

УДК 519.711.3+523.4-52

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЛАНЕТООБРАЗОВАНИЯ В ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ДИСКАХ

Т. В. Маркелова¹, В. Н. Снытников²

Создана численная модель динамики массивного самогравитирующего протопланетного диска с учетом неупругих парных столкновений частиц. В проведенных вычислительных экспериментах с кольцевыми структурами в диске показано, что изменение спектра масс у частиц происходит с воспроизведением кольцевой структуры. Найдено, что выделяемая тепловая энергия в телах максимальна у тел небольшой массы. Работа выполнена при поддержке Интеграционного проекта СО РАН (координатор акад. Б. Г. Михайленко), программ президиума РАН № 21, 22 и 28 и научной школы В. Н. Пармона № НШ-524.2012.3.

Ключевые слова: самогравитирующий околозвездный диск, метод частиц в ячейках, метод прямого моделирования, формирование зародышей планет.

1. Введение. Солнце имеет богатую планетную систему. Кроме Солнца после 1995 г. найдено уже около 550 звезд с планетами и имеется еще 1790 кандидатов в подобные звезды. В дальнейшем число открытых звезд с экзопланетами будет только нарастать. Как была образована Солнечная и другие планетарные системы? Этот старый вопрос по-прежнему представляет актуальную проблему.

Одиночные и двойные звезды со своими планетарными системами зарождаются в молекулярных облаках. На первом этапе звездообразования плотное молекулярное облако распадается на гравитационно коллапсирующие сгустки, зародыши протозвезд. Коллапс вещества, в основном водорода и гелия, идет за времена 10^4 – 10^5 лет, в результате чего формируется протозвезда-кокон.

Далее протозвезда продолжает набирать массу, и по достижении примерно 0.08 массы Солнца в ядре протозвезды зажигаются водородные термоядерные реакции. Благодаря вращению среды во время коллапса вокруг протозвезды формируется массивный аккреционный диск, через который на протозвезду продолжает поступать вещество. Стадия массивного диска занимает примерно 1 миллион лет. За это время протозвезда превращается в звезду солнечной массы, а диск уменьшает свою массу примерно до 0.1 массы Солнца. Среднемассивные, с массой менее $0.1M_{\odot}$, газопылевые диски существуют уже десятки миллионов лет. Они наблюдаются около молодых звезд. Возрастающее излучение от звезды и звездный ветер расчищают окружающее околозвездное пространство от остатков молекулярного облака, а протопланетный диск — от водорода с гелием. К этому времени в диске движутся зародыши будущих планет вместе с роем первичных тел планетной, в частном случае, Солнечной системы. В рое первичных тел зародыши планет за времена масштаба 60–100 миллионов лет в столкновительных процессах аккумуляции тел дорастают до протопланет, и происходит превращение последних в планеты [1].

Для отдельной планетарной системы мы наблюдательно видим лишь краткое мгновение из примерно ста миллионов лет ее зарождения. Поэтому проследить за формированием экзопланет можно лишь методами математического моделирования.

Существуют несколько конкурирующих ключевых идей о процессах, определяющих формирование планет. Одна из них предполагает, что газовые гиганты с массой Юпитера возникают в коллапсе газа в эволюционирующем диске [2–4]. Особенность этой модели в том, что коллапс происходит быстро, за 10^3 – 10^5 лет, по сравнению с 1–10 миллионами лет существования газового диска вокруг большинства наблюдаемых звезд [5–8]. Газовые гиганты рассматриваются как компаньоны, не набравшие массу в двойных системах. В такой модели не получаются ни внутренние планеты земной группы, ни ледяные тела, такие как Плутон и кометы, а лишь газовые гиганты.

Второй подход основан на идее формирования первичных планет в результате слияния пылевых частиц. По этой теории, крупные пылевые частицы внутри диска оседают в его среднюю плоскость и

¹ Институт катализа им. Г. К. Борескова, просп. акад. Лаврентьева, 5, 630090, г. Новосибирск; Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, 630090, г. Новосибирск; мл. науч. сотр., аспирант, e-mail: matamara@gmail.com

² Институт катализа им. Г. К. Борескова, просп. акад. Лаврентьева, 5, 630090, г. Новосибирск; Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, 630090, г. Новосибирск; ст. науч. сотр., доцент, e-mail: snyt@catalysis.ru

коагулируют, образуя частицы, большие по размеру [10, 11]. В результате получают километровые планетезимали, которые сталкиваются и соединяются, формируя твердые “ядра”. Эти ядра аккумулируют пылевую составляющую в своей кольцеобразной “питающей зоне”, определяемую соотношением гравитаций растущей планетезимали, звезды и вращающегося газопылевого диска.

Большие ядра с массами 1–10 масс Земли собирают также газ из питающей зоны [12]. Эта модель для нашей Солнечной системы объясняет на качественном уровне массы планет, подобных Земле, и нескольких газовых гигантов [2, 3, 13–16].

Вариации этой модели, включающие в себя орбитальную миграцию зародышей и другие динамические процессы, претендуют на объяснение появления планет, схожих с Юпитером, которые вращаются вокруг других звезд солнечного типа [17–20]. Данные модели тоже не лишены значительных недостатков.

