

УДК 524.3-17

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОПЫЛЕВОГО ДИСКА НА ОСНОВЕ ЕГО СИНТЕТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

© 2021 г. А. М. Скляревский^{1, *}, Я. Н. Павлюченков², Э. И. Воробьев^{1, 3}

¹ Южный федеральный университет, НИИ физики, Ростов-на-Дону, Россия

² Институт астрономии РАН, Москва, Россия

³ Институт астрофизики, Венский университет, Вена, Австрия

*E-mail: sklyarevskiy@sfedu.ru

Поступила в редакцию 28.09.2020 г.

После доработки 30.10.2020 г.

Принята к публикации 30.10.2020 г.

Представленная работа посвящена объединению динамической модели протопланетного диска с расчетом переноса излучения для получения синтетических спектров и изображений диска, пригодных для непосредственного сравнения данной модели с наблюдениями. Эволюция диска рассчитана с помощью гидродинамической модели FEOSAD, включающей в себя самосогласованный расчет динамики пыли и газа в двумерном приближении тонкого диска. Моделирование переноса излучения проводится с помощью общедоступного кода RADMC-3D. Рассмотрены три фазы эволюции диска: молодой гравитационно-неустойчивый диск, диск во время аккреционной вспышки светимости и проэволюционировавший диск. Для этих этапов проанализировано влияние различных процессов на тепловую структуру диска, а также различия между температурами, полученными в исходной динамической модели и после детального расчета переноса излучения. Показано, что важными источниками нагрева могут являться вязкий нагрев во внутренних областях и адиабатический нагрев в спиральных дисках. На основе рассчитанных спектральных распределений энергии с помощью программного комплекса SED-fitter, используемого для анализа наблюдений, восстановлены физические параметры модельных дисков. Существенный разброс между восстановленными параметрами и исходными характеристиками диска свидетельствует о необходимости верификации моделей в рамках пространственно-разрешенных наблюдений дисков в различных спектральных диапазонах.

DOI: 10.31857/S000462992103004X

1. ВВЕДЕНИЕ

Образование звезд и планет — одна из ключевых проблем астрофизики и одна из наиболее бурно развивающихся областей наблюдательной астрономии. Звезды образуются в результате гравитационного коллапса компактных газопылевых дозвездных конденсаций. Существенная часть вещества дозвездной конденсации, прежде чем попасть на протозвезду, образует околозвездный диск благодаря сохранению углового момента аккрецирующего вещества. В этом диске могут образовываться планеты в результате слипания пылевых частиц и их последующего гравитационного объединения [1], либо в результате гравитационной неустойчивости самого газового диска [2, 3], либо в результате комбинации процессов формирования сгустков, их миграции и дегазации [4, 5].

Несмотря на успехи построения общей картины образования звезд и планет, детали эволюции протопланетного диска и роль различных физических процессов до сих пор окончательно не вы-

яснены (см. обзор [6]). Во многом это связано с трудностью наблюдений протопланетных дисков (ПД). На протяжении многих лет одним из основных источников информации о протопланетных дисках являлся анализ спектрального распределения энергии излучения всего диска (см., напр., [7, 8]). Именно особенности спектра (так называемые инфракрасные избытки) легли в основу классификации молодых звездных объектов [9]. Относительно простые аналитические модели позволяют восстановить параметры дисков (массу, размер, профиль распределения плотности) из его спектра [10, 11]. Однако восстановление информации о структуре диска из его интегрального спектра — сложная обратная задача, решение которой может быть неоднозначным [12].

С появлением пространственно разрешенных изображений дисков в различных длинах волн стало возможным изучать структуру диска непосредственно. В то время как оптические и инфракрасные изображения дисков, полученные, на-

пример, с помощью телескопов Hubble [13] и VLT [14], проявляют поверхностные слои диска, радио-интерферометрические наблюдения предоставляют информацию о внутренней структуре диска (см., напр., [15]). По-настоящему революционный шаг в наблюдательном изучении ПД произошел после начала работы интерферометра ALMA (см. раздел 4), полученные в рамках проекта DSHARP [16]. В целом изображения ПД в различных частотных диапазонах продемонстрировали разнообразные морфологические особенности дисков (кольца, спирали, полости), сильные радиальные и вертикальные градиенты обилий молекул, связанные с изменением физических условий, градиенты спектрального индекса, обусловленные, вероятно, эволюцией и миграцией пыли и т.д. Все это свидетельствует об ограниченности простых моделей (в основе которых “стандартные” предположения о монотонном распределении поверхностной плотности, постоянном отношении массы пыли к массе газа и др.) для интерпретации наблюдений. Вместе с тем новые наблюдательные данные предоставляют почву для разработки детальных теоретических моделей эволюции дисков и исследования ключевых процессов в них.

В направлении разработки детальных теоретических моделей дисков и интерпретации наблюдений на их основе уже сделаны впечатляющие шаги. Например, в работе [17] трехмерная МГД-модель протопланетного диска совместно с расчетом переноса излучения была использована для визуализации дисков, эволюция которых управляется магнито-вращательной неустойчивостью. В статье [18] трехмерная гидродинамическая модель была совмещена с расчетом переноса излучения для изучения наблюдательных проявлений щелей, расчищаемых планетами в околозвездных дисках. Объединение термодинамической модели диска с переносом излучения, а также детальный обзор о самосогласованном моделировании структуры и изображений дисков можно найти в статье [19].

Однако, несмотря на прогресс в этой области, доведение детальных динамических моделей эволюции ПД до синтетических изображений, последующий анализ и сопоставление с реальными наблюдаемыми изображениями все еще являются достаточно уникальной практикой. Такие модели позволяют не только исследовать проявления различных физических процессов и явлений, но и могут быть использованы для оценки применимости относительно простых подходов для восстановления параметров объектов по имеющимся наблюдениям. Однако визуализация динамических моделей в виде синтетических наблюдений — сложная задача, так как связана с учетом многих факторов, влияющих на тепловую структуру диска и его конечные изображения. Многие из этих факторов

исследованы недостаточно. В связи с этим основными задачами данной статьи являются.

1. Построение синтетических изображений протопланетных дисков в различных диапазонах на основе самосогласованной гидродинамической модели, построенной с учетом большого числа ключевых физических процессов и включающей в себя самосогласованный расчет динамики пыли и газа. Анализ проявлений неоднородных структур в модельных дисках, таких как спирали и газопылевые сгустки.

2. Моделирование тепловой структуры протопланетного диска с помощью полноценного метода переноса излучения и сравнение полученных распределений с результатами гидродинамических расчетов, в которых температура диска рассчитана приближенно. Анализ полученных различий и выявление факторов, влияющих на температурные особенности диска.

3. Восстановление физических характеристик протопланетных дисков (масса, размер, возраст и др.) по полученным синтетическим изображениям с помощью методов, используемых при интерпретации наблюдательных данных. Сравнение полученных характеристик диска с исходными и вывод о применимости используемых подходов для восстановления параметров дисков.

Блок-схема, описывающая основные этапы нашего моделирования, приведена на рис. 1. В следующих разделах мы последовательно опишем эти этапы и обсудим полученные результаты.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ДИСКА

Динамическая эволюция диска моделировалась с помощью программного комплекса FEOSAD, детальное описание которого представлено в работе [20]. Этот код является дальнейшим развитием двумерной (r, ϕ) модели формирования и долговременной эволюции околозвездного газопылевого диска [21]. В рамках данной модели, в частности, удается воспроизвести режим эпизодической аккреции и объяснить вспышки фуоров падением гравитационно-связанных фрагментов, формирующихся в аккреционном диске и мигрирующих к звезде. Модель FEOSAD является одной из самых детальных в мире для описания самосогласованной динамики пыли и газа с учетом большого числа ключевых физических процессов. Пыль в модели представлена в виде двух компонентов — мелкого и крупного. Мелкая пыль (с размерами менее 10^{-4} см) сцеплена с газом, в то время как крупная пыль (с размерами более 10^{-4} см) может испытывать дрейф относительно газа. При расчете дрейфа крупной пыли учитывается обмен импульсом с газом и обеспечивается корректный расчет миграции пы-

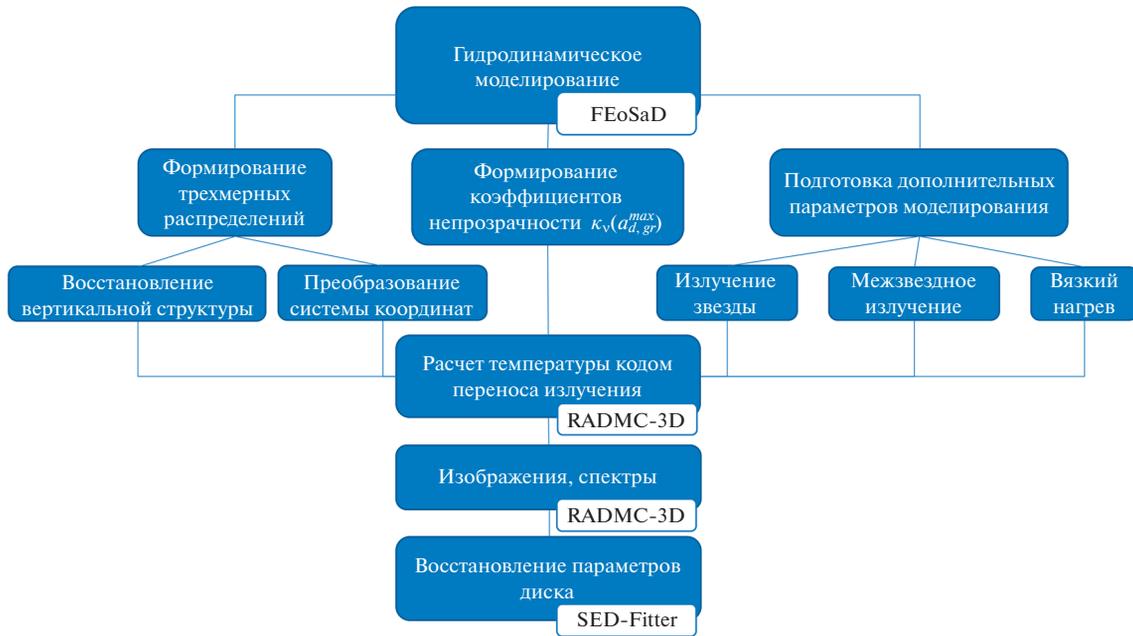


Рис. 1. Блок-схема, описывающая основные этапы процесса моделирования синтетических изображений и спектров протопланетного диска на основе данных гидродинамического моделирования.

