

УДК 524.3-52; 524.5

КРУПНОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА ГАЗОПЫЛЕВЫХ ДИСКОВ И УСТОЙЧИВОСТЬ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ ПЫЛЕВЫХ ОБОЛОЧЕК МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

© 2020 Т. Р. Абдульмянов^{1*}¹Казанский государственный энергетический университет, Казань, 420066 Россия

Поступила в редакцию 29 января 2019 года; после доработки 13 декабря 2019 года; принята к публикации 13 декабря 2019 года

В работе анализируется причина разделения газопылевых дисков молодых звезд на две большие группы: на имеющие круговые и спиралевидные структуры. Такое разделение структур дисков объясняется существованием режимов устойчивого и неустойчивого газодинамического равновесия оболочек протозвезд. Построена модель волновых возмущений газопылевых оболочек протозвезд. Получено уравнение интегральной средней интенсивности излучения в пылевой оболочке протозвезд. Определены радиусы пяти протозвезд на момент их наблюдения и время их вступления на Главную последовательность.

Ключевые слова: *звезды: протозвезды — межзвездная среда*

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям о процессе звездообразования (Bochkarev 2010, Shklovsky 1978), гравитационному притяжению протозвездного облака противодействует в основном тепловое давление. При массе облака M , температуре T и радиусе R меньше критического значения $R_c \approx 0.2M/(TM_s)$ начинается гравитационное сжатие протозвездного облака. В процессе неравномерного сжатия в центре облака формируется непрозрачное плотное тело (протозвезда), окруженное газопылевой оболочкой.

Динамика сжатия протозвездного облака впервые была исследована японскими астрофизиками Hayashi and Nakano (1963). Выполненные ими расчеты показали, что через несколько лет с начала адиабатического сжатия облака в центральной части звезды (протозвезды) формируется гидростатически равновесное ядро. Внешние слои облака при этом продолжают свободно падать к центру.

На стадии конвективного сжатия эволюционный трек звезды может быть достаточно сложным (Baturin et al. 2017). По этой причине звезда не сохраняет информацию о своих предшествующих этапах эволюции. Однако информацию об этапах конвективного сжатия может хранить формирующийся на экваториальной плоскости газопылевой диск.

Моделирование динамических процессов в аккреционных дисках молодых звезд показывает, что

в результате миграции и падения на протозвезду массивных самогравитирующих сгущений могут происходить нерегулярные вспышки светимости молодых звезд (Snytnikov and Stoyanovskaya 2017, Vorobyov and Basu 2006). Падение массивных сгущений (газовых клампов) на протозвезду будет формировать волновые возмущения (плотностные волны) газопылевой оболочки протозвезды (Abdulmyanov 2018a, Rohlfs 1980).

Результаты исследования пылевых оболочек молодых звезд VX Cas, VV Ser, DD Ser (Minikulov 2006) демонстрируют, что изменение их блеска может быть связано с существованием крупномасштабных неоднородностей в их пылевых оболочках.

Расчеты показывают, что начальный радиус протозвезды может составлять от 5 а.е. (Hayashi and Nakano 1963) до 50 а.е. (Abdulmyanov 2018b). Конечный радиус протозвезды — это радиус звезды (радиус Солнца — 0.0047 а.е.). Как определить радиус протозвезды на стадии конвективного сжатия? Для того чтобы найти ответ на этот вопрос и на некоторые другие вопросы, в данной работе рассматривается модель волновых возмущений плотности газопылевой оболочки протозвезды. Эта модель может быть использована для анализа наблюдений. В частности, по крупномасштабной структуре пылевых дисков можно оценить радиус ядра протозвезды к моменту наблюдений. Получено уравнение интегральной средней интенсивности излучения в пылевой оболочке протозвезд, решить которое можно численными методами при помощи профилей плотности волновой модели.

*E-mail: abdulmyanov.tagir@yandex.ru

2. УСЛОВИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ ОБОЛОЧКИ ПРОТОЗВЕЗДЫ

В моделировании волновых возмущений пылевой оболочки протозвезды ключевую роль играет определение равновесного состояния оболочки. Выберем прямоугольную систему координат (x, y, z) с началом в центре протозвездного облака так, чтобы ось z совпадала с осью вращения облака. Пылевая оболочка протозвезды будет находиться в состоянии газодинамического равновесия, если скорость V движения ее частиц, плотность ρ , давление P и потенциальная функция Φ будут решением известных уравнений гидродинамики (Armitage 2010, Rohlfs 1980):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{V} \text{grad } \rho &= -\rho \text{div } \mathbf{V}, \\ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} &= -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi \\ &\quad - 2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}) + \Omega^2(x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y), \\ \nabla^2 \Phi &= 4\pi G \rho \end{aligned} \quad (1)$$

и при этом будут выполнены следующие условия:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0.$$