Во-первых, слипание частиц может происходить только при небольших относительных скоростях, менее 1 м/с для микронных тел. Для тел размерами ~ 1 –10 см слипание возможно только при столкновениях со скоростями $v < 1$ см/с при дополнительных условиях, типа покрытых инеем поверхностей [21].

Во-вторых, в этих моделях за 1–10 миллионов лет газовые гиганты едва успевают сформироваться.

Одна из подобных моделей — “капельная” модель образования планет — предложена Энеевым Т.М. и Козловым Н.Н. [22]. В основу модели были положены упрощающие предположения: масса тел много меньше массы центрального тела и рассматривались только парные столкновения сгустков из тел, движущихся по одной траектории. Эти сгустки представляют собой эффективные тела. Радиус эффективного тела значительно больше, чем радиус физического отдельного тела. В начальный момент времени все тела движутся в плоскости диска вокруг центрального тела по почти круговым орбитам. При столкновении эффективных тел происходит их слияние и образование нового тела той же формы. Для него вычисляются кинематические характеристики: радиус, скорость и момент вращения. Слияния происходят по законам абсолютно неупругого взаимодействия. Тела движутся далее по кеплеровским орбитам. С помощью этого метода авторам удалось смоделировать образование одной или нескольких планет, вычислить их орбиты и моменты вращения.

Модель Энеева хорошо подходит для роя первичных тел с зародышами планет, т.е. для последней стадии эволюции протопланетного диска, так как тела в ней представляют собой твердые ядра, окруженные газом.

Вопрос о механизме образования километровых тел из частиц диаметром порядка 1 см, когда гравитационная сила притяжения еще недостаточна, а процесс коагуляции уже не может происходить, не получил должного ответа. Одна из идей — привлечь гравитационные неустойчивости в газопылевом диске. Наличие даже небольшого количества пыли (1% от общей массы в молекулярном облаке и более при потерях газа) может способствовать образованию коллапсирующих сгустков, которые и станут зародышами планет.

Такой процесс происходит на временах порядка одного оборота, что составляет сотни лет на периферии солнечной системы. После этого полученные тела обладают уже гравитационным полем, захватывающим осколки от столкновений. Поэтому можно говорить о неупругих столкновениях таких тел, а также об аккумуляции этими телами более мелкой пыли и газа.

Остается также неясным, какие могут развиваться в диске, содержащем еще достаточное количество газа и более крупные тела, гравитационные неустойчивости? Как коллективные процессы влияют на дальнейшую эволюцию массивного диска? Для ответа на эти вопросы мы решили воспользоваться “капельной” моделью, адаптировав ее для случая массивного диска.

Введем основные физические параметры системы для проведения математической модели к безразмерному виду:

- диаметр диска $R = 10^{10}$ км,
- масса центрального тела $M_{\odot} = 2 \times 10^{30}$ кг,
- гравитационная постоянная $G = 6.672 \times 10^{-11}$ Н·м²/кг².

Для диска можно принять, что

- масса твердой фазы $M_p = 2 \times 10^{28}$ кг,
- количество частиц $N_p = 10^6$,
- радиус одной частицы $200 \div 600$ км,
- характерная масса газа в расчетах составляет около 50% от массы центрального тела.

При таких характеристиках системы длина свободного пробега одной частицы получается около 2×10^{10} км, что соответствует слабостолкновительному режиму, когда тела сталкиваются друг с другом на временах одного и более оборотов. В случае развития в диске гравитационной неустойчивости могут возникать зоны повышенной плотности. В них длина свободного пробега может снижаться на два

и более порядков. В этом случае вероятность укрупнения тел возрастает также из-за увеличения гравитационного поля вблизи тел. Следовательно, для таких зон становится необходимо учитывать неупругие столкновения.

2. Математическая модель. Для моделирования массивного протопланетного диска модель Эневеа [22] была расширена добавлением в нее уравнений газовой динамики. Динамику газопылевого протопланетного диска на его массивной стадии можно описать с помощью следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{u} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{a} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{u}} = \text{St}(f), \tag{1}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_g}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_r \sigma_g) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi}(v_\varphi \sigma_g) = 0, \\ \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\sigma_g} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{F_r^{\text{TP}}}{\sigma_g}, \\ \frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_\varphi v_r}{r} = -\frac{1}{r\sigma_g} \frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} + \frac{F_\varphi^{\text{TP}}}{\sigma_g}, \end{cases} \tag{2}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi G\rho. \tag{3}$$

Здесь $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{u}, m)$ — одночастичная функция распределения по координатам \mathbf{r} , скоростям \mathbf{u} и массам m ; $\text{St}(f)$ — член, через который учитываются неупругие столкновения; σ_g — поверхностная плотность газа; v_r, v_φ — компоненты скорости газа; p — давление газа; $F_r^{\text{TP}}, F_\varphi^{\text{TP}}$ — компоненты силы трения между пылевой и газовой средами; давление p считается некоторой функцией от плотности газа: $p = p(\sigma_g)$.

