Доклады Академии Наук СССР
1948. Том LXI, № 2

АСТРОНОМИЯ

К. П. СТАНЮКОВИЧ

К ВОПРОСУ ОБ УГЛОВОМ МОМЕНТЕ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 11 V 1948)

Известно ([1]), что гипотезы, объясняющие происхождение планет как следствие извержения их массы из Солнца под влиянием внутренних сил, наталкиваются на затруднение при объяснении распределения угловых моментов в Солнечной системе между Солнцем и планетами, а именно — с большими планетами связано около 98% углового момента, остальная часть связана с движением Солнца. На долю внутренних планет приходится около 0,1% от полного углового момента.

Полный угловой момент не мог измениться заметно с течением времени, поскольку действие внешних сил (звезд) ничтожно мало сказывается даже за промежутки времени порядка 10^9 лет.

Было показано ([2]), что и гипотезы извержения планет из Солнца под влиянием его встречи с какой-либо звездой также не объясняют такого распределения угловых моментов.

Иные гипотезы ([3]), как то гипотезы „слипания“ или конденсации планет из космической пыли, хотя и могут объяснить это явление, но наталкиваются на иные, не менее значительные трудности.

Оставляя в стороне именно последние гипотезы, а также гипотезы типа гипотезы Лапласа, укажем, что целый ряд вычислений в рамках гипотез типа гипотезы Джинса был основан на недоразумениях. В самом деле, движение выброшенных планет вычисляется по уравнениям движения задачи трех тел, считая, что сами планеты — абсолютно твердые тела. Очевидно, что, поскольку планеты не могли быть выброшены в виде абсолютно твердых тел, то и их движения при малых интервалах времени после выброса должны быть описаны с учетом того, что „планеты“ состоят из газообразной среды. Поведение этой среды должно описываться уравнениями газовой динамики в гравитационном поле, причем это поле складывается из полей одной или двух звезд и собственного поля (и поля светового давления). Решение подобной задачи, разумеется, наталкивается на исключительные трудности. Заметим, что если рассматривать образование планет, исходя из гипотезы извержения их из Солнца под влиянием внутренних сил, то рассмотрение движения планеты как твердого тела вообще не имеет смысла, так как это тело или должно упасть обратно на Солнце, или уйти от него навсегда.

Не претендуя установить какую-либо космогоническую гипотезу, мы рассмотрим здесь одну задачу, которая позволит выяснить, насколько необходим учет газодинамических факторов в космогонии.

Пусть некоторый цилиндрический объем единичного сечения занимает покоящийся газ с параметрами $p_н$, $\rho_н$, $c_н = \gamma p_н/\rho_н$. В момент времени $t=0$ газ из объема одновременно начинает истекать налево и направо, пусть это истечение будет одноразмерным.

Данная задача решается сравнительно просто ([4]). Нас сейчас будет интересовать распределение скорости и плотности в потоке при достаточно большом t $(t\to\infty)$.

Соответствующие решения приводят к такому предельному распределению:

$$u=\frac{x}{t}, \qquad \rho=\frac{AM_0}{t}(a^2-u^2)^k. \tag{1}$$

Здесь u — скорость газа; ρ — его плотность; $\gamma=\frac{2k+3}{2k+1}$ (k — любое целое число); M_0 — масса газа; $a=\frac{2}{\gamma-1}c_н$ — предельная скорость истечения газа в пустоту; $c_н$ — начальная скорость звука в невозмущенном газе; $\rho_н$ — начальная плотность газа; $p_н$ — его начальное давление. Значение параметра $A=\frac{(2k+1)!}{(k!)^2(2a)^{2k+1}}$ определяется из условия, что на интервале $-at\leqslant x\leqslant at$ полная масса газа равна заданной массе M_0.

Нам необходимо определить, какая масса газа M_1 будет разлетаться в интервале скоростей $|u_1|\leqslant|u|\leqslant|u_2|$, где u_1 и u_2 могут принимать любые значения в интервале $(0, a)$. Очевидно, что

$$M_1=2AM_0\int\limits_{u_1}^{u_2}(a^2-u^2)^k\,du. \tag{2}$$

Вычисление интегралов приводит к выражению:

$$\frac{M_1}{M_0}=\frac{(2k+1)!}{2^{2k}(k!)^2}\left[\frac{u_2-u_1}{a}-\frac{k}{3\cdot 1!}\,\frac{u_2^3-u_1^3}{a^3}+\frac{k(k-1)}{5\cdot 2!}\,\frac{u_2^5-u_1^5}{a^5}-\ldots\right.$$
$$\left.\ldots+\frac{(-1)^k}{2k+1}\,\frac{u_2^{2k+1}-u_1^{2k+1}}{a^{2k+1}}\right]. \tag{3}$$

Для $\gamma=3,\ \frac{5}{3},\ \frac{7}{5}$ имеем соответственно:

$$\frac{M_1}{M_0}=\frac{u_2-u_1}{a}, \qquad \frac{M_1}{M_0}=\left(\frac{3}{2}\,\frac{u_2-u_1}{a}-\frac{u_2^3-u_1^3}{2a^3}\right),$$

$$\frac{M_1}{M_0}=\frac{15}{8}\,\frac{u_2-u_1}{a}-\frac{5}{4}\,\frac{u_2^3-u_1^3}{a^3}+\frac{3}{8}\,\frac{u_2^5-u_1^5}{a^5}.$$

Совершенно аналогичное распределение масс по скоростям будет и в случае расширения сферического объема газа, при этом:

$$u=\frac{r}{t}, \quad \text{но} \quad \rho=\frac{2AM_0}{4\pi r^2 t}(a^2-u^2)^k; \tag{4}$$

