

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ГЕОМАГНЕТИЗМ
И
АЭРОНОМИЯ

Том VIII

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

2

МОСКВА · 1968

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 523.72

ИНЕРЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ И АНИЗОТРОПИЯ
ТЕМПЕРАТУР В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

М. З. Хозлов

Можно привести достаточно много соображений в пользу того, что совместное действие радиального истечения солнечной плазмы и вращения Солнца приводит к вытягиванию и закручиванию силовых линий магнитного поля Солнца, форма которых на значительных удалениях от Солнца (где скорость ветра может считаться приблизительно постоянной) в плоскости эклиптики близка к спирали Архимеда [4]

$$R = (v_0 / \Omega) \varphi. \tag{1}$$

Здесь R, φ — полярные координаты точки наблюдения; Ω — угловая скорость вращения Солнца; v_0 — скорость солнечного ветра. Разброс скоростей частиц солнечного ветра относительно v_0 может быть охарактеризован некоторой «температурой» T . Прямые магнитные и плазменные измерения в основном подтвердили пригодность такой модели для описания средних характеристик межпланетной среды по крайней мере в периоды малой солнечной активности.

Для расчета таких характеристик потока частиц, как дисперсия скоростей и анизотропия температур относительно направления магнитного поля [2] целесообразно рассмотреть динамику движения плазмы в системе координат, жестко связанной с Солнцем, с учетом сил инерции и искривленности магнитного поля согласно (1). Силами инерции обычно пренебрегают [3], что, по-видимому, оправдано, пока речь идет о некоторых средних характеристиках потока, например, о скорости ветра. Однако можно показать, что учет этих сил весьма существен при рассмотрении анизотропии и дисперсии скоростей, особенно на больших расстояниях от Солнца, где инерционные силы заметно превосходят гравитационные.

Рассмотрим для простоты частицу, у которой компонента скорости перпендикулярна магнитному полю $v_{\perp} = 0$. Пренебрежем также столкновениями, которые на значительных удалениях от Солнца крайне редки, и рассеянием заряженных частиц на магнитных неоднородностях. Последнее оправдано в свете результатов экспериментов, выполненных на космической ракете «Пионер-VI» [2, 4], в которых была обнаружена заметная анизотропия температур в солнечном ветре ($T_{\parallel} / T_{\perp} > 1$). Инерционные силы, действующие на частицу в направлении поля и перпендикулярно к нему, можно записать в следующем виде (гравитационным членом пока пренебрегаем):

$$F_{\parallel} / m = g_{\parallel} = \Omega^2 R \cos \mu, \tag{2}$$

$$F_{\perp} / m = g_{\perp} = \Omega^2 R \sin \mu + v_{\perp}^2 / \rho - 2v_{\perp} \Omega, \tag{3}$$

где g_{\parallel} и g_{\perp} — соответствующие ускорения; μ — угол между направлением траектории частиц и радиусом-вектором (считая, что траектория совпадает с силовой линией магнитного поля); ρ — радиус кривизны траектории. Используя (1), из (2) и (3) найдем

$$\ddot{R} + \frac{R}{R^2 - v_0^2} / \{ (v_0 / \Omega)^2 + R^2 \} = 0, \tag{4}$$

$$g_{\perp} = [\varphi^2 + (\dot{R} / v_0)^2 (\varphi^2 + 2) - 2(\dot{R} / v_0) (\varphi^2 + 1)] v_0 \Omega / \sqrt{1 + \varphi^2}. \tag{5}$$

Из (4) и (5) следует, что $g_{\perp} = 0$ и $\ddot{R} = 0$ для $\dot{R} = v_0$. Полученный результат совершенно естествен. Действительно, частицы, движущиеся со скоростью ветра v_0 , которая определяет форму силовых линий, в силу этого и не должны испытывать в этом поле ускорений под действием рассматриваемых инерционных сил. В этом смысле скорость v_0 удобно назвать согласованной (с полем и вращением) скоростью.

Оценим скорость дрейфа v_d , возникающего из-за наличия нормальной к полю силы F_{\perp}

$$v_d = [g_{\perp} \times h] / \omega, \tag{6}$$

где h — единичный вектор в направлении магнитного поля; ω — ларморова частота. Для типичных условий солнечного ветра на расстоянии ~ 1 а.е. от Солнца ($H = 5 \gamma$, $\mu \approx 45^\circ$) для $v \approx 0,5 \div 1,5 v_0$ найдем $v_d \leq 100$ м/сек. Таким образом, сделанное выше предположение о малости скоростей дрейфа вполне оправдано (скорость гради-

ветного дрейфа при $v_{\perp} \neq 0$ также мала). Таким образом, все частицы рассматриваемых скоростей с достаточной точностью можно считать движущимися вдоль силовых линий магнитного поля.

