющие $Q_{\rm tot}$ представляют собой объемные темпы охлаждения или нагрева в предположении, что данные величины не зависят от вертикального расстояния от срединной плоскости

диска.

Температура пыли определяется в стационарном пределе следующим уравнением баланса энергии на пылинках за счет теплового излучения, поглощения и столкновительного обмена энергии между пылью и газом (Omukai et al., 2010),

$$\kappa_{\rm P,d} B(T_{\rm d}) = \kappa_{\rm P,d} J + \Gamma_{\rm coll} , \qquad (16)$$

где $B(T_{\rm d})$ - это функция Планка, $\kappa_{\rm P,d}$ - планковская усредненная непрозрачность пыли и $\Gamma_{\rm coll}$ - темп нагрева (или охлаждения) пыли в результате столкновительного обмена энергией с газом (Hollenbach & Mckee, 1979)

$$\Gamma_{\rm coll} = 4.4 \times 10^{-6} \left(f/\rho \right)_{\rm dust} n_{\rm H} \left(\frac{T_{\rm g}}{1000 \text{ K}} \right)^{1/2} \left(T_{\rm g} - T_{\rm d} \right).$$
(17)

Здесь $(f/\rho)_{\rm dust}$ - это полный объем пыли на единицу массы газа и f - массовая доля пылевых частиц. Усредненная по телесному углу интенсивность излучения J определяется следующим выражением

$$J = \frac{1}{1+x} \left(B(T_{\rm irr}) + x \frac{\eta}{\chi_{\rm a}} \right) , \qquad (18)$$

где $T_{\rm irr}$ - это температура внешнего излучения (звезды и окружающей среды), $x = \tau_{\rm P} + 3/4\tau_{\rm P}\tau_{\rm R}$, $\chi_{\rm a}$ - коэффициент поглощения и η - коэффициент излучения пыли и газа. Данная модификация модели FEOSAD позволяет исследовать эволюцию протозвездных и протопланетных дисков с учетом различных температур газа и пыли, что может быть важно при исследовании дисков с субсолнечной металличностью (см. гл. 4.5 и 4.6).

2.5 Учет эффектов магнитного поля. Мертвые зоны.

Магнитное поле может иметь играть важную роль в формировании и эволюции протосолнечного диска (Колесниченко и Маров, 2009; Маров и Кукca, 2015). В работе Vorobyov et al. (2020a) выполнена модификация модели FEOSAD для реалистичного моделирования вспышек аккреции и светимости, вызванных развитием магниторотационной неустойчивости (MPH) во внутренних областях диска. С данной целью в уравнения движения были введены слагаемые, отвечающие за эффекты магнитного поля

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma_{g} \mathbf{v}_{p}) + [\boldsymbol{\nabla} \cdot (\Sigma_{g} \mathbf{v}_{p} \otimes \mathbf{v}_{p})]_{p} = -\boldsymbol{\nabla}_{p} \mathcal{P} + \Sigma_{g} \boldsymbol{g}_{p} + (\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{\Pi})_{p} - \Sigma_{d,gr} \boldsymbol{f}_{p} + \frac{B_{z} \boldsymbol{B}_{p}^{+}}{2\pi} - H_{g} \boldsymbol{\nabla}_{p} \left(\frac{B_{z}^{2}}{4\pi}\right), \quad (19)$$

где B_z - это постоянная по вертикали, но радиально и азимутально переменная *z*-компонента магнитного поля в пределах вертикальной толщины диска и $B_p^+ = B_r^+ \hat{r} + B_\phi^+ \hat{\phi}$ представляют собой *r*- и ϕ -компоненты магнитного поля на верхней поверхности диска. В предположении симметрии в средней плоскости диска $B_p^- = -B_p^+$. Последние два слагаемых в правой части уравнения (19) представляют собой силу Лоренца, включающую натяжение силовых линий, пропорциональное $B_z B_p^+$, и вертикально интегрированный градиент магнитного давления.

Вертикальная компонента магнитного поля $B_{\rm z}$ рассчитывается посредством уравнения индукции, которое в приближении тонкого диска принимает следующий вид

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r v_r B_z \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(v_\varphi B_z \right).$$
⁽²⁰⁾

Эффекты диффузии магнитного поля в данной диссертации не учитывались. Заметим, что условие бездивергентности для вертикальной компоненты магнитного поля в приближении тонкого диска удовлетворяется автоматически (Vorobyov & Basu, 2006). Компоненты магнитного поля B_r^+ и B_{ϕ}^+ на поверхности диска рассчитывались в предположении безвихревого поля вне объема диска с помощью следующего уравнения (Vorobyov & Basu, 2015; Vorobyov et al., 2020a)

$$\Phi_{\rm M}(r,\phi,z=0) = \frac{1}{2\pi} \int_{r_{\rm sc}}^{r_{\rm out}} r' dr' \int_{0}^{2\pi} \frac{[B_z^+(r',\phi') - B_0] d\phi'}{\sqrt{r'^2 + r^2 - 2rr'\cos(\phi' - \phi)}},$$
 (21)

где Φ_M - это скалярный магнитный потенциал так, что $\boldsymbol{B}_p^+ = -\nabla_p \Phi_M(r, \phi, z = 0)$. Здесь, B_0 описывает однородное магнитное поле внешней среды.

Для моделирования эффектов турбулентности, вызванных магниторота-

ционной неустойчивостью, было введено понятие адаптивного α -параметра, определенного следующим образом

$$\alpha_{\rm adap} = \frac{\sum_{\rm MRI} \alpha_{\rm MRI} + \sum_{\rm dz} \alpha_{\rm dz}}{\sum_{\rm MRI} + \sum_{\rm dz}},\tag{22}$$

где Σ_{MRI} и Σ_{dz} - это поверхностная плотность MPH-активного и MPHнеактивного слоя диска, α_{MRI} - α -параметр в активном слое и α_{dz} - α параметр в MPH-неактивном слое. Для определения Σ_{MRI} и Σ_{dz} введено понятие мертвой зоны, как области диска, характеризующейся малой степенью ионизации и высокой эффективной диффузией магнитного поля. В таких областях диска предполагается, что магниторотационная неустойчивость не развивается и МГД-турбулентность ослабляется или отсутствует.

В качестве условия для формирования мертвой зоны использован критерий из работы Sano et al. (2000), согласно которому граница мертвой зоны определяется из равенства длины волны наиболее неустойчивой моды MPH ($\lambda_{\rm MRI} = 2\pi \eta/v_{\rm A}$) и шкалы высоты газового диска $H_{\rm g}$. Соответствующая толщина магнитоактивного слоя в величинах поверхностной плотности газа может быть записана как

$$\Sigma_{\rm crit} = \left[\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/4} \frac{c^2 m_{\rm e} \langle \sigma v \rangle_{\rm en}}{e^2} \right]^{-2} B_z^2 H_{\rm g}^3 x^2, \qquad (23)$$

где η - это магнитная диффузивность, вызванная омическим сопротивлением, $v_{\rm A}$ - альфвеновская скорость, c - скорость света, x - степень ионизации и $\langle \sigma v \rangle_{\rm en}$ - коэффициент, описывающий эффективность столкновений электронов и ионов (Nakano, 1984). При условии $\Sigma_{\rm crit} > \Sigma_{\rm g}$ весь диск является магнитоактивным, то есть $\Sigma_{\rm MRI} = \Sigma_{\rm g}$ и $\Sigma_{\rm dz} = 0$. В противном случае только соответствующая его внешняя часть с поверхностной плотностью, равной $\Sigma_{\rm crit}$, является магнитоактивной, а внутренние области ближе к срединной плоскости диска представляют собой мертвую зону. В данном случае $\Sigma_{\rm MRI} = \Sigma_{\rm crit}$ и $\Sigma_{\rm dz} = \Sigma_{\rm g} - \Sigma_{\rm crit}$. Данная модификация модели FEOSAD использована в гл. 4.2 для исследования вспышек аккреции и светимости, вызванных магниторотационной неустойчивостью.

2.6 Фазовые превращения летучих химических соединений

В работе Vorobyov et al. (2013с) выполнена модификация модели FEOSAD с целью расчета динамики и фазовых превращений таких основных летучих соединений, как монооксид (CO) и диоксид углерода (CO₂). Динамика CO и CO₂, включая их сублимацию и конденсацию с поверхности и на поверхность пылинок, рассчитывается с использованием модифицированных уравнений неразрывности для поверхностных плотностей твердой (Σ_i^s) и газообразной фаз (Σ_i^g)

$$\frac{\partial \Sigma_i^{\rm g}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}_{\rm p} \cdot (\Sigma_i^{\rm g} \mathbf{v}_p) = -\lambda \Sigma_i^{\rm g} + \eta \qquad (24)$$

$$\frac{\partial \Sigma_i^{\rm s}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}_{\rm p} \cdot (\Sigma_i^{\rm s} \mathbf{v}_p) = \lambda \Sigma_i^{\rm g} - \eta, \qquad (25)$$

где индекс *i* соответствует СО или CO₂, λ - это темп конденсации на поверхность пылинок (c⁻¹) и η - темп сублимации с поверхности пылинок в единицах г см⁻² c⁻¹. Выражения для η и λ взяты из работ Charnley et al. (2001) и Visser et al. (2009), предполагая десорбцию нулевого порядка для толстых ледяных мантий.

$$\lambda = 1.45 \times 10^4 \left(\frac{T_{\rm mp}}{M_i}\right)^{0.5} \langle \pi a^2 n_{\rm d} \rangle, \qquad (26)$$

$$\eta = 4\pi a^2 n_{\rm d} \nu_i \exp\left[-\frac{E_i}{kT_{\rm d}}\right] 2hm_i,\tag{27}$$

где $T_{\rm mp}$ - это температура газа в срединной плоскости диска, M_i и m_i - молекулярная масса и масса (в граммах), и $n_{\rm d}$ - объемная концентрация пылевых частиц. Значения энергии связи для СО и СО₂ (E_i/k) и частоты колебаний (ν_i) взяты из работ Bisschop et al. (2006) и Noble et al. (2012). Температура пыли $T_{\rm d}$ принята равной температуре газа. Фазовые превращения летучих соединений в результате вспышки светимости исследованы в гл. 4.8.

3 Динамическая и тепловая эволюция протозвездных и протопланетных дисков

Исследование динамической и тепловой эволюции дисков играет исключительно важную роль для определения физических условий, способствующих формированию протопланет. В данной главе рассмотрены свойства протозвездных дисков с развитой гравитационной неустойчивостью и фрагментацией, возможные наблюдательные проявления гравитационно неустойчивых дисков, массы протозвездных дисков, некоторые механизмы формирования кольцевых структур, влияние внешней среды на свойства дисков, а также различные модели тепловой эволюции дисков.

3.1 Гравитационная неустойчивость и фрагментация протозвездных дисков

Гравитационная неустойчивость протозвездных дисков приводит к формированию спиральной структуры и, как следствие, переносу массы и углового момента в диске, в то время как гравитационная фрагментация диска является одним из механизмов формирования планет-гигантов и коричневых карликов (см. главу 5). Для оценки развития гравитационной неустойчивости в протозвездных дисках используется параметр Тумре $Q = c_{\rm s} \Omega / (\pi G \Sigma)$, где $c_{\rm s}$ - это скорость звука в газопылевой среде, Ω - угловая скорость вращения диска (близкая к кеплеровской скорости вращения), Σ - поверхностная плотность диска с учетом газа и пыли и G - гравитационная постоянная. Протозвездные диски подвержены гравитационной неустойчивости, если параметр Тумре становится меньше некоторого критического значения $Q_{\rm cr}$, равного единице для осесимметричных возмущений m = 0 (Safronov, 1960; Тоотге, 1964). Заметим, что значение $Q_{\rm cr}$ зависит от физических условий в диске и для неосесимметричных мод (m > 0) приблизительно равно $\sqrt{3}$ (Поляченко и др., 1997). Если параметр Тумре опускается ниже единицы, диск испытывает гравитационную фрагментацию при условии, что отношение характерного времени охлаждения $t_{\rm c} = e/\Lambda$ к локальному динамическому времени меньше некоторого значения, зависящего от физических условий в диске и находящегося в диапазоне 1-6 (Gammie, 2001; Meru & Bate, 2012).

3.1.1 Гравитационная фрагментация дисков: свойства и наблюдательные проявления

В работе Vorobyov et al. (2013a) исследована эволюция протозвездного диска, формирующегося в результате гравитационного коллапса дозвездного облака с массой $M_{\rm c} = 1.2 \ M_{\odot}$, начальной температурой 10 К и отношением вращательной к гравитационной энергии $\beta = 9.0 \times 10^{-3}$. Для сравнения была также рассмотрена модель с $M_{\rm c}=0.75~M_{\odot}$ и $\beta=2.75\times 10^{-3}$. Найдено, что модель с большей массой и начальной скоростью вращения дозвездного облака характеризуется гравитационно неустойчивым диском с явно выраженной фрагментацией, в то время как модель с меньшей массой и скоростью вращения характеризуется только гравитационно неустойчивым диском без фрагментации. Таким образом, впервые установлено, что начальные условия в дозвездных облаках являются одним из определяющих факторов, приводящих к развитию гравитационной фрагментации диска. Данный эффект объясняется увеличением массы и размера диска (и, следовательно, уменьшением Q и t_c) по мере увеличения начальной массы и скорости вращения дозвездного облака (Vorobyov & Basu, 2005; Machida, 2008).



Рис. 2: a) Нормированная функция распределения масс газовых сгустков (в массах Юпитера). b) Нормированная функция распределения радиальных расстояний газовых сгустков (в астрономических единицах от звезды). Рисунок заимствован из работы Vorobyov et al. (2013a).

Найдено, что образующиеся в результате гравитационной фрагментации объекты представляют собой плотные газовые сгустки в диапазоне масс от одной массы Юпитера до одной десятой массы Солнца, расположенные на расстояниях от нескольких десятков до тысячи астрономических единиц (см. рис. 3.1.1). Число сгустков во всем диске может достигать десяти, но не является постоянным во времени. Убыли сгустков способствует их приливное разрушение при миграции на протозвезду и слияние при столкновениях, а прибыли - формирование новых сгустков в результате гравитационной фрагментации, поддерживаемой притоком нового вещества из коллапсирующего протозвездного облака. При этом количество сгустков убывает внутри 100 а.е., что объясняется их ускоренной радиальной миграцией во внутренних областях диска (см. главу 4.1). Газовые сгустки представляют собой так называемые первые гидростатические ядра (Larson, 2003) и удерживаются от дальнейшего гравитационного коллапса давлением газа и вращением. С использованием упрощенной модели плоскопараллельного диска были построены спектральные распределения энергии и впервые показано, что массивные и горячие газовые сгустки могут проявляться в виде локальных пиков в спектральных распределениях энергии на $\approx 5 \ \mu m$.

Была также исследована возможность наблюдательного детектирования газовых сгустков в протозвездных дисках. С использованием прикладного программного модуля CASA¹ были построены синтетические изображения диска на основе аналитически рассчитанных интенсивностей излучения на длинах волн 0.9 и 1.3 мм. Было показано, что одного часа наблюдений на интерферометре ALMA с угловым разрешением 0.1'' достаточно для обнаружения газовых сгустков с массой от $1.5M_J$ на орбитальных расстояниях до 800 а.е. в протозвездном диске, расположенном на расстоянии 250 парсек от Солнца. Угловое разрешение ALMA устанавливает предел минимального орбитального расстояния детектируемых сгустков. Например, при угловом разрешении 0.1'' газовые сгустки могут быть обнаружены на расстояниях до 50 а.е. На меньших расстояниях сгустки обычно сливаются с центральным пиком яркости. Вероятность обнаружения фрагментов значительно снижается при более низком разрешении 0.5''.

 $^{^1 {\}rm Численный}$ комплекс анализа и обработки наблюдательных данных,
http://casa.nrao.edu/

3.1.2 Определение масс протозвездных дисков

В работе Dunham, Vorobyov, & Arce (2014) выполнено построение синтетических потоков излучения в (суб-)миллиметровом диапазоне от модельных протозвездных дисков, формирующихся в результате гравитационного коллапса дозвездных облаков с массой 0.92 и 0.15 M_{\odot} . Полученные синтетические потоки использовались для оценки степени, с которой упрощенный метод измерения масс протозвездных дисков, часто используемый в наблюдательных исследованиях, восстанавливает собственные массы дисков, полученные в ходе численного моделирования. В частности, синтетические потоки вычислялись с помощью численной программы переноса излучения RADMC-2D (Dullemond & Turolla, 2000) с использованием входных модельных параметров диска (плотность газа) и далее использовались для оценки масс дисков по следующей формуле (Jørgensen et al., 2009; Enoch et al., 2011)

$$M_{\rm d} = 100 \frac{d^2 F_{\nu}(50 \mathrm{k}\lambda)}{B_{\nu}(T_{\rm D})\kappa_{\nu}},\tag{28}$$

где d - это расстояние до диска, $F_{\nu}(50k\lambda)$ - поток на частоте ν , принимаемый интерферометром с базой 50 k λ , $B_{\nu}(T_{\rm D})$ - функция Планка, $T_{\rm D}$ - температура пыли и κ_{ν} - непрозрачность пыли. Массовая доля газа к пыли принята равным 100. Выбор базы 50 k λ для наблюдений в миллиметровом диапазоне соответствует пространственным масштабам 600-2000 а.е. для объектов, расположенных на расстояниях 125-415 парсек, что позволяет приблизительно разделить излучение от протозвездного диска и окружающей его протяженной коллапсирующей оболочки.

