

В. В. РАДЗИЕВСКИЙ

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ РАСПАДА АСТЕРОИДОВ И МЕТЕОРИТОВ

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 22 III 1954)

Если астероид или метеорит имеет несферическую форму и неодинаковое по всей поверхности альbedo, то в общем случае вектор результирующего давления солнечной радиации не будет проходить через центр его инерции, а среднее за время одного поворота астероида значение создаваемого этой силой вращательного момента будет отлично от нуля. Поэтому все реальные астероиды и метеориты, находящиеся под лучами Солнца, должны испытывать тенденцию к непрерывному ускорению или замедлению своего осевого вращения, причем в первом случае это ускорение может продолжаться вплоть до их распада под влиянием возрастающих центробежных сил инерции.

Как показывают приводимые ниже расчеты, этот эффект при достаточно благоприятных условиях (в смысле формы и неоднородности поверхности облучаемых тел) на много порядков превосходит эффект торможения радиацией осевого вращения тел, рассмотренный нами ранее ⁽¹⁾, так что учет последнего в дальнейшем представляется нам излишним.

Мы не будем также учитывать рассмотренный Эпиком ⁽²⁾ эффект осевого вращения метеоритов, вызываемого их взаимными столкновениями.

Исходя из сильно завышенного значения средней скорости столкновения метеоритов (60 км/сек), Эпик получил статистическим методом, что за время $3 \cdot 10^9$ лет каменный метеорит поперечником a см развивает угловую скорость

$$\omega = 3,5 \cdot 10^4 \cdot a^{-3/2},$$

которая, как мы увидим ниже, значительно уступает угловой скорости, вызываемой неравномерностью светового давления *.

Совершенно ясно, что величина указанного здесь эффекта должна зависеть от конкретной формы данного тела и физического состояния его поверхности, что делает невозможным решение задачи в общем виде. Однако для того, чтобы оценить порядок этой величины и составить себе представление о вероятных последствиях эффекта, мы можем ограничиться исследованием какого-либо одного случая, конкретизированного заданием достаточно реальных исходных условий.

Итак, рассмотрим астероид или метеорит кубической формы (с ребром a), одну из граней которого мысленно разделим на два равных параллелограмма. Допустим сперва, что одна половина этой грани является изотропно переизлучающей или рассеивающей (т. е. абсолютно

* Ориентировочная оценка относительной роли обоих эффектов может быть сделана на основании следующих соображений. Известно, что давление солнечной радиации в районе Земли на 6—8 порядков превосходит давление, оказываемое сопротивляющейся средой. Примерно на столько же порядков должны отличаться статистические отклонения (от нуля) вращательных моментов, создаваемых этими силами.

матовой) поверхностью, а другая отражает солнечные лучи как идеальное зеркало.

Положим, что астероид или метеорит в начальный момент медленно вращается в нужном нам направлении вокруг оси, приблизительно параллельной линии раздела неоднородной грани, нормаль к которой составляет угол i с освещающими ее солнечными лучами. Очевидно, падающая радиация будет сообщать одинаковый импульс обеим половинам грани, так что возникновение вращательного момента может быть обусловлено только различием дальнейшей судьбы упавшей радиации. Первая половина грани будет в худшем для нас случае полностью переизлучать или рассеивать поглощенную радиацию, что обеспечит ей нормальную реактивную отдачу ⁽³⁾.

$$P_n = \frac{\varepsilon a^2}{3cR^2} \cos i, \quad (1)$$

где ε — солнечная постоянная на расстоянии Земли, c — скорость света и R — расстояние от Солнца до астероида в а. е.

Что же касается зеркальной полуграни, то на нее в направлении, коллинеарном с направлением отраженных лучей, будет действовать реактивная сила, нормальная и тангенциальная составляющие которой, соответственно, могут быть записаны так:

$$P'_n = \frac{\varepsilon a^2}{2cR^2} \cos^2 i, \quad (2)$$

$$P'_\tau = \frac{\varepsilon a^2}{2cR^2} \cos i \sin i. \quad (3)$$

Нетрудно видеть, что при вращении куба средняя за время одного поворота величина силы (3) будет равна нулю, а силы (1) и (2) создадут относительно центра куба средний вращательный момент

$$\bar{M} = 5 \cdot 10^{-3} \frac{\varepsilon a^3}{cR^3}, \quad (4)$$

который и вызовет ускорение этого вращения*.

Рассмотрим теперь более реальные условия перераспределения упавшей на астероид радиации. Несомненно, что обе половины выбранной нами грани в действительности будут и поглощать и отражать эту радиацию. Но отражательная способность одной половины грани (A_1) может оказаться несколько выше, чем у другой (A_2). Несомненно также, что в реальном случае нам придется иметь дело не с зеркальным отражением, а лишь с большим или меньшим отклонением индикатрисы рассеяния отраженной доли радиации от сферической формы. Однако уже эти два условия являются вполне достаточными предпосылками для существования указанного нами эффекта. Что же касается его величины, то теперь уже она будет зависеть от формы индикатрисы рассеяния. При достаточно гладкой поверхности одной из полуграней может иметь место преимущественное рассеяние в направлении зеркального отражения; при сильно изрытой поверхности преимущественное рассеяние может происходить даже в направлении, обратном направлению падающих лучей (как это наблюдается на поверхности Луны). Очевидно, в обоих случаях нормальные составляющие реактивной силы будут одинаковы. В случае, если бы преимущественное рассеяние происходило независимо от угла i в направлении нормали к поверхности, это могло бы вызвать даже более интенсивный динамический эффект, чем при зеркальном отражении радиации. Точный учет реального рассеяния в общем виде представляется нам затруднительным. Поэтому мы ограничимся рассмотре-

* В случае несовпадения направления начального вращения с направлением момента (4) будет иметь место сложение вращений.