ли в широком диапазоне чисел Стокса. Содержание крупной пыли в модели может увеличиваться за счет столкновений с мелкой, при этом максимальный размер крупной пыли изменяется. Рост пыли в модели ограничен так называемым фрагментационным пределом, при котором столкновения пылинок приводят не к их слипанию, а к разрушению. С помощью динамической модели FEOSAD получены результаты об эволюции пыли в протопланетном диске [22], исследовано влияние внутренней области диска на его эволюцию [23], исследована динамика гальки [24].

В наших расчетах основные параметры соответствуют базовой модели из статьи [20], за исключением тех, что перечислены ниже. Масса начального молекулярного облака выбрана равной $0.5 M_{\odot}$, значение фрагментационной скорости пыли уменьшено до 3 м/с. В качестве внутреннего граничного условия мы использовали модель “умной” ячейки из работы [23] с эффективностью аккреции $\xi = 0.5$. Мы также использовали обновленные коэффициенты поглощения и рассеяния для пылевого населения (см. подробнее раздел 3.2). При использованных параметрах диск формируется через 30 тыс. лет после начала коллапса облака.

Для исследования были выбраны три момента времени. На рис. 2 представлены распределения основных физических параметров диска (поверхностной плотности газа, выросшей и мелкой пыли, экваториальной температуры и максимального размера выросшей пыли) в каждый из выбранных моментов времени. Левый столбец соответствует

моменту времени 81 тыс. лет, на котором проявляется молодой, фрагментирующий гравитационно-неустойчивый диск с двумя ярко выраженными спиралями. В среднем столбце рис. 2 изображена система на момент 83 тыс. лет. В данный момент происходит вспышка аккреции вследствие развития магнито-ротационной неустойчивости (МРН). В используемой гидродинамической модели вспышка МРН активизируется внутри центральной поглощающей ячейки при достижении в этой области порогового значения температуры 1500 К, т.е. температуры, достаточной для термической ионизации среды. Наконец, проэволюционировавший менее плотный осесимметричный диск, расширившийся в процессе эволюции, изображен в правом столбце. Возраст данного диска составляет 1 млн. лет. Регулярная структура и отсутствие экстремальных условий в таком диске сопоставимы с простейшими моделями, используемыми при интерпретации наблюдений.

Распределения выросшей и мелкой пыли представлены во втором и третьем рядах рис. 2 соответственно. Для всех выбранных моментов времени структура пылевых дисков, в основном, повторяет структуру газовых с небольшими отклонениями, причем плотность выросшей пыли выше, чем мелкой. Стоит отметить, что вся пыль за пределами диска на ранних стадиях эволюции — мелкая.

В четвертом ряду рис. 2 показаны распределения экваториальной температуры. На момент 81 тыс. лет четко видны спирали. Выделяются также волокнообразные образования с повышен-

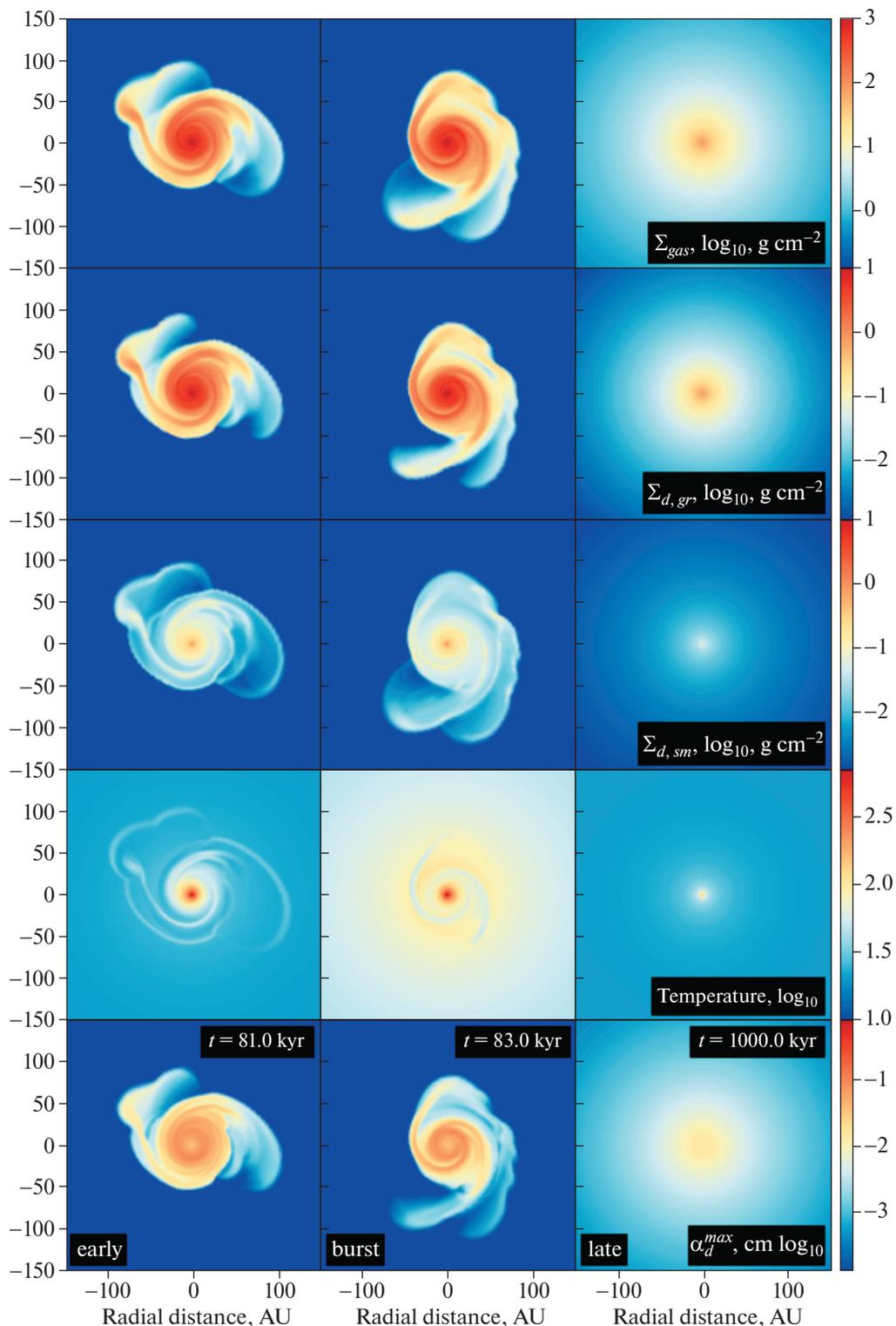


Рис. 2. Результаты моделирования динамической эволюции газопылевого диска с помощью гидродинамического кода FEOSAD. Распределения основных параметров диска в области 300×300 а.е. для различных времен эволюции: 81 тыс. лет, 83 тыс. лет и 1 млн. лет в левом, среднем и правом столбцах панелей соответственно. Верхняя строка соответствует распределению поверхностной плотности газа, 2-я строка – поверхностной плотности выросшей пыли, 3-я строка – поверхностной плотности мелкой пыли, 4-я строка – температуры в экваториальной плоскости, нижняя строка – распределению максимальных размеров пылинок. Все величины представлены в логарифмической шкале цветом.

ной температурой на 50–100 а.е., которые соответствуют месту падения вещества из оболочки на диск. Повышенная температура здесь – следствие адиабатического нагрева сжатием. В диске со вспышкой аккреции температура во всем диске повышена, но спирали до сих пор прослеживаются. Эффект вспышки полностью перекрывает эффекты адиабатического нагрева на границе оболочки и диска, так что волокнообразные образования не видны. Прозволюционировавший диск является более холодным вследствие меньшей аккреционной светимости звезды и более спокойной эволюцией диска.

