

ПЛАНЕТА ИЛИ ПЕРВИЧНАЯ ЧЕРНАЯ ДЫРА ВО ВНЕШНЕЙ ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ И ПОТОК ПЫЛИ ВБЛИЗИ ОРБИТЫ ЗЕМЛИ

© 2023 г. Ю. Н. Ерошенко^{1,2,*}, Е. А. Попова^{1,2,**}

¹Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: eroshenko@inr.ac.ru

**E-mail: m02pea@gmail.com

Поступила в редакцию 08.08.2023 г.

После доработки 06.09.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

В последние годы были получены свидетельства того, что во внешней области Солнечной системы (во внутренней части облака Оорта) на расстоянии $\sim 300\text{--}700$ а.е. от Солнца может находиться захваченная планета или первичная черная дыра. В данной работе мы показываем, что гравитационное рассеяние на этом объекте пылевых частиц, находящихся в той же области, может переводить их на новые вытянутые орбиты, достигающие орбиты Земли. При массе захваченного объекта порядка 5–10 масс Земли рассчитанный поток пыли вблизи Земли $\sim 0.1\text{--}3$ мкг м⁻² год⁻¹ сравним по порядку величины с наблюдаемым потоком. Этот эффект дает совместные ограничения на параметры захваченного объекта и на количество пыли в облаке Оорта.

Ключевые слова: Солнечная система, 9-я планета, космическая пыль, метеороид, первичные черные дыры

DOI: 10.31857/S0004629923110051, **EDN:** YGHSEJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение скоррелированных движений транснептуновых объектов вызвало появление гипотезы о том, что на расстоянии 300–700 а.е. от Солнца может находиться 9-я планета [1] или первичная черная дыра (ПЧД) [2] с массой 5–15 масс Земли, которая возмущает их движение (см. в [3] критическое обсуждение данной гипотезы). Свидетельства наличия 9-й планеты с примерно теми же орбитальными параметрами было получено также в работе [4]. Хотя вариант с ПЧД выглядит более экзотическим по сравнению с планетой, существование таких объектов во Вселенной вполне вероятно, а вероятность захвата в Солнечную систему свободно летающих планет в Галактике и ПЧД, как показано в [2], примерно одинакова.

Возможность формирования ПЧД в ранней Вселенной была предсказана Я.Б. Зельдовичем и И.Д. Новиковым в теоретической работе [5] (см. также обзоры [6, 7]). В последние годы ПЧД привлекли к себе повышенное внимание, поскольку они могут объяснять часть гравитационно-волновых событий LIGO/Virgo [8]. Предсказываемый в некоторых моделях спектр масс ПЧД также хорошо соответствует наблюдениям [9]. ПЧД могут

объяснять наличие квазаров на больших красных смещениях и формирование ранних галактик, обнаруженных недавно космическим телескопом им. Джеймса Уэбба [10]. ПЧД остаются одним из кандидатов на роль темной материи (скрытой массы) во Вселенной. Эта возможность обсуждалась, в частности, в работе [11]. Однако доля ПЧД в составе темной материи была сильно ограничена различными эффектами [12, 13].

Далее мы для краткости будем говорить про ПЧД, но большинство рассуждений применимы и к захваченной планете. Мы покажем, что если на периферии Солнечной системы находится ПЧД, то своим гравитационным полем она возмущает орбиты частиц пыли, и часть частиц может попадать во внутреннюю область Солнечной системы, залетая внутрь орбиты Земли. Если масса ПЧД порядка $10M_{\oplus}$, и полная масса пыли во внутреннем облаке Оорта имеет тот же порядок величины, то рассчитанный в данной работе поток пыли оказывается сравним с тем, что реально наблюдается путем подсчета пылинок на льду Антарктиды и путем прямых измерений на космических аппаратах. Из этих данных было получено, что поток пылевых частиц вблизи орбиты Земли составляет $\sim 3.0\text{--}5.6$ мкг м⁻² год⁻¹ [14]. Возмуще-

ния орбит и выбросы крупных ледяных тел полем 9-й планеты уже рассматривалось в работе [15], однако моделирование было ограничено только внешней областью Солнечной системы.

Взаимодействие ПЧД с телами Солнечной системы исследовалось в ряде работ в различных аспектах. В работе [2] исследован вопрос о том, не может ли ПЧД играть роль 9-й планеты, которая возмущает орбиты транснептуновых объектов. В работе [16] делалась попытка оценить частоту пролета через Солнечную систему ПЧД малых масс $\sim 10^{-10} M_{\odot}$ по эффекту роста эллиптичности орбит транснептуновых объектов, и было показано, что этот эффект незначителен. Для более массивных ПЧД (от массы Земли до массы Солнца), в работе [17] получены ограничения на основе возмущения орбиты Нептуна. Ограничения по сейсмическим событиям, возбуждаемым ПЧД, рассматривались в [18].

Помимо динамических ограничений, на ПЧД в Солнечной системе могут быть найдены ограничения на основе других эффектов. В работе [19] было исключено нахождение ПЧД внутри Земли из-за недопустимо большой аккреции и нейтринного излучения. В работе [20] обсуждаются ограничения, которые в будущем могут быть получены путем наблюдения рентгеновских вспышек. Эти вспышки должны возникать при столкновении ПЧД с ледяными телами на периферии Солнечной системы. А в работе [21] предлагается искать излучение Хокинга радиочастотного диапазона с помощью пролетающих мимо ПЧД микрозондов. В работе [2] рассмотрено ограничение по аннигиляционному излучению от пика плотности темной материи, формирующегося вокруг ПЧД. Такое ограничение будет иметь место, если частицы темной материи способны аннигилировать, и если продукты аннигиляции принципиально наблюдаемые.

Рассматриваемый нами новый эффект относится к классу динамических эффектов. На его основе также можно будет получить ограничения на ПЧД в Солнечной системе после того, как будут уточнены структура и состав облака льда и пыли на расстояниях 300–700 а.е. от Солнца. Но уже в настоящий момент можно сделать вывод, что при достаточно правдоподобных предположениях производимый ПЧД поток пыли на Земле может быть сравним по порядку величины с тем потоком, который реально наблюдается.

Детальные вычисления рассеяния света с солнечным спектром на частицах различного состава показывают, что отношение силы радиационного давления к силе гравитации Солнца составляет $\leq 3\%$ для частиц любого состава с размерами ≥ 10 мкм и неметаллических/неграфитовых частиц с размерами ≤ 0.02 мкм, тогда как для желе-

зосодержащих веществ и графита указанное отношение в области ≤ 0.02 мкм остается на уровне порядка единицы (см. [22], рис. ~7a,b). Таким образом, наши расчеты применимы ко всем пылевым или метеороидным частицам крупнее примерно 10 мкм и к частицам без содержания железа и графита с размерами менее 0.02 мкм. Отметим, что класс рассматриваемых нами частиц пересекается с классом метеороидов (частиц размером от 30 мкм до 1 м), поэтому в данном случае вместо пыли можно говорить и о метеороидах.

Данная статья организована следующим образом. В разделе 2 мы строим модельную функцию распределения для частиц пылевого облака. В разделе 3 описан численный алгоритм, применяемый для расчета потока пыли внутрь орбиты Земли. В разделе 4 приведен расчет времени существования пылинок на орбитах, заходящих внутрь орбиты Земли, с учетом их выброса гравитационным полем Юпитера. В разделе 5 приведены итоговые результаты расчетов с учетом обоих эффектов: поступления и выброса пыли. В разделе 6 даны некоторые выводы. В Приложении для сравнения с численным расчетом приведены простые оценки по порядку величины для потока пылевых частиц.