Уравнение Больцмановского типа (1) описывает движение частиц пыли в диске. Для моделирования газовой динамики взята система (2). Уравнение (3) описывает самосогласованное гравитационное поле газа, твердой фазы и центрального тела.

В работе [23] была описана модель, в которой вместо уравнения (1) решалось кинетическое уравнение Власова, а частицы двигались в бесстолкновительном режиме. Система уравнений (1)–(3) решается методом расщепления по физическим процессам, причем первое уравнение расщепляется на два:

$$\begin{aligned} & \text{— уравнение Власова } \frac{f^{n+1/2} - f^n}{\tau} + \Lambda_1 f^n = 0, \\ & \text{— уравнение Смолуховского } \frac{f^{n+1} - f^{n+1/2}}{\tau} + \Lambda_2 f^{n+1/2} = 0, \end{aligned}$$

где Λ_1 — оператор, описывающий движение частиц, и Λ_2 — оператор, описывающий слияние частиц.

Для стадии массивного диска с газом на первых этапах разработки программ будем интересоваться тепловой энергией тел, полученной в результате неупругих столкновений, и пренебрежем моментами вращения твердых тел.

2.1. Граничные и краевые условия. Начальные скорости частиц определяются максвелловским распределением. Пусть σ — поверхностная плотность подвижной среды. Начальное распределение плотности частиц и газа отвечает модели твердотельного вращения:

$$t = 0 : \sigma(r, \varphi) = \begin{cases} 3\sqrt{1-r^2}, & r \leq 1, \\ 0, & r > 1. \end{cases}$$

Объемная плотность среды ρ вне бесконечно тонкого диска равна нулю. На самом диске с поверхностной плотностью σ происходит разрыв нормальной производной потенциала, который позволяет получить граничное условие:

$$z = 0 : \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 2\pi\sigma = 2\pi \int f du_r du_\varphi.$$

3. Численные методы. На каждом шаге по времени последовательно решаются все уравнения системы. Для решения кинетического уравнения Власова используется метод частиц в ячейках. В начальный момент времени модельные частицы одинаковой массы размещаются в области решения так, чтобы их количество было пропорционально плотности в ней и ее размеру. Частицы имеют скорость, равную скорости вещества в соответствующей точке.

Для решения газодинамических уравнений использован метод крупных частиц Белоцерковского–Давыдова [26]. Этот метод наиболее хорошо согласуется с методом частиц для решения уравнения Власова–Лиувилля и позволяет отслеживать границы газ–вакуум.

Для решения уравнения Пуассона используется комбинированная схема, с преобразованием Фурье по φ и последовательной верхней релаксацией по r с прогонками по z .

3.1. Решение уравнения Смолуховского. В определенных предположениях, а именно, считая физическую систему пространственно однородной и неограниченной, учитывая только парные взаимодействия, записывая соотношение баланса взаимодействующих частиц, приходим к уравнению Смолуховского [24]

$$\frac{\partial f(m_1, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_0^{m_1} \Phi(m_1 - m, m) f(m_1 - m, t) f(m, t) dm - f(m_1, t) \int_0^{\infty} \Phi(m_1, m) f(m, t) dm, \quad (4)$$

при $0 \leq m_1, m \leq \infty, t > 0$, где f — функция распределения частиц, $f(m, t) dm$ — средняя концентрация частиц физической системы, массы которых в момент времени t лежат в интервале $(m, m + dm)$. Ядро $\Phi(m_1, m_2)$ уравнения Смолуховского считается известной функцией слияния частиц с массами m_1 и m_2 , а ее численное значение пропорционально частоте слияния таких частиц в единице объема системы, т.е. величине, обратной среднему времени жизни частиц с указанными массами. Конкретный вид ядра Φ получается на основании анализа микрофизических явлений, обуславливающих взаимодействие частиц моделируемой физической системы. Отметим, что из физики явления вытекает симметричность и неотрицательность ядра: $\Phi(m_1, m_2) = \Phi(m_2, m_1) \geq 0$.

Первый член в правой части уравнения (4) описывает рост числа частиц массы m_1 за счет слияний частиц с массами $(m_1 - m)$ и m , а второй член — убыль частиц массы m_1 из-за слияний этих частиц с частицами массы m . Среднее число частиц, отнесенное к объему всей системы (при этом предполагается предельный переход, когда объем системы стремится к бесконечности), в момент времени t дается интегралом $n(t) = \int_0^{\infty} f(m, t) dm$, а средняя масса частиц, отнесенная к объему системы, получается инте-

грированием функции распределения f с весом m : $m(t) = \int_0^{\infty} \mu f(\mu, t) d\mu$. Характерные времена процесса вычисляются по формуле

$$\tau_k = \left| \frac{N}{d_t N} \right| \approx \frac{2}{K_0 N}, \quad (5)$$

где K_0 — усредненное по спектру частиц значение ядра и N — число частиц.

3.2. Метод прямого моделирования. В настоящей статье для численного решения уравнения Смолуховского (4) был использован метод прямого моделирования [25], который позволяет описывать процесс на уровне взаимодействия (слияния) частиц системы.