Отметим, что в рамках данной модели основной рост пыли происходит на ранних стадиях эволюции. Таким образом, на моменты 81 и 83 тыс. лет максимальный размер пылинок достигает ~ 1 мм (нижний ряд рис. 2). Впоследствии максимальный размер пыли определяется процессами фрагментации и миграции, что ведет к уменьшению размеров пыли со временем. Для модели 1 млн. лет максимальный размер падает до 0.3 мм. Интересной особенностью является пониженный размер пылевых частиц в центральных областях диска. Это связано с повышенной температурой там, а значит и пониженным фрагментационным барьером.

Рассмотрим более подробно тепловую структуру диска вдоль одного из радиальных направлений в диске для моментов времени 81 тыс. лет и 1 млн. лет. На левой панели рис. 3 показаны темпы нагрева поверхности диска УФ-излучением звезды Γ_{UV} , экваториальной плоскости ИК-излучением самого диска Γ_{IR} , а также темп нагрева вязкой диссипацией Γ_v . Эти темпы вычисляются следующим образом:

$$\Gamma_{UV} = \frac{L_*}{4\pi R^2} \cos \gamma_{irr}, \quad (1)$$

$$\Gamma_v = \frac{9}{4} \frac{GM_*}{R^3} \Sigma v_{vis}, \quad (2)$$

$$\Gamma_{IR} = \frac{8\tau_p \sigma T_{irr}^4}{1 + 2\tau_p + 1.5\tau_R \tau_p}, \quad (3)$$

где M_* , L_* – масса и светимость звезды, R – расстояние до звезды, Σ – поверхностная плотность, v_{vis} – кинематическая вязкость, τ_R , τ_p – оптические толщины, усредненные по Росселанду и Планку соответственно, T_{irr} – температура излучения на поверхности диска, определяемая фоновым излучением и излучением звезды, падающим на диск под углом γ_{irr} (см. [25] и [26], формулы (6)–(8)).

Для модели с возрастом 81 тыс. лет вязкий нагрев доминирует над нагревом излучением в эк-

ваториальной плоскости диска внутри 20 а.е., несмотря на то, что поток звездного излучения на поверхности диска превышает темп вязкой диссипации только в области $r < 5$ а.е. Такая ситуация реализуется благодаря высоким значениям оптической толщины диска к тепловому излучению внутри 20 а.е. – оптическая толщина здесь составляет сотни единиц (см. вторую слева панель на рис. 3). Выделившаяся в результате вязкой диссипации энергия задерживается в диске, повышая его температуру, тогда как высокая оптическая толщина уменьшает скорость нагрева экваториальных слоев диска поверхностными. Как следствие, экваториальная температура диска внутри 20 а.е. определяется в основном вязким нагревом, а снаружи 20 а.е. – излучением звезды (см. третью панель на рис. 3).

Выбранный радиальный срез пересекает спиральную волну плотности в окрестности 40 а.е., где наблюдается небольшой скачок экваториальной температуры. Как видно из темпа вязкой диссипации, распределения оптической толщины и профиля равновесной температуры (вычисленной из условия равенства вязкого нагрева и темпа охлаждения), повышение экваториальной температуры здесь по крайней мере частично связано с вязким нагревом в условиях большой оптической толщины. Стоит отметить, что некоторый вклад в повышенную температуру внутри спирали может вносить также нагрев, связанный с адиабатическим сжатием этой области. Для демонстрации этого на правой панели рис. 3 приведены характерные времена процессов нагрева–охлаждения, а также характерное динамическое время (время распространения звука в вертикальном направлении) в зависимости от расстояния до звезды. Характерные времена нагрева и охлаждения рассчитаны как $t = \frac{E}{2G}$, где E – полная тепловая энергия, полученная из данных о температуре и плотности газа, а G – один из источников нагрева, описанных уравнениями (2), (3) или охлаждения за счет высвечивания ИК-излучения (см. [26], формула (5)):

$$\Lambda = \frac{8\tau_p \sigma T_{mp}^4}{1 + 2\tau_p + 1.5\tau_R \tau_p}, \quad (4)$$

где T_{mp} – экваториальная температура. Внутри спирали динамическое время меньше характерных времен нагрева ИК-излучением и вязкостью и сопоставимо со временем охлаждения. Таким образом, если появление спирали связано с образованием ударной волны или сопровождается ей, то соответствующий этому нагрев может играть важную роль в формировании температурного распределения в неоднородном протопланетном диске. Отметим, что с внешней стороны от спирали на радиусе ~60 а.е также присутствует небольшой температурный пик. Этот пик соответствует

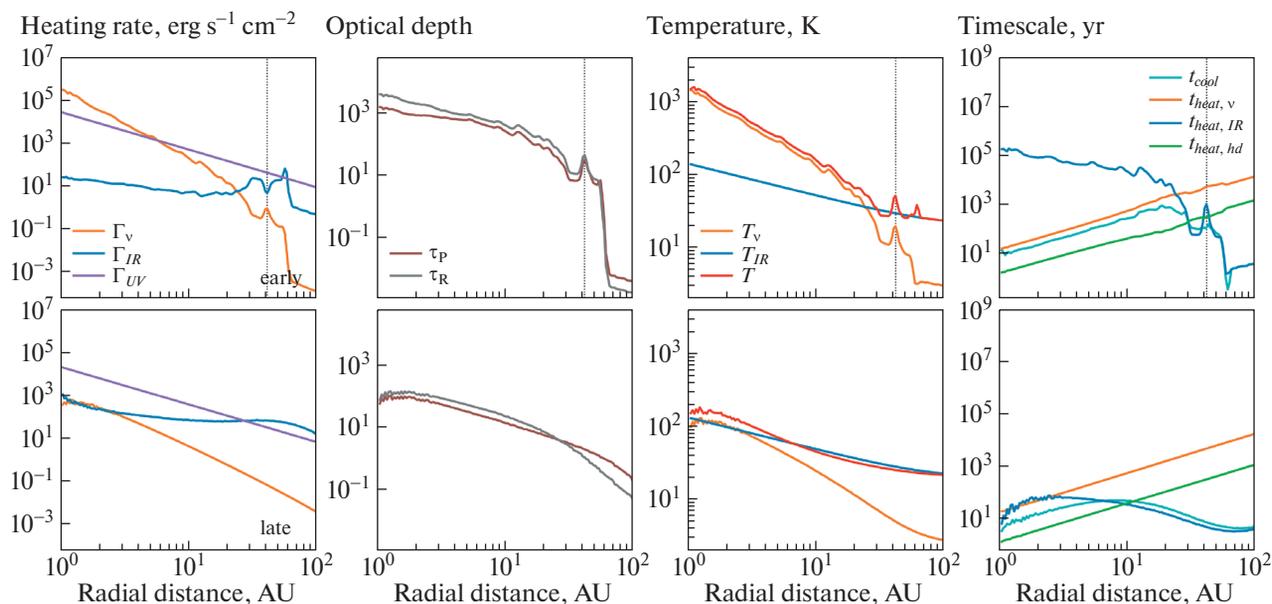


Рис. 3. Радиальная тепловая структура газопылевого диска по результатам расчета динамической модели на момент 81 тыс. лет (верхняя группа панелей) и 1 млн. лет (нижний ряд). Радиальный срез соответствует углу $\varphi = \frac{5\pi}{4}$, отсчитанному от положительного направления оси X на рис. 2 против часовой стрелки. Левый столбец: распределения по радиусу вязкого нагрева (оранжевая кривая), нагрева в экваториальной плоскости ИК-излучением (синяя кривая) и нагрева поверхности УФ-излучением звезды (фиолетовая кривая). Серым и коричневым во втором столбце показаны зависимости вертикальных оптических толщин, рассчитанных по Планку и Росселанду. Третий столбец: фактическая температура в экваториальной плоскости диска (красная кривая), равновесная температура, вычисленная из условия равенства вязкого нагрева и охлаждения (оранжевая кривая), равновесная температура, вычисленная из условия равенства ИК-нагрева и охлаждения (синяя кривая). На правых панелях показаны характерные временные шкалы различных процессов нагрева: ИК-излучением (синяя кривая), вязкостью (оранжевая кривая), адиабатическим сжатием (зеленая кривая). Голубым цветом обозначено характерное время охлаждения. Вертикальными пунктирными линиями обозначено положение спирали на данном азимутальном срезе.

области аккреции оболочки на диск. Повышение температуры здесь вызвано адиабатическим нагревом.

В модели с возрастом 1 млн. лет оптическая толщина и температура внутри 40 а.е. уменьшились примерно на порядок величины по сравнению с моделью для 81 тыс. лет. Как видно из левой панели рис. 3, вязкий нагрев сопоставим с нагревом ИК-излучением от поверхностных слоев только внутри 3 а.е. Отметим также, что нагрев ИК-излучением от поверхностных слоев диска превышает поток звездного излучения в области 30–100 а.е., что связано с дополнительным вкладом фонового излучения при расчете Γ_{IR} в модели FEOSAD.

3. ФОРМИРОВАНИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Для моделирования переноса излучения и построения синтетических изображений околозвездного диска мы используем трехмерный код RADMC-3D, разработанный К. Дуллемондом (C. Dullemond). Этот код основан на методе Мон-

те-Карло и позволяет рассчитывать перенос излучения на пыли с учетом процессов поглощения, рассеяния и теплового переизлучения. Этот комплекс активно используется для моделирования протопланетных дисков, околозвездных оболочек, молекулярных облаков и доступен для свободного использования¹.