Было исследовано влияние неопределенностей в оптической толщине диска, температуре пыли и угле наклона диска к лучу зрения на оценки массы диска по формуле (28). Показано, что сочетание данных эффектов может привести к занижению оценки массы диска в 2-3 раза на миллиметровых длинах волн и на порядок величины или больше на субмиллиметровых длинах волн. Кроме того, было оценено влияние "загрязнения" излучения диска окружающей коллапсирующей оболочкой или недостаточного разрешения диска. Показано, что данные эффекты могут приводить к недооценке массы диска в < 4 раза на субмиллиметровых длинах волн. На рис. 3



Рис. 3: Распределение масс протозвездных дисков. На каждой панели заштрихованная гистограмма показывает комбинированное распределение наблюдаемых масс дисков, взятых из работ Jørgensen et al. (2009), Enoch et al. (2011) и Eisner (2012), где интервал ошибок показывает статистические (\sqrt{N}) неопределенности. Пунктирная гистограмма показывает распределение масс протозвездных дисков, полученное в численном гидродинамическом моделировании Vorobyov & Basu (2010). Начальная функция масс звезд, использованная для расчета распределений на основе моделирования, взята из работы Кгоира (2002) (левый график) и Chabrier (2005) (правый график). Показано наблюдаемое распределение массы диска, рассчитанное при фиксированной изотермической температуре пыли $T_{\rm D} = 30$ K независимо от стадии эволюции. Рисунок заимствован из работы Dunham, Vorobyov, & Arce (2014).

представлено распределение масс протозвездных дисков, полученных в результате численного гидродинамического моделирования в работе Vorobyov & Basu (2010), и наблюдений ближайших очагов звездообразования с использованием формулы (28). Сравнение двух распределений показывает, что относительно массивные протозвездные диски класса I, предсказанные численным гидродинамическим моделированием незамагниченных дисков, наблюдаются приблизительно у 50% протозвезд. С учетом того, что протозвездные диски склонны к гравитационной фрагментации при превышении массы диска $\approx 0.07 \ M_{\odot}$ (Vorobyov, 2013), можно заключить, что по крайней мере некоторые протозвездные диски достаточно массивны для фрагментации. Тот факт, что наблюдаемое и моделируемое распределение масс дисков отличаются в диапазоне низких значений масс, можно объяснить магнитным торможением, в некоторых случаях эффективно подавляющим образование массивных дисков (Dapp et al., 2012).

3.1.3 Признаки гравитационной неустойчивости в пространственно разрешенных изображениях протозвездных дисков

В работе Dong, Vorobyov, et al. (2016) исследована возможность наблюдательного обнаружения признаков гравитационной неустойчивости в протозвездных дисках в ближнем инфракрасном (ИК) и миллиметровом диапазонах. В отличие от работы Vorobyov et al. (2013a), где был задействован аналитический метод расчета интенсивностей излучения в плоскопараллельном приближении, в данной работе использован более точный подход для расчета интенсивностей излучения пыли с помощью численной модели Монте Карло, представленной в работе Whitney et al. (2013). В качестве исходных данных брались распределения плотности и температуры модельных дисков из работы Vorobyov & Basu (2015). Распределение плотности в вертикальном направлении восстанавливалось в предположении локального гидростатического равновесия. Температура в вертикальном направлении предполагалась постоянной. Полученные интенсивности излучения модельных дисков затем обрабатывались с помощью численного пакета CASA с целью построения синтетических изображений гравитационно неустойчивых дисков.

Формирующиеся в результате гравитационной неустойчивости спиральные рукава, расположенные на расстояниях в десятки и сотни астрономических единиц от центральной звезды, представляют собой локальные волны плотности. Их верхние слои смещены на бо́льшую высоту над срединной плоскостью диска по сравнению с межспиральными областями, рассеивая больше излучения от звезды в ближнем ИК диапазоне, чем области между спиралями. Таким образом, спирали можно обнаружить на расстояниях до 1 кпк с помощью таких телескопов/инструментов, как Gemini/GPI, VLT/SPHERE и Subaru/HiCIAO. Напротив, газовые сгустки, образованные в результате гравитационной фрагментации диска, имеют настолько сильное локальное гравитационное поле, что их рассеивающие фотосферы находятся на более низких высотах, чем окружающие их области диска. Такие объекты кажутся более тусклыми в рассеянном свете ближнего ИК-



Рис. 4: Влияние времени интегрирования и углового разрешения на синтетические изображения гравитационно неустойчивых дисков, соответствующих наблюдениям на интерферометре ALMA. Панель (a) - исходное пространственное распределение газа в протозвездном диске, панель (b) - интенсивность излучения диска до обработки пакетом CASA (полное теоретическое разрешение), панели (c) - (f) - смоделированные наблюдения ALMA с помощью пакета CASA. Разница между (c) и (e) - время интегрирования 10 минут против 1 часа. Разница между (d), (e) и (f) - угловое разрешение от 0.22″ до 0.06″. Рисунок заимствован из работы Dong, Vorobyov, et al. (2016). Здесь и далее цветные репродукции рисунков можно найти в соответствующих статьях.

диапазона, чем их окружение.

Показано, что спиральные рукава и кометообразные структуры, недавно обнаруженные у четырех объектов типа FU Ориона в ближнем инфракрасном диапазоне, напоминают структуры, индуцированные гравитационной неустойчивостью. Таким образом, подтверждены ранее высказанные автором диссертации предположения (Vorobyov & Basu, 2005; Vorobyov & Basu, 2006), что объекты типа FU Ориона представляют собой молодые звезды с гравитационно неустойчивыми протозвездными дисками. На миллиметровых длинах волн как спирали, так и газовые сгустки выглядят более яркими в тепловом излучении пыли, чем окружающий их диск (см. рис. 3.1.3). Данные объекты могут быть обнаружены интерферометром ALMA на расстояниях до 0.4 кпк с временем интегрирования один час при угловом разрешении $\approx 0.1''$.

3.2 Формирование кольцевых структур в протопланетных дисках

В работе Kadam, Vorobyov, et al. (2019) исследовано формирование кольцевых структур в протопланетных дисках с различным уровнем турбулентности. Эффект турбулентной вязкости моделировался с помощью пространственно неоднородного α -параметра (Shakura & Sunyaev, 1973), определяемого следующим выражением

$$\alpha_{\rm eff} = \frac{\Sigma_{\rm a} \alpha_{\rm a} + \Sigma_{\rm dead} \alpha_{\rm d}}{\Sigma_{\rm a} + \Sigma_{\rm dead}},\tag{29}$$

где $\Sigma_{\rm a}$ и $\Sigma_{\rm dead}$ - поверхностные плотности так называемого активного и мертвого слоя протопланетного диска с развитой и подавленной магниторотационной неустойчивостью, $\alpha_{\rm a}$ и $\alpha_{\rm d}$ соответствующие α -параметры активного и мертвого слоев диска. В качестве $\Sigma_{\rm dead}$ выбраны 100 и 10 г см⁻², что соответствует ионизации космическими лучами или жестким рентгеновским излучением звезды, если космические лучи экранированы сильным магнитным полем (Umebayashi & Nakano, 1981; Igea & Glassgold, 1999). В качестве $\alpha_{\rm a}$ выбрано 0.01, что соответствует полностью развитой магниторотационной неустойчивости (Yang et al., 2018). α -параметр мертвого слоя определен как $\alpha_{\rm d} = \alpha_{\rm MRI,d} + \alpha_{\rm rd}$, где $\alpha_{\rm MRI,d}$ может принимать значения от нуля до $\alpha_{\rm a} = 0.01$ в зависимости от температуры диска и остаточный α -параметр ала установлен равным малому значению 10⁻⁵. Таким образом, использованная модель адаптивного α -параметра соответствует модели слоистого диска, предложенной в работах Gammie (1996) и Armitage et al. (2001), и усовершенствованной в работе Bae et al. (2014).

Выполнено сравнение эволюции слоистого диска с полностью магнитоактивным диском, характеризующимся постоянным в пространстве и времени α-параметром, равным 0.01. Также исследована зависимость эволюции слоистого диска от таких параметров, как температура теплового развития магниторотационной неустойчивости, толщина магнитоактивного слоя,



Рис. 5: Сравнение структуры внутренних областей слоистого диска со структурой полностью магнитоактивного диска для объектов с возрастом 0.35 млн лет. Слева: профили азимутально усредненных поверхностных плотностей газа и эффективного α -параметра с заштрихованной областью, показывающей интервал изменения величин при заданном радиусе. Красные и синие линии соответствуют моделям слоистого и полностью магнитоактивного диска, соответственно. Две вертикальные пунктирные линии отмечают расположение газовых колец, а сплошная линия отмечает внешнюю протяженность мертвой зоны. Справа: двумерное распределение тех же параметров во внутренней области 10×10 а.е. Рисунок заимствован из работы Kadam, Vorobyov, et al. (2019).

а также масса дозвездного облака. Найдено, что при канонических значениях параметров слоистого диска ($\Sigma_{\rm d} = 100 \ {\rm r} \ {\rm cm}^{-2}$) во внутренней области диска (≤ 15 a.e.) формируется мертвая зона с пониженным значением эффективного α -параметра $\alpha_{\rm eff} \ll 10^{-2}$ (см. рис. 5) и, следовательно, с пониженным темпом переноса массы и углового момента.

Впервые показано, что мертвая зона представляет собой не единую монолитную структуру, а группу долгоживущих газовых колец, которые образуются в данной области в результате действия вязких моментов сил. Кольца имеют высокую поверхностную плотность по сравнению с соответствующими областями полностью магнитоактивного диска. Газовые кольца демонстрируют сложное, зависящее от времени поведение, включая миграцию во внутренние области диска, вихри и гравитационную неустойчивость. Миграция колец происходит за счет как остаточной турбулентной вязкости (α_{eff} не падает до нуля), так и за счет спиральных волн плотности, примыкающих к кольцам с внешней стороны и отводящих угловой момент во внешние области диска. Миграция колец заканчивается тепловым возбуждением магни-
торотационной неустойчивости и вспышкой аккреции, сходной по величине с объектами типа FU Ориона. Повышение температуры теплового возбуждения магниторотационной неустойчивости оказало лишь незначительное влияние на эволюцию диска, в то время как изменение толщины активного слоя и начальной массы дозвездного облака оказало существенное влияние на структуру и эволюцию внутренних областей слоистого диска. В частности, при уменьшении поверхностной плотности активного слоя до 10 г см⁻² ширина мертвой зоны, а также глубина в терминах $\alpha_{\rm eff}$, увеличивается на порядок величины. В результате продолжительность кольцевой фазы эволюции слоистого диска увеличивается в несколько раз. При уменьшении массы дозвездного облака (и соответствующем уменьшении массы диска и звезды) кольцевая фаза эволюции сокращается. Сделан вывод, что пылинки с большим барьером фрагментации могут быть захвачены газовыми кольцами, что может сыграть ключевую роль в формировании планет.

3.3 Влияние внешней среды на эволюцию протопланетных дисков

Протопланетные диски не являются изолированными структурами. Они эволюционируют внутри гигантских молекулярных облаков и могут аккрецировать вещество из внешней среды даже когда протозвездное облако, в результате коллапса которого формируются диски, давно диссипировало, то есть на стадии Т Тельца. В работе Vorobyov et al. (2015) исследован гравитационный коллапс компактных дозвездных облаков субсолнечной массы, внедренных в протяженную внешнюю среду с низкой плотностью. Были рассмотрены четыре модели с разной величиной и направлением движения внешней среды относительно вращения дозвездного облака и выполнено сравнение с моделью, в которой эффект внешней среды отсутствовал. Впервые показано, что эффект отложенного падения вещества из внешней среды на протопланетный диск может значительно изменить свойства диска по сравнению с моделью, где внешняя среда отсутствовала (то есть рассматривался коллапс изолированных облаков).

В зависимости от величины и направления движения внешней среды могут образовываться как компактные диски (< 100 a.e.), постепенно уменьшающиеся в размерах в результате падения внешнего вещества с малым угловым моментом по сравнению с угловым моментом внешних областей диска, так и протяженные диски, образующиеся в результате падения внешнего вещества с большим угловым моментом. Первые обычно устойчивы к гравитационной фрагментации, а вторые склонны к фрагментации и образованию звездных систем со спутниками субсолнечной или планетарной массы. В случае внешней среды, двигающейся в противоположном по отношению к диску направлению, очень компактные (< 5 а.е.) и недолговечные (несколько 10^5 лет) диски могут образовываться, когда падающий материал имеет малый угловой момент.

Наиболее интересный случай обнаружен при падении на диск вещества из внешней среды, характеризующейся высоким угловым моментом с противоположным по отношению к диску направлением движения. Такой вариант возможен, когда звезда с околозвездным диском в процессе эволюции успевают мигрировать из области формирования в соседние области с противоположным угловым моментом вращения. Данная модель приводит к формированию вращающихся в противоположных направлениях внутреннего и внешнего протопланетных дисков, разделенных глубоким зазором (или щелью) в несколько десятков астрономических единиц. При этом внутренний диск и центральная звезда вращаются сонаправленно, в то время как внешний диск вращается в противоположном направлении. Заметим, что характер вращения обоих дисков близок к кеплеровскому. Щель между двумя дисками постепенно мигрирует внутрь за счет аккреции внутреннего диска на протозвезду, превращается в центральную дыру и, наконец, исчезает, уступая место внешнему сильно гравитационно неустойчивому диску, вращающемуся в противоположном направлении по отношению к центральной звезде (см. рис. 6). Впервые показано, что данная модель может приводить к появлению звездной системы с массивными планетными или субзвездными компонентами, вращающимися в противоположном направлении относительно звезды. Интересно отметить, что существование подобных систем находит наблюдательное подтверждение, например WASP-17b (Anderson et al., 2010).

В работе Vorobyov et al. (2016) выполнено дальнейшее исследование влияния внешней среды на эволюцию протопланетных дисков. Особое внима-



Рис. 6: Формирование двух дисков с противонаправленным вращением в модели коллапса дозвездного облака, погруженного во внешнюю среду с противоположным направлением движения. Внутренний диск и звезда вращаются против часовой стрелки, в то время как внешний диск - по часовой стрелке. Стрелками показано поле скоростей газа, наложенное на поверхностную плотность газа во внутренней области с размером 600×600 а.е. Размерность поверхностной плотности газа - log г см⁻². Рисунок заимствован из работы Vorobyov et al. (2015).

ние было уделено изучению модели с противоположно вращающимися внутренним и внешним дисками, разделенными глубокой щелью с пониженной поверхностной плотностью газа. Впервые свойства данных щелей сравнивались со свойствами подобных объектов, формирующихся в результате гравитационного воздействия планет-гигантов (Kley & Nelson, 2012). Для исследования последних был задействован численный гидродинамический комплекс FARGO (Masset, 2000). Найдено, что вращающиеся в противоположных направлениях диски могут формироваться для широкого диапазона масс и углового момента дозвездных облаков, доступных в молодых очагах звездообразования. Разделяющая противовращающиеся диски щель имеет значительный фактор истощения (то есть контраст в поверхностной плотности газа между щелью и дисками по обе стороны щели), может быть расположена на расстоянии от десяти до более чем сотни астрономических единиц от звезды и может распространяться внутрь со скоростью от 1 а.е./млн лет до более чем 100 а.е./млн лет.

Таким образом, щель между двумя дисками с обратным вращением может быть долгоживущим явлением, которое в некоторых случаях сопоставимо со временем жизни самого диска. При соответствующем выборе массы планеты-гиганта, вязкого α-параметра и массы диска, щели, образованные гравитационным влиянием массивной планеты, и щели между вращающимися в противоположных направлениях дисками, могут иметь существенное сходство в профиле плотности газа и коэффициенте истощения, что может усложнить их наблюдательную дифференциацию.