Пусть в системе имеется N частиц, пронумерованных натуральными числами от 1 до N . Каждая из частиц имеет массу $m_i \geq 0$. Состояние системы в момент t задается вектором $(m_1(t), \dots, m_N(t))$. Определим состояние, в котором будет находиться система по прошествии времени τ , где τ — шаг по времени. Пусть за промежуток времени $\tau > 0$ в системе слипаются не более одной пары частиц. Определим эту пару, претендующую на последующее слияние, случайным образом, предполагая, что вероятность выбора для каждой пары частиц одинакова.

Пусть выбраны частицы с номерами i и j . С вероятностью P позволяем этим частицам слиться в частицу суммарной массы; с дополнительной вероятностью $(1 - P)$ частицы не слипаются. Вероятность P связана с ядром $\Phi(m_i, m_j)$, фигурирующем в уравнении Смолуховского (4), числом частиц N и шагом τ следующим образом:

$$P = \tau(N)N\Phi(m_i, m_j), \quad P < 1. \quad (6)$$

Здесь запись $\tau(N)$ означает, что шаг по времени τ в рассматриваемой модели зависит от числа частиц N . Отметим, что формула (6) задает ограничение на шаг по времени.

Если слияние состоялось, то из i -й и j -й частиц образовалась частица с массой $m_i(t) + m_j(t)$. Частица с такой массой получает номер наибольший из i и j . Частице с наименьшим из i и j номером в момент $(t + \tau)$ присваивается масса, равная нулю. Таким образом, если в момент времени t система задавалась вектором $(m_1(t), \dots, m_N(t))$, то в момент $(t + \tau)$, при выборе i -й и j -й частиц в качестве кандидатов на слияние, состояние системы определяется вектором

$$(m_1(t + \tau), \dots, m_N(t + \tau)) = \begin{cases} (m_1(t), \dots, 0, \dots, m_i(t) + m_j(t), \dots, m_N(t)), \\ (m_1(t), \dots, m_N(t)), \end{cases}$$

где первое значение вектора принимается с вероятностью P , а второе — с вероятностью $(1 - P)$. Здесь 0 стоит на i -м месте, а $m_i(t) + m_j(t)$ на j -м месте при $i < j$.

Очевидно, что в начальный момент времени $t = 0$ общая масса системы вычисляется следующим образом: $M = \sum_{i=1}^N m_i(0)$.

Относительное число частиц системы, соответствующее нулевому моменту $\sigma_0 = \int_0^\infty f(m, t) dm$ для уравнения Смолуховского (где переменная m — масса), вычисляется по формуле $N_{\text{отн}} = \frac{1}{N} \sum_{i:m_i>0} 1$.

Относительную массу системы, соответствующую первому моменту $\sigma_1 = \int_0^\infty mf(m, t) dm$ для уравнения Смолуховского (4), определим соотношением $M_{\text{отн}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N m_i$.

3.3. Моделирование неупругого парного столкновения для двух частиц. Для моделирования неупругих столкновений в условиях протопланетного диска было сделано допущение, что могут слипаться не только столкнувшиеся частицы, но и лежащие достаточно близко друг к другу (в одной ячейке). При таком допущении потребовалась разработка модели неупругого парного столкновения, удовлетворяющего всем законам сохранения. Описание этой модели приводится далее.

Введем обозначения (индекс $i = 1, 2$ указывает на номер частицы): ρ — плотность частицы, I_i — момент инерции частицы, Q — тепловая энергия. Начальные данные: $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ — радиус-векторы двух частиц; m_1, m_2 — массы частиц; R_1, R_2 — радиусы частиц; $\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2$ — скорости частиц.

После слияния частиц поместим новую в центр масс, вычислим массу новой частицы и ее положение, т.е. радиус-вектор:

$$m = m_1 + m_2, \quad \mathbf{r} = \frac{m_1}{m} \mathbf{r}_1 + \frac{m_2}{m} \mathbf{r}_2.$$

Теперь из закона сохранения импульсов вычислим скорость новой частицы:

$$\mathbf{u} = \frac{m_1}{m} \mathbf{u}_1 + \frac{m_2}{m} \mathbf{u}_2.$$

Кроме того, должен выполняться и закон сохранения энергии. Будем считать, что при неупругом столкновении вся разница энергий превратится в тепловую энергию Q . Запишем закон сохранения энергии:

$$\frac{m_1|\mathbf{u}_1|^2}{2} + \frac{m_2|\mathbf{u}_2|^2}{2} = \frac{m|\mathbf{u}|^2}{2} + Q,$$

который позволяет вычислить Q :

$$Q = \frac{m_1|\mathbf{u}_1|^2}{2} + \frac{m_2|\mathbf{u}_2|^2}{2} - \frac{m|\mathbf{u}|^2}{2}.$$

Таким образом, написанные выше формулы будут применяться, когда будет происходить слияние двух частиц системы.

4. Тестовые расчеты. Метод прямого моделирования на первом этапе был реализован для одной ячейки пространственной сетки и без решения остальных уравнений системы.