2. МОДЕЛЬ ПЫЛЕВОГО ОБЛАКА

Согласно наблюдениям, межзвездные газопылевые облака в Галактике примерно на 1% по массе состоят из твердых пылевых частиц. Если учесть, что все планеты земной группы и ядра планет-гигантов образовались путем агрегации твердых частиц — галек (pebbles) и планетезималей, которые сами образовались из мелких пылевых частиц, то можно с достаточной уверенностью предположить, что протопланетный диск содержал массу пыли, как минимум, в несколько масс Земли. Также из аналитических и численных моделей образования планет следует, что значительная часть пыли не вошла в состав планет, а была вынесена из внутренней области Солнечной системы давлением излучения и звездным ветром. В итоге эта пыль вошла в состав Облака Оорта, где кроме пыли присутствуют также в большом количестве ледяные тела разного масштаба.

Свидетельством наличия в Солнечной системе пыли является зодиакальный свет. Он обусловлен пылью во внутренней области Солнечной системы, куда она была вынесена кометами из облака Оорта [23, 24], образовалась в результате дробления астероидов в поясе астероидов [25, 26] или поступила из пояса Койпера неметаллическими способами [27, 28]. Астероидную пыль по ее происхождению можно назвать пылью второго поколения [29]. Эволюция в Солнечной системе пы-

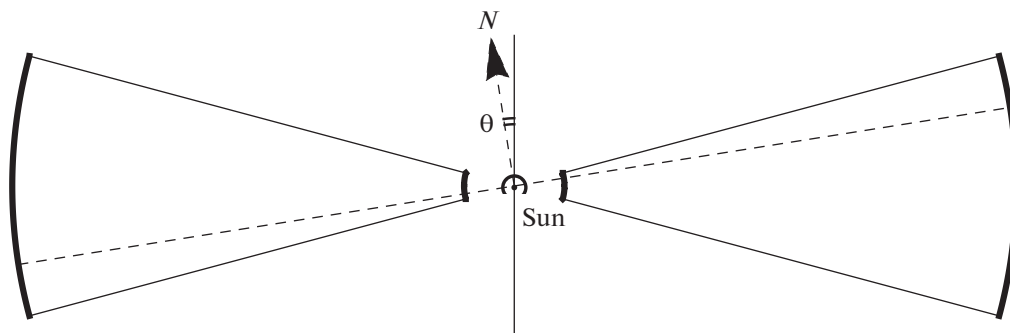


Рис. 1. Поперечное сечение пылевого облака тороидальной формы. Штриховая линия показывает сечение одной из плоскостей, в которых лежат орбиты пылинок. Вектор $\vec{N}$ — нормаль к этой плоскости, образующая угол θ с нормалью к плоскости планетного диска.

левых потоков, созданных кометами, была рассмотрена в работе [30]. Миграция пыли в Солнечной системе и формирование зодиакального облака описаны в обзоре [31]. Мы также рассматриваем перенос пыли из облака Оорта, но за счет другого эффекта — рассеяния пылинок на ПЧД. Поэтому нас, прежде всего, интересует вопрос о том, как много пыли сконцентрировано во внутреннем облаке Оорта. Согласно оценке, сделанной в работе [32] на основе данных по наблюдению долгопериодических комет, масса комет в облаке Оорта составляет 1–5 масс Земли. В качестве разумной гипотезы можно предположить, что такой же порядок величины имеет общая масса неводяной пыли.

Наблюдения в ИК-диапазоне теплового излучения пыли с помощью космического телескопа IRAS позволили получить данные (подтвержденные также в наблюдениях COBE и Spitzer) о пыли в области формирования зодиакального света [33]. Пыль в Солнечной системе можно регистрировать с помощью радиотелескопов, предназначенных для исследования реликтового излучения. Такие исследования, для которых пыль является источником мешающего фона, начали проводиться еще в период работы телескопа COBE. Данные наблюдения пыли в Солнечной системе телескопом Планк приведены в работе [34], однако по имеющимся данным пока сложно оценить общую массу пыли во внутреннем Облаке Оорта, поскольку на больших расстояниях от Солнца нагрев пыли становится слабым.

Прямые наблюдения с космического аппарата STEREO (Solar TErrestrial RElations Observatory) дают значение потока нанопыли (пылинок с массами $\sim 10^{-24}$ кг) на уровне $\sim 3 \times 10^{-6}$ мкг м $^{-2}$ год $^{-1}$ [35], однако этот компонент космической пыли, если он образован металлическими или графитовыми соединениями, короткоживущий (быстро выметается), и поэтому, вероятно, обязан своим происхождением процессу фрагментации

малых тел Солнечной системы. Еще одним прямым наблюдением пыли является подсчет пылинок космического происхождения во льду Антарктиды. Как уже было сказано выше, этот подсчет дает для потока пыли вблизи Земли величину $\sim 3.0\text{--}5.6$ мкг м $^{-2}$ год $^{-1}$ [14].

Существенное влияние на величину потока пыли вблизи орбиты Земли должен оказывать вид распределения пылевых частиц по их размерам (массам). Лишь частицы с размерами более 10 мкм (и неметаллические неграфитовые частицы с размерами ≤ 0.02 мкм) не испытывают заметного влияния радиационного давления [22]. Функция распределения частиц во внутреннем облаке Оорта неизвестна, и косвенно о ней можно судить только по распределению кометной пыли на меньших расстояниях от Солнца, но данный метод не дает надежных сведений о свободной пыли во внутреннем Облаке Оорта. Ввиду имеющихся неопределенностей, далее под полной массой пыли подразумевается только полная масса тех частиц, которые слабо подвержены влиянию радиационного давления.

Таким образом, полная масса и распределение пыли во внутреннем Облаке Оорта остаются в настоящее время по большей мере свободными параметрами. Для расчета, демонстрирующего возможную ожидаемую величину потока пыли, мы выбрали одну простую модель, и все модельные предположения перечисляются далее в тексте. В качестве рабочего примера мы построим модельное распределение пыли, по конфигурации напоминающее тор, но с поперечным сечением, которое ограничено двумя прямыми линиями и двумя концентрическими окружностями с радиусами $R_{\min}$ и $R_{\max}$. Сечение плоскостью, проходящей через Солнце и нормалью к планетному диску, показано на рис. 1.

Орбиты пылинок лежат в плоскостях, проходящих через Солнце. На рис. 1 показано сечение

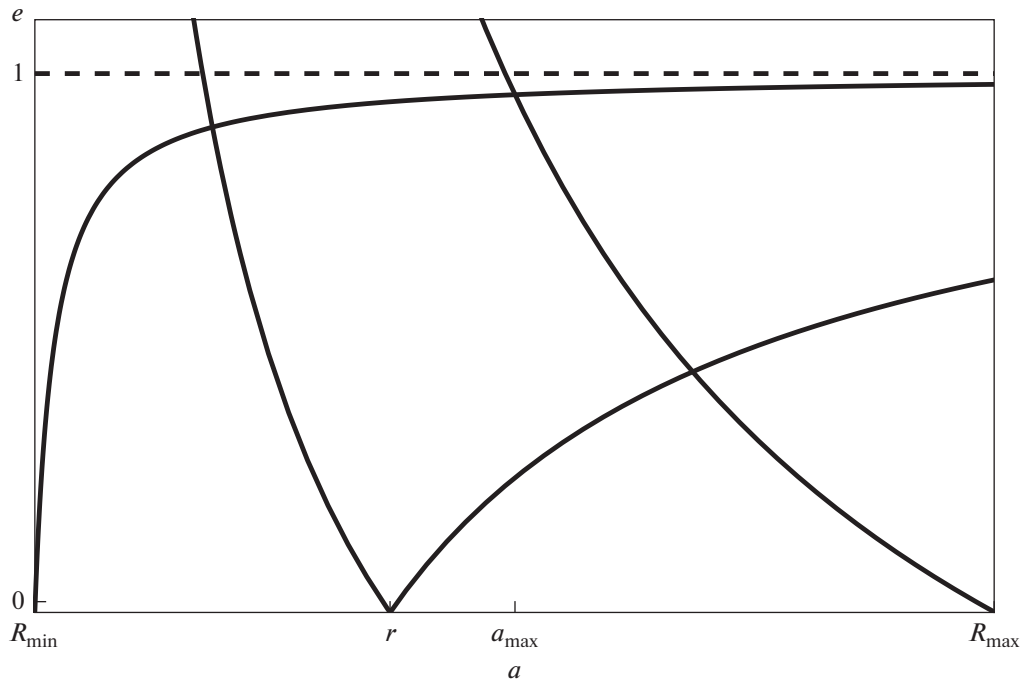


Рис. 2. Четырехугольная искривленная область, ограниченная сплошными кривыми, содержит допустимые параметры распределения для пылинок,двигающихся внутри тороидального распределения и проходящих через точку на расстоянии r от Солнца в случае $r < a_{\max}$.