3.4 Сравнение моделей тепловой эволюции дисков

В работе Vorobyov et al. (2020b) исследована длительная эволюция молодых протопланетных дисков с различными подходами к численному расчету их тепловой структуры, определяемой процессами охлаждения и нагрева в диске и окружающей среде. Численное гидродинамическое моделирование протопланетных дисков с помощью модели FEOSAD было дополнено тремя схемами тепловой эволюции: упрощенный подход, в котором скорость охлаждения диска пропорциональна локальному динамическому времени (так называемое β -охлаждение, Gammie (2001)), базовая модель с одинаковыми температурами пыли и газа, рассчитанная с учетом вязкого нагрева, нагрева излучением центральной звезды и охлаждения диска излучением пыли в континууме, а также более сложный подход, позволяющий разделить температуру пыли и газа (см. гл. 2.4).

Подтверждено, что температура газа может значительно превышать температуру пыли вблизи внешней границы молодых дисков. Данный эффект усиливается благодаря дополнительному нагреву при сжатии газа, вызванному падающим веществом протозвездного облака, а также медленным столкновительным обменом энергии между газом и пылью во внешних областях диска, характеризующихся низкой объемной плотностью (см. рис. 7). Схо-



Рис. 7: Сравнение поверхностной плотности газа (левая колонка), температуры газа (средняя колонка) и температуры пыли (правая колонка). Нижний ряд показывает результаты для тестовой модели со скоростью столкновительного теплообмена между пылью и газом, искусственно увеличенной в 50 раз, что приводит к приблизительному уравниванию температур газа и пыли во внешних областях диска. Рисунок заимствован из работы Vorobyov et al. (2020b).

жая тенденция наблюдается в протозвездном облаке, что согласуется с другими работами (Pavlyuchenkov et al., 2015). Глобальная эволюция диска слабо чувствительна к различиям температуры газа и пыли. Гравитационная неустойчивость в моделях с различной температурой газа и пыли незначительно сильнее, чем в случае аналогичных температур газа и пыли, а гравитационная фрагментация происходит немного чаще. В целом, различные температуры газа и пыли не вызывают качественных изменений в морфологии газового диска. Тем не менее, обнаруженные различия в температуре пыли и газа могут влиять на химический состав, эволюцию пыли и оценки массы диска.

Модели с упрощенным β -охлаждением не могут воспроизвести динамическую и тепловую эволюцию диска в моделях с более сложными тепловыми схемами. β -модели без учета нагрева центральной протозвездой показывают полное несоответствие, в то время как учет излучения звезды позволяет лучше воспроизвести динамическую и тепловую эволюцию, но согласие все еще неполное. Причина такого поведения моделей с β -охлаждением, повидимому, кроется в переменной природе β -параметра как функции радиального расстояния от протозвезды, характер переменности которой заранее тяжело предугадать. Сделан вывод, что тепловые модели протопланетных дисков, позволяющие разделить температуру пыли и газа, рекомендованы, когда акцент делается на эволюции химических соединений и пыли, особенно в среде с субсолнечной металличностью (см. гл. 4.5).

4 Вспышечная мода протозвездной аккреции

В данной главе представлены результаты по численному гидродинамическому моделированию вспышек аккреции и светимости, схожих по амплитуде и длительности со вспышками звезд типа FU Ориона (фуоры), а также их влияние на химико-динамическую эволюцию диска и звезды.

4.1 Вспышки аккреции, вызванные падением газовых сгустков

В работе Vorobyov & Basu (2015) представлена усовершенствованная модель гравитационной неустойчивости и фрагментации диска, впервые предложенная для объяснения эпизодических вспышек светимости на ранних стадиях звездообразования у объектов типа FU Ориона в работах Vorobyov & Basu (2005) и Vorobyov & Basu (2010). В данной модели вспышки светимости объясняются приливным разрушением газовых сгустков с последующей аккрецией их вещества на звезду. Сгустки формируются во внешних областях диска в результате гравитационной фрагментации и мигрируют по направлению к звезде в результате гравитационного взаимодействия с другими сгустками или со спиральными волнами плотности (см. рис. 8). Модификация модели включает использование непрозрачностей газа из работы Semenov et al. (2003), переменного отношения удельных теплоемкостей газа γ , а также более точного описания эволюции центральной звезды на основе численной модели звездной эволюции Baraffe & Chabrier (2010).



Рис. 8: Приливное разрушение газового сгустка, приближающегося к центральной звезде, схематически представленной красным кружком в центре координат. Сгусток показан стрелкой. Представлена эволюция диска в течение короткого периода времени, охватывающего вспышку светимости, соответствующей моменту времени, показанному на левой нижней панели. Поверхностная плотность представлена в логарифмической шкале в единицах г см⁻². Рисунок заимствован из работы Vorobyov & Basu (2015).

С использованием модифицированной модели вычислена эволюция протозвездных дисков, образующихся в результате гравитационного коллапса вращающихся дозвездных облаков с массами от 0.3 до 1.5 M_{\odot} . Найдено, что коллапс облаков с более высокой начальной массой и угловым моментом вращения приводит к формированию дисков, условия в которых более благоприятны для развития гравитационной неустойчивости и фрагментации, в то время как более высокое фоновое ультрафиолетовое излучение и более сильное магнитное поле уменьшают склонность диска к фрагментации. Протозвездная аккреция в представленной модели диска носит существенно переменный характер благодаря нелинейному взаимодействию между различными спиральными модами в гравитационно неустойчивом диске и может испытывать эпизодические вспышки, когда газовые сгустки мигрируют на звезду из-за гравитационного взаимодействия с другими сгустками или спиральными рукавами. Темп аккреции во время вспышки может достигать 10⁻⁴ M_{\odot} год⁻¹. Приливное разрушение и падение сгустков на звезду сопровождается вспышкой аккреционной светимости $L_{\rm accr}$ благодаря высвобождению гравитационной потенциальной энергии сгустков

$$L_{\rm accr} = 0.5 \frac{GMM_*}{R_*},\tag{30}$$

где \dot{M} - это темп протозвездной аккреции, M_* - масса звезды и R_* - радиус звезды. Максимальное значение $L_{\rm accr}$ может достигать нескольких сотен светимостей Солнца, что находится в согласии с наблюдательными данными по фуорам (Audard et al., 2014).



Рис. 9: Полная протозвездная светимость в зависимости от времени в моделях 1 и 2 с начальными массами облака 1.1 M_{\odot} и 1.5 M_{\odot} , соответственно. Толстая сплошная линия представляет фоновую светимость звезды, полученную в результате отсеивания вспышек светимости с последующим усреднением по времени с временным окном 10^4 лет. Рисунок заимствован из работы Vorobyov & Basu (2015).

На рисунке 9 представлены полные протозвездные светимости (аккреционная плюс фотосферная) в двух моделях с начальными массами облака $1.1 \ M_{\odot}$ и $1.5 \ M_{\odot}$. Видно присутствие вспышек светимости с пиковым значением, достигающим сотен светимостей Солнца. Установлено, что молодые звезды могут испытывать от 2-3 до нескольких десятков вспышек аккреции и светимости, в зависимости от начальной массы облака и, соответственно, массы протозвездного диска, а также продолжительности фрагментационной фазы эволюции диска. При этом большинство вспышек происходит на внедренной фазе эволюции у объектов класса I, меньшая часть - у объектов класса 0, и несколько вспышек может наблюдаться у объектов класса II на ранней стадии Т Тельца, что находится в согласии с наблюдениями силикатных особенностей у фуоров (Quanz et al., 2007). Здесь и далее под внедренной фазой понимается период эволюции, при котором масса коллапсирующей оболочки составляет не менее 10% от начальной массы протозвездного облака. Средняя длительность вспышки и средняя светимость хорошо согласуются с данными, полученными из наблюдений фуоров (Audard et al., 2014). Впервые предсказано существование двух типов вспышек: изолированных, демонстрирующих четкие пики светимости, разделенные длительными периодами ($\sim 10^4$ лет) спокойной аккреции, и кластерных, демонстрирующих несколько вспышек, происходящих одна за другой в течение всего нескольких сотен лет. В первом случае падение компактного и плотного сгустка вызывает четко выраженную вспышку, в то время как во втором случае протяженный сгусток деформируется приливными силами и дифференциальными вращением диска в узловатую нитеобразную структуру при приближении к звезде, создавая таким образом серию вспышек различной амплитуды, разделенных друг от друга на несколько десятилетий. Именно последний случай показан на рисунке 8. Сделан вывод, что гравитационный коллапс 40-70% протозвездных облаков приводит к формированию молодых звездных объектов, подверженных вспышкам аккреции и светимости типа FU Ориона. Важно отметить, что кластерные вспышки возможно находят подтверждение благодаря наблюдениям вспышечного объекта V346 Nor (Kóspál et al., 2020).

В работе Liu et al. (2016) представлены наблюдения четырех фуоров (FU Ori, Z CMa, V1735 Cyg, V1057 Cyg) в ближнем инфракрасном диапазоне на телескопе с адаптивной оптикой Subaru, подтвердившие наличие таких ключевых особенностей в дисках и околодисковом пространстве данных объектов, как крупномасштабные рукава и дуги, характерные для развитой гравитационной неустойчивости (см. рис. 10). Гидродинамическое моделирование с помощью модели FEOSAD и модели переноса излучения Монте Карло (Whitney et al., 2013) показали, что наблюдаемые в данных фуорах пространственные структуры действительно могут быть объяснены развитой гравитационной неустойчивостью, возникающей на начальных стадиях эволюции диска в результате непрерывного падения вещества на протозвездный диск из окружающей протозвездной оболочки.



Рис. 10: Изображения четырех фуоров в поляризованном свете ближнего инфракрасного диапазона, полученные на телескопе Subaru. (А) - изображение FU Ori в H-диапазоне, (В) - изображение Z CMa в K-диапазоне, (С) - изображение V1735 Cyg в K-диапазоне и (D) - изображение V1057 Cyg в H-диапазоне. Масштабные линейки от (А) до (D) основаны на предположении, что расстояния до данных объектов составляют 450, 930, 900 и 600 парсек. Интенсивность излучения представлена в логарифмической шкале. Центральная область с угловым размером 0.3" маскирована на каждой панели. Рисунок заимствован из работы Liu et al. (2016).

В работе Vorobyov et al. (2018b) исследована возможная причинно-следственная связь между узловатой структурой джета CARMA 7, молодой протозвезды класса 0 в очаге звездообразования Змеи (Serpens South), и эпизодическими вспышками аккреции у молодых звездных объектов. С использованием численного гидродинамического комплекса FEOSAD были рассчитаны темпы аккреции у молодых протозвезд солнечной массы и выполнено сравнение временных интервалов между вспышками светимости, вызванными падением газовых сгустков на протозвезду, и динамическими временами между соседними узлами джета в системе CARMA 7. Последние рассчитывались исходя из известных лучевых скоростей движения двадцати двух узлов, предполагая в качестве свободного параметра наклон джета к лучу зрения

$$\tau_{\rm knot} = \frac{D\cos i}{v_{\rm knot}\sin i},\tag{31}$$

где *D* - это спроецированное на плоскость неба расстояние от звезды до узла джета, $v_{\rm knot}$ - спроецированная на луч зрения скорость узла и *i* - угол между джетом и лучом зрения.

Найдено, что временные интервалы между вспышками аккреции в модели падения сгустков имеют бимодальное распределение, вызванное изолированной и кластерной модами (Vorobyov & Basu, 2015). Первые характеризуются длительными периодами покоя между вспышками $\sim 10^3 - 10^4$ лет, тогда как вторые происходят небольшими группами с временным интервалом между вспышками $\sim 10-10^2$ лет. Интервалы между вспышками аккреции в кластерной моде могут достаточно хорошо согласовываться с динамическими временами узлов в джете CARMA 7, если применить определенную поправку на угол наклона джета к лучу зрения. Тест Колмогорова-Смирнова дает наилучшее согласование модельных и наблюдательных данных для углов наклона $55^{\circ}-80^{\circ}$ (*P*-значение в интервале 0.67-0.94). Таким образом, впервые установлена возможная причинно-следственная связь между кластерной модой вспышек аккреции и наличием узловатой структуры протозвездных джетов, вызванной эпизодическим увеличением темпа аккреции и, следовательно, темпа выброса вещества джетом. В случае изолированной моды, интервалы между вспышками аккреции слишком протяженные для сопоставления с короткими динамическими временами узлов джета у CARMA 7.

Учитывая короткое время, прошедшее с момента последней предполагаемой вспышки аккреции (от десятков до сотен лет), можно ожидать повышенной распространенности монооксида углерода в газовой фазе в протозвездной оболочке CARMA 7 по сравнению с тем, что можно ожидать для

47

текущей светимости в спокойной (не вспышечной) фазе. Данное предположение может быть использовано в дальнейшем для подтверждения вспышечного характера данного объекта (см. гл. 4.8).

В заключение отметим, что ограничения на численное разрешение вычислительной сетки не позволяют проследить динамику и эволюцию газовых сгустков при приближении к протозвезде, что может вызывать их преждевременное приливное разрушение. Данный вопрос исследовался в полуаналитических одномерных моделях в работе Nayakshin & Lodato (2012), где показано, что зависимость радиуса сгустка от его массы, а также способность сгустка открывать глубокую щель в диске определяют процесс разрушения сгустка и соответствующий характер вспышки аккреции.

4.2 Вспышки аккреции, вызванные магниторотационной неустойчивостью (MPH)

В работе Kadam, Vorobyov, et al. (2020) выполнено глобальное численное гидродинамическое моделирование формирования и эволюции протопланетного диска в предположении слоистой структуры диска, адаптивного вязкого α -параметра и присутствия мертвой зоны во внутренних областях диска с подавленной МРН (см. гл. 3.2). Для сравнения также выполнено моделирование магнитоактивного диска с постоянным α -параметром равным 0.01, что соответствует пределу развитой МРН по всей протяженности диска. Рассчитаны характеристики вспышек аккреции, возникающие в данных моделях.

Показано, что активация MPH в мертвой зоне слоистых дисков приводит к вспышкам аккреции и светимости с параметрами, схожими со вспышками фуоров (см. рис. 11). При этом движение фронта неустойчивости происходит в направлении от звезды наружу (см. рис. 12). Продолжительность вспышек в основном составляет несколько сотен лет, что превышает наблюдаемую длительность фуоров и может объясняться ограничениями модели (например, пониженным значением α-параметра во внутренних областях). Впервые установлено, что частота вспышек аккреции и светимости зависит от начальной массы протозвездного облака и, следовательно, от массы звезды. Вспышки практически отсутствуют у звезд с конечной массой меньше



Рис. 11: Временная эволюция полной светимости (слева вверху), темпа аккреции (слева внизу), массы звезды (справа вверху), а также температуры газа в срединной плотности диска (справа внизу) около внутренней границы диска во время МРН-вспышки. Вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты времени, соответствующие двумерным графикам, представленным на рисунке 12, в то время как горизонтальная пунктирная линия показывает критическую температуру развития МРН, $T_{\rm crit} = 1300$ К. Рисунок заимствован из работы Kadam, Vorobyov, et al. (2020).

 $0.28 M_{\odot}$, поскольку поверхностная плотность газа в маломассивных дисках таких звезд не достигает критических значений, мертвая зона не формируется или время ее жизни ограничено самыми ранними стадиями эволюции.

Моделирование полностью MPH-активных дисков показало развитие неустойчивости, аналогичной классической тепловой неустойчивости, проявляющейся при двух температурах - выше примерно 1400 K и 3500 K благодаря сильной зависимости непрозрачности Росселанда от температуры. Происхождение данных термически неустойчивых областей связано с резким увеличением непрозрачности в результате молекулярного поглощения водяным паром и может рассматриваться как новый механизм, лежащий в основе некоторых вспышек аккреции с короткой продолжительностью в несколько лет. Поскольку данные неустойчивости могут возникать при гораздо более низких температурах по сравнению с классической тепловой неустойчивостью (~ 10⁴ K, Bell & Lin (1994)), они более привлекательны в контексте протопланетных дисков. Сделан вывод, что магнитная активность диска, а также начальная масса протозвездного облака, могут существенно повлиять на характер протозвездной аккреции.

В работе Liu, Vorobyov, et al. (2017) исследованы свойства диска у вспышечного объекта FU Ориона посредством наблюдений на интерферометрах ALMA, JVLA и SMA. Найдено, что в излучении на частотах выше 29 ГГц



Рис. 12: Временная эволюция поверхностной плотности газа и температуры в срединной плоскости для внутренней области слоистого диска (10 × 10 a.e.), показывающая распространение и затухание МРН-вспышки. Рисунок заимствован из работы Kadam, Vorobyov, et al. (2020).

преобладают два пространственно неразрешенных источника, которые расположены непосредственно вокруг FU Ориона и его спутника FU Ориона S. Их радиусы деконволюции на частоте 33 ГГц составляют всего несколько астрономических единиц. С другой стороны данные пространственно компактные источники испускают более 50% наблюдаемых потоков на частотах 224, 272 и 346 ГГц. Спектральные распределения энергии на 8-346 ГГц у объектов FU Ориона и FU Ориона S не могут быть аппроксимированы упрощенными моделями с постоянными спектральными индексами, хотя нельзя исключить, что это связано с переменностью во времени их (суб)-миллиметровых потоков.