Численные решения сопоставлялись с аналитическим для постоянного ядра. Для ядра $\Phi = 1$ и начальной функции $f_0 = \exp(-m)$ имеет место решение, получающееся применением преобразования Лапласа в уравнении (4) по переменной $m \geq 0$:

$$f(m, t) = \frac{1}{(1 + t/2)^2} \exp\left(-\frac{m}{1 + t/2}\right), \quad m \geq 0, \quad t \geq 0.$$

Вычислим относительное число частиц для этого аналитического решения

$$n(t) = \int_0^\infty f(m, t) dx = \frac{1}{1 + t/2} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{m}{1 + t/2}\right) d\frac{m}{1 + t/2} = \frac{2}{2 + t}.$$

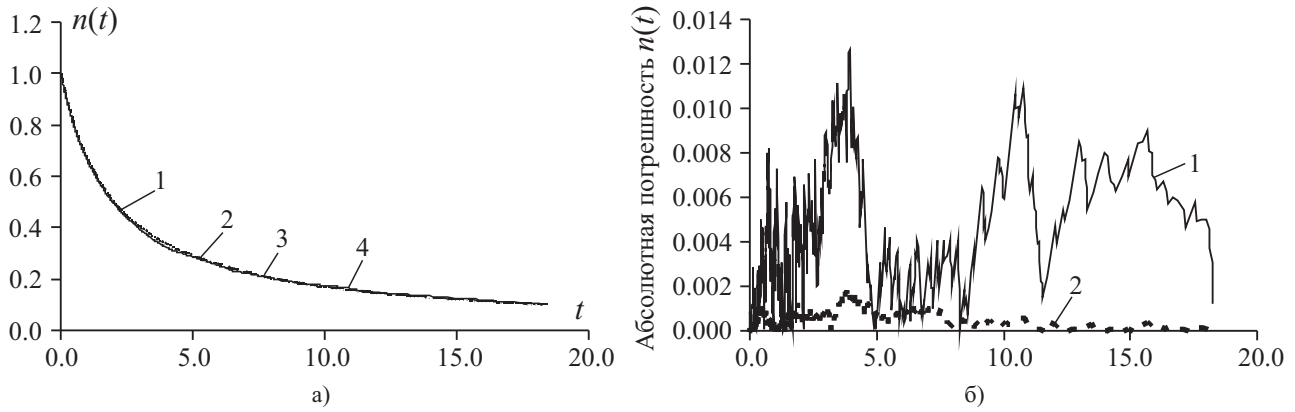


Рис. 1. Зависимость численной концентрации для аналитического $n(t)$ и численных решений от времени для разного числа частиц (а); б) зависимость абсолютной погрешности от времени для различного числа частиц: 1) 1000 частиц; 2) 10000 частиц; 3) 100000 частиц; 4) аналитическое решение

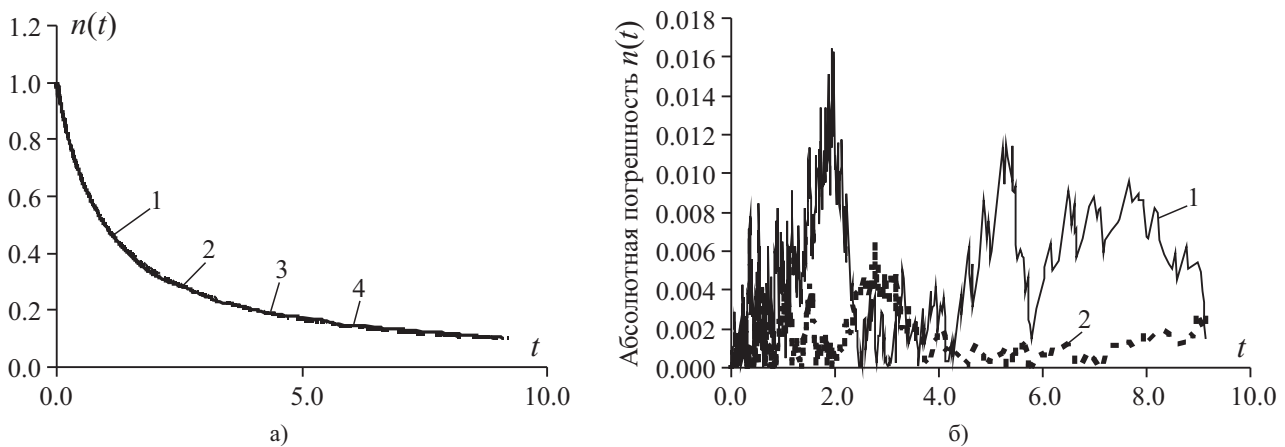


Рис. 2. Численная концентрация для 1000, 10000, 100000 частиц (а); абсолютная погрешность численной концентрации для 1000 и 10000 частиц (б): 1) 1000 частиц; 2) 10000 частиц; 3) 100000 частиц; 4) аналитическое решение

Используя эту формулу, можно сравнивать темпы роста частиц.