Равновесие будет статическим, если $V = 0$. Обозначим через ρ_0, P_0, Φ_0, V_0 равновесное решение системы (1), а через ρ_1, P_1, Φ_1, V_1 — малые возмущения этого решения. Подставляя $\rho = \rho_0 + \rho_1, P = P_0 + P_1, \Phi = \Phi_0 + \Phi_1, V = V_0 + V_1$ в уравнения (1) и учитывая, что ρ_0, P_0, Φ_0, V_0 — решение системы (1), с точностью до величин второго порядка получим следующее выражение равновесия оболочки:

$$\frac{c^2}{\rho_0^2} \left(\frac{d\rho_0}{dr} \right)^2 - \frac{1}{\rho_0} \frac{d^2 \rho_0}{dr^2} + 2 \frac{GM}{r^3} = 4\pi G \rho_0, \quad (2)$$

где $P_0 \approx c^2 \rho_0, \Omega = [GM/r^3]^{1/2}, c$ — скорость звука. Решение уравнения (2) можно найти численными методами.

2.1. Волновые возмущения оболочки протозвезды

Из формул (1) выводится следующее уравнение для возмущений плотности пылевой оболочки:

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \rho_1 + 4\pi G \rho_0 \rho_1 + 2\rho_0 \text{div}(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}_1). \quad (3)$$

Начальные и граничные условия краевой задачи для волнового уравнения (3) определяются следу-

ющим образом:

$$\begin{aligned} \rho_1(r, z_0, 0) &= \frac{\rho(z_0)}{n+1} \sum_{k=0}^n J_0(\lambda_k r/R_0), \\ \frac{\partial \rho_1}{\partial t}(r, z_0, 0) &= 0, \\ |\rho_1(0, z, t)| &< \infty, \rho_1(R_0, z, t) = 0. \end{aligned}$$

Тогда коэффициенты a_k будут равны:

$$a_k = a = \rho(z_0) \exp(\gamma z_0) / [\rho(z_1)(n+1)], b_k = 0.$$

Применяя метод разделения переменных, получим следующее решение уравнения (3), учитывающее вращение протозвездного облака:

$$\begin{aligned} \rho_1(r, z, t) + \rho_d(r, t) &= \rho(z_1) \exp(-\gamma z) a / (n+1) \\ &\times \sum_{k=0}^n W_k J_0(\lambda_k r/R_0) + \sum_{k=0}^n d_k(t) J_0(\lambda_k r/R_0), \\ W_k &= \cos(tc \sqrt{(\lambda_k/R_0)^2 - 4\pi G \rho_0/c^2 - \gamma^2}), \\ d_k(t) &= c_k \cos(\beta^{1/2} t) + 2\rho_0 g_k / \beta, \\ \beta &= (c\lambda_k/R_0)^2 - 4\pi G \rho_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $c_k = -\rho(z_0) / [(n+1)(1+2\rho_0 g_k/\beta)]$. Если подкоренное выражение в W_k будет принимать отрицательное значение, то функция W_k в решении (4) будет иметь следующий вид:

$$W_k = 1 / \exp(tc \sqrt{4\pi G \rho_0/c^2 + \gamma^2 - (\lambda_k/R_0)^2}).$$

На рис. 1 изображены профили плотности $\rho_1(r, \varphi, R_0, t) + \rho_d(r, v, t)$ пылевой оболочки протопланетного диска для значений параметров $R_0 = 1.45$ а.е., $t = 0; 1.5; 3$ (рис. 1а) и $t = 4.5; 6; 7.5$ (рис. 1б). Эти профили показывают квазипериодическое движение плотностных волн для данного значения параметра $R_0 = 1.45$ а.е. Скорость бегущей волны, согласно решению (4), приблизительно равна $c\lambda_k/R_0 = \lambda_k/(R_0)^{11/8}$, где $c = 1/(R_0)^{3/8}$. Тогда период возвращения бегущей волны для R_0 будет приблизительно равен $2\pi(R_0)^{11/8}/\lambda_1 = 4.36$ рад. Принимая скорость звука $c = 1286$ м с⁻¹ (для водорода), получим оценку периода времени возвращения бегущей волны в исходное положение: $P = 115.36/\lambda_k$ лет. Наименьший период имеет волна для наибольшего значения λ_k ($2 < \lambda_k < 20$). Следовательно, для периода P бегущей волны имеем следующую оценку: $5 < P < 60$ лет. На рис. 2 представлен 3D-профиль плотности $\rho_1(r, \varphi, R_0, t) + \rho_d(r, v, t)$, вычисленный для $t = 0$ рад, $R_0 = 1.45$ а.е. Полярная плоскость (r, φ) преобразована в декартову плоскость (x, y) , $r = (x^2 + y^2)^{1/2}, 0.5 \leq x \leq 20, 0.5 \leq y \leq 20$ а.е., $0 \leq \varphi \leq \pi/2$.