Более сложные модели спектральных распределений энергии, учитывающие наблюдаемые вариации спектральных индексов в миллиметровом диапазоне показывают, что излучение на частоте ≥ 29 ГГц обусловлено комбинацией тормозного излучения ионизованного газа и теплового излучения оптически толстых и оптически тонких компонентов пыли. Предполагалось, что пыль во внутренних частях дисков (≤ 0.1 а.е.) сублимировалась, и поэтому диски больше не защищены от ионизирующих фотонов. Оценка общей массы газа и пыли в диске FU Ориона, основанная на моделировании спектрального распределения энергии, может достигать одной десятой солнечной массы, что достаточно для развития гравитационной неустойчивости. Возможное объяснение данных наблюдений состоит в том, что массивный приток газа и пыли, вызванный гравитационной неустойчивостью диска или взаимодействием с компаньоном FU Opuona S, привел к накоплению вещества во внутренней области с размером в несколько астрономических единиц из-за развития мертвой зоны с незначительной ионизацией. Скопившийся материал впоследствии вызвал развитие тепловой или магниторотационной неустойчивости, когда степень ионизации во внутренних областях диска превысила пороговое значение, что в свою очередь привело к вспышке протозвездной аккреции.

В работе Vorobyov et al. (2020а) исследованы вспышки аккреции и светимости, вызванные магниторотационной неустойчивостью в самых внутренних областях диска, формирующихся в результате гравитационного коллапса дозвездных облаков с различной массой $M_{\rm core}$ и отношением массы диска к потоку магнитного поля λ . В отличие от модели Kadam, Vorobyov, et al. (2020) данная работа впервые учитывает совместную динамику газа и пыли, степень ионизации газа, а также эволюцию магнитного поля при моделировании мертвых зон, а также МРН-вспышек аккреции и светимости (см. гл. 2.5).



Рис. 13: Вверху слева (а): темп аккреции на звезду в зависимости от времени, начиная с образования диска. Внизу слева (b): аналогично верхней левой панели, но для временного интервала t = 0.149 - 0.150 млн лет. Справа (c): пространственно-временная диаграмма азимутально усредненной степени ионизации. Белая контурная линия очерчивает границу мертвой зоны. Время отсчитывается от момента формирования диска. Рисунок заимствован из работы Vorobyov et al. (2020а).

Найдено, что вскоре после формирования диска образуется мертвая зона во внутренних областях с низкой долей ионизации $x < 10^{-13}$ и температурой порядка нескольких сотен Кельвинов, размер которой составляет от нескольких до нескольких десятков астрономических единиц в зависимости от модели. Мертвая зона представляет собой ярко выраженные пылевые кольца, которые образуются за счет концентрации выросших пылевых частиц в локальных максимумах давления. Тепловая ионизация щелочных металлов в мертвой зоне запускает МРН и связанную с данной неустойчивостью вспышку аккреции, которая характеризуется резким подъемом, мелкомасштабной переменностью в активной фазе и быстрым спадом в результате истощения вещества во внутренней МРН-активной области диска (см. рис.13).

Частота возникновения вспышек аккреции максимальна на начальных этапах формирования диска, что объясняется активной накачкой веществом внутренних областей диска в результате действия гравитационной неустойчивости и связанных с ней моментов сил. Частота вспышек уменьшается по мере того, как диск эволюционирует из гравитационно неустойчивого состояния в состояние с преобладанием вязкостных моментов сил, вызванных локальной турбулентностью газа. Таким образом, существует причинноследственная связь между начальной вспышечной активностью и степенью гравитационной неустойчивости диска, подпитываемой падением вещества из коллапсирующей оболочки, что также было отмечено ранее в других исследованиях (Zhu et al., 2009). Найдено, что вспышки, индуцированные MPH, имеют место для широкого набора значений $\lambda = 2 - 10$, но их частота сводится к нулю в моделях с $M_{\rm core} \leq 0.2 M_{\odot}$, указывая на существование нижнего предела массы звезды, для которого могут иметь место вспышки аккреции и светимости, вызванные МРН. Впервые сделано предположение, что данный механизм вспышек может быть неразрывно связан с пылевыми кольцами во внутренних областях диска, и оба явления - вспышки и пылевые кольца - могут быть результатом формирования и эпизодической дестабилизации мертвой зоны во внутренних областях диска.

4.3 Вспышки аккреции, вызванные пролетом внешней звезды через протопланетный диск



Рис. 14: Темп аккреции (штриховые линии) и светимости (сплошные линии) в двух моделях вспышек, вызванных пролетом возмущающей звезды через протопланетный диск звезды-мишени. Верхняя панель соответствует проградному пролету по отношению к направлению вращения диска, в то время как нижняя панель показывает случай ретроградного пролета. Расстояние от возмущающего объекта до звезды-мишени в перигелии $r_{\rm per}$, а также масса возмущающего объекта $M_{\rm intr}$, указаны на каждой панели. Горизонтальные линии показывают длительность вспышки на половине максимума светимости. Рисунок заимствован из работы Vorobyov et al. (2021).

В работе Vorobyov et al. (2021) исследованы вспышки аккреции и светимости, вызванные пролетом внешней звезды через протопланетный диск. Возмущающий объект моделировался точечной звездой суб-солнечной массы на проградной или ретроградной траектории по отношению к направлению вращения диска. Пролет возмущающей звезды осуществлялся в плоскости диска основного объекта (мишени), при этом возмущающая звезда имела возможность аккрецировать вещество из окружающей среды, и ее аккреционная светимость учитывалась при вычислении теплового баланса системы.

На рис. 14 представлены темпы аккреции и светимости возмущающей звезды для двух моделей с различным расстоянием перицентра орбиты возмущающего объекта по отношению к положению основной звезды r_{per}. Во всех моделях масса возмущающей звезды и звезды-мишени принята равной $0.5 M_{\odot}$, в то время как масса протозвездного диска звезды-мишени равна 0.056 M_{\odot} . Начальная скорость возмущающей звезды в системе координат звезды-мишени равна $|v_{intr}|=2.5$ км/с и может достигать 5 км/с в перицентре орбиты. Найдено, что светимости и темпы аккреции на пике вспышки согласуются с известными наблюдательными данными по фуорам (Audard et al., 2014) при условии, что возмущающий объект проходит через протопланетный диск и перицентр его орбиты не превышает 100 а.е. Однако длительность вспышек, вызванных пролетом звезды через диск, составляет минимум несколько сотен лет, что заметно дольше, чем в других рассмотренных моделях вспышек (см. гл. 4.1 и 4.2) и превышает типичные значения в несколько десятков лет для известных фуоров. Следует заметить, что многие фуоры по-прежнему находятся в активной фазе и длительность их вспышек может возрасти. Кроме того, пролет возмущающей звезды не строго через плоскость диска (как в представленном моделировании из-за принятых ограничений), а под углом к плоскости диска может сократить время вспышки.

4.4 Отличительные характеристики трех механизмов вспышек аккреции

В работе Vorobyov et al. (2021) исследованы вспышки аккреции и светимости, вызванные тремя различными механизмами: магниторотационной неустойчивостью во внутренних областях диска, падением сгустков на протозвезду в гравитационно неустойчивых дисках и пролетом внешней звезды через протопланетный диск. Целью работы являлся поиск глобальных характеристик диска, с помощью которых можно было бы различить данные три механизма вспышек. Впервые обнаружено, что околозвездные диски со вспышками аккреции могут иметь кинематические особенности, различные для разных механизмов вспышек, что может быть использовано при идентификации происхождения конкретной вспышки. В частности, диски в модели с пролетом внешней звезды через диск и в модели с падением сгустка на протозвезду характеризуются существенными отклонениями от кеплеровского вращения до нескольких десятков процентов, в то время как диски в модели MPH-вспышек характеризуются отклонениями всего в несколько процентов, что в основном вызвано гравитационной неустойчивостью диска, которая подпитывает вспышки MPH.



Рис. 15: Карты скоростных каналов вдоль луча зрения протопланетных дисков для трех механизмов вспышек светимости: МРН (верхний ряд), падение сгустков (второй ряд) и пролет внешней звезды через диск (третий ряд). Наклон диска принят равным 30°, причем верхняя половина диска находится дальше от наблюдателя. Синими линиями обозначены соответствующий центры скоростных каналов для невозмущенного кеплеровского диска. Нижние три ряда панелей показывают отклонения модельных скоростных каналов от невозмущенного образца. Рисунок заимствован из работы Vorobyov et al. (2021).

Карты скоростных каналов также показывают отчетливые изгибы и колебания, которые вызваны потоками газа в дисках, характерными для каждого рассматриваемого механизма вспышки (см. рис. 15). Были рассчитаны отклонения скоростных каналов от симметричного образца, характерного для невозмущенного кеплеровского диска, в величинах позиционного угла и скорости вдоль луча зрения

$$\delta\phi_{\rm ch}(r) = \phi_{\rm model} - \phi_{\rm K}, \tag{32}$$

$$\delta v_{\rm ch}(r) = \frac{v_{\rm model}^{\rm n.o.s} - v_{\rm K}^{\rm n.o.s}}{v_{\rm K}^{\rm n.o.s}},\tag{33}$$

Здесь $v_{\rm K}^{\rm l.o.s}$ - это скорость вращения кеплеровского диска вдоль луча зрения с массой центральной звезды и диска, взятыми равной соответствующим массам в каждой рассмотренной модели вспышки, $\phi_{\rm model}$ и $\phi_{\rm K}$ - позиционные углы центра модельных и кеплеровских скоростных каналов, которые вычисляются путем нанесения разреза по окружности с фиксированным радиальным расстоянием от звезды, $v_{\rm model}^{\rm l.o.s}$ - лучевые скорости модельного диска, вычисленные для центров скоростных каналов. Показано, что отклонения скоростных каналов от симметричного образца, характерного для невозмущенного кеплеровского диска, наиболее сильны для моделей вспышек, вызванных падением сгустка и пролетом внешней звезды через диск. Впервые установлено, что характер данных отклонений имеет специфические особенности, которые могут быть использованы для идентификации соответствующего механизма вспышки (см. рис. 15).

4.5 Вспышки аккреции в дисках с пониженной металличностью

В работе Vorobyov et al. (2020с) исследована эволюция протозвездных дисков с металличностью в диапазоне $Z = 0.01 - 1.0 Z_{\odot}$. Использовалось численное гидродинамическое моделирование с учетом различных температур газа и пыли (см. гл. 2.4). Найдено, что ранние стадии эволюции диска в моделях с низкой металличностью характеризуются сильной гравитационной неустойчивостью и фрагментацией. Неустойчивость диска обеспечивается постоянным притоком вещества из коллапсирующей протозвездной оболочки. Период гравитационной неустойчивости короче в модели с $Z = 0.01 Z_{\odot}$,

чем в моделях с более высокой металличностью, благодаря более высокой скорости падения вещества из оболочки на диск, вызванной более высокими температурами газа во внутренних областях коллапсирующей оболочки, и как следствие более быстрым истощением протозвездного облака, подпитывающего гравитационную неустойчивость диска.

Темпы протозвездной аккреции существенно различаются в моделях с разной металличностью. Системы с низкой металличностью характеризуются короткими, но энергичными эпизодами аккреции, вызванными падением мигрирующих внутрь газовых сгустков. Вспышки аккреции более многочисленны и вспышечная стадия длится дольше в моделях с большей металличностью благодаря более длительной фазе гравитационной неустойчивости диска. Таким образом, впервые установлено, что переменная протозвездная аккреция с эпизодическими всплесками не является особенностью дисков солнечной металличности. Данный характер аккреции также присущ гравитационно неустойчивым дискам с металличностью в 10-100 раз ниже солнечной.

В работе Kadam, Vorobyov, et al. (2021) впервые выполнено исследование влияния металличности на структуру мертвой зоны в протозвездных дисках. Глобальное численное гидродинамическое моделирование протозвездных дисков выполнено с учетом пространственно неоднородного α параметра (см. гл. 3.2). Эффект металличности в пределах от 0.02 до 1.0 Z_{\odot} учитывался через газопылевую непрозрачность диска, толщину магнитоактивного слоя диска и температуру дозвездного облака. Показано, что низкометалличные диски накапливают гораздо больше массы в самых внутренних областях по сравнению с аналогами с солнечной металличностью. Продолжительность вспышки аккреции, вызванной развитием магниторотационной неустойчивости во внутренних областях диска, также зависит от металличности. Диски с низкой металличностью показали более мощные вспышки светимости с более короткой активной фазой. Найдено, что вспышки аккреции ограничены в основном ранними, внедренными стадиями эволюции диска и происходят относительно редко в дисках вокруг маломассивных звезд ($M_* < 0.5 M_{\odot}$), особенно при самых низких значениях металличности $Z = 0.02 Z_{\odot}$. Таким образом установлено, что металличность может иметь существенное влияние как на параметры мертвой зоны

диска, так и на его эволюцию с точки зрения эпизодической аккреции.

4.6 Вспышки аккреции в ранней Вселенной и их влияние на рост первичных сверхмассивных звезд

В работе Vorobyov et al. (2013b) исследовано формирование и длительная эволюция протозвездных дисков вокруг первичных звезд в ранней Вселенной. В качестве уравнения состояния при численном гидродинамическом моделировании использовано политропное соотношение между давлением и плотностью газа, предложенное в работе Omukai et al. (2005) для протозвездных облаков нулевой металличности. Гравитационный коллапс протозвездных облаков с различной массой, угловым моментом и температурой сопровождался формированием центральной протозвезды и протозвездного диска, чья последующая эволюция моделировалась в течение нескольких десятков тысяч лет. Найдено, что протозвездные диски вокруг первичных протозвезд подвержены сильной гравитационной неустойчивости и формированию гравитационно связанных газовых сгустков внутри спиральных рукавов. Показано, что данные сгустки мигрируют внутрь благодаря гравитационному взаимодействию со спиральными рукавами на временах $10^3 - 10^4$ лет, что приводит к их приливному разрушению около звезды, сопровождающемуся вспышкой протозвездной аккреции и светимости. Подобные циклы формирования, миграции и разрушения сгустков поддерживаются продолжающейся аккрецией вещества, падающего на диск из коллапсирующего родительского облака, которое восполняет массу, потерянную диском из-за аккреции на протозвезду. Показано, что вспышечная мода аккреции ожидается для широкого спектра начальных условий в первичных дозвездных облаках и сделано предположение, что интенсивные вспышки светимости $(\sim 10^7 L_{\odot})$, создаваемые этим механизмом, могут иметь важные последствия для эволюции диска и протозвезды.

В работе Sakurai et al. (2016) исследовано формирование сверхмассивных звезд (СМЗ) в первичной Вселенной, как потенциального механизма образования сверхмассивных черных дыр. Важным моментом при формировании СМЗ является излучение звезды в ультрафиолетовом диапазоне, которое может ограничивать рост звездной массы за счет протозвездной аккреции.

С использованием численного гидродинамического моделирования в политропном приближении выполнено исследование формирования протозвездных дисков и рассчитаны темпы аккреции на CM3 с массой до $10^4 M_{\odot}$. Найдено, что диск фрагментирует благодаря гравитационной неустойчивости, приводя к формированию множественных гравитационно связанных газовых сгустков. Миграция данных сгустков внутрь приводит к их приливному разрушению и вспышкам аккреции и светимости. Соответствующие темпы протозвездной аккреции характеризуются сильной временной переменностью: короткие эпизодические вспышки сменяются более длинными фазами относительного покоя с пониженным темпом аккерции. Показано, что диск вокруг СМЗ более гравитационно неустойчив и характеризуется большей переменностью аккреции, чем его менее массивные аналоги вокруг первичных звезд (Vorobyov et al., 2013b). С использованием полученного темпа аккреции выполнен расчет эволюции СМЗ. Показано, что радиус СМЗ монотонно увеличивается с почти постоянной эффективной температурой $T_{\rm eff} = 5000 \; {\rm K}$ по мере увеличения массы объекта. Возникающая в результате обратная связь в виде излучения в УФ-диапазоне слишком слаба, чтобы препятствовать аккреции, поскольку временные масштабы переменности, $\approx 10^3$ лет, слишком коротки, чтобы повлиять на звездную структуру. Предположено, что данная картина эволюции будет продолжаться до тех пор, пока СМЗ не схлопнется с образованием черной дыры из-за общей релятивистской неустойчивости после того, как масса объекта достигнет $10^5 M_{\odot}$.