Были проведены тестовые расчеты для решения уравнения Смолуховского с постоянным ядром для разного числа частиц в начальный момент времени. На рис. 1 показаны изменение функции $n(t)$ и абсолютная погрешность для относительных численных концентраций в расчетах для 1000 и 100000 частиц в начальный момент времени в сравнении с $n(t)$. Из графиков видно, что 10^3 частиц воспроизводит решение с погрешностью менее 10^{-2} , а при увеличении числа частиц численное решение сходится к аналитическому. Кроме того, были проведены аналогичные расчеты с ядром $m_1 + m_2$. Из полученных данных (рис. 1 и 2) следует, что метод сходится с точностью $o(1/\sqrt{N})$ при увеличении числа частиц.

Скорость слипания частиц по уравнению Смолуховского зависит от вида ядра. Нами проводились расчеты для ядер $m_1 + m_2$, $(m_1^{1/3} + m_2^{1/3})^3$ — градиентная коагуляция, и для постоянного ядра, равного 1. Начальное количество частиц во всех случаях было равно 10 000. Результаты расчетов для этих ядер приведены на рис. 3, из которого видно, как сокращается характерное время слипания частиц в зависимости от вида ядра.

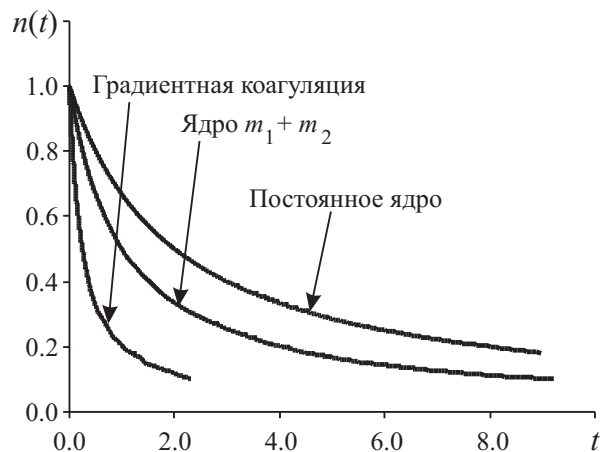


Рис. 3. Темпы роста масс частиц для разных ядер, расчеты для 10000 частиц в начальный момент времени

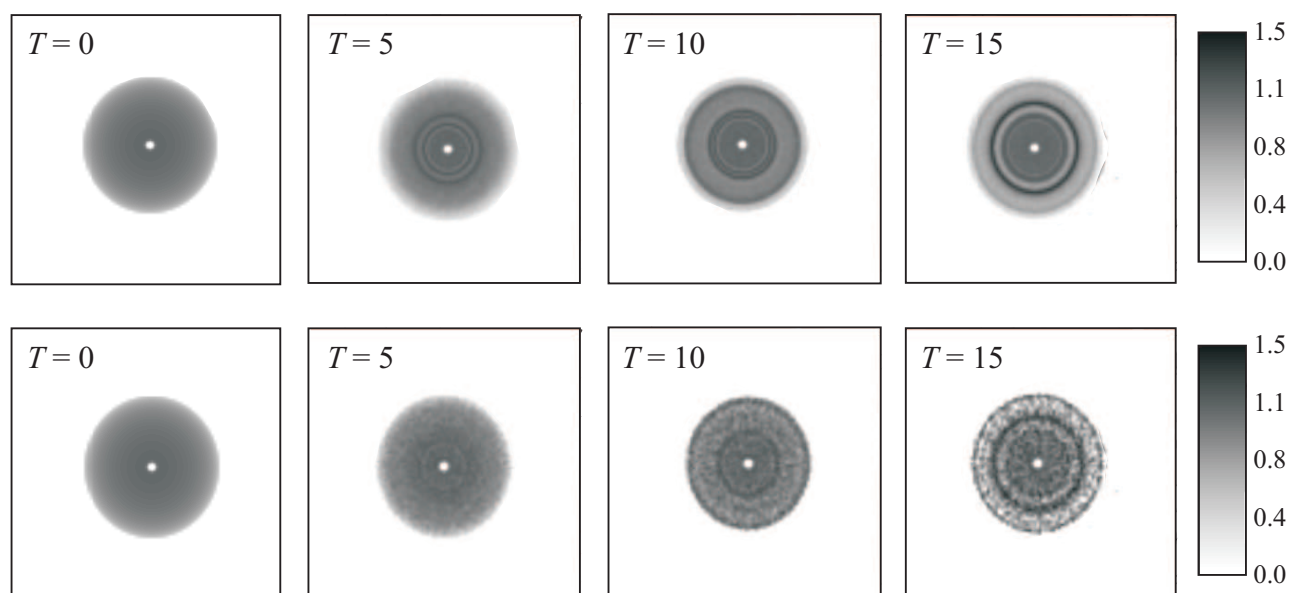


Рис. 4. Логарифм плотности частиц без учета (верхний ряд) и с учетом неупругих столкновений (нижний ряд) в разные моменты времени

5. Численные эксперименты. Для тестовых расчетов был выбран следующий набор параметров, при которых в диске образуются сгущения в виде concentрических колец плотности:

- шаг по времени $\tau = 0.4 \times 10^{-2}$;
- радиус диска частиц $rd1 = 2.0$;
- радиальная дисперсия частиц $vd = 0.1$;
- масса газа $amg = 0.5$;
- показатель политропы $\gamma = 5/3$;
- начальная масса Солнца $ams0 = 1.0$;
- радиус расчетной области $rm = 9.0$;
- масса частиц $amp = 0.01$;
- радиус газового диска $rd2 = 2.0$;
- давление в центре $pp0 = 0.001$;
- коэффициент трения $tr0 = 0.1$;
- начальное число частиц $jm = 1000000$.