одной из таких плоскостей, имеющей вектор нормали $\vec{N}$. Предполагаем, что угол θ между $\vec{N}$ и нормалью к планетному диску ограничен интервалом $0 < \theta < \theta_{\max}$. То есть наше распределение по орбитам в общем случае имеет тороидальную форму и становится сферически симметричным только при $\theta_{\max} = \pi$ (если учитывать движение по орбитам в двух направлениях). Предполагаем далее, что статистическое распределение орбит соответствует заметаемым вектором $\vec{N}$ телесным углам. Если ввести сферическую систему координат с углами ϕ и θ , то распределение по углам, характеризующим направление вектора $\vec{N}$, примет вид

$$P_1 d\phi d\theta = \frac{\sin \theta}{2\pi(1 - \cos \theta_{\max})} d\phi d\theta. \quad (1)$$

Обозначим через $f(a, e)$ функцию распределения пылинок по большим полуосям a и эксцентриситетам e их орбит, предполагая, что $\int f(a, e) da de = 1$ при интегрировании по всей допустимой области. Радиальное расстояние от r до $r + dr$ пылинки проходит за время dt дважды за свой орбитальный период T , поэтому массовое распределение пыли по радиусу имеет вид

$$dF_M = P_1 d\phi d\theta f(a, e) da de \frac{2dt}{T dr}, \quad (2)$$

где согласно [36]

$$T = \frac{\pi G M_{\odot}}{2^{1/2} |\epsilon|^{3/2}}, \quad (3)$$

а полная энергия на единицу массы

$$\epsilon = \frac{v^2}{2} - \frac{G M_{\odot}}{r} = -\frac{G M_{\odot}}{2a}. \quad (4)$$

Величина dt/dr дается известным уравнением движения по эллиптической орбите [36]:

$$\frac{dt}{dr} = \frac{1}{\sqrt{2[\epsilon - u(r)] - l^2/r^2}}, \quad (5)$$

где $u = -G M_{\odot}/r$, а связь углового момента на единицу массы l с другими переменными имеет вид:

$$e = \sqrt{1 + \frac{2\epsilon l^2}{G^2 M_{\odot}^2}}. \quad (6)$$

Рассмотрим теперь условия, при которых орбита пылинки лежит внутри тороидального распределения и проходит через точку на расстоянии r от Солнца. Эти условия имеют вид:

$$R_{\min} \leq a(1 - e) \leq r \leq a(1 + e) \leq R_{\max}. \quad (7)$$

Два внешних условия определяют всю область определения функции распределения. На рис. 2 она ограничена осью $e = 0$ и кривыми, проходя-

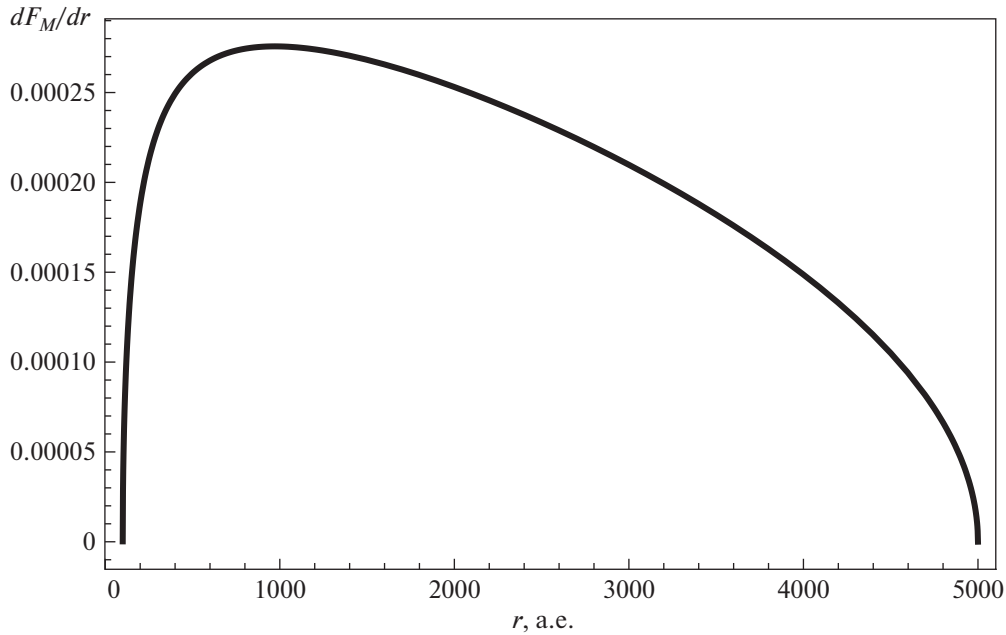


Рис. 3. Модельная массовая функция распределения пылинок по радиусу во внутреннем облаке Оорта.

щими через точки $(R_{\min}, 0)$ и $(R_{\max}, 0)$. Предположим, что реализуется самый простой случай $f = \text{const}$, тогда из условия $\int f(a, e) da de = 1$, интегрируя по указанной выше области, получаем

$$f = \left[R_{\max} \ln \left(\frac{R_{\max}}{a_{\max}} \right) - R_{\min} \ln \left(\frac{a_{\max}}{R_{\min}} \right) \right]^{-1}, \quad (8)$$

где мы обозначили $a_{\max} = (R_{\min} + R_{\max})/2$.

Условию (7) соответствует четырехугольная искривленная область, ограниченная кривыми на рис. 2 для случаев $r < a_{\max}$ (и аналогичная область при $r > a_{\max}$). При численном исследовании рассеяния пылинок на ПЧД необходимо выбирать массив точек вблизи от орбиты ПЧД и рассмотреть пылинки, проходящие через эти точки по различным направлениям с различной скоростью. Если точка пространства задана, то распределение пылинок по орбитам имеет область параметров в указанной искривленной четырехугольной области, а также различные переменные параметры ϕ и θ для наклона орбиты (направления нормального вектора).

Выражение $(1/T)dt/dr$ можно преобразовать к следующему удобному виду:

$$\frac{1}{T} \frac{dt}{dr} = \frac{r^{1/2}}{2\pi a^{3/2}} \frac{1}{[e^2 - (1 - r/a)^2]^{1/2}}. \quad (9)$$

Если проинтегрировать распределение по всем ϕ , θ , e , a , то можно получить массовое распреде-

ление пылинок по радиусу dF_M/dr . Интегрирование по ϕ , θ тривиально, а численное интегрирование по четырехугольным искривленным областям производится путем разбиения интеграла на три части для каждого из случаев $r < a_{\max}$ и $r > a_{\max}$. В двойных интегралах внутреннее интегрирование по e производится аналитически, а внешнее интегрирование по a выполняется численным путем. В результате получаем распределение dF_M/dr , показанное на рис. 3. Для примера положено $R_{\min} = 100$ а.е. и $R_{\max} = 5000$ а.е. (этот интервал содержит ПЧД). Для расчета плотности необходимо разделить dF_M/dr на $4\pi r^2$.

Интегрируя dF_M/dr по r от $R_{\min}$ до $R_{\max}$, с точностью до вычислительных ошибок получаем $\int (dF_M/dr) dr = 1$.