В работе Matsukoba, Vorobyov, et al. (2021) продолжено исследование роли ионизирующего УФ-излучения при формировании СМЗ. Параметры коллапсирующих протозвездных облаков взяты из трехмерного космологического моделирования (Chon et al., 2016). В отличие от предыдущей работы (Sakurai et al., 2016), основанной на политропном приближении, в данной работе были задействованы подробные модели расчета теплового и химического состояния диска (см. гл. 2.4). Аккуратный расчет тепловой эволюции газа имеет важное значение для получения более реалистичных темпов аккреции. Подтверждено, что газовые диски вокруг СМЗ подвержены развитию сильной гравитационной неустойчивости и фрагментации. Вызванная неустойчивостью переменная протозвездная аккреция с эпизодическими вспышками не препятствует формированию СМЗ, поскольку периоды покоя между вспышками всегда короче характерных времен Кельвина-Гельмгольца и результирующее слабое ионизирующее УВ-излучение не может остановить аккрецию вещества из диска на СМЗ.

4.7 Вспышки аккреции у массивных протозвезд в Галактике

Долгое время вспышки светимости типа FU Ориона считались присущими только звездам с (суб-)солнечной массой (Audard et al., 2014). Однако недавние наблюдения массивных очагов звездообразования в Галактике показали присутствие вспышек светимости также и у массивных звезд, $\geq 8.0 \ M_{\odot}$ (Caratti o Garatti et al., 2017). B pafore Meyer, Vorobyov, et al. (2017) выполнено трехмерное моделирование коллапса массивных протозвездных облаков ($\sim 100 \ M_{\odot}$) с образованием массивных протозвезд и околозвездных дисков. Для этой цели был использован численный гидродинамический комплекс свободного доступа PLUTO с учетом самогравитации газа и переноса излучения в диффузионном приближении. Найдено, что диски, формирующиеся вокруг массивных протозвезд, также характеризуются развитой гравитационной неустойчивостью и переменной протозвездной аккрецией. Впервые показано, что данный процесс сопровождается вспышками светимости, вызванными эпизодической аккрецией газовых сгустков, мигрирующих из околозвездного диска на протозвезду. Следовательно, процесс генерации вспышек светимости, вызванных аккрецией газовых сгустков, возможен и в режиме массивного звездообразования в локальной Вселенной. Таким образом, данное явление может рассматриваться как универсальный механизм, который может влиять на эволюцию протозвезд и их дисков независимо от их массы или химического состава среды, в которой они формируются. Особенно следует отметить, что миграция газовых сгустков и вызванные их приливным разрушением вспышки светимости подтверждены численным моделированием с использованием независимых моделей (FEOSAD и PLUTO), как в двухмерном приближении тонкого диска, так и в полностью трехмерных вычислениях.

В работе Meyer, Vorobyov, et al. (2019) выполнен анализ эпизодических вспышек светимости и аккреции, вызванных миграцией газовых сгустков на



Рис. 16: Временная эволюция протозвездного темпа аккреции и массы протозвезды (толстая штриховая линия) в модели с исходной массой облака 100 M_{\odot} . Рисунок заимствован из работы Meyer, Vorobyov, et al. (2019).

массивную протозвезду (см. рис. 16). Найдено, что массивные протозвезды проводят $\approx 10^3$ лет из смоделированных 60 тыс. лет во вспышечной фазе аккреции (то есть $\approx 1,7\%$), во время которой пиковая светимость превышает предвспышечные значения в состоянии покоя в 2.5-40 раз. В течение этих коротких периодов времени, массивные протозвезды набирают значительную часть (до $\approx 50\%$) своей массы на главной последовательности. Показано, что более слабые всплески встречаются чаще, чем более яркие. Выполнено сравнение результатов моделирования со вспышками светимости у массивных протозвезд NGC6334I-MM1 и S255IR-NIRS3. Сделано предположение, что всплеск активности у данных объектов находится в начальной стадии и за текущими вспышками может последовать серия последующих вспышек.

В работе Meyer, Vorobyov, et al. (2021) выполнено параметрическое исследование численных гидродинамических моделей массивных молодых протозвезд и их газовых околозвездных дисков, формирующихся в результате гравитационного коллапса облаков с начальной массой M_c =60-200 M_{\odot} и отношением вращательной к гравитационной энергии β =0.005-0.33. Увеличение M_c и/или β приводит к образованию протозвездных аккреционных дисков, более склонных к развитию гравитационной неустойчивости и возникновению вспышек аккреции. Обнаружено, что для всех рассмотренных моделей характерны вспышки, даже если дозвездное облако характеризуется $\beta \leq 0.01$. Найдено, что масса диска масштабируется с массой звезды по степенному закону с показателем экспоненты ≈ 1.2 . Найдено, что распределение периодов времени между двумя последовательными вспышками носит бимодальный характер с продолжительностью между вспышками ≈ 1-10 лет, соответствующей коротким, самым слабым вспышкам, и с продолжительностью ≈ 10³-10⁴ лет, соответствующий длительным, самым сильным вспышкам типа FU Ориона, появляющимися примерно через 30 тысяч лет после формирования диска.

4.8 Влияние вспышек на динамическую и химическую эволюцию дисков

Повышение температуры диска в результате вспышки светимости может существенно повлиять на динамическую и химическую эволюцию протозвездных и протопланетных дисков. В работе Vorobyov et al. (2013c) впервые исследовано влияние вспышек светимости на испарение и конденсацию СО и СО₂ в динамически эволюционирующем протозвездном диске и коллапсирующей оболочке. Эволюция молодой протозвезды и ее околозвездного диска отслеживалась на основе гидродинамической модели FEOSAD в сочетании с численной моделью звездной эволюции (Chabrier & Baraffe, 1997) и фазовыми превращениями СО и СО₂ (см. гл. 2.6). При этом из-за высоких требований к вычислительным ресурсам химические превращения данных элементов не учитывались. Найдено, что вспышки со светимостью порядка 100-200 L_{\odot} могут испарять льды СО во внутренних областях коллапсирующей оболочки. Типичное время вымерзания газовой фазы СО на пылинки в оболочке (несколько тысяч лет) намного больше, чем продолжительность вспышки ($\leq 100 - 200$ лет). Длительное время вымерзания приводит к увеличенному содержанию СО в газовой фазе в оболочке еще долгое время после того, как система вернулась в стадию покоя. Напротив, вспышки светимости могут испарять льды CO₂ только в диске, где время вымерзания газовой фазы CO₂ сопоставимо с продолжительностью вспышки благодаря более высокой плотности газа и температуре. Таким образом, подтверждено, что вспышки светимости могут оказывать долговременное влияние на содержание монооксида углерода в протозвездной оболочке, что позволяет обнаруживать недавние вспышки светимости, как было показано в более ранних полуаналитических исследованиях стационарных моделей молодых звездных объектов (Lee, 2007).



Рис. 17: Эволюция протопланетного диска в модели без вспышки (правая колонка) и в моделях со вспышками разной длительности (слева направо): $t_{\rm bst} = 500$ лет – первый столбец, $t_{\rm bst} = 200$ лет – второй столбец и $t_{\rm bst} = 100$ лет – третий столбец. Показаны три временных интервала, начиная с начала вспышки: 0,5 тыс. лет (второй ряд), 1,0 тыс. лет (третий ряд), 5,0 тыс. лет (четвертый ряд). Масштабная линейка показывает поверхностную плотность газа в г см⁻² (логарифмические единицы). Рисунок заимствован из работы Vorobyov et al. (2020d).

В работе Vorobyov et al. (2020d) исследована реакция протопланетного диска на вспышки светимости различной продолжительности (от 100 до 500 лет) с целью определения влияния вспышек на гравитационную неустойчивость в диске. Особое внимание уделено пространственному распределению газа и пыли (от 1 мм до нескольких сантиметров) во время и после вспышки. Для данной цели использован программный комплекс FEOSAD с учетом динамики и роста пылевой компоненты диска (см. гл. 2.3). Найдено, что кратковременный эффект вспышки светимости заключается в уменьшении силы гравитационной неустойчивости за счет нагрева и расширения диска. Самые длительные вспышки с продолжительностью, сравнимой с периодом обращения спирального узора, могут приводить к полной диссипации спиральной структуры в газовом диске к концу вспышки, в то время как самые короткие вспышки только ослабят спиральный узор. В случае пылевого диска спиралевидное начальное распределение с глубокими впадинами в межрукавных областях переходит в кольцеобразное распределение с глубокими щелями между кольцами. Долговременный эффект вспышки зависит от начальных условий диска на момент вспышки. В некоторых случаях через несколько тысяч лет после вспышки развивается сильная гравитационная фрагментация диска, в то время как в аналогичной модели без вспышки данный эффект отсутствует. Во внешних областях диска формируются несколько газопылевых сгустков с массами в диапазоне планетгигантов (см. рис. 17). Сделан вывод, что вспышки светимости, сходные по величине с объектами типа FU Ориона, могут иметь существенное влияние на динамику газа и пыли в протопланетных дисках, если продолжительность вспышки сравнима с динамическими временными шкалами или превышает их.

4.9 Влияние вспышек на эволюцию молодых звезд до главной последовательности. Решение "проблемы светимости".

Вспышки светимости и аккреции могут оказывать существенное влияние не только на динамическую и химическую эволюцию дисков, но и на эволюцию самой протозвезды. В работе Dunham & Vorobyov (2012) исследованы наблюдательные характеристики протозвездных облаков, полученные в результате совмещения двумерных расчетов переноса излучения программным комплексом RADMC-2D (Dullemond & Turolla, 2000) и численного гидродинамического моделирования маломассивных протозвезд и протозвездных дисков программным комплексом FEOSAD. Перенос излучения рассчитан для всей продолжительности коллапса протозвездных облаков с использованием в качестве входных данных массы облака, диска и протозвезды, а также радиуса протозвезды и темпа протозвездной аккреции, полученных из гидродинамического моделирования. С использованием полученных спектральных распределений энергии вычислены стандартные модельные характеристики ($L_{\rm bol}$ -болометрическая светимость, $T_{\rm bol}$ -болометрическая тем-



Рис. 18: Диаграмма болометрическая светимость - болометрическая температура ($L_{bol}-T_{bol}$) для рассмотренных численных моделей протозвезд. Шкала справа показывает долю общего времени, которое численные модели проводят в каждой из 100 ячеек, на которые разбито все фазовое пространство $L_{bol}-T_{bol}$. Границы классов по T_{bol} взяты из Chen et al. (1995). Толстая пунктирная линия показывает главную последовательность нулевого возраста. Цветными символами показаны молодые звездные объекты из Evans et al. (2009); цвет указывает на спектральный класс (красный для класса 0/I, зеленый для плоского спектра, синий для класса II и фиолетовый для класса III). Рисунок заимствован из работы Dunham & Vorobyov (2012).

пература, $L_{\rm bol}/L_{\rm sub-mm}$ - отношение болометрической светимости к светимости в субмиллиметровом диапазоне) для непосредственного сравнения с наблюдениями. Показано, что гидродинамические модели с переменной протозвездной аккрецией и эпизодическими вспышками воспроизводят полный разброс наблюдаемых характеристик протозвезд как в пространстве $L_{\rm bol}$ - $T_{\rm bol}$ (см. рис. 18), так и $L_{\rm bol}$ - $M_{\rm core}$. Кроме того, вспышечная мода аккреции обеспечивает разумное соответствие наблюдаемому распределению светимости протозвезд и решает давнюю проблему светимости (Kenyon et al., 1990), согласно которой средняя светимость протозвезд на порядок величины меньше, чем соответствующее значение, предсказанное упрощенными аналитическими моделями сферического коллапса протозвездных облаков (Shu, 1977). В среднем модели проводят 1.3% своего эволюционного времени во вспышечной фазе, в течение которых происходит аккреция 5.3%

конечной звездной массы, при этом максимальные доли вспышечной фазы и аккрецированной массы составляют 11.8% и 35.5%, соответственно. Численные модели с искусственно отфильтрованными вспышками не дают такого хорошего соответствия с наблюдениями.

В работе Baraffe, Vorobyov, et al. (2012) выполнены расчеты характеристик маломассивных протозвезд и коричневых карликов, начиная с их формирования и до начала стадии главной последовательности. Для этого использована численная модель звездной эволюции (Chabrier & Baraffe, 1997) и темпы протозвездной аккреции, полученные в результате численного моделирования программным комплексом FEOSAD коллапсирующих протозвездных облаков с различной массой и угловым моментом. Показано, что для начальной массы протозвезды $M_{\rm i} \sim 1.0~M_{\rm Jup}$, типичной для второго ядра Ларсона, рассмотренные численные модели могут объяснить как разброс светимости звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рассела, так и предполагаемые свойства объектов типа FU Ориона (масса, радиус, темп аккреции) при соблюдении двух условий. Во-первых, доля энергии, поглощаемой протозвездой в процессе аккреции, должна быть переменной величиной. Во-вторых, диапазон этого изменения должен увеличиваться с увеличением интенсивности вспышки аккреции. Таким образом, данное исследование предполагает наличие связи между интенсивностью вспышек аккреции и долей аккреционной энергии, поглощаемой протозвездой, с некоторым порогом в темпе аккреции порядка $10^{-5} M_{\odot}$ год⁻¹, описывающим переход от так называемой холодной аккреции к горячей. Такой переход может отражать изменение геометрии аккреции с увеличением темпа аккреции, то есть переход от магнитосферы или тонкого диска к аккреции через толстый диск. Показано, что аккреция вещества и энергии протозвездой на стадии ее формирования может объяснить наблюдаемый разброс светимости в молодых звездных скоплениях без какого-либо значительного разброса в их возрастах.

В работе Vorobyov et al. (2017а) исследованы свойства молодых маломассивных звезд и коричневых карликов до главной последовательности с учетом аккреции массы на центральный объект на ранних стадиях эволюции. В частности, звездная эволюция была рассчитана с использованием численной модели STELLAR (Yorke & Bodenheimer, 2008), в то время как тем-

пы протозвездной аккреции были взяты из численных моделей FEOSAD, моделирующих эволюцию протозвездного диска, начиная с гравитационного коллапса протозвездных облаков. Полученные треки звездной эволюции для набора моделей с различными массами и угловыми моментами начальных протозвездных облаков сравнивались со звездными изохронами и изомассами (то есть положениями молодых звезд с одинаковым возрастом или массой на диаграмме Герцшпрунга-Рассела), рассчитанными с использованием стандартных неаккрецирующих моделей звездной эволюции. Найдено, что протозвездная аккреция в первые несколько миллионов лет звездной эволюции может иметь сильное влияние на последующую эволюцию молодых звезд и коричневых карликов. Невязка между моделями с и без аккреции в терминах полной светимости звезды L_* , радиуса звезды R_* и эффективной температуры T_{eff} зависит от тепловой эффективности аккреции, то есть от доли аккреционной энергии, поглощаемой центральным объектом. Наибольшие различия обнаружены для случая холодной аккреции, когда практически вся аккреционная энергия излучается (то есть теряется) протозвездой в процессе набора массы. Относительные отклонения в L_{*} и R_{*} в этом случае могут достигать 50% для объектов возрастом 1.0 млн лет, и остаются заметными даже для объектов с возрастом 10 млн лет. В случаях горячей и гибридной аккреции, для которых характерно поглощение некоторой ненулевой доли аккреционной энергии, расхождение между моделями с и без аккреции и становится менее выраженным, но все же остается заметным для объектов с возрастом 1.0 млн лет. Данные различия могут привести к неправильной оценке возраста объектов (суб-)солнечной массы при использовании изохрон, основанных на неаккрецирующих моделях. Таким образом, протозвездная аккреция на ранних стадиях эволюции маломассивных звезд и коричневых карликов является важным фактором, но ее влияние зависит от малоизученных деталей того, как аккрецированная энергия распределяется внутри протозвезды.

5 Формирование планет-гигантов и коричневых карликов

Всё возрастающее количество открытых экзопланет со свойствами, существенно отличными от соответствующих объектов в Солнечной системе, подстегнуло интерес к проблеме планетообразования. В работе Basu & Vorobyov (2012) выполнено численное гидродинамическое моделирование формирования и эволюции протозвездного диска, в котором газовые сгустки (по сути первые ядра Ларсона, сформированные в результате гравитационной фрагментации диска) выбрасываются из диска на ранней стадии его эволюции. Данный универсальный процесс происходит благодаря гравитационному взаимодействию компактных газовых сгустков и центральной звезды, являясь таким образом свободным от неопределенности длины сглаживания, которая характерна для моделей, использующих точечные частицы в качестве упрощенных моделей газовых сгустков. Выжившие при выбросе сгустки имеют диапазон масс 0.08-0.35 M_{\odot} и скорости 0.8 ± 0.35 км с⁻¹, что в несколько раз превышает вторую космическую скорость. Предполагается, что по мере охлаждения и сжатия данные сгустки могут образовывать изолированные коричневые карлики или маломассивные звезды с собственными дисками благодаря существенному угловому моменту вращения сгустков. В данном гибридном сценарии, допускающем выброс сгустков, а не уже сформировавшихся протозвездных объектов, как в работе Stamatellos & Whitworth (2009), естественным образом объясняется формирование диска и низкая дисперсия скоростей выброшенных объектов, что согласуется с наблюдением известных изолированных звезд и коричневых карликов. Сделан вывод, что выброс сгустков из гравитационно неустойчивого протозвездного диска и образование изолированных маломассивных звездных и субзвездных объектов может быть достаточно частым явлением, имеющим важное значение для понимания начальной функции масс звезд и коричневых карликов.