В рассматриваемом приближении из уравнения (4) следует, что все частицы, скорости которых больше согласованной ($v > v_0$) в процессе движения замедляются ($\dot{R} < 0$), в то время как частицы, для которых $v < v_0$, ускоряются. В пределе для больших R скорость всех частиц стремится к согласованной скорости v_0 . Таким образом, продольная температура солнечного ветра под действием сил инерции уменьшается («инерционное охлаждение» солнечного ветра). Существовало, что при этом происходит уменьшение также и средней температуры ветра $T = 1/3(2T_{\perp} + T_{\parallel})$. Этим эффект инерционного охлаждения отличается от уменьшения поперечной температуры из-за сохранения первого адиабатического инварианта, когда вследствие приближенного выполнения условия $dT_{\parallel} = 2dT_{\perp}$ [4] средняя температура солнечного ветра сохраняется постоянной или лишь незначительно уменьшается, если скорость ветра увеличивается с расстоянием от Солнца. В зависимости от конкретных условий температура солнечного ветра при инерционном охлаждении может уменьшиться в несколько раз ($\sim 3 \div 10$ раз) при изменении R от 35 до $\sim 200 R_{\odot}$, что удовлетворительно согласуется с результатами измерений весьма низких температур солнечного ветра в [5].

Рассмотрим некоторые непосредственные следствия эффекта инерционного охлаждения солнечного ветра.

1. Так как тангенциальная компонента магнитного поля спадает с ростом R медленнее радиальной, вблизи от Солнца (для $\varphi \leq 1$) адиабатическое охлаждение (уменьшение T_{\perp}) идет быстрее инерционного (уменьшение T_{\parallel}), а затем в области $\varphi > 1$ быстрее идет инерционное охлаждение. Это приводит к появлению максимума анизотропии температур в области $\varphi \sim 1$, причем $T_{\parallel}/T_{\perp} \rightarrow 0$ при $\varphi \rightarrow \infty$.

2. Так как уменьшение T_{\parallel} существенно увеличивает время раскачки неустойчивостей [4], в некоторых случаях неустойчивости могут возбуждаться в сравнительно узком слое вблизи и за орбитой Земли, образуя своеобразный пояс неустойчивостей. Таким образом, за орбитой Земли инерционное охлаждение приводит к стабилизации солнечного ветра относительно неустойчивостей, связанных с анизотропией температур.

3. Подтягивание скорости всех заряженных частиц к согласованной скорости v_0 естественно объясняет совпадение средних скоростей ионов солнечного ветра (H^+ , He^+ , He^{++}) [3, 6]. Трудно предположить, что все сорта ионов выбрасываются из Солнца или короны Солнца с одной и той же скоростью; скорее, одинаковая скорость достигается в процессе их движения в спиральном магнитном поле Солнца.

4. Если усреднить уравнение (5) по всем частицам распределения скоростей и потребовать равенства $\bar{g}_{\perp} = 0$ (условие, определяющее форму силовой линии при заданном распределении скоростей), то для траектории в форме (1) получим $(\bar{v})^2 = \bar{v}^2$. Отсюда следует, что максвелловское распределение скоростей несомненно с магнитным полем в форме спирали Архимеда. Однако отклонения от условия $g_{\perp} = 0$ достаточно малы.

5. Кроме того, как показывает анализ уравнения (4), при удалении от Солнца максвелловское распределение скоростей ионов солнечного ветра постепенно переходит в распределение с избытком ионов высоких энергий, что также хорошо согласуется с экспериментальными данными [2, 6, 7]. При этом, для устанавливающейся в процессе движения функции распределения условие $\bar{g}_{\perp} = 0$ выполняется значительно точнее, чем для равновесного максвелловского распределения.

В области $v < v_0$, где $\dot{R} > 0$, можно ожидать более резкого спада функции распределения в сторону малых v (следствие выметания заряженных частиц малых энергий «вращающимся» магнитным полем Солнца).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. N. Parker. *Astrophys. J.*, 1958, 128, 664.
2. J. H. Wolfe, R. W. Silva, D. D. McKibbin, R. H. Mason. *J. Geophys. Res.*, 1966, 71, 3329.
3. Е. Н. Паркер. Динамические процессы в межзвездной среде, пер. с англ. под ред. Л. И. Дормана, «Мир», 1965.
4. F. L. Scarf, I. H. Wolfe, R. W. Silva. *J. Geophys. Res.*, 1967, 72, 933.
5. I. B. Strong, J. R. Asbridge, S. J. Bame, H. H. Heckman, A. J. Hundhausen. *Phys. Rev. Letters*, 1966, 16, 631.
6. M. Neugebauer, C. W. Snyder. *J. Geophys. Res.*, 1966, 71, 4469.
7. A. J. Hundhausen, J. R. Asbridge, S. J. Bame, H. E. Gilbert, I. B. Strong, *J. Geophys. Res.*, 1967, 72, 87.