3. РАССЕЯНИЕ ПЫЛИНОК: ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

Предположим, что орбита ПЧД лежит в плоскости, характеризуемой нормальным вектором $\vec{N}_0$, и имеет параметры орбиты a_0 и e_0 . Орбита ориентирована на плоскости определенным образом, и планета имеет некоторый начальный угол орбитального движения. Средние параметры орбиты ПЧД выбираем в соответствии с работами [1, 15], но рассматриваем несколько различных вариантов параметров, отличающихся от средних.

Введем две декартовы прямоугольные системы координат с центром в Солнце: (1) барицентрическую систему координат (x, y, z) , у которой ось z направлена вдоль оси планетного диска, и (2) систему координат (x', y', z') , у которой оси y' и z' лежат в плоскости орбиты ПЧД. Одну систему координат можно перевести в другую путем вращения на угол ϕ в плоскости x, y и на угол θ относительно оси y' . Преобразование компонента радиуса-вектора при этом имеет вид

$$\begin{aligned} x &= x' \cos \theta \cos \phi - y' \sin \phi + z' \sin \theta, \\ y &= x' \cos \theta \sin \phi + y' \cos \phi + z' \sin \theta \sin \phi, \\ z &= -x' \sin \theta + z' \cos \theta. \end{aligned} \quad (10)$$

В координатах (x', y', z') уравнения движения ПЧД [36]

$$\begin{aligned} x' &= a(\cos \xi - e), \\ y' &= a\sqrt{1 - e^2} \sin \xi, \\ z' &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где параметр ξ за орбитальный период изменяется от 0 до 2π . Переменная ξ и время t связаны уравнением Эйлера, но нам его решать не требуется. В процессе численных расчетов указанный интервал ξ разбивается на множество шагов, и каждому приращению $\Delta\xi$ соответствует приращение

$$\Delta t = \frac{dt}{d\xi} \Delta\xi = \left(\frac{a^3}{GM_\odot} \right)^{1/2} (1 - e \cos \xi) \Delta\xi. \quad (12)$$

В численном алгоритме суммируются потоки пыли, направленные внутрь орбиты Земли, производимые ПЧД по мере ее движения по орбите с учетом длительности Δt каждого шага. Скорость ПЧД $\vec{V}$ в системе (x, y, z) находится путем дифференцирования по времени уравнения (12) и преобразования по формулам (11).

Пусть ПЧД в некоторый момент находится в точке с радиусом-вектором $\vec{r} = (x, y, z)$. Рассмотрим пылинку, двигающуюся вблизи этой точки со скоростью $\vec{v}$ по орбите с параметрами a, e . Скорость пылинки $\vec{v}$ образует с $\vec{r}$ угол γ :

$$\sin \gamma = \sqrt{2 \left(\frac{r}{a} \right) \left(1 - \frac{r}{2a} \right)}. \quad (13)$$

Для каждого r в общем случае имеются по два угла γ , за исключением точек $r \rightarrow R_{\min}$ и $r \rightarrow R_{\max}$, где всегда $\gamma \rightarrow \pi/2$. Зная a, e и r , легко найти абсолютную величину скорости v , и затем с помощью ф-лы (13) можно найти компонент скорости $\vec{v}_r$ вдоль $\vec{r}$ и компонент $\vec{v}_{tr}$ перпендикулярно $\vec{r}$.

Структура пылевого облака во внешней области Солнечной системы остается пока неизвестной. В численном расчете мы будем использовать распределение пыли (2) в сферически симметричном случае, когда $\theta_{\max} = \pi$. Это даст нам консервативную оценку, т.к. в случае пылевого облака, сильнее сконцентрированного к плоскости планетного диска, плотность пыли вблизи орбиты ПЧД будет выше (при той же общей массе пыли), и, соответственно, генерируемый поток пыли у Земли будет больше. В случае сферически симметричного распределения пыли перпендикулярный компонент $\vec{v}_{tr}$ имеет равновероятные направления при вращении относительно $\vec{r}$. Для задания перпендикулярного компонента мы введем базис из векторов

$$\vec{f}_1 = \frac{\vec{r} \times \vec{k}}{|\vec{r} \times \vec{k}|}, \quad \vec{f}_2 = \frac{\vec{f}_1 \times \vec{r}}{|\vec{f}_1 \times \vec{r}|}, \quad (14)$$

где $\vec{k} = (0, 0, 1)$ — единичный вектор вдоль направления оси z . Тогда скорость пылинки выражается следующим образом:

$$\vec{v} = \vec{v}_r + v_{tr} (\vec{f}_1 \cos \omega + \vec{f}_2 \sin \omega), \quad (15)$$

где угол ω принимает случайные значения и “разыгрывается” методом Монте-Карло.

Рассеяние пылинок гравитационным полем ПЧД мы будем рассматривать в приближении гравитационного маневра, когда за время рассеяния гравитационное поле Солнца можно не учитывать, т.к. рассеяние, ведущее к попаданию пылинок в область орбиты Земли, происходит лишь на достаточно малом расстоянии от ПЧД. Перейдем в систему покоя ПЧД. В этой системе пылинки имеют скорость $\vec{w} = \vec{v} - \vec{V}$ и некоторый прицельный параметр b . Введем вектор $\vec{b}$ с длиной b и направлением от ПЧД к пылинке в момент минимального сближения в том случае, если бы не было рассеяния. Вектор $\vec{b}$ можно задать путем изменения параметров орбиты пылинки a, e, ω в некоторых малых интервалах, но в численном расчете более удобным методом являются фиксация средних значений a, e, ω и прямое варьирование величины и направления $\vec{b}$. С этой целью введем два единичных вектора, перпендикулярных $\vec{w}$ и друг другу:

$$\vec{e}_1 = \frac{\vec{r} \times \vec{w}}{|\vec{r} \times \vec{w}|}, \quad \vec{e}_2 = \frac{\vec{e}_1 \times \vec{w}}{|\vec{e}_1 \times \vec{w}|}. \quad (16)$$

Компоненты $\vec{b}$ в этом базисе задаются как $b_1 = b \cos \beta$, $b_2 = b \sin \beta$, где интервал угла β и величина b разбиваются на множество мелких интервалов с дальнейшим суммированием потока частиц пыли по всем элементам разбиения.

Прицельный параметр связан с углом рассеяния следующим соотношением [36]:

$$b = \pm \frac{GM_{\text{ПВН}}}{w^2} \operatorname{ctg} \frac{\chi}{2}. \quad (17)$$

Скорость пылинки после рассеяния

$$\vec{w}' = \vec{w} \cos \chi - \frac{\vec{b}}{b} w \sin \chi, \quad (18)$$

а скорость пылинки после рассеяния в системе (x, y, z) :

$$\vec{v}' = \vec{w}' + \vec{V}. \quad (19)$$

Зная радиальное расстояние r и скорость v' , по формулам (4) и (6) рассчитываем итоговые параметры орбиты пылинки a' , e' . Если $a'(1 - e') < R_E$, где R_E — радиус орбиты Земли, то мы делаем вывод, что пылинка попадает в область орбиты Земли и дает вклад в поток пыли у Земли. В процессе численного моделирования за один орбитальный период ПЧД вычисляется сумма

$$J = \sum_{\xi} \sum_i \sum_j \rho_i w_i b_j (\Delta b)_j (\Delta \beta)_j \Delta t_{\xi} / T_{ij}, \quad (20)$$

где слагаемые i соответствуют подсистемам пыли, изначально двигающимся с различными скоростями $\vec{v}_i$ и “разыгрываемым” методом Монте-Карло, а слагаемые j соответствуют суммированию по величинам и направлению прицельного параметра. Интервал времени Δt соответствует интервалу изменения параметра ξ согласно (12). Орбитальные периоды T_{ij} пылинок на новых орбитах, которые необходимо учитывать для расчета потока пыли у Земли, выражаются через итоговую большую полуось a' . В сумме (20) мы оставляем только те слагаемые, для которых $a'(1 - e') < r_E$. Суммируя по интервалам ξ за орбитальный период, мы находим общий поток пыли за орбитальный период, и затем полный поток, который был создан за время существования Солнечной системы. Для пересчета создаваемого потока пыли к потоку на Земле необходимо учитывать долю времени, которую пылинки в течение своего орбитального периода проводят внутри орбиты Земли, и характерную скорость пылинок в этой области.