В работе Vorobyov (2016) продолжено исследование динамики газовых сгустков, выброшенных из диска в результате гравитационного взаимодействия с другими сгустками во время их близких сближений. Найдено, что сгустки с малой массой < 15 $M_{\rm Jup}$ диссипируют вскоре после вылета из диска, приводя к формированию кометообразных структур при прохождении через коллапсирующее протозвездное облако. Наименее массивный сгусток, уцелевший при выбросе (21 $M_{\rm Jup}$), соответствует нижнему пределу коричневых карликов, в то время как наиболее массивные выброшенные сгустки (145 М_{Jup}) могут распадаться на несколько частей, что может приводить к формированию гравитационно связанных пар коричневых карликов. Около половины выброшенных сгустков гравитационно связаны, большинство поддерживаются вращением против сил гравитации, и все сгустки имеют удельный угловой момент, значительно превышающий соответствующие значения для полностью сформированных коричневых карликов, что указывает на возможность образования дисков вокруг центрального объекта по мере гравитационного сжатия сгустков. Обнаружено, что внутренняя структура выброшенных сгустков отличается от того, что можно было бы ожидать от компактных протозвездных облаков, образованных в результате фрагментации молекулярного облака. Данная особенность может быть использована для дифференциации происхождения сгустков.

В работе Vorobyov (2013) исследовано формирование планет-гигантов (ПГ) и коричневых карликов (КК) в гравитационно неустойчивых протозвездных дисках и выполнено сравнение модельных результатов с субзвездными объектами на широких орбитах (≥ 50 а.е.), открытыми методом прямого детектирования. Особое внимание было уделено оценке вероятности выживания эмбрионов ПГ и КК на широких орбитах. Длительная эволюция протозвездных дисков моделировалась с помощью программного комплекса FEOSAD, начиная с гравитационного коллапса дозвездного облака и заканчивая фазой Т Тельца после по крайней мере 1.0 млн лет эволюции диска. Были выбраны модели, показывающие формирование эмбрионов ПГ или КК на широких орбитах с характерными временами радиальной миграции, аналогичными или более длительными, чем типичное время жизни диска.

Найдено, что в то время как большинство моделей демонстрировали гравитационную фрагментацию диска, только 6 моделей из 60 показали формирование эмбрионов ПГ/КК на квазистационарных широких орбитах (см. рис. 19). Низкая вероятность выживания эмбрионов обусловлена эффектив-



Рис. 19: Распределение поверхностной плотности газа в моделях, показывающих формирование эмбрионов ПГ/КК на широких орбитах. Время, прошедшее с момента образования центральной протозвезды, указано на каждой панели. Поверхностная плотность представлена в логарифмической шкале г см⁻². Рисунок заимствован из работы Vorobyov (2013).

ными механизмами радиальной миграции, выброса или диссипации сгустков, которые действуют на внедренной фазе звездообразования. Обнаружено, что только в массивных ($\geq 0.2 \ M_{\odot}$) и протяженных протозвездных дисках, которые испытывают гравитационную фрагментацию не только на внедренной фазе, но и на более поздней стадии Т Тельца, могут формироваться высокоорбитальные субзвездные объекты на расстояниях 170-330 а.е. При гравитационной фрагментации диска образуются эмбрионы ПГ/КК с массой в диапазоне 3.5-43 $M_{\rm Jup}$, охватывающие весь спектр масс известных субзвездных объектов на широких орбитах. С другой стороны, модель фрагментации диска не смогла объяснить наличие субзвездных спутников на широких орбитах вокруг звезд с массой < 0.7 M_{\odot} , что не согласуется с наблюдениями. Таким образом, гравитационная фрагментация диска не может объяснить весь наблюдаемый диапазон звезд (суб-)солнечной массы с широкоорбитальными спутниками.

В работе Vorobyov et al. (2018а) продолжено исследование модели грави-

тационной фрагментации диска и детально изучен процесс миграции плотных газовых сгустков в диске. С данной целью был использован программный комплекс FEOSAD с высоким численным разрешением (1024×1024) вычислительных ячеек), позволяющий исследовать внутреннюю структуру сгустков с учетом движения центральной звезды в ответ на гравитационное воздействие диска. Показано, что газовые сгустки, образующиеся во внешних областях диска (> 100 а.е.) в результате гравитационной фрагментации, часто возмущаются другими сгустками или спиральными рукавами, что приводит к их миграции по направлению к центральной звезде на временных масштабах от нескольких тысяч до нескольких десятков тысяч лет. Приближаясь к звезде, сгустки сначала набирают массу (до нескольких десятков масс Юпитера), но затем быстро теряют большую часть своей диффузной оболочки из-за приливных сил, действующих на них со стороны звезды. Часть оболочки сгустка может аккрецироваться на центральную звезду, вызывая вспышку аккреции и светимости типа FU Ориона. Потеря массы помогает сгусткам значительно замедлить или даже остановить радиальную миграцию по направлению к звезде на расстоянии нескольких десятков астрономических единиц от протозвезды. Процесс миграции и приливного урезания приводит к уменьшению как массы, так и размера сгустка по сравнению с его аналогами на широких орбитах, оставляя нетронутым только плотное и горячее газовое ядро. Во время миграции температура внутри сгустка может превышать предел диссоциации молекулярного водорода (2000 К), что в свою очередь может привести к гравитационному коллапсу сгустка и формированию планеты-гиганта в центральной области сгустка. Таким образом, вспышки светимости типа FU Ориона могут быть конечным продуктом фрагментации диска и последующей миграции сгустков, являясь предвестниками формирования протопланет-гигантов на орбитальных расстояниях около десятков астрономических единиц в таких системах, как HR 8799.

В работе Vorobyov et al. (2017b) численно исследован процесс столкновения между молодой звездной системой с массивным гравитационно неустойчивым диском и бездисковой внешней звездой. Моделирование выполнено с помощью программного комплекса FEOSAD в неинерциальной системе отсчета, привязанной к звезде-мишени. Применительно к направлению вращения диска рассмотрены случаи как проградных, так и ретроградных столкновений. Найдено, что столкновения могут привести к выбросу газовых сгустков, которые образовались в протозвездном диске звезды-мишени еще до столкновения. В частности, проградные столкновения более эффективны в выбросе сгустков, чем ретроградные столкновения. Масса выброшенных сгустков находится в пределах, характерных для коричневых карликов. Сгустки также уносят с собой заметное количество газа в своем гравитационном радиусе влияния, подразумевая, что данные объекты могут иметь протяженные диски или оболочки. Столкновения могут также привести к выбросу целых спиральных рукавов с последующей фрагментацией и образованием свободно перемещающихся объектов, с массой близкой к верхнему пределу планет-гигантов. Таким образом, гравитационная неустойчивость и фрагментация диска могут играть существенную роль в процессе формирования планет гигантов, коричневых карликов и очень маломассивных звезд.

6 Динамика и рост пыли в протопланетных дисках

Исследование динамики и роста пылевых частиц в протопланетных дисках имеет важное значение для понимания процессов планетообразования. В работе Vorobyov et al. (2018с) исследована эволюция протопланетного газопылевого диска, начиная с момента его образования и заканчивая фазой Т Тельца. Основное внимание уделено изучению эволюции пыли в диске с различными значениями вязкого параметра α и фрагментационной скорости пыли $v_{\rm frag}$. Для этой цели был задействован программный комплекс FEOSAD, модифицированный с учетом динамики пылевой подсистемы диска, столкновительного роста пыли и трения пыли с газом (см. гл. 2.3). Найдено, что процесс роста пыли, известный для эволюционной стадии Т Тельца, также справедлив и для более ранней внедренной стадии эволюции диска.

Эффективность роста пыли зависит от радиального расстояния от звезды - максимальный размер пылинок a_{\max} (см. ур. 13) является наибольшим во внутреннем диске и постепенно уменьшается с увеличением радиаль-
ного расстояния от звезды. Во внутренних областях диска a_{max} ограничен фрагментационным барьером. После формирования диска процесс преобразования мелкой пыли в выросшую происходит очень быстро. Общая масса выросшей пыли в диске (за пределами 1 а.е.) достигает десятков или даже сотен масс Земли уже во внедренной фазе звездообразования, и еще большее количество выросшей пыли дрейфует в самую внутреннюю область диска (< 1.0 а.е.). Пылевые частицы обычно не вырастают до размеров более нескольких сантиметров. Заметным исключением являются модели с низкой степенью турбулентной вязкости $\alpha \leq 10^{-3}$, для которых во внутреннем диске (< 10 а.е.) развивается мертвая зона с пониженным темпом переноса вещества, где может накапливаться до несколько сотен масс Земли в виде пыли, размер которой может доходить до метровых валунов. Концентрация выросшей пыли в спиральных рукавах заметна только вблизи области коротации, где азимутальная скорость пылевых частиц наиболее близка к локальной скорости спирального узора.



Рис. 20: Пространственные карты поверхностной плотности выросшей пыли во внутренней области 200 × 200 а.е.² на шести последовательных моментах времени. Стрелки указывают на мигрирующие внутрь сгустки. На вставках показаны азимутальные вариации отношения пыли к газу на заданном радиальном расстоянии от звезды. Красный кружок в центре координат соответствует центральной поглощающей ячейке. Рисунок заимствован из работы Vorobyov & Elbakyan (2019).

В работе Vorobyov & Elbakyan (2019) исследовано пространственное распределение и рост пыли в газопылевом протопланетном диске, подверженном сильной гравитационной неустойчивости и фрагментации. Найдено, что пространственная морфология диска может существенно меняться со временем - спиральные рукава, пылевые кольца и газопылевые сгустки постоянно образуются, эволюционируют и распадаются. Как следствие, отношение массы пыли к массе газа сильно неоднородно по всей протяженности диска, показывая локальные отклонения на порядок величины от канонического значения 1/100. Установлено, что пыль может эффективно расти внутри сгустков, достигая максимального радиуса в несколько дециметров. Одновременно выросшая пыль дрейфует к центру сгустка, образуя массивное и компактное ядро, более устойчивое к приливному разрушению, чем газовая оболочка. Сделано предположение, что протопланеты могут образовываться внутри мигрирующих внутрь сгустков, прежде чем последние разрушатся под действием приливных сил центральной звезды. Данный механизм может приводить к образованию протопланет на орбитальных расстояниях в несколько десятков астрономических единиц с начальными массами газа и пыли в протопланетном эмбрионе в пределах 0.25-1.6 M_{Jup} и 1.0-5.5 M_{\oplus} , соответственно. Однако конечные массы протопланет могут быть выше благодаря аккреции газа и пыли из протопланетного диска. В случае приливного разрушения мигрирующих внутрь газопылевых сгустков формируются пылевые кольца, давая возможное объяснение кольцевидным структурам, обнаруженным в самых молодых и массивных протопланетных дисках (см. рис. 20).

7 Заключение

К основным итогам диссертации можно отнести следующее.

 Разработан высокоэффективный численный гидродинамический комплекс FEOSAD в двумерном приближении тонкого диска, что сделало возможным более детальное и точное (по сравнению с одномерными моделями) описание эволюции протопланетных газопылевых дисков на временных масштабах, сопоставимых с их временем жизни.

- Выполнено разностороннее исследование процессов аккреции вещества на протозвезду в молодых звездных объектах с различной массой и металличностью. Изучено влияние эпизодических вспышек аккреции и светимости на динамическую и химическую эволюцию газопылевых дисков и молодых звезд до главной последовательности.
- Изучен эффект аккреции вещества из внешней среды на эволюцию протопланетных дисков.
- Исследована роль гравитационной неустойчивости и фрагментации газопылевых дисков в процессах формирования планет-гигантов и коричневых карликов.
- Исследованы механизмы дрейфа, концентрации и роста пыли в гравитационно неустойчивых протопланетных дисках на начальных стадиях формирования планет.

В заключение коротко обозначим дальнейшее развитие темы диссертации. Несомненно важным направлением является разработка трехмерной численной гидродинамической модели для моделирования формирования и эволюции газопылевых дисков. Работа в данном направлении уже ведется автором диссертации на основе технологии вложенных сеток, позволяющих добиться нужного пространственного разрешения в областях формирования околозвездного диска. Следует отметить, что разработка трехмерной модели никак не преуменьшит значимость программного комплекса FEOSAD, поскольку моделирование полного жизненного цикла формирования, эволюции и диссипации дисков, для которого и создавался FEOSAD, недостижимо для трехмерных моделей в ближайшей перспективе.

Следующим этапом развития модели FEOSAD является учет магнитного дискового ветра, как одного из основных механизмов потери массы и углового момента диском. Для этого будет задействована полуаналитическая модель дискового ветра, представленная в работе Bai (2013). Тестовые расчеты показали обнадеживающие результаты. Весьма перспективным направлением представляется соединение программного комплекса FEOSAD с моделями планетного популяционного синтеза, в которых распределение газа и планетезималей, полученное в моделях FEOSAD, будет выступать в качестве стартовой конфигурации диска для моделей популяционного синтеза, таким образом исключая неопределенности в начальных условиях, характерных для данных моделей.

Другим важным развитием исследований является разработка химикодинамического программного комплекса, в котором динамика газа и пыли в диске рассчитывается совместно с химическими и фазовыми превращениями основных летучих соединений (СО, СО₂, H₂O, и др.). Данный подход позволит рассчитывать первичный химический состав диска и протопланетных атмосфер, а также моделировать процессы доставки воды в области формирования планет земного типа, что позволит исследовать условия их обитаемости. Наконец заметим, что данная работа ограничена исследованием дисков около одиночных звезд. Это обусловлено не только тем фактом, что большинство звезд субсолнечной массы являются одиночными системами (Lada, 2006), но и особенностями вычислительной сетки FEOSAD в полярных координатах, не предназначенной для самосогласованного моделирования двойных и кратных систем. Эволюция протозвездных дисков в таких системах в последнее время привлекает все больший интерес, и представляется важным в дальнейшем исследовать данный объекты с помощью, например, трехмерной модели на вложенных декартовых сетках, упомянутой выше.

Автор выражает благодарность своим соавторам и родным за совместную работу и поддержку. Автор благодарит Николая Ивановича Шакуру, Поляченко Евгения Валерьевича, Элбакяна Вардана Геворговича и Скляревского Александра Михайловича за тщательное чтение текста диссертации и полезные замечания. Автор благодарен Акимкину Виталию Викторовичу за предоставленные данные по сравнительному анализу программного комплекса FEOSAD с другими численными моделями газопылевых дисков.

