О РОЛИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБРАЗОВАНИИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

(*Москва*)

Наблюдаемое течение межпланетного газа достаточно хорошо описывается гидродинамической моделью, предложенной Паркером [1]. Ранее та же модель истечения из звезд была предложена Вулисом и Станюковичем [2].

Солнечный ветер представляет собой течение идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = {}^5/_3$ в сферически-симметричном поле тяжести. Существенным в теории ветра является переход через скорость звука, который в случае чисто адиабатического течения с $\gamma = {}^5/_3$ невозможен. В [1] начальный участок течения искусственно считался изотермическим, где и происходил этот переход и основное ускорение потока.

Физический механизм ускорения солнечного ветра, основанный на высокой теплопроводности коронального газа был рассмотрен в [3]. В последующих работах [4, 5] была учтена также и вязкость.

Ниже рассмотрена роль излучения коронального газа в ускорении солнечного ветра, полная энергия этого излучения сравнима с кинетической энергией потока [6]. Нагрев газа в дозвуковой области за счет диссипации волн и теплопроводности и охлаждение в сверхзвуковой за счет излучения ускоряют газ и обеспечивают переход через скорость звука. Действие этих факторов аналогично действию гидродинамического теплового сопла [7]. Рассматриваемая в [8] модель, в которой присутствуют только источники нагрева, дает ускорение сверхзвукового потока, меньшее по сравнению со случаем отсутствия этих источников.

В отсутствие теплопроводности течение в центрально-симметричном поле тяжести описывается системой уравнений [2]

$$\frac{3}{2}R\frac{dT}{dr} = \frac{q}{u} - 2\frac{RT}{r} - \frac{RT}{u}\frac{du}{dr}, \qquad \rho = \frac{\mu}{4\pi u r^2}$$
$$\frac{du}{dr} = \frac{({}^{10}/_3)RT/r - GM_\odot/r^2}{u - {}^5/_3RT/u} - \frac{2}{3}\frac{q}{u^2 - {}^5/_3RT} \tag{1}$$

Здесь T — температура, u — скорость, r — радиус, R — удельная газовая постоянная, G — постоянная тяготения, $M_\odot$ — масса Солнца, q *эрг / г·сек* мощность нагрева ($q > 0$) или охлаждения ($q < 0$).

Уравнение для изменения числа Маха $M = u\,/\,({}^5/_3RT)^{1/2}$ имеет вид

$$\frac{dM^2}{dr} = \frac{\rho}{3}\frac{u^2}{r}\frac{1.5 - M^2GM_\odot/u^2r + {}^1/_2M^2}{M^2-1} - \frac{2}{3}\frac{M^4}{u^3}q\frac{1 + {}^5/_3M^2}{M^2-1} \tag{2}$$

Из (1) и (2) следует, что излучение энергии в сверхзвуковом потоке и нагрев в дозвуковом способствуют росту числа Маха и скорости.

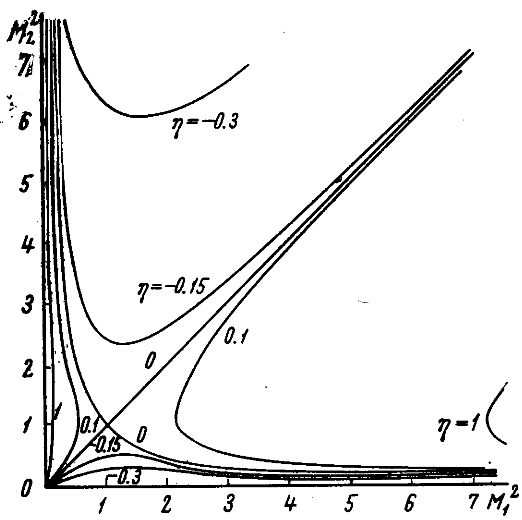
Сделаем численные оценки эффективности этого механизма ускорения, используя модель, в которой изучение и потеря энергии происходят в очень узком слое, толщиной которого можно пренебречь по сравнению с размером системы. Такие тепловые скачки с резким выделением энергии рассматривались в [7] и известны в теории детонации [9]. Воспользовавшись законами сохранения потока вещества и импульса и учитывая скачок энергии, равный Q, получим соотношения между параметрами с разных сторон поверхности разрыва, аналогично прямому скачку уплотнения (при $Q > 0$) имеем нагрев при переходе от состояния 1 к состоянию 2, при $Q < 0$ — излучение):

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{1 + {}^5/_3M_2^2}{1 + {}^5/_3M_1^2}\right)^2\frac{M_1^2}{M_2^2}, \qquad \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{M_2}{M_1}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1/2}, \qquad \frac{u_1}{u_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \tag{3}$$
$$\frac{{}^1/_3M_2^2 + 1}{(1 + {}^5/_3M_2^2)^2}M_2^2 = \frac{{}^1/_3M_1^2 + 1}{(1 + {}^5/_3M_1^2)^2}M_1^2 + \frac{Q}{{}^5/_2RT_1}\frac{M_1^2}{(1 + {}^5/_3M_1^2)^2}$$

На фигуре представлены зависимости $M_2^2(M_1^2)$ из (3) при различных значениях параметра $\eta = Q\,/\,({}^5/_2RT_1)$, имеющего смысл отношения подведенной или излученной энергии к начальной тепловой энергии, умноженной на ${}^5/_3$, причем $-{}^3/_5 < \eta < \infty$.