Для описанного расчета необходимо найти вероятность выброса пылинки с орбиты за счет переменного гравитационного поля системы Солнце—Юпитер (другие планеты дают меньший вклад), или, иными словами, время жизни пылинки на орбите t_{ej} , что является темой следующего раздела.

4. ВРЕМЯ ВЫБРОСА С ОРБИТЫ

Рассмотрим пылинку, которая после рассеяния на ПЧД перешла на орбиту, заходящую внутрь орбиты Земли, т.е. $a'(1 - e') < R_E$. Во внутренней области орбиты эта пылинка будет подвергаться воздействию гравитационных полей планет, прежде всего, Юпитера, и ее орбита начнет эволюционировать. Поскольку тесные сближения с Юпитером маловероятны, эволюция орбиты будет происходить малыми шагами при каждом пролете пылинки через центральную область Солнечной системы. И, так как при каждом пролете Юпитер практически случайно оказывается по разные стороны от траектории пылинки, он оказывает воздействия разных знаков, и процесс эволюции орбиты будет идти диффузионным образом. Для точного численного расчета этого процесса требуются большие вычислительные ресурсы, поэтому в данной работе мы ограничимся аналитической оценкой в диффузионном импульсном приближении с адиабатической поправкой.

Характерное расстояние пылинки от Юпитера r , когда на нее происходит воздействие, имеет порядок радиуса орбиты Юпитера $r \sim R_J$, а характерное время движения от орбиты Юпитера к орбите Земли и обратно составляет $\Delta t \sim 2R_J / (GM_J / R_J)^{1/2} = T_J / \pi$, где T_J — орбитальный период Юпитера. На пылинку с массой m Юпитер воздействует с силой $F = GM_J m / r^2$. Поскольку скорость пылинки при пролете орбиты Юпитера в среднем в $\sqrt{2}$ раза больше орбитальной скорости Юпитера, при использовании импульсного приближения требуется учесть адиабатическую поправку. Поправка в форме Вейнберга [37] имеет величину $A = (1 + (\sqrt{2})^2)^{-3/2} \simeq 0.2$. Воздействие Юпитера в течение времени Δt приведет к изменению удельного углового момента пылинки на величину

$$\Delta l_1 = A \sqrt{2GM_J R_J}. \quad (21)$$

В диффузионном приближении изменение квадрата удельного углового момента за время t составляет

$$(\Delta l)^2 = \sum (\Delta l_1)^2 \simeq (\Delta l_1)^2 \frac{t}{2T}, \quad (22)$$

где суммирование идет по каждому пролету пылинки через внутреннюю область Солнечной системы, и учтено, что только примерно в половине случаев Юпитер оказывается в той части своей орбиты, где он может оказывать влияние на угловой момент пылинки.

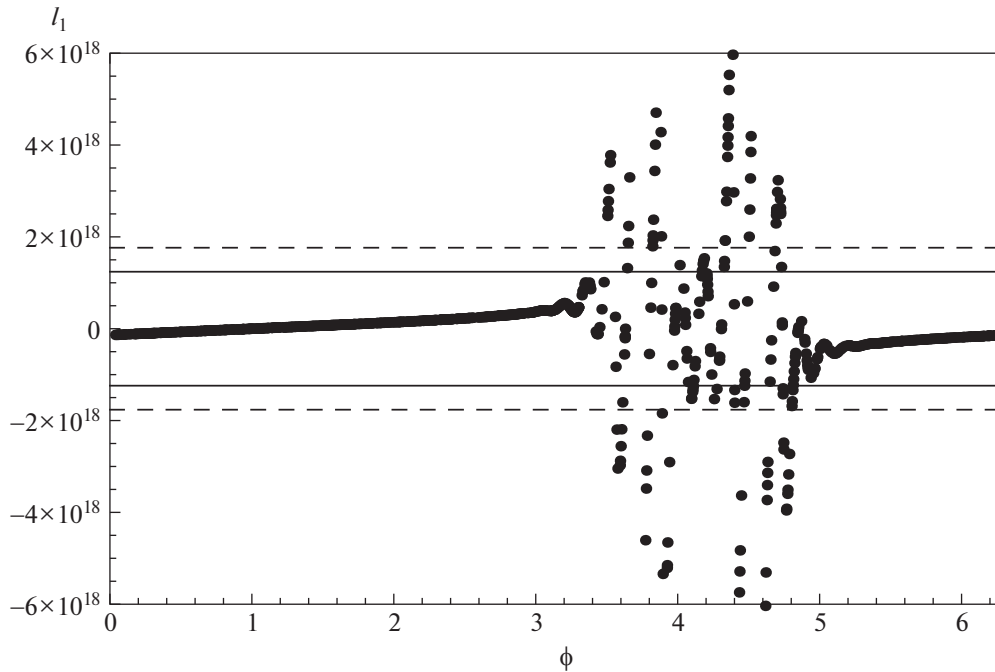


Рис. 4. Приращение величины удельного углового момента l_1 (в единицах $\text{см}^2/\text{с}$) при одном пролете через внутреннюю область солнечной системы в зависимости от начальной фазы положения Юпитера на орбите. Точки представляют результаты численных моделирований, сплошная линия показывает величину (21) (умноженную на ± 1), а штриховая — среднее значение модуля l_1 в численном эксперименте (умноженное на ± 1).

Учтем теперь, что рассматриваемые пылинки движутся по очень вытянутым орбитам с $1 - e' \ll 1$. В этом случае можно записать

$$e' = \left(1 - \frac{l^2}{GM_\odot a'}\right)^{1/2} \simeq 1 - \frac{l^2}{2GM_\odot a'}, \quad (23)$$

а минимальное расстояние от Солнца,

$$r_{\min} = a'(1 - e') \simeq \frac{l^2}{2GM_\odot}, \quad (24)$$

зависит только от l . Для того, чтобы пылинка покинула область орбиты Земли, необходимо характерное изменение $\Delta r_{\min} \sim r_{\min}$, что соответствует $\Delta l \sim l/2$. Подставляя в (22) и выражая l из (24) при условии $r_{\min} \simeq R_E$, получаем характерное время, за которое орбита пылинки выйдет из области орбиты Земли,

$$t_{\text{ej}} \simeq \frac{T}{2A^2} \frac{M_\odot R_E}{M_J R_J}. \quad (25)$$

Численно

$$t_{\text{ej}} \simeq 2.7 \times 10^6 \left(\frac{T}{10^3 \text{ лет}} \right) \text{ лет}. \quad (26)$$

В рассматриваемых нами случаях время t_{ej} оказывается всегда меньше времени жизни Солнеч-

ной системы $t_s = 5$ млрд. лет, но в общем случае суммирование потока пыли для каждой области параметров необходимо выполнять за время $t = \min\{t_s, t_{\text{ej}}\}$.