Список литературы

Akimkin V., Vorobyov E. I., Pavlyuchenkov Y., Stoyanovskaya O. "Gravitoviscous protoplanetary discs with a dust component - IV. Disc outer edges, spectral indices, and opacity gaps"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2020, Volume 499, 5578

- Akiyama E., Vorobyov E. I., Liu H. B., Dong R., et al. "A Tail Structure Associated with a Protoplanetary Disk around SU Aurigae"// Astrophysical Journal, 2019, Volume 157, 165
- Anderson D. R., Hellier C., Gillon M. et al. "WASP-17b: An ultra-low density planet in a probable retrograde orbit"// Astrophysical Journal, 2010, Volume 709, 159
- Andrews S. M., Huang J., Pérez L. M., Isella A., Dullemond C. P., et al. "The disk substructures at high angular resolution project (dsharp). i. motivation, sample, calibration, and overview"// Astrophysical Journal Letters, 2018, Volume 869, 41
- Armitage P. J., Livio M., Pringle J. E. "Episodic accretion in magnetically layered protoplanetary discs"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2001, Volume 324, 705
- Audard M., Ábrahám P., Dunham M. M., et al. Episodic Accretion in Young Stars // 2014, In Protostars and Planets VI (H. Beuther et al., eds.), pp. 387–410. Univ. of Arizona, Tucson
- Bae J., Hartmann L., Zhu Z., Nelson R. P. "Accretion outbursts in selfgravitating protoplanetary disks"// Astrophysics Journal, 2014, Volume 795, 61
- Bai X.-N. "Wind-driven accretion in protoplanetary disks. II. Radial dependence and global picture"// Astrophysical Journal, 2013, Volume 772, 15
- Baraffe I., & Chabrier G. "Effect of episodic accretion on the structure and the lithium depletion of low-mass stars and planet-hosting stars"// Astronomy & Astrophysics, 2010, Volume 521, 44
- Baraffe I., Vorobyov E., and Chabrier G. "Observed luminosity spread in young clusters and FU Ori stars: a unified picture"// Astrophysics Journal, 2012, Volume 756, 118
- Basu S., & Vorobyov E. I. "A hybrid scenario for the formation of brown dwarfs and very low mass stars"// Astrophysical Journal, 2012, Volume 750, 30
- Bell K. R., Lin D. N. C. "Using FU Orionis Outbursts to Constrain Self-regulated Protostellar Disk Models"// Astrophysical Journal, 1994, Volume 427, 987
- Binney J., & Tremaine S. 1987, Galactic Dynamics (Princeton: Princeton Univ. Press)

- Bisschop S. E., Fraser H. J., Öberg K. I., van Dishoeck E. F., and Schlemmer S. "Desorption rates and sticking coefficients for CO and N2 interstellar ices"// Astronomy & Astrophysics, 2006, Volume 449, 1297
- Bonnell I., & Bastien P. "A Binary Origin for FU Orionis Stars"// Astrophysical Journal Letters, 1992, 4Volume 01, 31
- Boss A. // Astrophysical J., 503, 923
- Boss A. "Rapid formation of outer giant planets by disk instability"// Astrophysical Journal, 2003, Volume 599, 577
- Caratti o Garatti A., Stecklum B., Garcia Lopez R., et al. "Disk-mediated accretion burst in a high-mass young stellar object"// Nature Physics, 2017, Volume 13, 276
- Chabrier G., 2005, in Corbelli E., Palla F., Zinnecker H., eds, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 327, The Initial Mass Function 50 Years Later. Kluwer, Dordrecht, p. 41
- Chabrier G., and Baraffe I. "Structure and evolution of low-mass stars"// Astronomy & Astrophysics, 1997, Volume 327, 1039
- Charnley S. B., Rodgers S. D., and Ehrenfreund P. "Gas-grain chemical models of star-forming molecular clouds as constrained by ISO and SWAS observations"// Astronomy & Astrophysics, 2001, Volume 378, 1024
- Chen H., Myers P. C., Ladd E. F., Wood D. O. S. "Bolometric temperature and young stars in the Taurus and Ophiuchus complexes"// Astrophysical Journal, 1995, Volume 445, 377
- Chon S., Hirano S., Hosokawa T., Yoshida N. "Cosmological simulations of early black hole formation: halo mergers, tidal disruption, and the conditions for direct collapse"// Astrophysical Journal, 2016, Volume 832, 134
- Colella P. & Woodward P. R. "The Piecewise Parabolic Method (PPM) for Gas-Dynamical Simulations"// Journal of Computational Physics, 1984, Volume 54, 174
- Dapp W. B., Basu S., Kunz M. W. "Bridging the gap: disk formation in the Class 0 phase with ambipolar diffusion and Ohmic dissipation"// Astronomy & Astrophysics, 2012, Volume 541, 35
- Dong R., Vorobyov E., Pavlyuchenkov Y., et al. "Signatures of gravitational instability in resolved images of protostellar disks"// Astrophysical Journal, 2016, Volume 823, 141

- Drążkowska J., Li S., Birnstiel T., Stammler S. M., Li H. "Including Dust Coagulation in Hydrodynamic Models of Protoplanetary Disks: Dust Evolution in the Vicinity of a Jupiter-mass Planet"// Astrophysical Journal, 2019, Volume 885, 91
- Dullemond C. P., and Turolla R. "An efficient algorithm for two-dimensional radiative transfer in axisymmetric circumstellar envelopes and disks"// Astronomy & Astrophysics, 2000, Volume 360, 1187
- Dunham M. M., and Vorobyov E. I. "Resolving the luminosity problem in lowmass star formation"// Astrophysics Journal, 2012, Volume 747, 52
- Dunham M. M., Vorobyov E. I., Arce H. R. "On the reliability of protostellar disc mass measurements and the existence of fragmenting discs"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2014, Volume 444, 887
- Eisner J. A. "Disk Masses at the End of the Main Accretion Phase: CARMA Observations and Multi-wavelength Modeling of Class I Protostars"// Astrophysical Journal, 2012, Volume 755, 23
- Enoch M. L., Corder S., Duchene G., et al. "Disk and Envelope Structure in Class 0 Protostars. II. High-resolution Millimeter Mapping of the Serpens Sample"// Astrophysical Journal Supplement Series, 2011, Volume 195, 21
- Evans N. J., II, Dunham M. M., Jørgensen J. K., et al. "The Spitzer c2d legacy results: star-formation rates and efficiencies; evolution and lifetimes"// Astrophysical Journal Supplement Series, 2009, Volume 181, 321
- Flock, M., Ruge, J. P., Dzyurkevich, N., et al. "Gaps, rings, and nonaxisymmetric structures in protoplanetary disks From simulations to ALMA observations"// Astronomy & Astrophysics, 2015, 574, 68
- Gammie C. F. "Layered accretion in T Tauri disks"// Astrophysical Journal, 1996, 457, 355
- Gammie C. F. "Nonlinear outcome of gravitational instability in cooling, gaseous disks"// Astrophysical Journal, 2001, Volume 553, 174
- Hacar A., Tafalla M. "Dense core formation by fragmentation of velocitycoherent filaments in L1517"// Astronomy & Astrophysics, 2011, Volume 533, 34
- Hennebelle P., & Chabrier G. "Analytical theory for the initial mass function: co clumps and prestellar cores"// Astrophysical Journal, 2008, Volume 684, 395

- Hollenbach D., Mckee C. F. "Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I. Physical processes"// Astrophysical Journal Supplement Series, 1979, Volume 41, 555
- Hubbard A. "FU Orionis outbursts, preferential recondensation of water ice, and the formation of giant planets"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2016, Volume 465, 1910
- Igea J. and Glassgold A. E. "X-ray ionization of the disks of young stellar objects"// Astrophysical Journal, 1999, Volume 518, 848
- Jørgensen J. K., van Dishoeck E. F., Visser R., et al. "PROSAC: a submillimeter array survey of low-mass protostars. II. The mass evolution of envelopes, disks, and stars from the Class 0 through I stages"// Astronomy & Astrophysics, 2009, Volume 507, 861
- Kadam K., Vorobyov E. I., Regály Z., Kóspál A., Ábrahám P. "Dynamical gaseous rings in global simulations of protoplanetary disk formation"// Astrophysics Journal, 2019, Volume 882, 96
- Kadam K., Vorobyov E. I., Regály Z., Kóspál A., Ábrahám P. "Outbursts in global protoplanetary disk simulations"// Astrophysics Journal, 2020, Volume 895, 41
- Kadam K., Vorobyov E. I., Kóspál A. "Eruptive behavior of magnetically layered protoplanetary disks in low-metallicity environments"// Astrophysics Journal, 2021, Volume 909, 31
- Kenyon S. J., Hartmann L.W., Strom K.M., Strom S. E. "An IRAS survey of the Taurus-Auriga molecular cloud"// Astronomical Journal, 1990, Volume 99, 869
- Kimura S. S., Kunitomo M., Takahashi S. Z. "From birth to death of protoplanetary discs: modelling their formation, evolution and dispersal"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2016, Volume 461, 2257
- Kley W., Nelson R. P. "Planet-disk interaction and orbital evolution"// Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 2012, Volume 50, 211
- Kóspál A., Szabo Zs. M., 'brahám P., et al. "V346 Nor: The Post-outburst Life of a Peculiar Young Eruptive Star"// Astrophysical Journal, 2020, Volume 889, 148
- Kratter K., Lodato G. "Gravitational Instabilities in Circumstellar Disks"// Annual Reviews of Astronomy & Astrophysics, 2016, Volume 54, 271

- Kratter K., Matzner Ch. D., Krumholz M. R. "Global models for the evolution of embedded, accreting protostellar disks"// Astrophysics Journal, 2008, Volume 681, 375
- Kroupa P. "The Initial Mass Function of Stars: Evidence for Uniformity in Variable Systems"// Science, 2002, Volume 295, 82
- Kuiper G. P. "On the origin of the Solar System"// Proceedings of the National Academy of Science, 1951, Volume 37, 1
- Lambrechts, M., Jochansen, A. "Forming the cores of giant planets from the radial pebble flux in protoplanetary discs"// Astronomy & Astrophysics, 2014, 572, 107
- Lada C. J. "Stellar multiplicity and the initial mass function: most stars are single"// Astrophysics Journal, 2006, Volume 640, 63
- Larson R. B. "The physics of star formation"// Reports on Progress in Physics, 2003, Volume 66, 1651
- Lee J.-E. "Chemical evolution of very low luminosity objects (VeLLOs)"// Journal of Korean Astronomical Society, 2007, Volume 40, 83
- Lin D. N. C., Pringle J. E. "The formation and initial evolution of protostellar disks"// Astrophysical Journal, 1990, Volume 358, 515
- Liu H. B., Takami M., Kudo T., Hashimoto J., Dong R., Vorobyov E. I., et al. "Circumstellar disks of the most vigorously accreting young stars"// Science Advances, 2016, Volume 2, No. 2, id.e1500875
- Liu H. B., Vorobyov E. I., Dong R., Dunham M. M., Takami M., et al. "A concordant scenario to explain FU Orionis from deep centimeter and millimeter interferometric observations"// Astronomy & Astrophysics, 2017, Volume 602, 19
- Lüst R. "Die Entwicklung einer um einen Zentralkörper rotierenden Gasmasse. I. Lösungen der hydrodynamischen Gleichungen mit turbulenter Reibung"// Zeitschrift für Naturforschung A, 1952, 7, 87
- Machida M. N. "Binary formation in star-forming clouds with various metallicities"// Astrophysical Journal Letters, 2008, Volume 682, 1
- Machida M. N., Inutsuka S.-I., Matsumoto, T. "Recurrent planet formation and intermittent protostellar outflows induced by episodic mass accretion"// Astrophysical Journal, 2011, Volume 729, 42

- Masset F. "FARGO: A fast Eulerian transport algorithm for differentially rotating disks"// Astronomy & Astrophysics Supplement, 2000, Volume 141, 165
- Matsukoba R., Vorobyov E. I., Sugimura K., Chon S., Hosokawa T., Omukai K. "Disc fragmentation and intermittent accretion on to supermassive stars"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2021, Volume 500, 4126
- Meru F., and Bate M. R. "On the convergence of the critical cooling timescale for the fragmentation of self-gravitating discs"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2012, Volume 427, 2012
- Meyer D. M.-A., Vorobyov E. I., Kuiper R., Kley W. "On the existence of accretion-driven bursts in massive star formation"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2017, Volume 464, L90
- Meyer D. M.-A., Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Stecklum B., Eisloeffel J. Sobolev A. M. "Burst occurrence in young massive stellar objects"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2019, Volume 482, 5459
- Meyer D. M.-A., Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Eisloeffel J., Sobolev A. M., Stoehr M. "Parameter study for the burst mode of accretion in massive star formation"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2021, Volume 500, 4448
- Molyarova T., Vorobyov E. I., Akimkin V., Skliarevskii A., Wiebe D., Güdel M., "Gravitoviscous Protoplanetary Disks with a Dust Component. V. The Dynamic Model for Freeze-out and Sublimation of Volatiles"// Astrophysical Journal, 2021, Volume 910, 153
- Nakano T. "Contraction of Magnetic Interstellar Clouds"// Fundamentals of Cosmic Physics, 1984, Volume 9, 139
- Nayakshin S. "Formation of planets by tidal downsizing of giant planet embryos"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2010, Volume 408, 36
- Nayakshin S., Lodato G. "Fu
 Ori outbursts and the planet–disc mass exchange"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2012, 426, 70
- Nayakshin, S. "Dawes Review 7: The Tidal Downsizing Hypothesis of Planet Formation"// Publications of the Astronomical Society of Australia, Volume 34, 2

- Noble J. A., Congiu E., Dulieu F., and Fraser H. J. "Thermal desorption characteristics of CO, O2 and CO2 on non-porous water, crystalline water and silicate surfaces at submonolayer and multilayer coverages"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2012, Volume 421, 768
- Omukai K., Tsuribe T., Schneider R., Ferrara A. "Thermal and fragmentation properties of star-forming clouds in low-metallicity environments"// Astrophysics Journal, 2005, Volume 626, 627
- Omukai K., Tsuribe T., Schneider R., Ferrara A. "Thermal and fragmentation properties of star-forming clouds in low-metallicity environments"// Astrophysics Journal, 2005, 626, 627
- Omukai K., Hosokawa T., Yoshida N. "Low-metallicity star formation: Prestellar collapse and protostellar accretion in the spherical symmetry"// Astrophysics Journal, 2010, Volume 722, 1793
- Padoan P., Juvela M., Goodman A. A., Nordlund A. "The turbulent shock origin of proto-stellar cores"// Astrophysics Journal, 2001, Volume 553, 227
- Pavlyuchenkov Ya. N., Zhilkin A. G., Vorobyov E. I., Fateeva A. M. "The thermal structure of a protostellar envelope"// Astronomy Reports, 2015, Volume 59, 133
- Pfalzner S. "Encounter-driven accretion in young stellar clusters A connection to FUors?"// Astronomy & Astrophysics, 2008, Volume 492, 735
- Picogna G., & Kley W. "How do giant planetary cores shape the dust disk? HL Tauri system"// Astronomy & Astrophysics, 2015, Volume 584, 110
- Pignatale F. C., Gonzalez J.-F., Bourdon B., Fitoussi C. "Size and density sorting of dust grains in SPH simulations of protoplanetary discs - II. Fragmentation"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2019, Volume 490, 4428
- Pollack J. B., Hubickyj O., Bodenheimer P., Lissauer, J. J., Podolak M., Greenzweig Y. "Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and ga"s // Icarus, 1996, Volume 124, 65
- Pringle J. E. "Accretion discs in astrophysics"// Annual Reviews in Astronomy & Astrophysics, 1981, Volume 19, 137
- Quanz S. P., Henning Th., Bouwman J., van Boekel R., Juhász A., et al. "Evolution of dust and ice features around FU Jrionis objects"// Astrophysics Journal, 2007, Volume 668, 359

- Savfronov, V. S. "On the gravitational instability in flattened systems with axial symmetry and non-uniform rotation"// Annales d'Astrophysique, 1960, 23, 979
- Safronov V. S., Zvjagina E. V. "Relative sizes of the largest bodies during the accumulation of planets"// Icarus, 1969, 10, 109
- Sakurai Y., Hosokawa T., Yoshida N., Yorke H. W. "Formation of primordial supermassive stars by burst accretion"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2015, Volume 452, 755
- Sakurai Y., Vorobyov E. I., Hosokawa T., Yoshida N., Omukai K., Yorke H. W. "Supermassive star formation via episodic accretion: protostellar disc instability and radiative feedback efficiency"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2016, Volume 459, 1137
- Sano T., Miyama S.M., Umebayashi T., Nakano T. "Magnetorotational instability in protoplanetary disks. II. Ionization state and unstable regions"// Astrophysics Journal, 2000, Volume 543, 486
- Semenov D., Henning Th., Helling Ch., Ilgner M., Edlmayr E. "Rosseland and Planck mean opacities for protoplanetary discs"// Astronomy & Astrophysics, 2003, 410, 611
- Shakura N. I., Sunyaev R. A. "Black holes in binary systems. Observational appearance"// Astronomy & Astrophysics, 1973, Volume 24, 337
- Shu F. H. "Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation"// Astrophysics Journal, 1977, Volume 214, 488
- Shu F. H., Adams F. C., Lizano S. "Star formation in molecular clouds: observation and theory"// Annual Reviews in Astronomy & Astrophysics, 1987, Volume 25, 23
- Stamatellos, D., Whitworth, A. P. "The properties of brown dwarfs and low-mass hydrogen-burning stars formed by disc fragmentation"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2009, Volume 392, 413
- Stepinski T. F., Valageas P. "Global evolution of solid matter in turbulent protoplanetary disks. II. Development of icy planetesimals"// Astronomy & Astrophysics, 1997, Volume 319, 1007
- Stone J. M., Norman M. L. ZEUS-2D: "A Radiation Magnetohydrodynamics Code for Astrophysical Flows in Two Space Dimensions. I. The Hydrodynamic Algorithms and Tests"// Astrophysics Journal Supplement Series, 1992, Volume 80, 753