Были проведены расчеты с учетом и без учета неупругих столкновений. В четыре момента времени через равные интервалы сравнивалась плотность пылевой компоненты (рис. 4), а также в конечный момент времени сравнивалась плотность вдоль оси Ox для получения не только качественной, но и количественной оценки. Как видно из рис. 4, в момент времени $t = 5$ в пылевом диске образовались два кольца плотности, которые в дальнейшем оставались практически на тех же местах. Для расчета динамики диска с учетом неупругих столкновений было выбрано ядро, не зависящее от массы частиц. Шаг по времени для моделирования столкновений в каждой ячейке $\tau = \frac{2}{N}$ был вычислен согласно формуле (5), где N — число частиц в ячейке. В областях с более высокой плотностью процесс слияния должен был идти интенсивнее. При сравнении результатов этих двух расчетов видно, что появление более тяжелых частиц не повлияло на общую динамику пылевого диска. Следовательно, новые частицы продолжают двигаться по близким к старым траекториям. Из рис. 5, на котором изображена плотность слипшихся частиц, видно, что процесс изначально интенсивнее всего идет в центре диска, т.е. там, где наибольшая плотность. Далее частицы большей массы появляются почти во всей области диска.

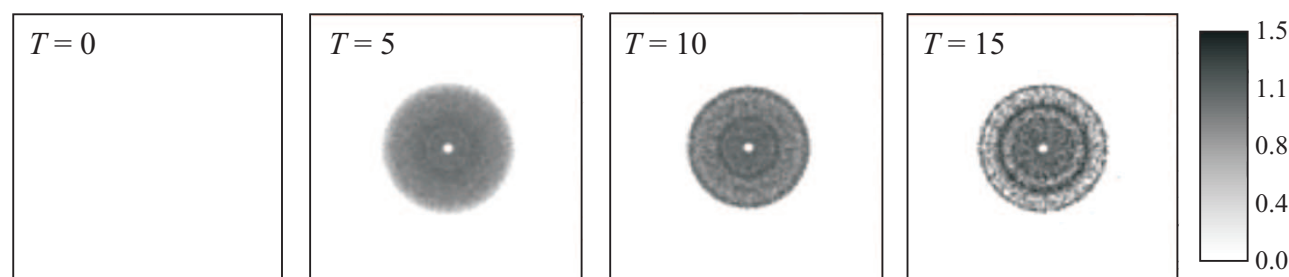


Рис. 5. Логарифм плотности слипшихся частиц в разные моменты времени

На рис. 6 представлена зависимость тепловой энергии частиц от массы в три момента времени. Единица времени соответствует одному обороту диска вокруг оси по начальному заданию расчетных пара-

метров.

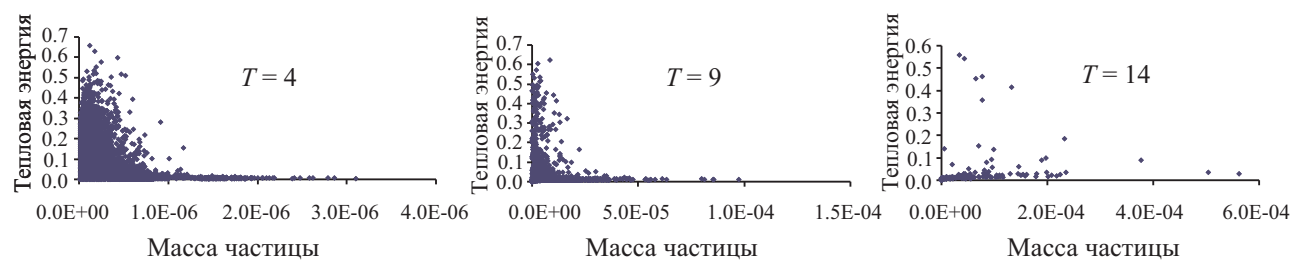


Рис. 6. Зависимость температуры частиц от их массы

Каждая точка на графике изображает одну частицу. Из этих графиков видно, что процесс укрупнения частиц идет достаточно интенсивно с характерным временем увеличения средней массы на порядок от 1 до 3 оборотов, замедляясь со временем. Структура диска в процессе роста частиц не нарушается (рис. 4). При $T = 4$ в диске еще достаточно много мелких частиц. Кроме того, образовались зародыши крупных тел с массой, на 2 порядка превышающей начальную. В момент времени $T = 9$ (см. второй график) наряду с увеличением средней массы появились и крупные тела с массой на 4 порядка больше, чем начальная. К этому моменту времени общая структура распределения тел по массам еще сохраняется, когда большая часть частиц имеет малое значение массы. За следующие 5 оборотов (см. третий график) вычерпываются мелкие частицы, а крупные тела продолжают набирать массу. Из рис. 6 также следует, что тела, имеющие максимальную массу, не приобретают высокой тепловой энергии на протяжении их формирования и роста. Однако в спектре масс всегда присутствует несколько достаточно крупных тел, тепловая энергия которых в среднем выше в пять и более раз, чем у остальных частиц.