Для проверки оценки (21) нами выполнен численный эксперимент из 10^3 моделирований пролета пылинки через внутреннюю область Солнечной системы. Каждое моделирование начиналось с конфигурации, когда пылинка находилась на 15 а.е. от Солнца, а начальное положение Юпитера на орбите задавалось генератором случайных чисел: фаза его движения выбиралась случайным образом в интервале от 0 до 2π . Большая полуось орбиты пылинки полагалась равной 500 а.е., а ее эксцентриситет 0.998 — в этом случае минимальное сближение пылинки с Солнцем составляет 0.5 а.е., т.е. пылинка заходит внутрь орбиты Земли. Далее прослеживалось движение пылинки и Юпитера по их эллиптическим невозмущенным орбитам (изменение углового момента в этой оценке рассматривается как поправка следующего порядка малости). Для каждого положения пылинки и Юпитера на орбитах вычислялся вектор силы, и по мере движения вычислялось приращение удельного углового момента

$$\Delta \vec{l}_1 = \int d\vec{r} \times \vec{F}/m. \quad (27)$$

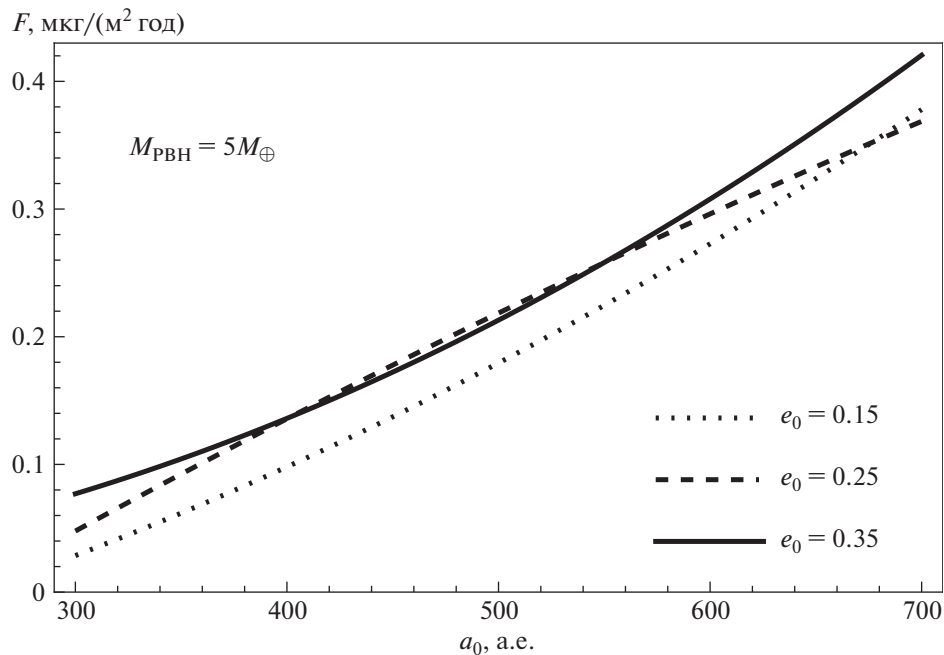


Рис. 5. Поток пыли вблизи орбиты Земли в зависимости от большой полуоси орбиты ПЧД (9-й планеты) в случае ее массы $M_{\text{ПЧД}} = 5M_{\oplus}$ для эксцентриситетов орбиты $e_0 = 0.15, 0.25$ и 0.35 (пунктирная, штриховая и сплошная линии соответственно).

Результат эксперимента показан на рис. 4. Видно, что в зависимости от положения Юпитера на орбите есть области большого и малого набора углового момента. Примерно для $2/3$ интервала начальных фаз орбиты Юпитера набор момента пылинкой мал, а основная часть набора происходит примерно для $1/3$ начальных положений Юпитера. Для среднего приращения l_1 получено хорошее согласие с (21). Численная величина среднего приращения всего лишь в 1.4 раза превышает значение (21), а среднее время выброса, соответственно, лишь в 1.2 раза больше, что близко к точности нашего численного моделирования.

Отметим также, что для достаточно крупных частиц световое давление и эффект Пойнтинга-Робертсона не важны, поэтому эти эффекты приводят к выметанию только очень мелкой пыли с орбит, проходящих через область орбиты Земли. В данной работе мы рассматриваем только те достаточно массивные пылевые частицы (с размерами ≥ 10 мкм), которые выметаются лишь за счет гравитационного влияния Юпитера. Рассмотрение более общей задачи требует учета дополнительных факторов и выходит за пределы данной работы.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

В численном расчете мы для примера использовали сферически симметричное распределение

пыли по орбитальным параметрам, описанное в разделе 2 с $R_{\min} = 100$ а.е., $R_{\max} = 5000$ а.е. Полная масса пыли в этом облаке M_d входит в результат (поток пыли у Земли) как общий множитель, поэтому мы приводим результаты для случая $M_d = 5$ масс Земли, а для других значений M_d результат может быть получен простым пересчетом. В расчете использовался описанный в разделе 3 алгоритм и время выброса пылинок с орбиты, найденное в разделе 4. Результаты расчетов приведены на рис. 5 и 6. Расчеты были выполнены для трех значений $a_0 = 300, 500$ и 700 а.е., а промежуточные точки кривых представляют собой параболическую интерполяцию.

Как видно из графиков, в случае $M_d = 5M_{\oplus}$ ПЧД с массой $5M_{\oplus}$ с указанными параметрами орбиты может создать поток пыли у Земли величиной $\sim 0.05\text{--}0.4$ $\text{мкг м}^{-2} \text{ год}^{-1}$, а ПЧД с массой $10M_{\oplus}$ с указанными параметрами орбиты может создать поток пыли у Земли величиной $\sim 0.5\text{--}3$ $\text{мкг м}^{-2} \text{ год}^{-1}$, что сравнимо с реально наблюдаемым потоком [14]. Таким образом, значительная часть пыли у орбиты Земли могла быть направлена в эту область из внутреннего Облака Оорта при рассеянии на ПЧД (или на 9-й планете). Зависимость от $M_{\text{ПЧД}}$ достаточно сильная, и в случае $M_{\text{ПЧД}} = 1M_{\oplus}$ поток еще в несколько раз меньше (в этом случае в произведенных нами

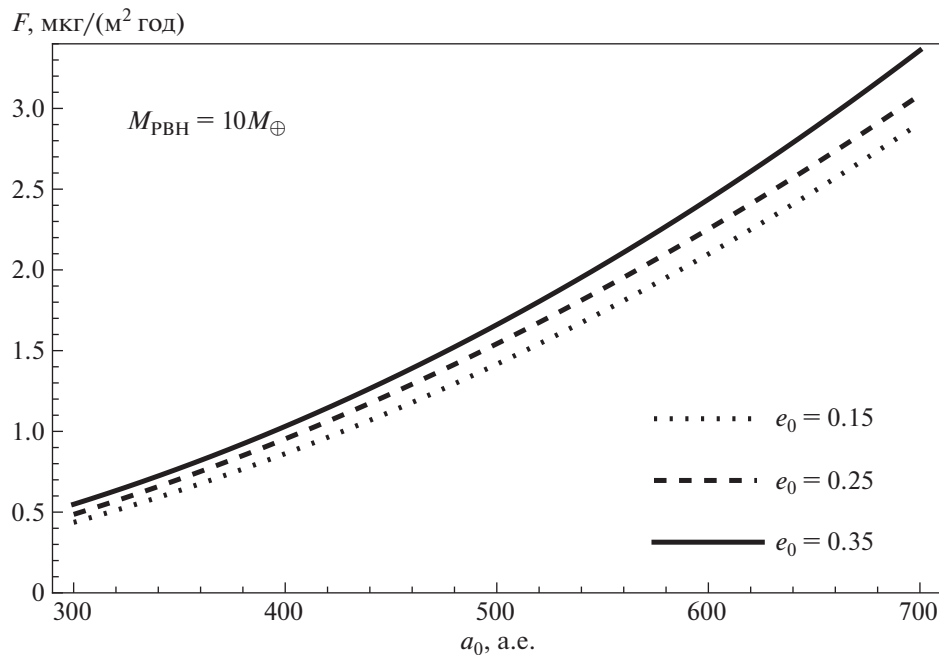


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для случая $M_{\text{PBH}} = 10 M_{\oplus}$.

расчетах становятся большими вычислительные погрешности, и результаты мы не приводим). Малая точность при малой массе M_{PBH} связана с тем, что в этом случае рассеяние слабое, поэтому требуется более частая сетка по прицельному параметру b . В случае $M_d = 5 M_{\oplus}$ различие кривых на рис. 5 сопоставимо с вычислительной погрешностью, но для $M_d = 10 M_{\oplus}$ точность вычислений выше, и на рис. 6 виден небольшой рост потока пыли при увеличении эксцентриситета e_0 орбиты ПЧД.