- Stoyanovskaya O. P., Vorobyov E. I., Snytnikov V. N. "Analysis of numerical algorithms for computing rapid momentum transfers between the gas and dust in simulations of circumstellar disks"// Astronomy Reports, 2018, Volume 62, 455
- Stoyanovskaya O. P., Okladnikov F. A., Vorobyov E. I., Pavlyuchenkov Ya. N., Akimkin V. V. "Simulations of dynamical gas-dust circumstellar disks: going beyond the Epstein regime"// Astronomy Reports, 2020, Volume 64, 107
- Tobin J. J., Kratter K. M., Persson M. V., Looney L. W., Dunham M. M., et al. "A triple protostar system formed via fragmentation of a gravitationally unstable disk"// Nature, 2016, Volume 538, 483
- Toomre A. "On the gravitational stability of a disk of stars"// Astrophysics Journal, 1964, Volume 139, 1217
- Tsukamoto Y., Machida M. N., Inutsuka S.-I. "Formation, orbital and thermal evolution, and survival of planetary-mass clumps in the early phase of circumstellar disc evolution"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2013, Volume 436, 1667
- Umebayashi T., Nakano T. "Fluxes of energetic particles and the ionization rate in very dense interstellar clouds"// Publications of the Astronomical Society of Japan, 1981, Volume 33, 617
- Vericel A., Gonzalez J.-F., Price D. J., Laibe G., Pinte C. "Dust growth, fragmentation, and self-induced dust traps in PHANTOM"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2021, Volume 507, 2318
- Visser R., van Dishoeck E. F., Doty S. D., Dullemond S. P. "The chemical history of molecules in circumstellar disks I. Ices"// Astronomy & Astrophysics, 2009, Volume 495, 881
- Vorobyov E. I., Basu S. "The origin of episodic accretion bursts in the early stages of star formation"// Astrophysics Journal Letters, 2005, Volume 633, 137
- Voroby
ov E. I., Basu, S. "The burst mode of protostellar accretion"// Astrophysical Journal, 2006, Volume 650, 956
- Vorobyov E. I., Basu, S. "Self-regulated gravitational accretion in protostellar discs"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 381, 1009
- Vorobyov E. I., Basu S. "Mass Accretion Rates in Self-Regulated Disks of T Tauri Stars"// Astrophysical Journal, 2008, Volume 676, 139

- Vorobyov E. I., Basu, S. "The Bimodality of Accretion in T Tauri Stars and Brown Dwarfs"// Astrophysical Journal, 2009a, Volume 703, 922
- Vorobyov E. I., Basu S. "Secular evolution of viscous and self-gravitating circumstellar discs"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2009b, Volume 393, 822
- Vorobyov E. I., Basu S. "The burst mode of accretion and disk fragmentation in the early embedded stages of star formation"// Astrophysical Journal, 2010, Volume 719, 1896
- Vorobyov E. I. "Formation of giant planets and brown dwarfs on wide orbits"// Astronomy & Astrophysics, 2013, Volume 552, 129
- Vorobyov E. I., Zakhozhay O. V., Dunham M. M. "Fragmenting protostellar discs: properties and observational signatures"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2013a, Volume 433, 3256
- Vorobyov E. I., DeSouza A. L., Basu S. "The burst mode of accretion in primordial protostars"// Astrophysical Journal, 2013b, Volume 768, 131
- Vorobyov E. I., Baraffe I., Harries T., Chabrier G. "The effect of episodic accretion on the phase transition of CO and CO2 in low-mass star formation"// Astronomy & Astrophysics, 2013c, Volume 557, 35
- Vorobyov E. I., Basu, S. "Variable protostellar accretion with episodic bursts"// Astrophysical Journal, 2015, Volume 805, 115
- Vorobyov E. I., Lin D. N. C., Guedel M. "The effect of external environment on the evolution of protostellar disks"// Astronomy & Astrophysics, 2015, Volume 573, 5
- Vorobyov E. I. "Ejection of gaseous clumps from gravitationally unstable protostellar disks"// Astronomy & Astrophysics, 2016, Volume 590, 115
- Vorobyov E. I., Regaly Z., Guedel M., Lin D. N. C. "An alternative model for the origin of gaps in circumstellar disks"// Astronomy & Astrophysics, 2016, Volume 587, 146
- Vorobyov E. I., Elbakyan V. Hosokawa T. Sakurai Y., Guedel M., Yorke H. "Effect of accretion on the pre-main-sequence evolution of low-mass stars and brown dwarfs"// Astronomy & Astrophysics, 2017a, Volume 605, 77
- Vorobyov E. I., Steinrueck M. E., Elbakyan V., Guedel M. "Formation of freely floating sub-stellar objects via close encounters"// Astronomy & Astrophysics, 2017b, Volume 608, 107

- Vorobyov E. I., Pavlyuchenkov Y. N. "Improving the thin-disk models of circumstellar disk evolution. The 2+1-dimensional model"// Astronomy & Astrophysics, 2017, Volume 606, 5
- Vorobyov E. I., Elbakyan V. G. "Gravitational fragmentation and formation of giant protoplanets on orbits of tens of au"// Astronomy & Astrophysics, 2018a, Volume 618, 7
- Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Plunkett A. L., Dunham M. M., Audard M., Guedel M., Dionatos O. "Knotty protostellar jets as a signature of episodic protostellar accretion?"// Astronomy & Astophysics, 2018b, Volume 613, 18
- Vorobyov E. I., Akimkin V., Stoyanovskaya O. P., Pavlyuchenkov Y., Liu H. B. "Early evolution of viscous and self-gravitating circumstellar disks with a dust component"// Astronomy & Astrophysics, 2018c, Volume 614, 98
- Vorobyov E. I., Elbakyan V. G. "Gravitoviscous protoplanetary disks with a dust component II. Spatial distribution and growth of dust in a clumpy disk"// Astronomy & Astrophysics, 2019, Volume 631, 1
- Vorobyov E. I., Khaibrakhmanov S., Basu S., Audard M. "Accretion bursts in magnetized gas-dust protoplanetary disks"// Astronomy & Astrophysics, 2020a, Volume 644, 74
- Vorobyov E. I., Matsukoba R., Omukai K., Guedel M. "Thermal evolution of protoplanetary disks: from β -cooling to decoupled gas and dust temperatures"// Astronomy & Astrophysics, 2020b, Volume 638, 102
- Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Omukai K., Hosokawa T., Matsukoba R., Guedel M. "Accretion bursts in low-metallicity protostellar disks"// Astronomy & Astrophysics, 2020c, Volume 641, 72
- Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Takami M., Liu H. B. "Effect of luminosity outbursts on protoplanetary disk dynamics"// Astronomy & Astrophysics, 2020d, Volume 643, 13
- Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Liu H. B., Takami M. "Distinguishing between different mechanisms of FU-Orionis-type luminosity outbursts"// Astronomy & Astrophysics, 2021, Volume 647, 44
- Vorobyov E. I., Skliarevskii A. M., Molyarova T., Akimkin V., Pavlyuchenkov Ya. "Evolution of dust in protoplanetary disks of eruptive stars"// Astronomy & Astrophysics, 2022, accepted, arXiv:2112.06004

- Whitney B. A., Robitaille T. P., Bjorkman J. E., et al. "Three-dimensional Radiation Transfer in Young Stellar Objects"// Astrophysics Journal Supplement Series, 2013, Volume 207, 30
- Wiebe D. S., Molyarova T. S., Akimkin V. V., Vorobyov E. I., Semenov D. A. "Luminosity outburst chemistry in protoplanetary discs: going beyond standard tracers"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2019, Volume 485, 1843
- Weidenschilling S. J. "Arodinamics of solid bodies in the Solar nebula"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1997, 180, 57
- Weizsäcker C. F. V. "Über die Entstehung des Planetensystems. Mit 2 Abbildungen"// Zeitschrift für Astrophysik, 1943, 22, 319
- Yang C.-C., Mac Low M.-M., Johansen A. "Diffusion and concentration of solids in the dead zone of a protoplanetary disk"// Astrophysical Journal, 2018, Volume 868, 27
- Yorke H. W., Bodenheimer P. 2008, in Massive Star Formation: Observations Confront Theory, eds. H., Beuther, H., Linz, & T., Henning, ASP Conf. Ser. (San Francisco: ASP), 387, 189
- Youdin A. N., Goodman J. "Streaming instabilities in protoplanetary disks"// Astrophysics Journal, 2005, Volume 620, 459
- Zhang K., Blake G. A., Bergin E. A. "Evidence of fast pebble growth near condensation fronts in the HL Tau protoplanetary disk"// Astrophysical Journal, 2015, Volume 806, 7
- Zhu Z., Hartmann L., Gammie Ch. "Nonsteady accretion in protostars"// Astrophysical Journal, 2009, Volume 694, 1045
- Колесниченко А. В., Маров М. Я. "К МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕ-СКОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА СОЛН-ЦА"// Астрономический вестник, 2009, том 43, 424
- Маров М. Я., Кукса М. М. "Численное моделирование турбулентных течений ионизованного газа в околосолнечном протопланетном диске"// Астрономический вестник, 2015, том 49, 359
- Маров М.Я., Русол А.В., Макалкин А.Б. "Моделирование фрагментации пыле-ледяных кластеров на линии льда в протопланетных дисках"// Астрономический вестник, 2021, том 55, 244

Поляченко В. Л., Поляченко Е. В., Стрельников А. В. "Критерии устойчивости газовых самогравитирующих дисков"// Астрономический Журнал, 1997, том 23, 598

Список публикаций по результатам диссертации в журналах, рекомендованных ВАК

- 1. Baraffe I., Vorobyov E. I., Chabrier G. "Observed luminosity spread in young clusters and FU Ori stars: a unified picture"// Astrophysical Journal, 2012, Volume 756, 118 (первый квартиль)
- 2. Basu S., **Vorobyov E. I.** "A hybrid scenario for the formation of brown dwarfs and very low mass stars"// Astrophysical Journal, 2012, Volume 750, 30 (первый квартиль)
- 3. Dunham M. M., Vorobyov E. I. "Resolving the luminosity problem in low-mass star formation"// Astrophysical Journal, 2012, Volume747, 52 (первый квартиль)
- 4. Vorobyov E. I. "Formation of giant planets and brown dwarfs on wide orbits"// Astronomy & Astrophysics, 2013, Volume 552, 129 (первый квартиль)
- 5. Vorobyov E. I., DeSouza A. L., Basu S. "The burst mode of accretion in primordial protostars"// Astrophysics Journal, 2013, Volume 768, 131 (первый квартиль)
- 6. Vorobyov E. I., Zakhozhay O. V., Dunham M. M. "Fragmenting protostellar discs: properties and observational signatures"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2013, Volume 433, 3256 (первый квартиль)
- 7. Vorobyov E. I., Baraffe I., Harries T., Chabrier G. "The effect of episodic accretion on the phase transition of CO and CO2 in low-mass star formation"// Astronomy & Astrophysics, 2013, Volume 557, 35 (первый квартиль)
- Dunham M. M., Vorobyov E. I., Arce H. R. "On the reliability of protostellar disc mass measurements and the existence of fragmenting discs"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2014, Volume 444, 887 (первый квартиль)
- 9. Vorobyov E. I. and Basu S. "Variable protostellar accretion with episodic bursts"// Astrophysics Journal, 2015, Volume 805, 115 (первый квартиль)

- 10. Vorobyov E. I., Lin D. N. C., Guedel M. "The effect of external environment on the evolution of protostellar disks"// Astronomy & Astrophysics, 2015, Volume 573, 5 (первый квартиль)
- 11. Vorobyov E. I., Regaly Z., Guedel M., Lin D. N. C. "An alternative model for the origin of gaps in circumstellar disks"// Astronomy & Astrophysics, 2016, Volume 587, 146 (первый квартиль)
- 12. Liu H. B., Takami M., Kudo T., Hashimoto J., Dong R., Vorobyov E. I., et al. "Circumstellar disks of the most vigorously accreting young stars"// Science Advances, 2016, Volume 2, No. 2, 1500875 (первый квартиль)
- 13. Dong R., Vorobyov E. I., Pavlyuchenkov Y., et al. "Signatures of gravitational instability in resolved images of protostellar disks"// Astrophysics Journal, 2016, Volume 823, 141 (первый квартиль)
- 14. Sakurai Y., Vorobyov E. I., Hosokawa T., Yoshida N., Omukai K., Yorke H. W. "Supermassive star formation via episodic accretion: protostellar disc instability and radiative feedback efficiency"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2016, Volume 459, 1137 (первый квартиль)
- 15. Vorobyov E. I. "Ejection of gaseous clumps from gravitationally unstable protostellar disks"// Astronomy & Astrophysics, 2016, Volume 590, 115 (первый квартиль)
- 16. Vorobyov E. I., Steinrueck M. E., Elbakyan V., Guedel M. "Formation of freely floating sub-stellar objects via close encounters"// Astronomy & Astrophysics, 2017, Volume 608, 107 (первый квартиль)
- 17. Liu H. B., Vorobyov E. I., Dong R., Dunham M. M., Takami M., et al. "A concordant scenario to explain FU Orionis from deep centimeter and millimeter interferometric observations"// Astronomy & Astrophysics, 2017, Volume 602, 19 (первый квартиль)
- Vorobyov E. I., Elbakyan V. Hosokawa T. Sakurai Y., Guedel M., Yorke H. "Effect of accretion on the pre-main-sequence evolution of low-mass stars and brown dwarfs"// Astronomy & Astrophysics, 2017, Volume 605, 77 (первый квартиль)
- 19. Meyer D. M.-A., **Vorobyov E. I.**, Kuiper R., Kley W. "On the existence of accretion-driven bursts in massive star formation"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2017, Volume 464, L90 (первый квар-тиль)

- 20. Vorobyov E. I., Pavlyuchenkov Y. N. "Improving the thin-disk models of circumstellar disk evolution. The 2+1-dimensional model"// Astronomy & Astrophysics, 2017, Volume 606, 5 (первый квартиль)
- 21. Vorobyov E. I., Elbakyan V. G. "Gravitational fragmentation and formation of giant protoplanets on orbits of tens of au"// Astronomy Astrophysics, 2018, Volume 618, 7 (первый квартиль)
- 22. Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Plunkett A. L., Dunham M. M., Audard, M., Guedel M., Dionatos O. "Knotty protostellar jets as a signature of episodic protostellar accretion?"// Astronomy & Astrophysics, 2018, Volume 613, 18 (первый квартиль)
- 23. Vorobyov, E. I., Akimkin, V., Stoyanovskaya, O. P., Pavlyuchenkov, Y., and Liu, H. B. "Early evolution of viscous and self-gravitating circumstellar disks with a dust component"// Astronomy & Astrophysics, 2018, Volume 614, 98 (первый квартиль)
- 24. Kadam K., Vorobyov E. I., Regály Z., Kóspál, A., Ábrahám P. "Dynamical gaseous rings in global simulations of protoplanetary disk formation"// Astrophysics Journal, 2019, Volume 882, 96 (первый квартиль)
- 25. Vorobyov E. I., Elbakyan V. G. "Gravitoviscous protoplanetary disks with a dust component II. Spatial distribution and growth of dust in a clumpy disk"// Astronomy & Astrophysics, 2019, Volume 631, 1 (первый квартиль)
- 26. Meyer D. M.-A., **Vorobyov E. I.**, Elbakyan V. G., Stecklum B., Eisloeffel J., Sobolev A. M. "Burst occurrence in young massive stellar objects"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2019, Volume 482, 5459 (первый квартиль)
- 27. Kadam K., **Vorobyov E. I.**, Regály Z., Kóspál A., Ábrahám P. "Outbursts in global protoplanetary disk simulations"// Astrophysics Journal, 2020, Volume 895, 41 (первый квартиль)
- Vorobyov E. I., Matsukoba R., Omukai K., Guedel M. "Thermal evolution of protoplanetary disks: from β-cooling to decoupled gas and dust temperatures"// Astronomy & Astrophysics, 2020, Volume 638, 102 (первый квартиль)
- 29. Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Takami M., Liu H. B. "Effect of luminosity outbursts on protoplanetary disk dynamics"// Astronomy & Astrophysics, 2020, Volume 643, 13 (первый квартиль)

- 30. Vorobyov E. I., Khaibrakhmanov S., Basu S., Audard M. "Accretion bursts in magnetized gas-dust protoplanetary disks"// Astronomy & Astrophysics, 2020, Volume 644, 74 (первый квартиль)
- 31. Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Omukai K., Hosokawa T., Matsukoba R., Guedel M. "Accretion bursts in low-metallicity protostellar disks"// Astronomy & Astrophysics, 2020, Volume 641, 72 (первый квартиль)
- 32. Meyer D. M.-A., Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Eisloeffel J., Sobolev A. M., Stoehr M. "Parameter study for the burst mode of accretion in massive star formation"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2021, Volume 500, 4448 (первый квартиль)
- 33. Matsukoba R., Vorobyov E. I., Sugimura K., Chon S., Hosokawa T., Omukai K. "Disc fragmentation and intermittent accretion on to supermassive stars"// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2021, Volume 500, 4126 (первый квартиль)
- 34. Kadam K., **Vorobyov E. I.**, and Kóspál A. "Eruptive behavior of magnetically layered protoplanetary disks in low-metallicity environments"// Astrophysics Journal, 2021, Volume 909, 31 (первый квартиль)
- 35. Vorobyov E. I., Elbakyan V. G., Liu H. B., Takami M. "Distinguishing between different mechanisms of FU-Orionis-type luminosity outbursts"// Astronomy & Astrophysics, 2021, Volume 647, 44 (первый квартиль)