Такие вариации плотности (рис. 1 и рис. 2) могут быть причиной начала переходных процессов

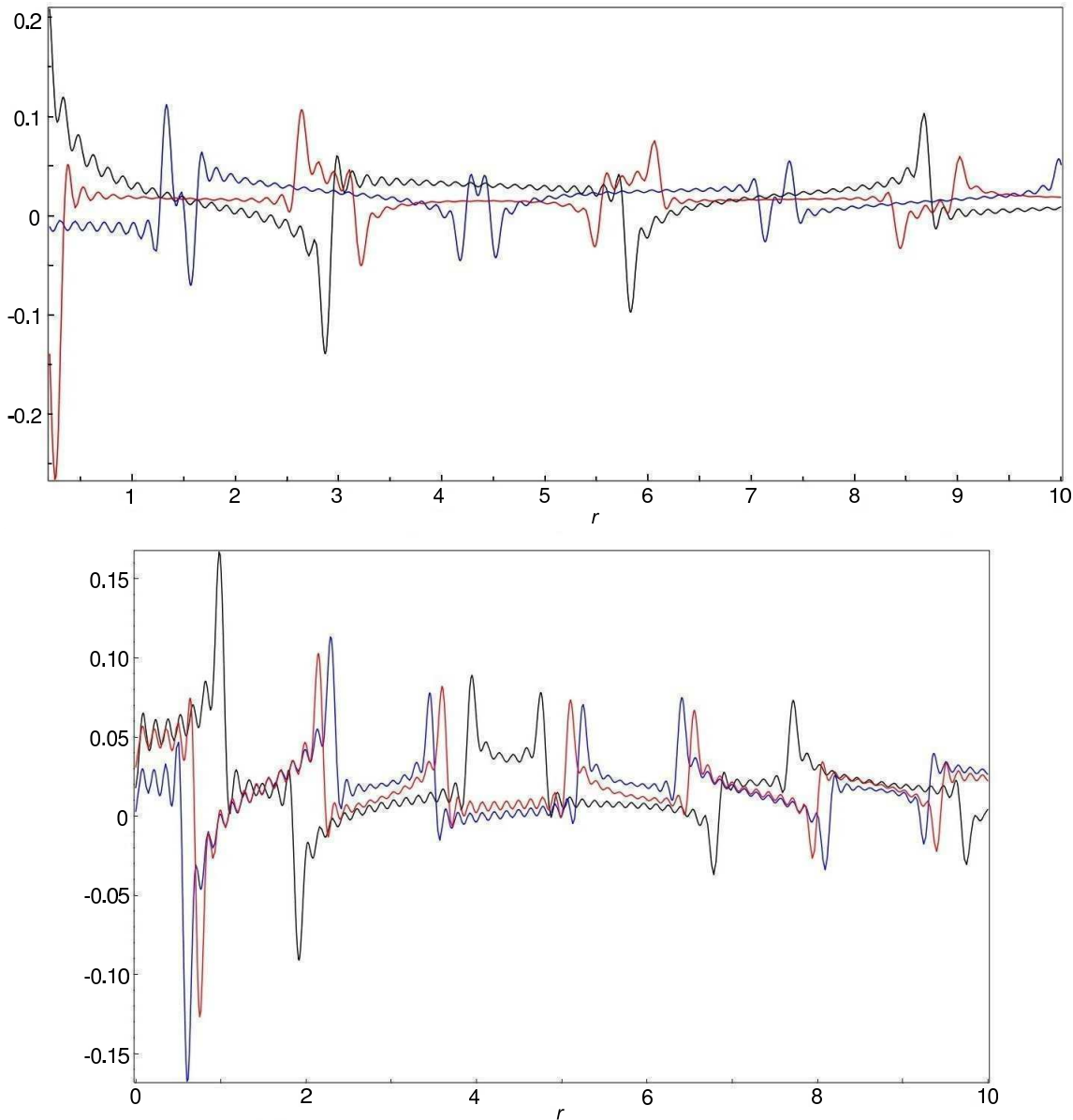


Рис. 1. Профили плотности $\rho_1(r, \varphi, R_0, t) + \rho_d(r, t)$ для значения параметра $R_0 = 1.45$ а. е.: (а) — для $t = 0; 1.5; 3$; (б) — для $t = 4.5; 6; 7.5$ (рад.); $\varphi = 0$.

(конденсации, кристаллизации, коагуляции и др.). Конденсирующийся газ будет оседать на экваториальную плоскость вращения протозвезды.

Оседание частиц газа и пыли не будет хаотичным. Согласно рис. 2, регулярные круговые плотностные волны приведут к фрагментации газопылевых оболочек протозвезд и, в частности, аккреционных дисков протозвезд. Оседание конденсирующегося газа в таком случае будет формировать в экваториальной плоскости вращения протозвезды кольцеобразные зоны повышенной плотности. таким образом, может быть задействован механизм орбитального резонанса 1/1 (Abdulmyanov

2014), способствующий формированию единственного зародыша планеты в каждом кольце.