Несмотря на то, что при удалении от Солнца с расстояний 300 до 700 а.е. плотность пыли в нашей модели пылевого облака уменьшается, поток пыли на Земле растет при увеличении большой полуоси орбиты ПЧД в этих пределах. Мы объясняем такое поведение тем, что на больших расстояниях орбитальные скорости пылинок меньше, поэтому они могут легче терять поперечный компонент скорости при рассеянии на ПЧД и начинать падать в сторону Земли.

Пылинки, прилетающие с периферии Солнечной системы имеют в среднем в $\sqrt{2}$ раза большую скорость, чем пылинки, постоянно обращающиеся вокруг Солнца по околоземным орбитам. Таким образом, эти пылинки представляют высокоскоростной компонент.

В описанном расчете использовалось модельное сферически симметричное распределение пыли. Следует отметить, что если пылевое облако сжато к плоскости эклиптики (как показано на

рис. 1), то при той же полной массе пыли в облаке оно будет иметь большую плотность, и поток пыли вблизи Земли будет в несколько раз больше, чем получено в нашем расчете.

В данной работе мы говорим лишь о пылевых частицах. Не исключено, что в области 300–700 а.е. от Солнца имеются и кометные ядра с размерами в сотни метров/километров. Вопрос о темпе их вброса во внутреннюю область Солнечной системы при взаимодействии с ПЧД требует отдельного исследования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При достаточно консервативном выборе параметров пылевого облака (массы $\sim 5 M_{\oplus}$ в пределах ~ 5000 а.е.) производимый ПЧД в процессе гравитационного рассеяния поток пыли на Земле может иметь величину $\sim 0.1\text{--}3 \text{ мкг м}^{-2} \text{ год}^{-1}$, который близок к реально наблюдаемому вблизи Земли потоку пыли $\sim 3.0\text{--}5.6 \text{ мкг м}^{-2} \text{ год}^{-1}$ [14]. Если ПЧД имеет меньшую массу, или, если меньше полная масса пыли, чем полагалось в расчете, то поток пыли также будет, соответственно, меньше.

Обычно считается, что наблюдаемая пыль приносится к Земле пролетающими мимо кометами или происходит от столкновений и разрушений объектов в поясе астероидов. Мы видим, что наличие на периферии Солнечной системы захваченной ПЧД или планеты может создать такой же по порядку величины поток пыли при нали-

ции значительного ее количества во внутреннем облаке Оорта. Неопределенность в наших расчетах связана с сильными неопределенностями в массе и распределении пыли на расстояниях $\sim 300\,700$ а.е. от Солнца. В настоящее время известны лишь несколько крупных объектов из этой области, и можно получить лишь очень приближенные оценки с точностью до порядка величины. В будущем, когда структура, масса и состав этого облака будут уточнены, можно будет сделать более надежные предсказания о потоке пыли во внутренние области Солнечной системы и о наличии или отсутствии захваченной ПЧД или планеты.

Если бы рассчитанный поток пыли, производимый ПЧД, оказался бы больше наблюдаемого потока, то это позволило бы исключить модели пылевого облака и ограничить массу ПЧД. Даже небольшой вклад в общий поток рассматриваемой высокоскоростной пыли с химическим составом, отличающимся от состава пыли из пояса астероидов, может представлять интерес для понимания устройства внутреннего Облака Оорта. Высокоскоростная пыль вблизи орбиты Земли может играть также роль в ухудшении функционирования оптических и других сенсоров на космических аппаратах.

Конечно, не вся наблюдаемая пыль приходит из-за орбиты Нептуна. Пылевой компонент имеет несколько подсистем (кометная пыль, пыль от дробления астероидов и др.). Рассматриваемая в данной статье новая подсистема может давать лишь малую часть полного потока пыли. Описанный расчет показал, что при достаточно правдоподобных предположениях поток пыли из-за орбиты Нептуна может быть на уровне наблюдаемого потока, однако нельзя утверждать, что пыль из-за орбиты Нептуна действительно преобладает в этом потоке. Она может составлять лишь очень малую часть, 10% или значительно меньше. Точная величина, как объяснено выше, зависит от массы и конфигурации пылевого облака и массы далекой планеты.

Можно было бы рассмотреть поток пыли не от захваченной в Солнечную систему планеты или ПЧД, а от пролетающих через Солнечную систему объектах из гало Галактики со скоростью ~ 200 км/с. Расчет, однако, показывает, что поток пыли от гравитационного воздействия пролетающих тел планетной массы меньше на несколько порядков. Таким образом, на основе потока пыли нельзя ограничить количество ПЧД или свободно летающих в Галактике планет. Вероятность захвата в Солнечную систему планеты или ПЧД с массой порядка 5–10 масс Земли за все время жизни Солнечной системы очень мала и составляет $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ [38]. Но если такой объект все же был захвачен в Солнечную систему, то, как

мы показали, он способен создавать на Земле значительный поток пыли, сопоставимый с тем, что реально наблюдается.

Приложение А

ПРОСТЫЕ ОЦЕНКИ

Для исследования рассеяния пылинок гравитационным полем ПЧД нами был выполнен численный расчет. В данном разделе мы покажем, как поток пыли может быть простым способом оценен по порядку величины. Пусть характерный радиус пылевого облака равен r_i , тогда его плотность

$$\rho_d \simeq \frac{3M_d}{4\pi r_i^3}. \quad (A1)$$

Рассмотрим пылинку, движущуюся по орбите вокруг Солнца на расстоянии r_i со скоростью $v_i \simeq (GM_\odot/r_i)^{1/2}$, и пусть мимо пылинки на прицельном расстоянии b пролетает ПЧД с массой $M_{\text{ПВН}}$. Предполагаем, что начальные орбиты как пылинки, так и ПЧД не круговые, но не очень вытянутые, их эксцентриситет $(1-e) \sim 1$. В этом случае относительная скорость ПЧД и пылинки $v_{\text{rel}} \sim v_i$. При пролете пылинки получает буст скорости по направлению к точке максимального сближения

$$\Delta v \simeq \frac{2GM_{\text{ПВН}}}{bv_{\text{rel}}}. \quad (A2)$$

Это выражение является предельным видом импульсного приближения, которое здесь справедливо по порядку величины. Скорость пылинки после взаимодействия обозначим через v_f . Если буст скорости в значительной мере скомпенсирует начальную скорость, то пылинка потеряет угловой момент и начнет падать почти по направлению к Солнцу по вытянутой орбите. Условие того, что пылинка при сближении с Солнцем войдет внутрь орбиты Земли, можно найти из условия сохранения углового момента:

$$l \sim r_i v_f \sim v_E R_E, \quad (A3)$$

где $R_E = 1$ а.е. — радиус орбиты Земли, а скорость $v_E \simeq (GM_\odot/R_E)^{1/2}$. Из (A3) получаем

$$v_f \sim v_i \left(\frac{R_E}{r_i} \right)^{1/2} \ll v_i. \quad (A4)$$

Из условия компенсации начальной скорости пылинки $\Delta v \sim v_i$ получаем

$$b \simeq \frac{2GM_{\text{ПВН}}}{v_i^2}. \quad (A5)$$

Для типичных параметров величина b имеет порядок 3 млн. км. Как следует из (A2), конечная скорость пылинки составит v_f лишь для некоторого узкого интервала δb прицельных параметров

$$\frac{\delta b}{b} \simeq \frac{v_f}{v_i}. \quad (\text{A6})$$

Если начальная скорость пылинки была направлена вне плоскости, нормальной к траектории ПЧД, то после компенсации скорости v_i пылинка получит дополнительную скорость перпендикулярно радиусу-вектору, направленному от Солнца. Чтобы пылинка при этом все же смогла попасть внутрь орбиты Земли, эта дополнительная скорость не должна превышать v_f . Отсюда следует, что только пылинки с начальными скоростями внутри угла $\phi \simeq v_f/v_i$ относительно указанной плоскости могут попасть внутрь орбиты Земли. Напротив, прирост скорости вдоль радиуса-вектора не повлияет на факт попадания внутрь орбиты Земли и не изменяет порядки величин.

