Доклады Академии наук СССР
1970. Том 194, № 1

АСТРОНОМИЯ

УДК 523.153

В. Б. БАРАНОВ, К. В. КРАСНОБАЕВ, А. Г. КУЛИКОВСКИЙ

МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДОЙ

(Представлено академиком Г. И. Петровым 20 II 1970)

Экспериментальные исследования межпланетной плазмы при помощи космических аппаратов установили факт существования сверхзвуковых потоков плазмы из Солнца. Результаты этих исследований не противоречат существующим теориям солнечного ветра (см., например, ([1, 2])). Согласно принятой в настоящее время теории солнечного ветра, плазма солнечной короны в результате теплового расширения приобретает сверхзвуковую скорость уже на небольшом расстоянии от Солнца (порядка нескольких солнечных радиусов), а затем скорость быстро приближается к асимптоте. С расстояния, равного примерно одной астрономической единице, эту скорость можно считать постоянной, что, при сферически симметричном течении, приводит к уменьшению плотности как $1/r^2$ (r — расстояние от Солнца). Согласно Е. Паркеру ([1]), магнитное давление общего магнитного поля Солнца на больших гелиоцентрических расстояниях также падает как $1/r^2$ и, вследствие его малости по сравнению с динамическим давлением солнечного ветра, последний не может тормозиться магнитным полем Солнца.

Уменьшение массовой плотности ρ приводит к тому, что на некоторых расстояниях от Солнца давление солнечного ветра может оказаться недостаточным для того, чтобы толкать его в межзвездную среду.

По существующим в настоящее время гипотезам торможение солнечного ветра происходит вследствие его взаимодействия либо с межзвездным магнитным полем, либо с межзвездным газом, либо с космическими лучами. Из оценок, приведенных в обзорах ([3], [4]), а также в работе ([5]), следует, что область сильного торможения солнечного ветра начинается с гелиоцентрического расстояния: $r \sim 10-100$ а.е. в зависимости от характера заложенной гипотезы. При этом характер взаимодействия существенно зависит от степени ионизации межзвездной среды.

Степень ионизации межзвездного газа в окрестности солнечной системы в настоящее время практически неизвестна. Однако оценки по рассеянию солнечного L_α-излучения на галактическом водороде ([6]), а также теоретический расчет зоны H *II* для Солнца ([7]), использующий ракетные измерения далекого ультрафиолетового солнечного спектра, показывают, что зона почти полной ионизации водорода простирается на расстояние не менее 10^3 а.е. Кроме того, межзвездный газ в окрестности солнечной системы может ионизироваться излучением ближайших горячих звезд (например, γVel и ξPup).

Модель, предложенная и рассчитанная ниже, основывается на предположении о преобладании кулоновских столкновений в межзвездном газе.

Будем считать солнечный ветер сферически симметричным в окрестности Солнца и рассмотрим его взаимодействие с межзвездным газом, движущимся относительно Солнца. Тогда задача будет обладать цилиндрической симметрией.

Будем предполагать, что течение можно описывать гидродинамическими уравнениями. Это предположение обусловлено тем, что ионы солнечного ветра, рассматриваемые как пробные ионы, движущиеся в поле заряженных частиц межзвездной среды, почти полностью теряют свой направленный импульс и передают его электронам ([8]) межзвездной плазмы на расстояниях $L \lesssim 1$ а.е. (при расчете плотность и температура межзвездной среды принимались равными $\rho_1 = 10^{-24}$ г/см^3, $T_1 = 5 \cdot 10^3\,^\circ$K, а скорость солнечного ветра $v_2 = 3 \cdot 10^7$ см / сек). Электроны же, в свою очередь, тормозят ионы межзвездной среды. Кроме того, при проникновении двух потоков плазмы друг в друга возможно возникновение пучковой неустойчивости, которая также может определять рассеяние заряженных частиц. Эти процессы можно рассматривать как эффективные

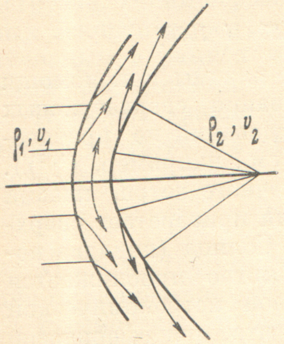

Рис. 1

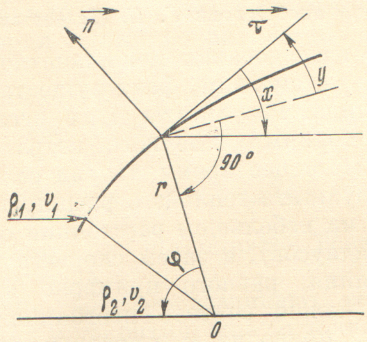

Рис. 2

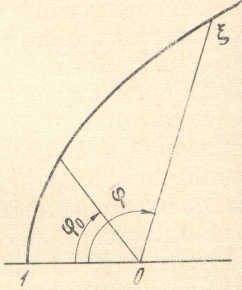

Рис. 3

механизмы столкновений, исключающие возможность существования многоскоростных потоков ионизованного газа и возможность взаимного проникновения односкоростных потоков друг в друга. В то же время, как будет показано ниже, характерный масштаб явления имеет порядок десятка астрономических единиц.