нием такого случая, когда всю отраженную радиацию можно разделить на две компоненты: диффузно рассеянную и регулярно отраженную. Очевидно, первая компонента может не учитываться, так как при изотропной диффузии она вызовет такой же динамический эффект, как и переизлучаемая радиация.

Вторая же компонента (ее долю обозначим через k) обеспечит создание вращательного момента, величина которого теперь уже должна быть записана так:

$$\bar{M} = k\Delta A \cdot 5 \cdot 10^{-3} \frac{\varepsilon a^3}{cR^2}, \quad (5)$$

где $\Delta A = A_1 - A_2$.

Аналогичная неоднородность физических свойств поверхности может иметь место и на других гранях куба. Обусловленные ею вращательные моменты будут либо усиливать, либо ослаблять момент (5). Однако, поскольку и то и другое совершенно равновероятно, мы не станем их учитывать вовсе, т. е. будем решать задачу так, как если бы все остальные грани куба были идеально однородными.

Приравняв момент (5) производной по времени от количества вращения нашего куба $\left(\frac{a^3 \delta}{6} \frac{d\omega}{dt}\right)$, интегрируя полученное равенство и подставляя значения $c = 3 \cdot 10^{10}$ и $\varepsilon = 1,35 \cdot 10^6$, находим выражение для развиваемой им в течение времени t угловой скорости осевого вращения

$$\omega = \frac{43 k \Delta A t}{a^2 \delta R^2}, \quad (6)$$

где ω — в сек⁻¹, t — в годах, R — в а. е., a — в см и δ (плотность) — в г/см³.

Подставляя сюда $t = 3 \cdot 10^9$, $\delta = 2,7$, $R = 1$ и $a \leq 10^3$, убеждаемся, что даже при $k\Delta A = 10^{-4}$ угловая скорость (6) значительно превосходит угловую скорость вращения, вызываемого эффектом столкновений.

Максимальное напряжение (растяжения), возникающее при вращении прямого круглого цилиндра диаметра a вокруг своей оси, как известно, выражается так:

$$\sigma = \frac{3 + \mu}{16} a^2 \delta \omega^2, \quad (7)$$

где μ — коэффициент Пуассона.

Совершенно ясно, что для куба с ребром a выражение (7) дает лишь нижний предел максимального напряжения. Поэтому для куба мы можем написать

$$\omega < \frac{4}{a} \sqrt{\frac{\sigma}{(3 + \mu) \delta}}. \quad (8)$$

Если в это неравенство подставить значение σ_{np} , соответствующее пределу прочности данного материала, и решить его совместно с (6), то мы получим верхнюю границу времени, в течение которого должен произойти распад нашего кубического тела в результате его раскручивания солнечными лучами

$$t < \frac{aR^2}{11 k \Delta A} \sqrt{\frac{\delta \sigma_{np}}{(3 + \mu)}}. \quad (9)$$

Подставляя сюда данные для гранита: $\sigma_{np} = 10^7$ дин/см², $\delta = 2,7$ г/см³, $\mu = 0,25$, находим

$$t < \frac{260 aR^2}{k \Delta A}. \quad (10)$$

Применение формул (6) и (10) требует в каждом конкретном случае решения вопроса: какой доли k зеркально отраженной радиации экви-

валентна (в смысле нормальной реактивной отдачи) индикатриса рассеяния данного тела и насколько одна из его полуграней лучше отражает радиацию, чем смежная с ней полугрань.

В табл. 1 дано время распада и период осевого вращения для кубического каменистого тела, альбеда одной из полуграней которого всего лишь на 1% выше, чем другой, при условии, что отраженная радиация создает эффект, эквивалентный зеркальному отражению лишь 1% всей отраженной и рассеянной доли световой энергии, т. е. при $k\Delta A = 10^{-4}$. Период осевого вращения в первых двух строчках указан к моменту распада, а в третьей — для $t = 10^9$ лет.

Таблица 1

a , см	$R = 1$ а. е.		$R = 2,8$ а. е.	
	Время распада в годах	Период вращения в сек.	Время распада в годах	Период вращения в сек.
10^{-1}	$2,6 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
10^1	$2,6 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
10^3	—	4	—	30

Фигурирующие в таблице числа достаточно красноречиво свидетельствуют об эффективности рассмотренного здесь механизма раскручивания и распада астероидов и метеоритов, особенно если учесть весьма скромные исходные данные, принятые нами при составлении этой таблицы.

В заключение отметим, что для того, чтобы при $R = 1,4$ а. е. описанный эффект мог вызвать за 10^9 лет осевое вращение кубического тела, примерно равного Эроту, с соответствующим этому астероиду периодом, надо было бы принять $k\Delta A = 4 \cdot 10^{-2}$. При таком же значении $k\Delta A$ и $R = 3$ а. е. за указанный период происходит распад кубического астероида, примерно равного ядру кометы. Наконец, гранитный кубик с ребром в 1 см при $k\Delta A = 4 \cdot 10^{-2}$ распадается в районе Меркурия всего лишь за 1000 лет.

Ярославский государственный
педагогический институт
им. К. Д. Ушинского

Поступило
11 XII 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ В. В. Радзиевский, Астр. журн., 29, № 2, 162 (1952). ² E. Öpik, Publ. de l'Observ. astron. de Tartu, 28, No. 6 (1936). ³ J. Poynting, Phil. Mag., 393 (1905).