При $\eta = 0$ прямая линия представляет собой непрерывное течение, гипербола есть адиабата Гюгонио для прямого скачка уплотнения в координатах (M_1^5, M_2^2).

Экстремумы кривых $M_2^2(M_1^2)$ для $\eta < 0$ лежат при $M_1^2 = (1 + \eta) / (1 + {}^5/_3\eta)$. Для $\eta > 0$ экстремумы при $M_2^2 = 1$ имеют кривые $M_1^2(M_2^2)$. Физически допустимыми при $\eta < 0$ являются нижние кривые и части верхних кривых справа от минимума. Части верхних кривых слева от минимума запрещены вторым началом термодинамики. Из фигуры видно, что при уменьшении энергии скачком ($\eta < 0$) ускорение может получить поток с числом Маха, достигшим величины $[(1 + \eta) / (1 + {}^5/_3\eta)]^{1/2}$, поток с меньшим числом Маха может только замедлиться. При $M_2 \to \infty$ для всех допустимых η есть решение $M_1^2 \approx M_2^2$ и решение $M_1^2 \approx$ $\approx {}^1/_5(1 + {}^5/_3\eta)^{-1}$. При $M_1^2 \to \infty$ кроме решения $M_2^2 \approx M_1^2$ для всех допустимых η есть решение $M_2^2 \approx$ $\approx 1/5$. При $M_1^2 \to 0$ имеется только одно решение $M_2^2 \approx M_1^2(1 + \eta)$.



При $\eta > 0$ дозвуковой поток всегда ускоряется, а сверхзвуковой — замедляется, причем может происходить резкое замедление типа скачка уплотнения (нижняя часть правой кривой с $\eta > 0$) и небольшое замедление (верхняя часть правой кривой с $\eta > 0$). Верхние части левых кривых с $\eta > 0$ запрещены вторым началом термодинамики. Как отмечалось в [7], для $\eta > 0$ имеется интервал начальных чисел Маха, при которых стационарного решения не существует и нагрев потока приводит к нестационарным процессам.

Для $\eta = 0.15$ и минимального начального числа Маха $M_1 = 1.06$, с которого начинается ускорение при излучении, получим после разрыва $M_2 = 1.53$, $T_1 / T_2 =$ $= 1.38$, $\rho_1 / \rho_2 = 1.23$, $u_2 / u_1 = 1.23$. Таким образом, излучение четверти начальной внутренней энергии ведет к довольно значительному ускорению потока.

Для температуры $3 \cdot 10^{5\circ}$ К излучение [1] составляет 50 N *эрг / г·сек*, N — концентрация, тепловая энергия при этом $3 \cdot 10^{13}$ *эрг / г* и скорость звука $5 \cdot 10^6$ *см / сек*. Излучение четверти тепловой энергии произойдет при этом за $2 \cdot 10^{11}$ N^{-1} *сек* на расстоянии 10^{18} N^{-1} *см*. При $N = 10^8$ для $r = 1 \cdot 5R_\odot$, согласно [1], при условии прекращения действия объемных источников нагрева ускорение произойдет на длине 10^{10} *см*, т. е. значительно меньшей, чем радиус Солнца.

При реальном течении без разрывов охлаждение излучением начинает ускорять сверхзвуковой поток, начиная с $M_1 = 1$. В дозвуковом потоке нагрев за счет диссипации волн и теплопроводности превышает излучение. Этот подогрев ускоряет дозвуковой поток. Таким образом, наряду с процессами молекулярного переноса, локальный (зависящий от параметров, а не от производных) подогрев в дозвуковой и охлаждение излучением в сверхзвуковой области являются механизмами ускорения солнечного ветра [2, 10].

Поступила 23 X 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Паркер Е. Динамические процессы в межпланетной среде, «Мир», 1965.
2. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды, Гостехиздат, 1955.
3. Noble L. and Scarf F. Conductive heating of the solar wind I. Astrophys. J., 1963, vol. 138, No. 4, p. 1169.
4. Scarf F., Noble L. Conductive heating of the solar wind II Astrophys. J., 1965, vol. 141, No. 4, p. 1479.
5. Whang Y., Liu C. and Chang C. A viscous model of the solar wind. Astrophys J., 1966, vol. 145, No. 1, p. 267.
6. Лифшиц М. А. Физика Солнца, Итоги науки, Астрономия, 1965, ВИНИТИ, 1967.
7. Вулис Л. А. Термодинамика газовых потоков, Госэнергоиздат, 1950.
8. Конюков М. В. К теории солнечного ветра Паркера, Геомагнетизм и аэрономия, 1967, т. 7, № 2, стр. 217, № 4, стр. 577.
9. Зельдович Я. Б., Компанеец А. С. Теория детонации, Гостехиздат, 1955.
10. Weymann R. Mass loss from stars, in Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1963, vol. 1.