2.2. Условие устойчивости равновесия оболочки протозвезды

Согласно решению (4) уравнения (3), равновесие пылевой оболочки протозвезд будет устойчивым в том случае, когда выражение под квадратным корнем в этом решении будет больше или равно нулю (рис. 3):

$$f(R_0) = \lambda_k^2/R_0^2 - 4\pi G\rho_0/c^2 - \gamma^2 \geq 0, \quad (5)$$

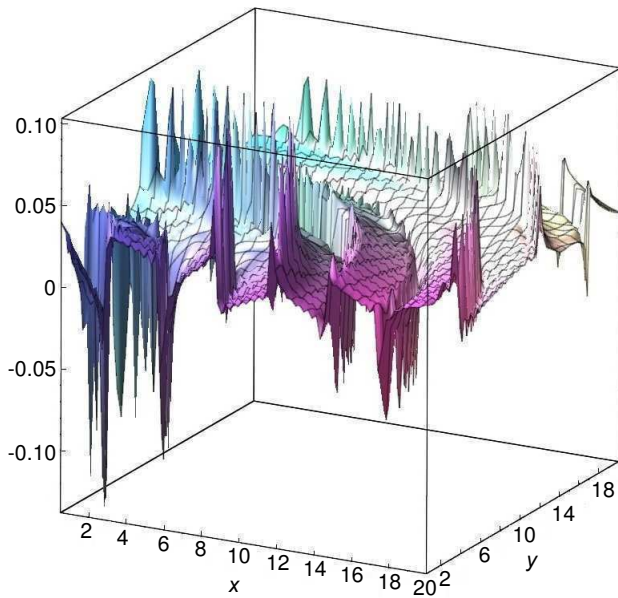


Рис. 2. 3D-профили плотности $\rho_1(r, R_0, t) + \rho_d(r, t)$ для параметра $R_0 = 5$ а.е. и полярных расстояний $0.18 \leq r \leq 40$ а.е. для $t = 0$ (рад.).

где ρ_0 — средняя плотность протозвезды, λ_k — нули функции Бесселя $J_0(r)$, G — гравитационная постоянная, $\gamma = [1/(z_1 - z_0)] \ln \rho(z_0)/\rho(z_1)$, z_0 , z_1 — начальный и конечный радиусы протозвезды, c — скорость звука.

В случае $f(R_0) < 0$ равновесие будет неустойчивым. На рис. 3 изображен график функции $f(R_0)$, согласно которому смена неустойчивого на устойчивый режим происходит при радиусе протозвезды $R_0 = 50$ а.е. При всех массах исходного газопылевого облака, от массы $1 M_\odot$ до $1.1 \times 10^4 M_\odot$, сжатие облака происходит практически одинаково. Дальнейшее сжатие облака зависит от его исходной массы. Протозвезда, имеющая массу порядка M_\odot , будет сжиматься до $R_0 = 5$ а.е. в режиме устойчивого равновесия своей газопылевой оболочки. Однако такая устойчивость критическая на интервале значений параметра $5 < R_0 < 50$ а.е., то есть значение $f(R_0)$ близко к нулю. В таком случае численное интегрирование уравнений (1) становится плохо обусловленной задачей. На интервале значений параметра $5 < R_0 < 5$ а.е. и при массе протозвезды порядка M_\odot равновесие оболочки определено устойчивое, а при массах облака порядка $10^4 M_\odot$ сжатие облака будет происходить в режиме неустойчивости равновесия оболочки. То есть облако массы $10^4 M_\odot$ будет сжиматься практически без наступления равновесия его пылевой оболочки. Экваториальный газопылевой диск такого облака на весь период сжатия будет оставаться аккреционным.

В остальных случаях все экваториальные диски будут аккреционными только на начальном этапе сжатия ($R_0 > 50$ а.е.). В дальнейшем остальные экваториальные диски будут эволюционировать в протопланетные диски. В тех аккреционных дисках, в которых вовсе не наступает устойчивое равновесие, действует единственный механизм эволюции — это аккреция газа на протозвезду. Если масса облака порядка $10^4 M_\odot$, то облако может распасться на равнозначные фрагменты. Гравитационное взаимодействие между такими фрагментами можно рассматривать при помощи модели аккреционных α -дисков (Shakura and Sunyaev 1973). В остальных случаях одновременно действуют два механизма эволюции протозвезды и ее экваториального диска: аккреция газа на протозвезду (миграция I) и орбитальная миграция (миграция II). С орбитальной миграцией газа и пылевых частиц в экваториальной плоскости протозвезды может быть связан механизм аккреции газа и пыли на зародыши планет. Следы действия механизма миграции II в современной Солнечной системе сохранились в либрационных движениях астероидов троянской группы, а следы действия механизма миграции I сохранились в виде несферичности многих астероидов основного кольца и в виде кратеров на поверхности Луны.

3. СЛЕДЫ ЭВОЛЮЦИИ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД НА СТАДИИ КОНВЕКТИВНОГО СЖАТИЯ

Пылевые диски вокруг звезд были впервые обнаружены в 1984 г. с использованием спутниковых наблюдений в инфракрасном диапазоне (IRAS). Результаты наблюдений показывают, что внутри пылевых дисков существуют разреженные области в форме круговых «люков» (Wolf 2008, Wolf and Hillenbrand 2003) и в виде локальных пустот. В 2008 г. астрофизиками Института им. Макса Планка в окрестности звезды TW Hydra b был обнаружен пылевой диск, в котором находится формирующаяся планета. Более детальное изображение пылевого диска было получено в 2013 г. с помощью космического телескопа им. Хаббла. Анализ результатов наблюдений показывает, что пылевой диск около звезды TW Hydra b разделен на кольцевые фрагменты.