3.1. Формирование трехмерных распределений

Результатами гидродинамического моделирования являются двумерные (проинтегрированные по вертикали) распределения физических величин, однако для моделирования тепловой структуры с помощью RADMC-3D необходима полная трехмерная структура диска. Для формирования 3D-распределений плотности газа и пыли мы восстанавливаем вертикальную структуру диска для каждого (R, φ) -положения в диске по формуле:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right)^2, \quad (5)$$

¹ www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d

где $\rho_0 = \frac{\Sigma}{\sqrt{2\pi}H}$ – экваториальная плотность, H – высота диска, вычисленная в коде FEOSAD из условия вертикального гидростатического равновесия, Σ – поверхностная плотность для каждого из компонентов среды. Чтобы учесть оседание пыли в диске, для газа и выросшей пыли введены разные шкалы высот H_g и H_d соответственно. При этом они связаны выражением [27]:

$$H_d = H_g \left(\frac{\alpha\sqrt{2}}{2} \left(1 + St + \frac{((1 + St)^2 + 8St(\alpha\sqrt{2} + St))^{0.5}}{(1 + St)(\alpha\sqrt{2} + St)} \right) \right)^{0.5}, \quad (6)$$

где St – число Стокса. В модели предполагается, что мелкая пыль связана с газом, поэтому для нее используется шкала высот газа H_g . Начальная температура в вертикальном направлении задается однородной и равной экваториальной. Отметим, что распределение (5) является гидростатически равновесным при начальной однородной по вертикали температуре, однако после моделирования тепловой структуры с помощью RADMC-3D распределение температуры во всем диске меняется и распределение (5) перестает быть равновесным. Несмотря на это, мы не модифицируем распределение плотности, чтобы сделать более прямым сопоставление результатов с исходными данными. Максимальный размер выросшей пыли считается одинаковым в вертикальном направлении пылевого диска.

Как показано в предыдущем разделе, нагрев вязкостью может вносить заметный вклад в температурный баланс диска. Для его учета в RADMC-3D мы задействуем механизм “распределенного” источника и задаем следующую функцию внутреннего нагрева (на ед. объема), согласованную с формулой (2), [25]:

$$\Gamma_{\text{vis}} = \frac{9}{4} \frac{GM_*}{R^3} \rho v_{\text{vis}}. \quad (7)$$

Кинематическая вязкость предполагается постоянной в вертикальном направлении и берется из результатов гидродинамической модели FEOSAD, где она определена следующим образом:

$$v_{\text{vis}} = \alpha c_s H_g, \quad (8)$$

где c_s – скорость звука, $\alpha = 10^{-3}$. Заключительным этапом формирования входных распределений является интерполяция данных на дискретную сетку в сферической системе координат, используемую в RADMC-3D. Внутренний радиус был выбран 5 а.е., что превышает внутренний размер

диска в гидродинамической модели (1 а.е.). Это позволило значительно ускорить расчеты переноса излучения. В качестве внешней границы расчетной области выбран радиус 250 а.е.

3.2. Формирование коэффициентов поглощения и рассеяния

В исходной модели FEOSAD [20] использовались усредненные по частоте непрозрачности из статьи [28]. Однако эти непрозрачности рассчитаны для фиксированного распределения пыли по размерам. В то же время пыль в модели FEOSAD эволюционирует – в каждой расчетной ячейке может быть свой максимальный размер пылинок. Чтобы привести в соответствие динамическую и тепловую модели пыли, мы перешли к новым коэффициентам непрозрачности. Для этого с помощью теории Ми вначале были рассчитаны спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния для разных значений максимального размера пылинок. При этом распределение пылинок по размерам бралось степенным, $n(a) \propto a^{-3.5}$, с минимальным радиусом пылинок $a_{\text{min}} = 5 \times 10^{-7}$ см в соответствии с динамической моделью пыли. Пылинки предполагались полностью силикатными. Зависящие от частоты и максимального размера пылинок коэффициенты поглощения и рассеяния приведены на рис. 4. Отметим, что полученные спектральные коэффициенты поглощения существенно зависят от максимального размера пыли, что подчеркивает необходимость их введения.

Далее на основе полученных спектральных коэффициентов поглощения и рассеяния были вычислены усредненные по Планку и по Росселанду непрозрачности. Зависимости планковской $\kappa_p(T, a_{\text{max}})$ и росселандовской непрозрачностей от температуры и максимального размера пылинок также приведены на рис. 4. Как и следовало ожидать, двумерная морфология распределения $\kappa_p(T, a_{\text{max}})$ повторяет морфологию распределения $\kappa_v(a_{\text{max}})$. При формировании усредненных коэффициентов непрозрачности мы, в отличие от работы [28], не учитывали возможность испарения пылинок при высоких температурах и не использовали газовые непрозрачности.

В то время как при моделировании динамической эволюции диска используются усредненные по частоте непрозрачности (зависящие от температуры), для моделирования переноса излучения с помощью RADMC-3D необходимо использовать исходные спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния. В каждой ячейке расчетной сетки для RADMC-3D в зависимости от максимального размера пылинок в ней задаются свои распределения κ_v и σ_v . Таким образом, как для

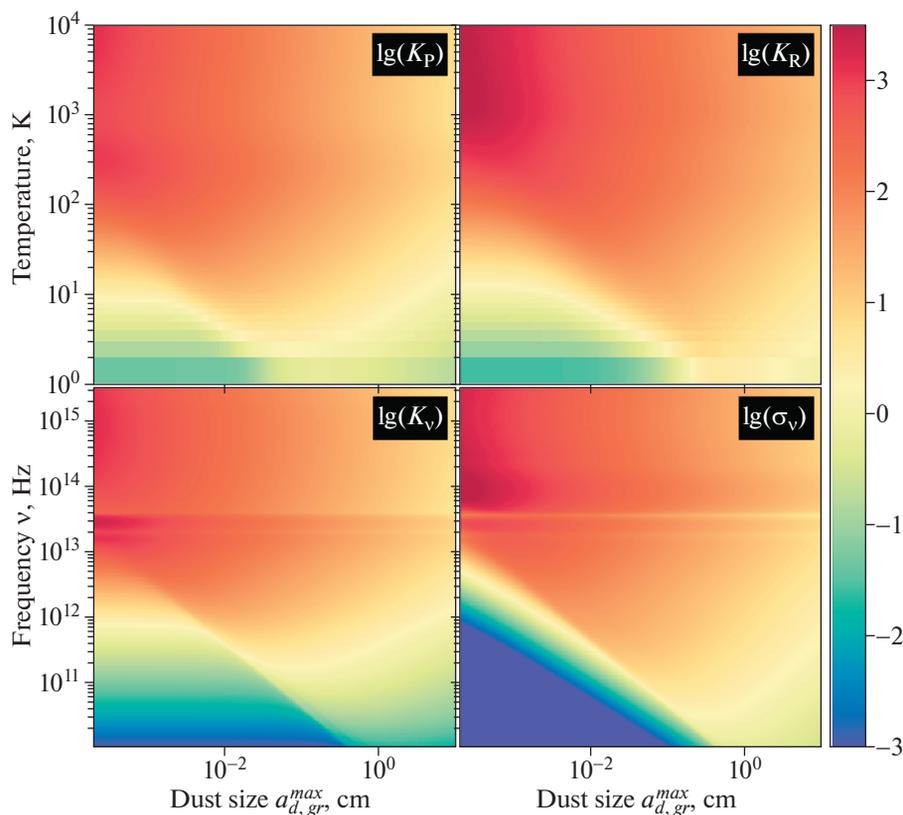


Рис. 4. Верхний ряд: зависимости усредненных по Планку (слева) и Росселанду (справа) непрозрачностей от температуры и размеров пылинок (используется в динамической модели FEOSAD). Нижний ряд: зависимости коэффициентов поглощения (слева) и рассеяния (справа) от частоты и размеров пылинок (используется для расчета переноса излучения с помощью RADMC-3D).

моделировании эволюции диска, так и для моделирования переноса излучения мы используем согласованные модели пыли.

3.3. Подготовка дополнительных параметров моделирования

Для расчета тепловой структуры и наблюдаемых проявлений диска необходимо задать параметры излучения звезды и межзвездного излучения. В то время как излучение звезды является основным источником нагрева диска (за исключением внутренних частей диска и фрагментов, где также важны вязкий нагрев и работа сил давления), межзвездное излучение может вносить вклад в нагрев внешних областей диска. Параметры звезды (фотосферная светимость, масса, радиус и темп аккреции) вычисляются в ходе самого гидродинамического моделирования протозвездного диска. Данные о массе и размере звезды непосредственно передаются и используются в RADMC-3D. Далее мы предполагаем, что звезда излучает как абсолютно черное тело. В таком случае для RADMC-3D достаточно определить эффектив-

ную температуру излучения центрального источника как:

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{L_{\text{phot}} + L_{\text{acc}}}{4\pi\sigma R_*^2} \right)^{1/4}, \quad (9)$$

где L_{phot} и L_{acc} – фотосферная и аккреционная светимости соответственно, σ – постоянная Стефана–Больцмана, R_* – радиус центральной звезды.