Собирая вместе сказанное выше, получаем, что масса пыли, направляемая внутрь орбиты Земли за единицу времени при рассеянии на ПЧД, составляет

$$\frac{dM_d}{dt} \simeq b(\delta b) \phi \rho_d v_i. \quad (\text{A7})$$

Рассмотрим те пылинки, которые после рассеяния на ПЧД начинают пролетать внутри орбиты Земли. Обозначим через T полный орбитальный период пылинки после рассеяния, а через Δt время ее нахождения внутри орбиты Земли. Вероятность нахождения пылинки внутри орбиты Земли можно оценить следующим образом

$$P_i = \frac{\Delta t}{T} \sim \frac{(2R_E/v_E)}{(2r_i/v_i)}. \quad (\text{A8})$$

С учетом времени выброса пылинки с орбиты t_{ej} , стационарная плотность пыли внутри орбиты Земли составляет

$$\rho_s \sim \frac{P_i (dM_d/dt) t_{ej}}{(4\pi R_E^3/3)}, \quad (\text{A9})$$

и ее поток

$$F = \rho_s v_E \simeq \frac{9}{4\pi^2} \frac{GM_{\text{ПВН}}^2 M_d t_{ej}}{M_{\odot} R_E r_i^4}. \quad (\text{A10})$$

Численно получаем

$$F \simeq 0.4 \left(\frac{M_{\text{ПВН}}}{10M_{\oplus}} \right)^2 \left(\frac{M_d}{5M_{\oplus}} \right) \left(\frac{t_{ej}}{2.5 \times 10^6 \text{ лет}} \right) \times \left(\frac{r_i}{500 \text{ a.e.}} \right)^{-4} \text{ мкг}^{-2} \text{ год}^{-1}. \quad (\text{A11})$$

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда¹ № 23-22-00013.

Авторы признательны рецензентам статьи за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. Batygin, F. C. Adams, M. E. Brown, and J. C. Becker, Phys. Rep. **805**, 1 (2019).
2. J. Scholtz and J. Unwin, Phys. Rev. Letters **125**, id. 051103 (2020).
3. K. J. Napier, D. W. Gerdes, H. W. Lin, S. J. Hamilton, et al., Planetary Sci. J. **2**(2), id. 59 (2021).
4. P. S. Lykawka and T. Ito, Astron. J. **166**(3), id. 118 (2023).
5. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Астрон. журн. **43**, 758 (1966).
6. А. Д. Долгов, Успехи физ. наук **188**, 121 (2018).
7. B. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama, Reports Progress Phys. **84**(11), id. 116902 (2021).
8. S. Blinnikov, A. Dolgov, N. K. Porayko, and K. Postnov, J. Cosmology and Astroparticle Phys. **11**, id. 036 (2016).
9. Dolgov and K. Postnov, J. Cosmology and Astroparticle Phys. **07**, id. 063 (2020).
10. S.-Y. Guo, M. Khlopov, X. Liu, L. Wu, Y. Wu, and B. Zhu, arXiv:2306.17022 [hep-ph] (2023).
11. P. Ivanov, P. Naselsky, and I. Novikov, Phys. Rev. D. **50**, 7173 (1994).
12. B. Carr and F. Kühnel, Ann. Rev. Nuclear and Particle Sci. **70**, 355 (2020).
13. A. M. Green and B. J. Kavanagh, J. Physics G: Nuclear and Particle Phys. **48**(4), id. 043001 (2021).
14. J. Rojas, J. Duprat, C. Engrand, E. Dartois, et al., Earth and Planet. Sci. Lett. **560**, id. 116794 (2021).
15. K. Batygin and M. E. Brown, Astrophys. J. Letters **910**, id. L20 (2021).
16. A. Siraj and A. Loeb, arXiv:2103.04995 [astro-ph.CO] (2021).
17. A. Siraj and A. Loeb, Res. Notes Amer. Astron. Soc. **5**, 145 (2021).
18. Y. Luo, S. Hanasoge, J. Tromp, and F. Pretorius, Astrophys. J. **751**, id. 16 (2012).
19. Л. В. Волкова, В. И. Докучаев, Письма в ЖЭТФ **60**(7), 72 (1994).

¹ <https://rscf.ru/project/23-22-00013/>

20. *A. Siraj and A. Loeb*, *Astrophys. J. Letters* **898**, id. L4 (2020).
21. *A. Arbey and J. Auffinger*, arXiv:2006.02944 [gr-qc] (2021).
22. *J. A. Burns, P. L. Lamy, and S. Soter*, *Icarus* **40**, 1 (1979).
23. *B. Gundlach, M. Fulle, and J. Blum*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 3690 (2020).
24. *Б. М. Шустов, П. В. Золотарёв*, *Астрон. журн.* **99**(2), 165 (2022).
25. *В. Г. Фесенков*, *Астрон. журн.* **35**, 327 (1958).
26. *N. Gorkavyi, L. Ozernoy, J. Mather, and T. Taidakova*, *ASP Conf. Ser.* **207**, 462 (1999); arXiv:astro-ph/9910551.
27. *D. E. Backman, A. Dasgupta, and R. E. Stencel*, *Astrophys. J.* **450**, L35 (1995).
28. *N. N. Gorkavyi, L. M. Ozernoy, T. Taidakova, and J. C. Mather*, arXiv:astro-ph/0006435 (2000).
29. *G. D'Angelo and F. Marzari*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **509**, 3181 (2022).
30. *А. В. Тутуков, М. Д. Сизова, С. В. Верещагин*, *Астрон. журн.* **98**(9), 780 (2021).
31. *М. Я. Маров, С. И. Инамов*, *Успехи физ. наук* **193**, 2 (2023).
32. *N. A. Kaib and K. Volk*, Chapter in press for the book *Comets III*, edited by K. Meech and M. Combi (University of Arizona Press, 2022); arXiv:2206.00010 [astro-ph.EP].
33. *D. Nesvorný, P. Jenniskens, H. F. Levison, W. F. Bottke, D. Vokrouhlický, and M. Gounelle*, *Astrophys. J.* **713**, 816 (2010).
34. *О. В. Верходанов*, *Успехи физ. наук* **186**, 3 (2016).
35. *I. Mann, N. Meyer-Vernet, and A. Czechowski*, *Phys. Rep.* **536**, 1 (2014).
36. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, *Механика* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007).
37. *O. Y. Gnedin and J. P. Ostriker*, *Astrophys. J.* **513**, 626 (1999).
38. *M. Lingam and A. Loeb*, *Astron. J.* **156**, 193 (2018).

A PLANET OR PRIMORDIAL BLACK HOLE IN THE OUTER REGION OF THE SOLAR SYSTEM AND THE DUST FLOW NEAR EARTH'S ORBIT

Yu. N. Eroshenko^a and E. A. Popova^{a,b}

^a*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Pulkovo Observatory of the Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia*

In recent years, evidence has been obtained that in the outer region of the Solar System (in the inner Oort cloud) at a distance of $\sim 300\text{--}700$ AU from the Sun, there may be a captured planet or a primordial black hole. In this paper, we show that the gravitational scattering on this object of dust particles located in the same region can transfer them to new elongated orbits reaching the Earth's orbit. With the mass of the captured object of the order of 5–10 Earth masses, the calculated dust flow near the Earth is $\sim 0.1\text{--}3 \mu\text{g m}^{-2} \text{ year}^{-1}$ is comparable in order of magnitude with the observed flow. This effect gives a joint restriction on the parameters of the captured object and on the amount of dust in the Oort cloud.

Keywords: Solar system, 9th planet, cosmic dust, meteoroid, primordial black holes