3.1. Начальные моменты формирования протопланетных колец Солнечной системы

Процессы, наблюдаемые в настоящее время в пылевом диске TW Hydra b, могли происходить в Солнечной системе 4.58 миллиарда лет назад. В особенностях расположения орбит планет современной Солнечной системы могли проявиться действия регулярных механизмов

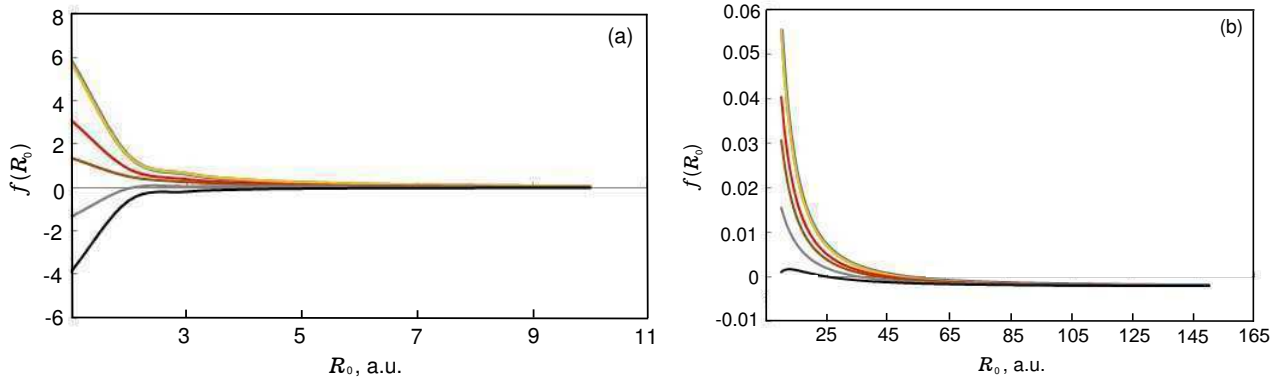


Рис. 3. Вариации функции $f(R_0)$ вблизи равновесия пылевой оболочки протозвезд с массами M_\odot , $3000 M_\odot$, $5000 M_\odot$, $8000 M_\odot$, $11\,000 M_\odot$: (a) для $1 \leq R_0 \leq 10$, (b) для $10 \leq R_0 \leq 140$, ($k = 0$, R_0 в а.е.).

эволюции молодого Солнца. По этой причине можно предпринять попытку поиска результатов действия такого механизма. Например, могли быть почти сохранены взаимные расстояния между орбитами планет. Радиальная миграция газовых сгущений (Snytnikov and Stoyanovskaya 2017) является основным механизмом аккреции вещества на протозвезду. Главным же механизмом формирования зародышей планет могла быть орбитальная миграция (Abdulmyanov 2014). Предполагая это, сравним взаимные расстояния между современными орбитами планет. Легко заметить, что существуют три основные группы расстояний. В первую группу входят расстояния гравитационной системы Плутон–Нептун–Уран–Сатурн ($d = 9.5; 10.8; 9.7$ а.е.). Во вторую — расстояния системы Сатурн–Юпитер–Церера–Марс ($d = 4.3; 3.2; 1.2$ а.е.). В третью группу — расстояния системы Марс–Земля–Венера–Меркурий–Солнце ($d = 0.52; 0.28; 0.33; 0.38$ а.е.).

Для определения начального момента образования протопланетных колец полярный радиус r будет рассматриваться как функция времени. В этом случае функция расстояния между орбитами $D(r)$ будет сложной функцией времени t : $D(r(t))$. Дифференцируя $D(r(t))$ по t как сложную функцию, получим: $dD/dt = (dD/dr)(dr/dt)$. Для определения производной dD/dt должны быть известны отношения dD/dr и dr/dt . Соотношение dD/dr можно определить с помощью графика $D(r)$, полученного при помощи методов аппроксимации. Наибольшие, наименьшие и средние значения отношения dD/dr равны тангенсу углов 53° , 43° и 33° соответственно. А среднее значение dr/dt , согласно теоретической модели сжатия, примерно равно $\text{tg } 40^\circ$ (Shklovsky 1978). Следовательно, разностное представление дифференциала производной dD/dt может быть получено следующим

образом:

$$(D_i - D_j)/(t_i - t_j) \approx \mu = \text{tg } 43^\circ \text{ tg } 40^\circ = 0.78247$$