Из проведенных расчетов можно сделать вывод, что модель адекватно описывает процесс столкновений частиц и может быть использована для дальнейших расчетов физических процессов в массивном диске.

6. Заключение. В настоящей статье описана численная модель, созданная для исследования динамики нестационарных процессов гравитирующего массивного газопылевого диска. Учет процесса слияний частиц на ранних этапах эволюции протопланетного диска позволяет понять влияние укрупнения тел в диске на развитие коллективной гравитационной неустойчивости, а также получить представление о разогреве протопланет на раннем этапе их формирования.

Авторы выражают признательность В. А. Вшивкову за консультации при разработке численных методов и внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сафронов В.С. Эволюция допланетарного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969.
2. Boss A.P. Giant planet formation by gravitational instability // Science. 1997. **276**, N 5320. 1836–1839.
3. Boss A.P. Possible rapid gas giant planet formation in the solar nebula and other protoplanetary disks // The Astrophysical J. 2000. **536**. 101–104.
4. Cameron A.G.W. The first ten million years in the solar nebula // Meteoritics. 1995. **30**. 133–161.
5. Russell S.S., Srinivasan G., Huss G.R., Wasserburg G.J., MacPherson G.J. Evidence for widespread ^{26}Al in the solar nebula and constraints for nebula time scales // Science. 1996. **273**, N 5276. 757–762.
6. Hartmann L. Accretion processes in star formation. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
7. Hartmann L., Calvet N., Gullbring E., d'Alessio P. Accretion and the evolution of Tauri disks // The Astrophysical J. 1998. **495**. 385–401.
8. Lada C.J. The formation of low mass stars: an observational overview // The Origin of Stars and Planetary Systems. Ed. by C.J. Lada and N.D. Kylafis. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1999. 143–191.
9. Beckwith S.V.W. Circumstellar disks // The Origin of Stars and Planetary Systems. Ed. by Ch.J. Lada and N.D. Kylafis. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1999. 579–612.
10. Weidenschilling S.J. Dust to planetesimals — settling and coagulation in the solar nebula // Icarus. 1980. **44**. 172–189.
11. Weidenschilling S.J., Cuzzi J.N. Formation of planetesimals in the solar nebula // Protostars and Planets III. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1993. 1031–1060.
12. Pollack J.B. Origin and history of the outer planets: theoretical models and observations L constraints // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. 1984. **22**. 389–424.
13. Lissauer J.J., Pollack J.B., Wetherill G.W., Stevenson D.J. Formation of the Neptune system // Neptune and Triton. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1996. 37–108.

14. *Pollack J.B., Hubickyj O., Bodenheimer P., Lissauer J.J., Podolack M., Greenzweig Y.* Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas // *Icarus*. 1996. **124**. 62–85.
15. *Weidenschilling S.J., Spaute D., Davis D.R., Marzari F., Ohtsuki K.* Accretional evolution of a planetesimal swarm // *Icarus*. 1997. **128**. 429–455.
16. *Levison H.F., Lissauer J.J., Duncan M.J.* Modeling the diversity of outer planetary systems // *The Astronomical J.* 1998. **116**, N 4. 1998–2014.
17. *Weidenschilling S.J., Marzari F.* Gravitational scattering as a possible origin for giant planets at small stellar distances // *Nature*. 1996. **384**. 619–621.
18. *Lin D.N.C., Ida S.* On the origin of massive eccentric planets // *Astrophysical J.* 1997. **477**. 781–791.
19. *Ford E.B., Rasio F.A., Sills A.* Structure and evolution of nearby stars with planets. I. Short-period systems // *The Astrophysical J.* 1999. **514**, N 1. 411–429.
20. *Kley W.* On the migration of a system of protoplanets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2000. **313**, N 4. L47–L51.
21. *Дорофеева В.А., Макалкин А.Б.* Эволюция ранней Солнечной системы. Космохимические и физические аспекты. М.: Едиториал, 2004.
22. *Энеев Т.М., Козлов Н.Н.* Модель аккумуляционного процесса формирования планетных систем // *Астроном. вестн.* 1981. **XV**, № 2. 80–94.
23. *Снытников В.Н., Пармон В.Н., Вшивков В.А., Дудникова Г.И., Никитин С.А., Снытников А.В.* Численное моделирование гравитационных систем многих тел с газом // *Вычислительные технологии*. 2002. **7**, № 3. 72–84.
24. *Smoluchowski M.* Drei Vortrage uber Diffusion, Brownische Bewegung und Koagulation von Kolloidteilchen // *Phys. Zeits.* 1916. **17**. 557–595.
25. *Галкин В.А.* Уравнение Смолуховского. М.: Физматлит, 2001.
26. *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.

Поступила в редакцию
29.06.2012