И солнечный ветер и поток межзвездного газа движутся со сверхзвуковыми скоростями. Для солнечного ветра можно с хорошим приближением считать число Маха $M_2 = \infty$, а для межзвездного газа, считая, что его температура $T_1 \lesssim 5 \cdot 10^3\,^\circ$K, а скорость $v_1 \sim 20$ км / сек, получим $M_1 \gtrsim 2$. При взаимодействии сверхзвуковых потоков возникает течение, качественно изображенное на рис. 1. Образуются две ударные волны, через одну из которых проходит межзвездный газ, а через другую — солнечный ветер.

В слое между ударными волнами газ находится в сжатом состоянии, и плотность его существенно превосходит плотность окружающей среды. Для грубой оценки формы этого уплотненного слоя воспользуемся методом Буземана ([9]). Считая слой газа между ударными волнами тонким (поверхностью) и скорость газа не меняющейся поперек слоя, напишем закон сохранения импульса в слое газа в проекциях на нормаль и касательную к слою в гелиоцентрической системе координат

$$\rho_1 v_{1n}^2 = \rho_2 v_{2n}^2 + \frac{m v_l}{2\pi r \sin\varphi R}; \qquad (1)$$

$$\frac{d}{dl}(m v_l) = 2\pi r \sin\varphi\,(\rho_1 v_{1n} v_{1\tau} + \rho_2 v_{2n} v_{2\tau}).$$

Здесь ρ_1, v_1 — плотность и скорость межзвездного газа; ρ_2 и v_2 — те же величины в солнечном ветре; m — масса газа, поступающая внутрь слоя в единицу времени из солнечного ветра и из межзвездной среды; R — радиус кривизны этой поверхности (второй член справа в первом уравнении представляет собой центробежную силу, действующую на газ внутри области взаимодействия); v_l — средняя скорость газа вдоль поверхности разрыва; индексы n и τ относятся к проекциям соответствующих скоростей на нормаль и касательную соответственно; r и φ — полярные координаты поверхности, заменяющей слой газа между ударными волнами (рис. 2). Величины m и R определяются формулами (штрихом обозначено дифференцирование по φ)

$$m = \pi r^2 \rho_1 v_1 \sin^2 \varphi + 2\pi r^2 \rho_2 v_2 (1 - \cos\varphi);$$

$$R = \frac{(r^2 + r'^2)^{3/2}}{(r^2 + 2r'^2 - rr'')}; \quad r = r(\varphi). \tag{2}$$

Вводя угол x между направлением скорости v_1 и касательной к поверхности, а также угол y между направлением нормали к поверхности и направлением радиуса-вектора (рис. 2) и исключая v_l, m и R из (1) и (2), получим уравнение

$$2\pi r \sin\varphi \, (\rho_1 v_1^2 \sin x \cos x + \rho_2 v_2^2 \sin y \cos y) =$$

$$= \frac{1}{(r^2 + r'^2)^{1/2}} \left[\frac{2\pi r \sin\varphi \, (r^2 + r'^2)^{3/2}}{(r^2 + 2r'^2 - rr'')} \times \right.$$

$$\left. \times (\rho_1 v_1^2 \sin^2 x - \rho_2 v_2^2 \cos^2 y) \right]', \tag{3}$$

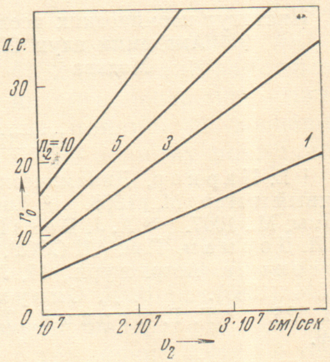

Рис. 4

которое, после учета связей

$$\operatorname{tg} x = \operatorname{tg}[\pi/2 - \varphi + \operatorname{arc\,tg}(r'/r)];$$

$$\operatorname{tg} y = r'/r;$$

$$v_{1n} = v_1 \sin x; \quad v_{1\tau} = v_1 \cos x; \quad v_{2n} = v_2 \cos y;$$

$$v_{2\tau} = v_2 \sin y, \tag{4}$$

может быть приведено к сложному нелинейному дифференциальному уравнению третьего порядка относительно функции $r = r(\varphi)$, определяющей форму поверхности раздела двух потоков плазмы. В безразмерном виде это уравнение имеет вид (в силу громоздкости получаемого уравнения, выписывается лишь его общий вид)

$$\xi''' = \psi_1(\varphi, \xi, \xi', \xi'') / \psi_2(\varphi, \xi, \xi', \xi'') \quad (r = r_0 \xi). \tag{5}$$