Сравнение расстояний D между современными орбитами планет показывает, что наибольшая дистанция — между орбитами Нептуна и Урана (10.876 а.е.). С другой стороны, большему расстоянию D соответствует больший радиус протозвезды R_0 ($D = 2R_0$). Поэтому, в соответствии с рассматриваемой здесь моделью волновых возмущений оболочки, раньше других начинало формироваться протопланетное кольцо Нептуна. Для пояса астероидов (Церера) значение $D_i = 1.243$ а.е. Следовательно, временной интервал от начала формирования кольца Нептуна до начала формирования пояса астероидов будет равен $(10.876 - 1.243)/\mu = 12.31$ млн лет. По наименьшей оценке отношения dD/dr начало формирования будет равно 17.678 млн лет. По оценкам возраста метеоритов возраст пояса астероидов составляет около 4 млн лет после начала стадии термоядерных реакций на Солнце (4.57 млрд лет назад). Тогда, в соответствии с наименьшей оценкой отношения dD/dr , стадия медленного сжатия началась 4.5836 млрд лет назад. По средней оценке она составляет 4.5573 млрд лет. Для дальнейших расчетов принимаем значение $\mu = 0.5449$, которое было получено при наименьшей оценке. Таким образом, начало формирования остальных протопланетных колец можно определить по следующей формуле:

$$t_i = t_0 - \Delta t_i, \Delta t_i = (1/\mu)(D_0 - D_i),$$

где t_0 — дата начала медленного сжатия для протозвезды (около 4.584 миллиардов лет назад). Вычислив по этой формуле Δt_i , мы получим моменты начала образования колец других планет. Протопланетные кольца Урана и Плутона начали формироваться через 2.018 и 2.385 млн лет соответственно после начала формирования кольца Нептуна.

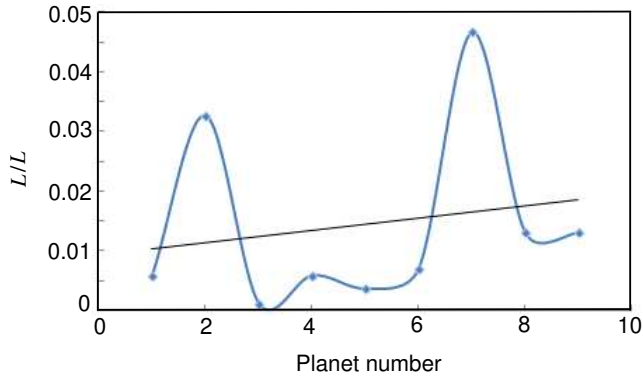


Рис. 4. Изменения светимости протосолнца для различных этапов формирования протопланетных колец.

Протопланетные кольца Сатурна, Юпитера, Цереры (пояс астероидов) образовались через 11.928, 13.947, 17.175 млн лет после начала формирования кольца Нептуна. Протопланетные кольца Марса, Меркурия, Венеры и Земли начали формироваться после кольца Нептуна через 18.865, 19.122, 19.214 и 19.305 млн лет.

3.2. Изменения светимости протосолнца на стадии Хаяши

Временной интервал, в течение которого происходит значительное сжатие облака протозвезд, можно определить по следующей формуле (Shklovsky 1978):

$$t = 6 \times 10^7 (\mu/T)^{3/2} (M/M_\odot). \quad (6)$$

Светимость сжимающегося облака протозвезд в инфракрасном диапазоне длин волн определяется по формуле (Shklovsky 1978):

$$L \approx 0.0002 (T/\mu)^{3/2} L_\odot. \quad (7)$$

Из формул (6) и (7) получим выражение для определения отношения светимостей L/L_\odot :

$$L/L_\odot \approx 1.2 \times 10^4 (M/M_\odot) / \Delta t_i,$$

где Δt_i — интервалы времени, на которые разделена стадия Хаяши. Нарис. 4 представлен график изменения отношения светимостей L/L_\odot , построенный по его значениям в точках Δt_i , $L_s = 4 \times 10^{33}$ эрг s^{-1} — светимость Солнца, $M \approx M_\odot$.

Согласно рис. 4, светимость L/L_\odot имеет два максимума, соответствующие началу формирования двух групп планет в Солнечной системе. Порядок расположения точек Δt_i на рис. 4 соответствует порядку нумерации планет от Плутона к Меркурию. Результаты исследования пылевых оболочек молодых звезд VX Cas, VV Ser, DD, Ser (Minikulov 2006) показывают, что изменение их блеска может

быть связано с существованием крупномасштабных неоднородностей в их пылевых оболочках. Формирование таких неоднородностей может быть следствием действия плотностных волн и волновой фрагментации пылевых оболочек протозвезд.