поскольку $dM=4\pi r^2\rho\,dr$, то для M_1 имеем прежнее выражение (2). Пусть теперь вся масса будет двигаться поступательно со скоростью

u_0 в направлении, например, оси x. Ориентация оси x безразлична. Поскольку:

$$w_x = u\cos\alpha\sin\varphi + u_0, \quad w_y = u\sin\alpha\sin\varphi, \quad w_z = u\cos\varphi, \tag{5}$$

то для скорости газа w имеем выражение:

$$w^2 = u^2 + u_0^2 + 2uu_0\cos\alpha\sin\varphi. \tag{6}$$

Отсюда ясно, что, положив в неподвижной системе координат скорость $w = r_1/t$, мы определим распределение плотности соотношением:

$$\rho = \frac{2AM_0}{4\pi t}\,\frac{(a^2 - r^2/t^2)^k}{r^2} = \frac{2AM_0}{4\pi t^3}\,\frac{[a^2 - w^2 - u_0^2 + 2u_0 w\cos\alpha_1\sin\varphi_1]^k}{w^2 + u_0^2 - 2u_0 w\cos\alpha_1\sin\varphi_1} \tag{7}$$

(поскольку $r^2 = r_1^2 + u_0^2 t^2 - 2r_1 u_0 t\cos\alpha_1\sin\varphi_1$; $x = r_x = r_1\cos\alpha_1\sin\varphi_1 - u_0 t$, $y = r_y = r_1\sin\alpha_1\sin\varphi_1$, $z = r_z = r_1\cos\varphi_1$).

Распределение масс по скоростям будет определяться соотношением:

$$M_1 = \frac{AM_0}{\pi}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi/2}\int\limits_{w_1}^{w_2}\frac{[a^2 - w^2 - u_0^2 + 2u_0 w\cos\alpha_1\sin\varphi_1]^k\, d\alpha_1\sin\varphi_1\, d\varphi_1\, w^2\, dw}{w^2 + u_0^2 - 2u_0 w\cos\alpha_1\sin\varphi_1}. \tag{8}$$

Таким образом, мы сможем определить количество вещества, движущегося в заданном интервале скоростей.

Если положить теперь, что рассматриваемое явление имеет место в окрестностях какой-нибудь звезды (Солнца) на некотором расстоянии r от нее, то, поскольку большая полуось орбиты a зависит только от модуля скорости (не зависит от направления скорости), то интеграл (8) будет давать распределение масс по большим полуосям орбиты.

Если начальная энергия газа была велика, то возможны любые орбиты; если начальная энергия не превышает некоторой величины, то будут возможны только эллиптические орбиты.

Если центр массы газового шара неподвижен по отношению к звезде, то распределение масс по большим полуосям определяется формулой (2), где вместо u берем:

$$u \sim \sqrt{\frac{2}{r} - \frac{1}{a}}. \tag{9}$$

Если центр масс движется относительно звезды со скоростью u_0, то распределение масс дается интегралом (8), где вместо скорости газа w берем ее выражение через r и a из формулы (9).

Очевидно, что в первом случае движения будут происходить в симметрично противоположных направлениях, но во втором случае будут преобладать направления в сторону движения центра масс. Таким образом, поскольку при нестационарном расширении газового облака происходит перераспределение масс по скоростям, мы придем к тому, что некоторая часть первоначальной массы получит значительную скорость и сможет двигаться по эллиптической орбите около звезды, имея большой угловой момент количества движения. Реально рассматриваемый случай может иметь место при соударениях метеоров, движущихся с большими относительными скоростями, поскольку подобное столкновение ведет к взрыву с последующим расширением (истечением) продуктов взрыва в пространство (при этом ориентация оси x может быть совершенно произвольна)

Предположим теперь, что первоначальная масса газа была выброшена самой звездой, вращающейся около оси. Тогда качественные закономерности рассмотренного выше явления сохраняются (при этом ось x направлена по касательной к орбите для момента времени условного начала расширения).

Очевидно, что при этом движение части массы выброшенного газа будет происходить с бо́льшим моментом в сторону вращения звезды. Массы газа, движущиеся в противоположную сторону, будут иметь меньшие скорости (поскольку собственная скорость массы газа вычитается из скорости, приобретенной им при расширении), и эти массы газа будут иметь меньший момент количества движения.

Допустим теперь, что выброшенные и движущиеся массы газа достаточно велики и не будут рассеиваться в пространство, подчиняясь законам (4), (8).

В таком случае результирующая орбита массы газа, движущаяся в сторону вращения звезды, может явиться эллипсом, не пересекающим звезду, а орбита массы газа, движущаяся в противоположную сторону, может быть эллипсом падения (при соответствующем выборе начальных условий).

Приливные силы и эффект Робертсона — Пойнтинга будут способствовать такому перераспределению масс, поскольку их влияние будет больше для масс газа, двигающихся против вращения звезды. Эти эффекты к тому же будут отрицательно влиять на возможность конденсации газа в зародыши планет в большей степени именно для масс, движущихся против вращения звезды.

Резюмируя полученные результаты, можно допустить, что перераспределение масс газа, выброшенных из звезды, по скоростям приведет к тому, что часть массы газа, движущегося в сторону вращения звезды, получит значительную скорость и, следовательно, большой угловой момент количества движения. Правда, эта масса газа составляет по порядку величины около одной сотой от всей выброшенной массы газа и, следовательно, она может быть сравнительно велика лишь при очень мощных взрывах, происходящих в звезде.

Поступило
10 V 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Г. Н. Ресселль, Р. С. Дэган, Д. К. Стюарт, Астрономия, 1, М., 1934. [2] Н. Н. Парийский, Астрон. журн., 20 (1943). [3] О. Ю. Шмидт, ДАН, 44, № 1 (1944). [4] К. П. Станюкович, ДАН, 58, № 2 (1947).