Здесь ψ_1, ψ_2 — известные функции своих аргументов; r_0 — гелиоцентрическое расстояние до поверхности разрыва при $\varphi = 0$; величина r_0 определяется из соотношения $\rho_1 v_1^2 = \rho_2 v_2^2$ (которое следует из первого уравнения (1) при $\varphi = 0$) при использовании уравнения неразрывности для сферически симметричного солнечного ветра $\rho v r^2 = \text{const}$ ($v = \text{const}$).

Уравнение (5) решалось численно при граничных условиях

$$\xi = 1, \ \xi' = 0, \ \xi'' = {}^2/_5 \ \text{при} \ \varphi = 0 \quad (\xi = r/r_0). \tag{6}$$

Второе условие (6) есть условие симметрии задачи, а третье условие дает возможность выйти из особой точки $\varphi = 0$, $r = r_0$ (при $\varphi \to 0$ отношение ψ_1/ψ_2 есть неопределенность вида $0/0$) вдоль интегральной кривой, проходящей через эту точку, и численно проинтегрировать уравнение (5). Следует заметить, что правая часть уравнения (5), получающегося из (3), (4), не содержит безразмерных параметров, и все кривые $r = r_0 \xi(\varphi)$, определяемые решением уравнения (5) при граничных условиях (6), подобны друг другу (r_0 зависит от отношения $\rho_1 v_1^2$ и $\rho_2 v_2^2$).

На рис. 3 приводятся результаты численного расчета функции $\xi = \xi(\varphi)$. Через φ_0 на этой фигуре обозначен угол между плоскостью эклиптики и направлением движения Солнца относительно межзвездной среды. Расстояние до поверхности разрыва вдоль луча $\varphi = \varphi_0$ есть расстояние до поверхности разрыва в плоскости эклиптики.

Измерения показывают, что $\varphi_0 \approx 53°$. Тогда из расчетов следует, что $\xi(\varphi_0) / \xi(0) = r(\varphi_0) / r_0 \approx 1{,}2$.

На рис. 4 приведены результаты расчета зависимости r_0 от скорости солнечного ветра v_2 при различных концентрациях частиц n_2 на орбите Земли и при $\rho_1 \sim 10^{-24}$ г/см^3, $v_1 \sim 20$ км/сек.

В частности, при $v_2 \sim 3 \cdot 10^7$ см / сек и $\rho_2 \sim 5 \cdot 10^{-24}$ г / см^3 ($n_2 \sim 5$ см$^{-3}$) имеем $r_0 \sim 35$ а.е. Расстояние до поверхности разрыва в плоскости эклиптики в этом случае $r \sim 35 \cdot 1{,}2 = 42$ а.е., т. е. поверхность разрыва находится где-то в районе орбиты Плутона. При меньших скоростях или при меньших плотностях солнечного ветра это расстояние, естественно, уменьшается.

Следует заметить, что при больших углах φ предположение о том, что слой между ударными волнами узок, очевидно, нарушается. Внешняя ударная волна уходит на бесконечность и вырождается в характеристику, а внутренняя замыкается.

Институт космических исследований
Академии наук СССР
Москва

Поступило
12 II 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Е. Паркер, Динамические процессы в межпланетной среде, М., 1965. [2] Солнечный ветер, М., 1968. [3] Дж. Брандт, П. Ходж, Астрофизика солнечной системы, М., 1967. [4] A. J. Dessler, Rev. Geophys., 5, № 1 (1967). [5] И. В. Дорман, Л. И. Дорман, Изв. АН СССР, сер. физ., 33, № 11 (1969). [6] В. Г. Курт, Т. А. Гермогенова, Астр. журн., 44, № 2 (1967). [7] P. E. Williams, Astrophys. J., 142, 1, 314 (1965). [8] В. Д. Сивухин, Сборн. Вопросы теории плазмы, в. 4, М., 1964, стр. 125. [9] Г. Г. Черный, Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью, М., 1959.