3.3. Оценка радиусов протозвезд на момент наблюдения

Результаты наблюдений молодых звезд TW Hya, HD 163296, HD 169142, HD 97048 (Facchini 2017, Garufi et al. 2017, Ruge et al. 2013) показывают, что газопылевые диски вокруг этих звезд имеют кольцеобразную структуру. Такая структура может быть связана с выполнением условия устойчивости (5) в пылевых оболочках этих молодых звезд. Газопылевые диски звезд MWC 758, HD 100453, HD 135344B (Garufi 2017) имеют спиралевидную структуру. Такая структура может быть объяснена нарушением условия (5) устойчивости пылевых оболочек этих звезд. Согласно результатам наблюдений, в пылевом диске звезды Ae Хербига с внутренним и внешним радиусами 14 а.е. и 63 а.е. (Ruge et al. 2013) формируется зародыш планеты. Расстояние D между серединами кольцевых фрагментов равно 21 а.е. Учитывая, что $D = 2R_0$, получим оценку радиуса R_0 протозвезды к моменту наблюдений: $R_0 = 10.5$ а.е. Оценка возраста протозвезды: около 4 млн лет до ее вступления на Главную последовательность. Круговую структуру имеет также пылевой диск звезды HD 169142 (Facchini 2017). Оценка параметра D для этой звезды: 40 а.е. Следовательно, радиус протозвезды $R_0 = 20$ а.е., а возраст — около 8 млн лет до вступления звезды на Главную последовательность.

Аналогичную оценку радиуса протозвезды R_0 и времени до вступления на Главную последовательность можно получить и для молодых звезд, имеющих газопылевые диски спиралевидной формы (фрагментации). Для звезд HD 135344, MWC 758, HD 97048 параметры D равны 20, 40, 100 а.е. Соответствующие этим значениям параметра D оценки радиуса протозвезды R_0 будут равны 10, 20, 50 а.е., а оценки возраста протозвезды будут — 4 млн лет, 8 млн лет, 20 млн лет до вступления звезды на Главную последовательность.

4. УРАВНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЫЛЕВЫХ ОБОЛОЧЕК ПРОТОЗВЕЗД

Атмосферы звезд начинают формироваться на заключительном этапе эволюции протозвезд, после начала термоядерной реакции и быстрого роста температуры ядра протозвезды. В газопылевых

оболочках протозвезд наиболее важным механизмом эволюции является механизм волновых возмущений равновесного состояния ядра и оболочки протозвезды. Смена устойчивого газодинамического равновесия на неустойчивое подтверждается результатами многих современных наблюдений. Изменение условия устойчивости (5) газодинамического равновесия оболочки представлено на рис. 3.

Для случая устойчивого равновесия при помощи уравнений диффузии и уравнения Стефана–Больцмана можно получить формулу вариации температуры (теплого переизлучения пылевой оболочки). Интегральный поток излучения в пылевой оболочке можно определить из выражения неразрывности:

$$\operatorname{div} E = \frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{1}{r} E_r + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0. \quad (8)$$

Зависимость интегрального потока E в случае серого поглощения и изотропного переизлучения от интегральной средней интенсивности излучения J определяется из уравнений диффузии (Сафронов 1969):

$$E_r = -\frac{4\pi}{3\rho} \frac{\partial J}{\partial r}, \quad E_z = -\frac{4\pi}{3\rho} \frac{\partial J}{\partial z}.$$

Подставляя в уравнение (5), получим выражение для определения интегральной средней интенсивности излучения J :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{\partial J}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 J}{\partial r^2} + \frac{1}{r\rho} \frac{\partial J}{\partial r} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{\partial J}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 J}{\partial z^2} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\rho(r, z, t) = \rho_0(R_0) + \rho_1(r, z, t)$ — плотность оболочки, которая определяется при помощи решения уравнений (2) и (3). Решение уравнения (9) может быть получено численными методами. В случае неустойчивого равновесия, в решении (4) необходимо выполнить указанную выше замену функции W_k . Вид уравнения (9) при этом не изменится. То есть при решении уравнения (9) можно учитывать смену режимов устойчивости равновесия. По существу, такое разделение режимов позволяет исключить возникновение проблемы плохой обусловленности вблизи нулевых значений функции $f(R_0)$ (рис. 3). Согласно результатам вычислений, проблемной зоной для прямого численного интегрирования уравнений газовой динамики является интервал от 5 а.е. до 50 а.е. (рис. 3). В результате этого вся зона расположения планет-гигантов Солнечной системы оказывается в проблемной зоне прямого численного интегрирования уравнений газовой динамики. После нахождения решения $J(r, z, t)$

уравнения (9) температура пылевой оболочки в точке с полярными координатами (r, z) может быть определена по формуле Стефана–Больцмана $J(r, z, t) = \sigma T^4$, а максимум длины волны излучения — по формуле Вина $\lambda_{\max} = b/T$, где σ — постоянная Стефана, b — постоянная Вина.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным наблюдений газопылевые диски вокруг некоторых молодых звезд (TW Нуа, HD 163296, HD 169142, HD 97048) имеют кольцеобразную фрагментацию. Такая структура дисков может быть связана с выполнением условия устойчивости (5) равновесия пылевой оболочки протозвезды. Другие диски (MWC 758, HD 100453, HD 135344B) имеют спиралевидную структуру. Появление таких структур может быть следствием изменения условия устойчивости (5) и смены режима равновесия оболочки на режим сжатия протозвезды.