Диск дополнительно облучается межзвездным изотропным полем излучения, средняя интенсивность излучения которого задается нами в виде:

$$J_\nu = DB_\nu(T_{\text{bg}}), \quad (10)$$

где $D = 10^{-16}$ – фактор дилуции, B_ν – функция Планка, $T_{\text{bg}} = 2 \times 10^4$ К – температура межзвездного излучения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Наше моделирование показало, что внедрение внутреннего источника нагрева при расчете темпе-

ратуры диска с помощью RADMC-3D значительно увеличивает расчетное время (от нескольких десятков до сотен раз по сравнению с нулевым внутренним источником). Особенно сильным это увеличение оказалось для моделей диска на ранней фазе эволюции диска, составив до нескольких месяцев непрерывного счета, что является практически неприемлемым. В частности, с нулевым внутренним источником расчет на 72-ядерной вычислительной станции составляет 24–36 ч. В случае включения внутреннего источника длительность расчета при том же количестве фотонов увеличивается до 150–200 дней. Очевидно, это связано с высокими оптическими толщинами диска в этих моделях. В результате нам удалось промоделировать тепловую структуру диска с полным набором фотонов $N = 10^9$ без учета вязкого нагрева для всех моделей, а также с учетом вязкого нагрева для модели с возрастом 1 млн. лет (в силу меньшей плотности проэволюционировавшего диска и, как следствие, меньших оптических толщин). Для моделей на ранней стадии эволюции были проведены расчеты с сокращенным набором фотонов $N = 10^7$. Это позволило сделать выводы о влиянии вязкого нагрева на распределение температуры. Однако при малом числе фотонов флуктуации температуры сопоставимы со значениями самой температуры, поэтому для построения изображений и спектральных распределений энергии мы будем использовать модели без вязкого нагрева. Далее мы последовательно проанализируем результаты моделирования температуры и синтетических изображений.

4.1. Тепловая структура

На рис. 5, 7 представлены результаты расчета тепловой структуры с помощью RADMC-3D для выбранных моделей диска. Для модели без вязкого нагрева с возрастом 81 тыс. лет экваториальная температура во всем диске систематически ниже той, что получена в FEOSAD. В расчете RADMC-3D она достигает своих минимальных значений в окрестности 30 а.е., а затем происходит некоторое увеличение по направлению к внешним областям. Причиной небольшого увеличения экваториальной температуры во внешней области диска служит то, что эта область становится оптически тонкой к УФ-излучению, в результате прямое и рассеянное УФ-излучение непосредственно достигает экваториальной плоскости диска и определяет температуру в ней. При учете вязкого нагрева в RADMC-3D температура внутри 30 а.е. существенно поднимается, приближаясь к результатам гидродинамической модели. За пределами 30 а.е. на распределении температуры в модели с вязким нагревом виден сильный шум, связанный с недостаточным количеством фотонов. Самым суще-

ственным отличием распределений, полученных в RADMC-3D, от динамической модели является то, что спирали в них имеют более низкую температуру, чем внешние области диска, в то время как в динамической модели температура внутри спиралей повышена относительно фона (см. рис. 5). Возможной причиной этому является то, что при моделировании переноса излучения с помощью RADMC-3D мы не учли нагрев, связанный с работой сил давления (адиабатический нагрев). Как показал анализ в разделе 2, адиабатический нагрев может быть важным фактором. Другой причиной расхождения результатов может быть то, что учет трехмерной структуры диска и использование непрозрачностей, зависящих от частоты в RADMC-3D, существенно упрощают выход теплового излучения из спиралей, тем самым приводя к меньшей равновесной температуре в них.

В модели со вспышкой (83 тыс. лет) распределения экваториальной температуры в динамической модели и по результатам RADMC-3D отличаются не так сильно. В этом случае определяющим источником нагрева во всем диске является нагрев звездным излучением, поэтому различия, связанные с внутренними источниками нагрева и межзвездным нагревом, проявляются слабее. На распределениях экваториальной температуры, полученных и в FEOSAD, и в RADMC-3D, видна пониженная температура внутри спиралей, однако в результатах RADMC-3D холодные спирали более выражены. Включение внутреннего нагрева не приводит к значительным изменениям в общей картине. Температурное распределение повторяет распределение в случае с нулевым внутренним источником, за исключением некоторых пиковых отклонений, которые являются следствием шума при малом количестве фотонов.

Для проэволюционировавшего диска (1 млн. лет) экваториальная температура по результатам RADMC-3D систематически ниже той, что в исходной динамической модели, как и в случае модели на момент 81 тыс. лет. Учет вязкого нагрева в данной модели выполнен с задействованием полного количества фотонов, а значит и наиболее согласован по сравнению с другими моделями. Как видно, включение внутреннего источника немного увеличивает температуру внутри 20 а.е., что указывает на необходимость рассмотрения этого процесса даже на этой фазе эволюции диска. Однако даже с учетом вязкого нагрева температура по результатам RADMC-3D систематически ниже динамической. Похожие различия в распределениях экваториальной температуры были также отмечены в работе [26] в рамках (2+1)-мерной модели с нестационарным методом переноса излучения в вертикальном направлении. Мы считаем, что систематически более высокая во всем диске температура в гидродинамической модели

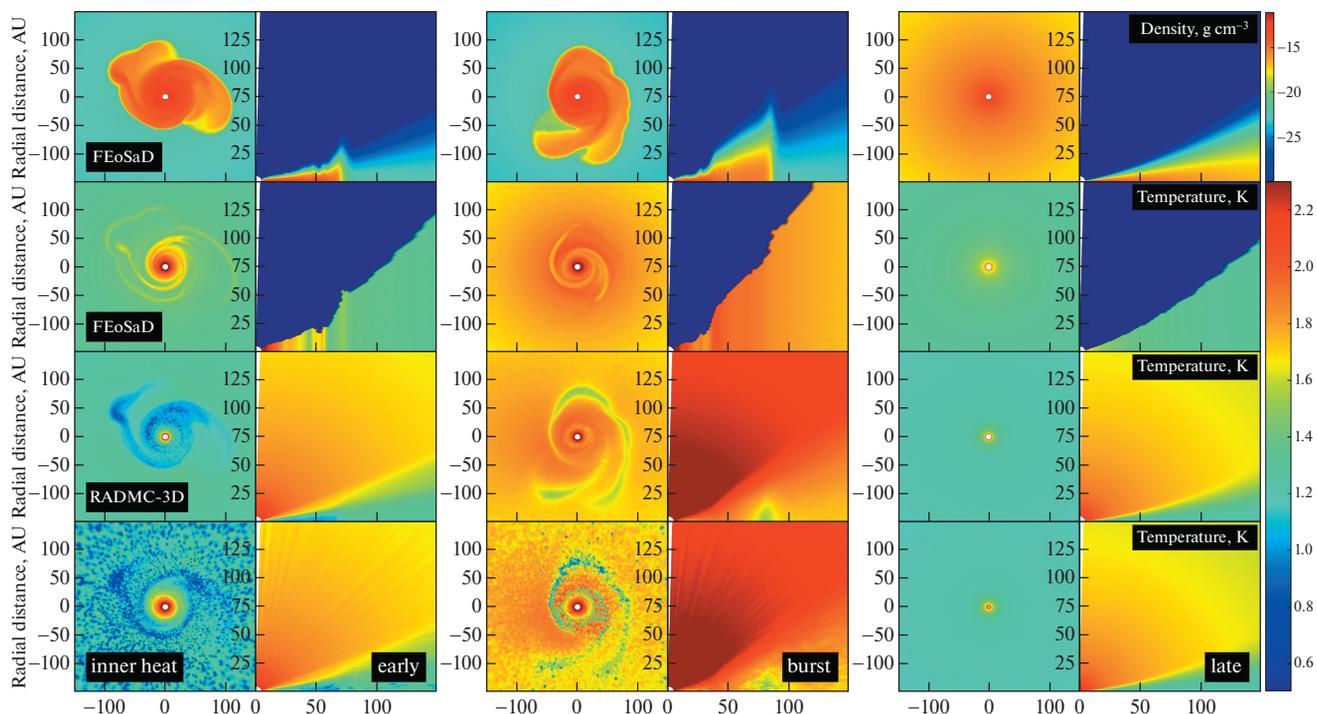


Рис. 5. Результаты моделирования тепловой структуры молодого спокойного диска на 81 тыс. лет (левая панель), диска со вспышкой на 83 тыс. лет (центральная панель) и проэволюционировавшего диска на 1 млн. лет (правая панель). Каждая панель состоит из распределений плотности (верхняя строка), температуры FEOsAD (вторая строка), температуры RADMC-3D с нулевым внутренним источником (третья строка), температуры RADMC-3D с включенным внутренним нагревом (нижняя строка). В левом столбце панели показаны экваториальные распределения, в правом столбце — меридиональный срез вдоль угла $\varphi = \frac{\pi}{4}$, отсчитываемого от положительного направления оси X .