Кольцеобразные структуры дисков, согласно модели (4) волновой фрагментации пылевых оболочек, являются результатами действия плотностных волн. Плотностные волны действуют как в пылевой оболочке, так и на экваториальной плоскости протозвезды, где формируется диск. Газопылевые диски вокруг молодых звезд на начальном этапе эволюции являются аккреционными с большой скоростью аккреции газа на протозвезду и большой скоростью притока вещества пылевой оболочки на экваториальную плоскость. По мере исчерпания вещества пылевых оболочек оседание конденсирующегося газа на экваториальную плоскость сокращается. В результате аккреционные диски становятся протопланетными.

Существенное различие двух групп планет Солнечной системы — планет земной группы и планет-гигантов — может быть связано с быстрыми изменениями условия устойчивости пылевой оболочки на расстояниях от 4 до 5 а.е. (рис. 3а).

Согласно результатам вычислений (рис. 2), зона сжатия протозвезд от 50 а.е. до 5 а.е. является критической и плохо обусловленной для численного интегрирования уравнений газовой динамики. Модель (4) волновых возмущений плотности оболочки протозвезд может быть использована для построения теоретических кривых блеска молодых звезд при обработке данных наблюдений.

На рис. 3 видно, что пылевые оболочки неустойчивы в начале эволюции, а на заключительном этапе эволюции устойчивы, но не во всех случаях. Сверхмассивное протозвездное облако в процессе сжатия может практически не находиться в состоянии равновесия.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор данной работы выражает благодарность сотрудникам отдела небесной механики ГАИШ МГУ и кафедры астрономии и космической геодезии КФУ за участие в обсуждениях данной работы и за полезные критические замечания.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. R. Abdulmyanov, *Moscow University Physics Bulletin* **69** (6), 558 (2014).
2. T. Abdulmyanov, *European Planetary Science Congress, EPSC2018–12* (2018a).
3. T. R. Abdulmyanov, in *Modern Star Astronomy 2018*, Ed. by O. Yu. Malkov, V. N. Obridko, A. S. Rastorguev, and N. N. Samus (IZMIRAN, Moscow, 2018b) pp. 69–72.
4. P. J. Armitage, *Astrophysics of Planet Formation* (Cambridge University Press, Cambridge, 2010).
5. V. A. Baturin, A. V. Oreshina, S. V. Ayukov, and A. B. Gorshkov, in *Life and Universe*, Ed. by V. N. Obrydko and M. V. Ragulskaya (BBM, Moscow, 2017), pp. 33–42.
6. N. G. Bochkarev, in *Stellar and Solar Activity on Different Stages of Their Evolution*, Ed. by V. N. Obrydko, Yu. A. Nagovitsyn (AstrO, St. Petersburg, 2010), pp. 11–26.
7. S. Facchini, Talk presented at *Planet Formation and Evolution. Jena, September 25–27, 2017*.
8. A. Garufi, Talk presented at *Planet Formation and Evolution. Jena, September 25–27, 2017*.
9. A. Garufi, G. Meeus, M. Benisty, et al., *Astron. and Astrophys.* **603**, A21 (2017).
10. C. Hayashi and T. Nakano, *Progress of Theoretical Physics* **30** (4), 460 (1963).
11. N. K. Minikulov, *Doklady Akademii Nauk Respubliki Tadjhikistan* **49** (1), 24 (2006).
12. C. Rohlfs, *Lectures on density wave theory* (Mir, Moscow, 1980).
13. J. P. Ruge, S. Wolf, A. L. Uribe, and H. H. Klahr, *Astron. and Astrophys.* **549**, A97 (2013).
14. V. S. Safronov, *Evolution of Preplanet Cloud and Earth and Planets Formation* (Nauka, Moscow, 1969).
15. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **500**, 33 (1973).
16. J. S. Shklovsky, *Stars, their birth, life and death* (Nauka, Moscow, 1978).
17. V. N. Snytnikov and O. P. Stoyanovskaya, in *Life and Universe*, Ed. by V. N. Obrydko and M. V. Ragulskaya (BBM, Moscow, 2017), pp. 43–52.
18. E. I. Vorobyov and S. Basu, *Astrophys. J.* **650** (2), 956 (2006).
19. S. Wolf, *Astrophys. and Space Sci.* **313** (1-3), 109 (2008).
20. S. Wolf and L. A. Hillenbrand, *Astrophys. J.* **596** (1), 603 (2003).

Large-Scale Structure of Gas-And-Dust Disks and Stability of Gas-Dynamic Equilibrium of the Dust Envelopes of Young Stars

T. R. Abdulmyanov

The paper analyzes the origin for the separation of gas-and-dust disks around young stars into two large groups: those with circular and spiral structures. Such a separation of disk structures is explained by the existence of stable and unstable gas-dynamic equilibrium of protostellar envelopes. A model of wave disturbances of the gas-dust protostellar envelopes is constructed. The equation of the integrated average radiation intensity in the dust envelope of protostars is obtained. The radii of five protostars at the time of their observation and the time of their entry onto the Main Sequence were determined.

Keywords: *stars: protostars—circumstellar matter*