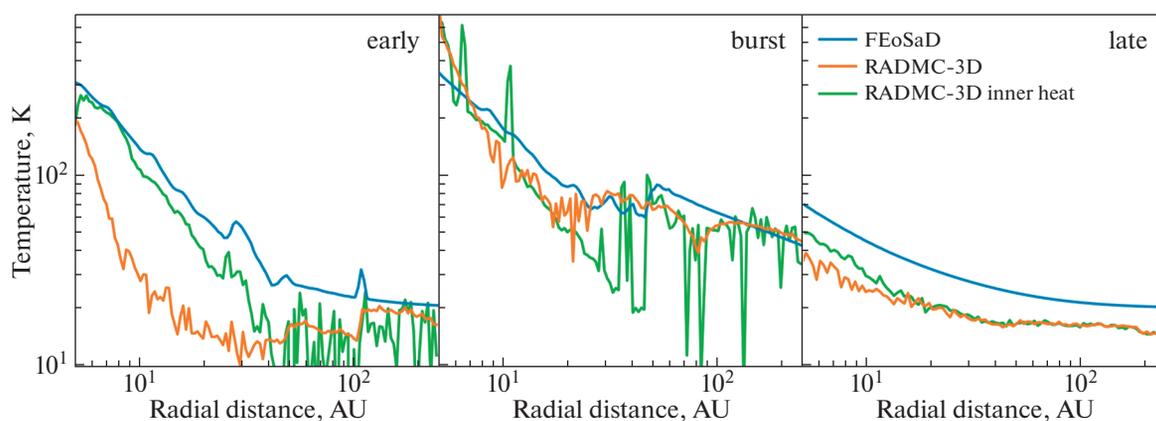


Рис. 6. Распределения экваториальной температуры в исходной динамической модели (синие профили) и после расчета с помощью комплекса RADMC-3D: оранжевые профили соответствуют модели без вязкого нагрева, зеленые — с вязким нагревом. Левая, центральная и правая панели соответствуют возрастам диска 81 тыс. лет, 83 тыс. лет и 1 млн. лет.

связана с приближенным характером функций нагрева и охлаждения, используемых в FEOsAD (см. [26], формулы (5), (6)).

4.2. Изображения диска на различных длинах волн

После расчета температуры диска, с помощью RADMC-3D были получены синтетические изоб-

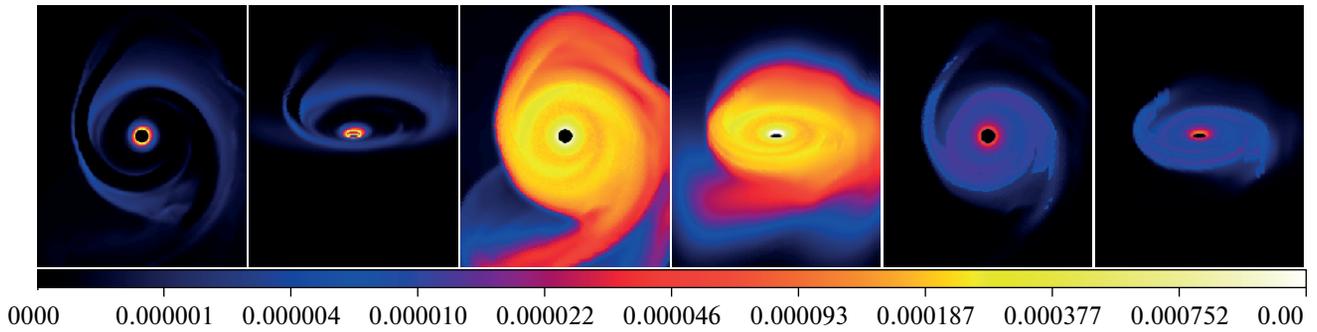


Рис. 7. Синтетические изображения газопылевого диска на длинах волн 1.5 мкм (левая пара панелей), 300 мкм (центральная пара) и 1.3 мм (правая пара) для времени 81 тыс. лет. Каждая пара представляет собой вид с углом наклона к центральной оси 0° (слева) и 60° (справа). Данные об интенсивности приведены цветом в логарифмической шкале [Ян/пиксель]. Область, охватываемая изображением, соответствует линейному масштабу 150×150 а.е.

ражения на различных длинах волн и с разным наклоном к лучу зрения. Пример таких изображений для модели молодого диска во время вспышки ($t = 836$ тыс. лет) представлен на рис. 7. На длине волны $\lambda = 1.3$ мм (правая панель рис. 7) излучает в основном холодная крупная пыль, сконцентрированная в околоэкваториальных слоях диска благодаря ее оседанию. В данном диапазоне диск является преимущественно оптически тонким, поэтому изображение практически полностью повторяет распределение плотности выросшей пыли. В частности, на изображении диска с наклоном 60° видно повышение интенсивности излучения вблизи экваториальной плоскости диска, свидетельствующее о повышенной концентрации пыли в данной области.

На длине волны $\lambda = 1.5$ мкм (левая панель рис. 7) изображение определяется рассеянием излучения звезды мелкой пылью в верхних слоях диска. Оптическая толщина диска в данном диапазоне велика и поэтому морфология изображения определяется исключительно поверхностными слоями диска. На данной карте спирали видны как темные образования. Это связано с тем, что спирали являются самогравитирующими и их характерная шкала высот понижена по сравнению с окружением. В результате спиральные области находятся в тени от внутренних частей диска.

Изображение на длине волны $\lambda = 300$ мкм (центральная панель рис. 7) является наиболее ярким из трех. В этом диапазоне доминирует диффузное (тепловое + рассеянное) излучение выросшей пыли от верхних слоев диска, что и обуславливает относительно однородное распределение яркости по диску. Отметим, что особенности рассчитанных нами изображений близки к тем, что описаны в работе [29].

5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИСКА НА ОСНОВЕ РАССЧИТАННЫХ СИНТЕТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Для оценки массы протопланетных дисков широко используется связь массы диска с потоком излучения в (суб)мм-диапазоне [30, формула (2)]:

$$\log M_{\text{disk}} = \log F_{\nu} + 2 \log d - \log(\zeta \cdot \kappa_{\nu}) - \log B_{\nu}(T_d), \quad (11)$$

где F_{ν} – поток излучения на частоте ν , κ_{ν} – коэффициент поглощения, d – расстояние до объекта, ζ – отношение массы пыли к массе газа, T_d – средняя температура в диске. В основе этой оценки лежит допущение о том, что диск является оптически тонким на частоте ν . Свободными параметрами в данной формуле являются средняя температура в диске, отношение массы пыли к массе газа, а также коэффициент непрозрачности. Наши модели показывают, что все эти параметры существенно зависят от положения в диске, а сам диск может быть оптически толстым во внутренних частях диска, поэтому ограничения формулы (11) заведомо не удовлетворяются. Тем не менее интересно выяснить, какова будет погрешность формулы (11), поскольку она востребована для предварительных оценок. Для оценки массы диска мы использовали интегральный поток излучения на длине волны 1.3 мм при следующих значениях параметров: $\zeta = 10^{-2}$, $T_d = 20$ К, $\kappa_{\nu} = 2.3 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ [30].

Более детальный метод восстановления параметров диска может быть основан на анализе спектрального распределения энергии (SED) от всего диска. Для этого мы использовали программный комплекс для подгонки спектров протопланетных дисков “SED-Fitter” [31]. Этот комплекс используется для анализа наблюдательных данных, (см., напр., [32]). В основе комплекса лежит фено-

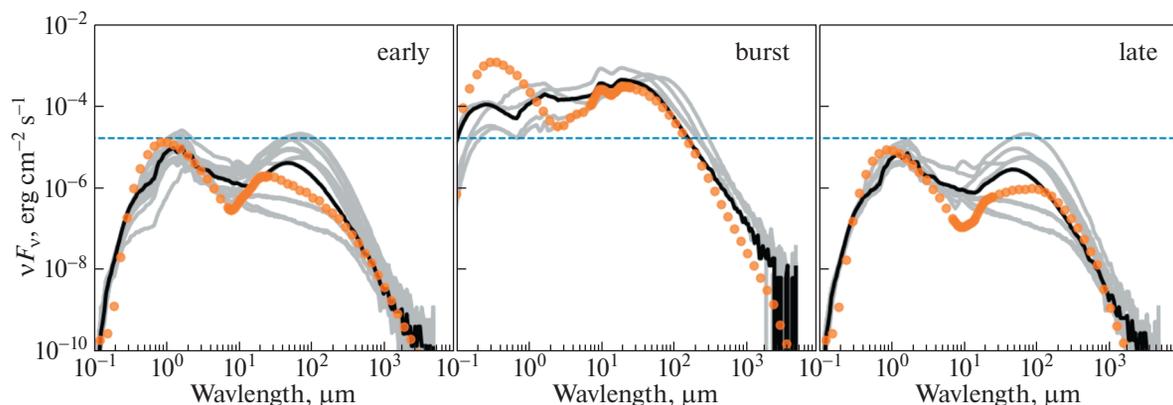


Рис. 8. Синтетические спектральные распределения энергии и результаты их подгонки с помощью комплекса “SED-fitter”. На левой панели отображены данные, соответствующие модели с возрастом 81 тыс. лет, на центральной — 83 тыс. лет, на правой — 1 млн. лет. Оранжевые точки соответствуют рассчитанному в RADMC-3D распределению энергии, серыми профилями показаны близкие распределения имеющихся в базе данных моделей. Сплошная черная линия — наиболее близкое распределение из имеющихся в базе. Максимальный уровень потока в модели 81 тыс. лет обозначен штриховой синей линией.

менологическая модель диска с 14 свободными параметрами, среди которых характеристики звезды (масса, радиус, температура), параметры оболочки (температура падения вещества из оболочки на диск, внешний радиус) и параметры самого диска (масса, границы, темп аккреции, геометрические характеристики). Программа осуществляет поиск наиболее близких спектров на основе предрасчитанной сетки моделей, насчитывающей ~20 тыс. моделей и охватывающей широкий набор звездных объектов (массой от 0.1 до 50 M_{\odot}) на различных этапах их эволюции — от самых ранних (с возрастом порядка нескольких тысяч лет) до 10 млн. лет. Для каждой из моделей введено по 10 углов наклона к оси наблюдения. Таким образом, общее число спектров соответствует ~200 тыс. В наших расчетах мы не исследовали влияние угла наклона на точность восстановления параметров и поэтому предполагаем, что ось диска направлена к наблюдателю. Отметим, что на ранних фазах эволюции диск должен быть окружен протяженной оболочкой, которая затеняет диск даже в полярном направлении. При моделировании спектрального распределения энергии с помощью RADMC-3D этот эффект нами не учитывался.

Подгонка спектрального распределения энергии производится на определенных длинах волн. Для этого в SED-Fitter используется система фильтров. Фильтры могут быть аналогичны используемым в телескопах при реальных наблюдениях, а также монохроматическими. В работе задействован набор монохроматических фильтров для длин волн, согласующихся с набором частот, использованных в расчетах RADMC-3D. Тем не менее такое согласование несколько сокращает количество точек, участвующих в под-

гонке, поскольку наборы длин волн, использованные в RADMC-3D и доступные в базе моделей SED-Fitter, различаются. В итоге из 150 частот, использованных в расчете переноса излучения и модельных диаграмм, при подгонке были использованы 70.

В ходе подгонки алгоритмом SED-Fitter было отобрано от 17 до 48 (в зависимости от модели) близких спектральных распределений энергии для каждого исходного спектра. Результаты подгонки представлены на рис. 8. Как и следовало ожидать, поток излучения от диска во время вспышки ощутимо выше во всем спектре. В модели проэволюционировавшего диска ($t = 1$ млн. лет), в среднем, поток ниже, чем для молодого спокойного диска; в нем также заметно некоторое уплощение максимума в сторону длинноволновой области по сравнению с молодым диском. Последнее связано с увеличением размеров диска: диск перехватывает больше излучения от звезды, однако, температура внешних областей меньше, что выражается в появлении дополнительно низкочастотного излучения.

По результатам подгонки были определены все 14 параметров системы, среди которых мы выделили шесть наиболее интересующих нас: масса диска, темп аккреции на звезду, внешняя и внутренняя границы диска, полная светимость звезды и возраст системы. Восстановленные и исходные параметры системы представлены на рис. 9. Видно, что массы дисков, полученные в ходе подгонки SED-Fitter, систематически ниже, чем исходные значения, особенно в моделях без вспышки ($t = 81$ тыс. лет и $t = 1$ млн. лет). Также в моделях без вспышки значения темпов аккреции на несколько порядков величин выше исходных. В то

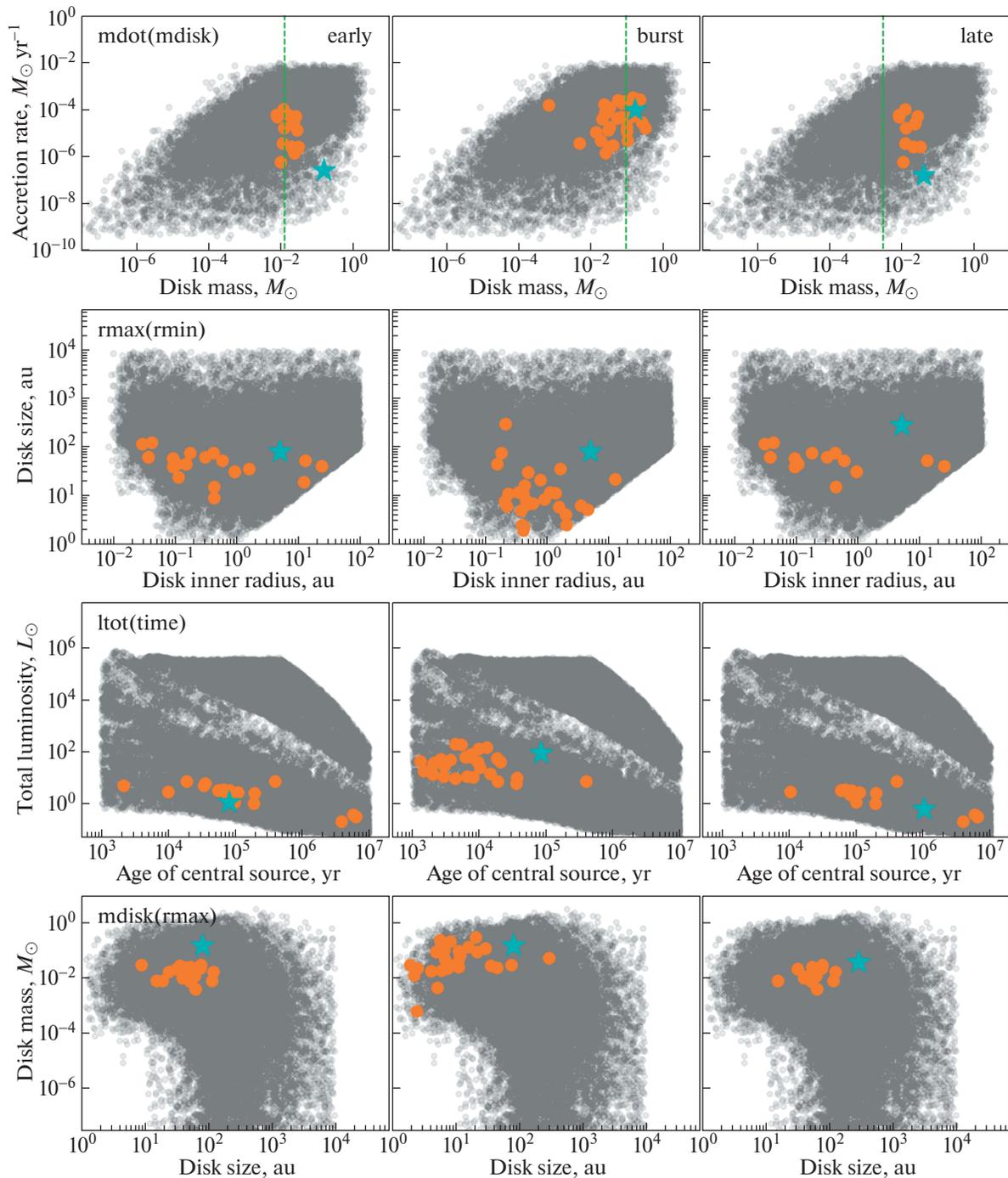


Рис. 9. Исходные параметры модели диска и восстановленные параметры с помощью комплекса “SED-fitter”. Левый, средний и правый столбцы соответствуют моделям 81 тыс. лет, 83 тыс. лет и 1 млн. лет. Первый ряд показывает соответствие параметров в плоскости “темп аккреции–масса диска”; второй ряд: “внешняя граница диска–внутренняя граница диска”; третий ряд: “светимость звезды–возраст системы”; четвертый ряд: “масса диска–внешняя граница диска”. Оранжевым цветом обозначены модели с наиболее близкими спектральными распределениями энергии, полученные во время процесса подгонки. Синие звездочки соответствуют данным, самосогласованно полученным в ходе гидродинамического моделирования. Зеленые штриховые линии в верхнем ряду соответствуют массам, рассчитанным согласно выражению (11). Серые точки – полный набор моделей в использованном каталоге SED-Fitter.

же время для модели со вспышкой ($t = 83$ тыс. лет) SED-Fitter хорошо воспроизводит исходные массу диска и темп аккреции. Систематическую не-

дооценку масс дисков мы получили не только при подгонке спектров, но и при расчете масс с помощью выражения (11). Результаты расчетов масс по

формуле (11) нанесены на верхний ряд панелей зелеными штриховыми линиями и отличаются от реальных данных в меньшую сторону. Как уже было отмечено выше, это, очевидно, связано с ограничениями формулы (11), в частности, с предположением об оптически тонком диске.

Радиальные размеры дисков, как следует из второго ряда рис. 9, восстанавливаются относительно неплохо для моделей без вспышки, хотя и с некоторой недооценкой. В то же время наблюдается значительный разброс размера диска для модели со вспышкой, что не позволяет судить о его надежном определении. Восстановленные значения внутренней границы диска во всех случаях имеют широкий разброс и не соответствуют данным исходных моделей.

Светимость звезды вполне успешно восстановлена для всех моделей диска (см. третий ряд рис. 9). Несмотря на небольшие отклонения, основная часть наилучших моделей сконцентрирована достаточно близко к реальным показателям светимости. О возрасте системы, напротив, достаточно трудно судить, исходя из данных, полученных в ходе подгонки спектров.

Нижний ряд рис. 9 иллюстрирует результаты восстановления параметров в пространстве: “масса диска—размер диска”. Эти параметры можно считать важнейшими наблюдательными характеристиками протозвездных дисков. Видно, что в рамках комплекса SED-Fitter не удается надежно восстановить оба параметра одновременно.

На основе полученных результатов можно утверждать, что комплекс SED-Fitter позволил относительно неплохо восстановить только часть исходных параметров модельного протопланетного диска. Основными причинами расхождений между входными и восстановленными параметрами диска являются, очевидно, различия между моделями диска, используемыми для генерации спектра и для его восстановления. Кроме того, как было отмечено в работе [31], задача о восстановлении параметров диска является вырожденной, т.е. различные особенности протопланетных систем могут проявляться на диаграммах спектрального распределения энергии одинаково. Все это свидетельствует о необходимости использования пространственно разрешенных наблюдений дисков в различных спектральных диапазонах, анализ которых должен осуществляться на базе физически согласованных моделей диска.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени исследования протопланетных дисков достигли значительных успехов благодаря улучшению теоретических моделей, развитию численных методов и растущей вычислительной мощности. Огромный скачок

произошел также в наблюдательных методах. Несомненно, теоретическое моделирование и средства наблюдения получают интенсивное развитие в будущем. Однако сопоставление результатов моделирования с наблюдательными данными требует проведения сложной работы. Представленное исследование является примером разработки связи между детальной динамической моделью протопланетного диска и ее прямыми наблюдательными проявлениями. Основные результаты, полученные в ходе этой работы, можно выделить следующим образом:

- Проиллюстрирован полный путь от теоретического моделирования протопланетной системы в двумерном приближении тонкого диска до получения трехмерных синтетических наблюдательных изображений и спектральных распределений энергии. Это позволит проводить прямое сравнение данной модели с наблюдениями. Показаны особенности синтетических наблюдательных проявлений молодых, гравитационно неустойчивых дисков во внедренной фазе, диска во время аккреционной вспышки светимости и проэволюционировавшего диска.

- Продемонстрированы различия в тепловой структуре диска, полученной в гидродинамическом моделировании и в вычислениях трехмерным кодом переноса излучения RADMC-3D. Показан вклад различных механизмов нагрева в диске. В молодых дисках важным источником нагрева во внутренних оптически толстых областях диска является вязкий нагрев. Другим существенным источником нагрева в неоднородных структурах диска может являться адиабатический нагрев сжатием (ударные волны). Однако учет внутренних источников нагрева в расчете переноса излучения с помощью RADMC-3D приводит к многократному повышению вычислительного времени. Это ведет к необходимости разработки и использованию специализированных алгоритмов расчета переноса излучения.

- С помощью простых методов, используемых при анализе реальных наблюдений, рассчитаны физические параметры модельных протопланетных дисков на основе его синтетических наблюдений. Продемонстрировано, что для рассмотренных дисков использование предположения о том, что они являются оптически тонкими, имеют среднюю температуру и постоянное отношение массы пыли к массе газа, ведет к фактической недооценке их масс. Использование метода подгонки спектрального распределения энергии позволяет относительно неплохо оценить отдельные параметры диска (размеры, светимость, в некоторых случаях — массу). Однако задача о восстановлении параметров является вырожденной, что вносит существенный разброс в определенные параметры дисков. Поэтому сравнение модели с

наблюдениями целесообразнее проводить в терминах пространственно-разрешенных наблюдений дисков в различных спектральных диапазонах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 19-32-50146). Э. В. благодарит за поддержку Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, государственное задание в области науки № ВнГр/2020-03-ИФ, Южный федеральный университет, 2020.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. B. Pollack, O. Hubickyj, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, M. Podolak, and Y. Greenzweig*, *Icarus* **124**, 62 (1996).
2. *A. P. Boss*, *Astrophys. J.* **599**, 577 (2003).
3. *E. I. Vorobyov*, *Astron. and Astrophys.* **552**, id. A129 (2013), arXiv:1302.1892 [astro-ph.EP].
4. *S. Nayakshin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **408**, L36 (2010), arXiv:1007.4159 [astro-ph.EP].
5. *A. C. Boley, T. Hayfield, L. Mayer, and R. H. Durisen*, *Icarus* **207**, 509 (2010), arXiv:0909.4543 [astro-ph.EP].
6. *J. P. Williams and L. A. Cieza*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 67 (2011), arXiv:1103.0556 [astro-ph.GA].
7. *J. R. Najita, S. E. Strom, and J. Muzerolle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **378**, 369 (2007), arXiv:0704.1681 [astro-ph].
8. *L. A. Cieza, M. R. Schreiber, G. A. Romero, M. D. Mora, et al.*, *Astrophys. J.* **712**, 925 (2010), arXiv:1001.4825 [astro-ph.GA].
9. *C. J. Lada*, in *Star Forming Regions*, edited by M. Peimbert and J. Jugaku, *IAU Symp.* **115**, 1 (1987).
10. *S. V. W. Beckwith, A. I. Sargent, R. S. Chini, and R. Guesten*, *Astron. J.* **99**, 924 (1990).
11. *E. I. Chiang and P. Goldreich*, *Astrophys. J.* **490**, 368 (1997), arXiv:astro-ph/9706042.
12. *P. Woitke*, in *Summer School – Protoplanetary Disks: Theory and Modeling Meet Observations*, edited by I. Kamp, P. Woitke, and J. D. Ilee, *EPJ Web of Conferences*, **102**, id. 00007 (2015).
13. *C. R. O'dell and Z. Wen*, *Astrophys. J.* **436**, 194 (1994).
14. *H. Avenhaus, S. P. Quanz, A. Garufi, S. Pérez, et al.*, *Astrophys. J.* **863**, id. 44 (2018), arXiv:1803.10882 [astro-ph.SR].
15. *A. Dutrey, S. Guilloteau, G. Duvert, L. Prato, M. Simon, K. Schuster, and F. Menard*, *Astron. and Astrophys.* **309**, 493 (1996).
16. *S. M. Andrews, J. Huang, L. M. Pérez, A. Isella, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **869**, id. L41 (2018), arXiv:1812.04040 [astro-ph.SR].
17. *M. Flock, J. P. Ruge, N. Dzyurkevich, T. Henning, H. Klahr, and S. Wolf*, *Astron. and Astrophys.* **574**, id. A68 (2015), arXiv:1411.2736 [astro-ph.EP].
18. *R. Dong, Z. Zhu, and B. Whitney*, *Astrophys. J.* **809**, id. 93 (2015), arXiv:1411.6063 [astro-ph.EP].
19. *P. Woitke, I. Kamp, S. Antonellini, F. Anthonioz, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**, id. 064301 (2019), arXiv:1812.02741 [astro-ph.EP].
20. *E. I. Vorobyov, V. Akimkin, O. Stoyanovskaya, Y. Pavlyuchenkov, and H. B. Liu*, *Astron. and Astrophys.* **614**, id. A98 (2018), arXiv:1801.06898 [astro-ph.EP].
21. *E. I. Vorobyov and S. Basu*, *Astrophys. J.* **650**, 956 (2006), arXiv:astro-ph/0607118.
22. *E. I. Vorobyov and V. G. Elbakyan*, *Astron. and Astrophys.* **631**, id. A1 (2019), arXiv:1908.10589 [astro-ph.SR].
23. *E. I. Vorobyov, A. M. Skliarevskii, V. G. Elbakyan, Y. Pavlyuchenkov, V. Akimkin, and M. Guedel*, *Astron. and Astrophys.* **627**, id. A154 (2019), arXiv:1905.11335 [astro-ph.EP].
24. *V. G. Elbakyan, A. Johansen, M. Lambrechts, V. Akimkin, and E. I. Vorobyov*, *Astron. and Astrophys.* **637**, id. A5 (2020), arXiv:2004.00126 [astro-ph.EP].
25. *G. Lodato*, *New Astron. Rev.* **52**, 21 (2008).
26. *E. I. Vorobyov and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. and Astrophys.* **606**, id. A5 (2017), arXiv:1706.00401 [astro-ph.GA].
27. *K. Kornet, T. F. Stepinski, and M. Różyczka*, *Astron. and Astrophys.* **378**, 180 (2001).
28. *D. Semenov, T. Henning, C. Helling, M. Ilgner, and E. Sedlmayr*, *Astron. and Astrophys.* **410**, 611 (2003), arXiv:astro-ph/0308344.
29. *R. Dong, E. Vorobyov, Y. Pavlyuchenkov, E. Chiang, and H. B. Liu*, *Astrophys. J.* **823**, 141 (2016), arXiv:1603.01618 [astro-ph.SR].
30. *S. M. Andrews, K. A. Rosenfeld, A. L. Kraus, and D. J. Wilner*, *Astrophys. J.* **771**, 129 (2013), arXiv:1305.5262 [astro-ph.SR].
31. *T. P. Robitaille, B. A. Whitney, R. Indebetouw, and K. Wood*, *Astrophys. J. Suppl.* **169**, 328 (2007), arXiv:astro-ph/0612690.
32. *D. An, S. V. Ramírez, K. Sellgren, R. G. Arendt, et al.*, *Astrophys. J.* **736**, 133 (2011), arXiv:1104.4788 [astro-ph.GA].