

Л. В. ШИДЛОВСКАЯ

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЗМУЩЕНИЙ В МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЕ, ВЫЗВАННЫХ СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ

(Представлено академиком Л. И. Седовым 10 VI 1975)

Интерес к проблеме изучения динамических процессов в межпланетной среде обуславливается существенным влиянием этих процессов на многие геофизические явления, происходящие у земной поверхности и в космическом пространстве. За последние годы, в связи с многочисленными экспериментальными наблюдениями параметров плазмы солнечного ветра на автоматических межпланетных станциях и спутниках, назрела необходимость теоретического описания процессов в космической среде. Различные модели распространения возмущений, обусловленных мощными хромосферными вспышками, по спокойному солнечному ветру были рассмотрены в работах ^(1, 2). В данной работе предложена несколько более строгая сферически-симметричная модель движения плазмы, основанная на гипотезе о выделении основной энергии вспышки за конечный промежуток времени в движущуюся по радиусу от Солнца межпланетную среду. Изучаются динамические процессы, происходящие вне очага вспышки, причем вопросы возникновения самих хромосферных вспышек не затрагиваются.

Для описания распространения ударных волн по солнечному ветру используется система уравнений одножидкостной гидродинамики для невязкого, нетеплопроводного, полностью ионизованного водородного газа. Предполагается, что течение обладает сферической симметрией относительно центра Солнца, так что все газодинамические параметры являются функциями только гелиоцентрического радиуса r и времени t . Кроме того, течение считается адиабатическим, а газ — совершенным с постоянным значением $\gamma = 5/3$. В уравнения включаются силы, связанные с градиентом давления и солнечной гравитацией. Влияние магнитного поля на движение плазмы не учитывается.

Условия сохранения массы, количества движения и энергии выражаются следующими уравнениями в эйлеровых переменных:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u r^2) = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u^2 r^2) = - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\rho G M_s}{r^2}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho E u r^2) = - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 p u); \quad (3)$$

здесь ρ — числовая плотность, u — скорость потока, E — удельная полная энергия, p — давление, G — гравитационная постоянная, M_s — масса Солнца. Известны выражения для p и E :

$$p = (\gamma - 1) \rho I, \quad (4)$$

$$E = I + u^2/2 - G M_s/r, \quad (5)$$

где $I = c_v T$ — удельная внутренняя энергия, T — температура.

Течение, описываемое системой уравнений (1)–(4), рассматривается внутри области с внутренней сферической граничной поверхностью r_1 и внешней r_2 .

Считается, что к начальному моменту времени $t=0$ в этой области известно распределение u , ρ , p . При $t=0$ у границы r_1 вместо u_1 , ρ_1 , p_1 вводятся более высокие значения газодинамических параметров u_2 , ρ_2 , p_2 , определяемые по условиям на сильных разрывах ⁽³⁾. Требуется рассчитать возникающее в последующие моменты времени одномерное течение плазмы при условии, что в течение промежутка времени τ у r_1 поддерживаются повышенные значения газодинамических параметров, а по прошествии τ принимаются и сохраняются в дальнейшем первоначальные значения u_1 , ρ_1 , p_1 .

Полное, зависящее от времени решение системы уравнений (1)–(4) может быть получено с помощью численных расчетов, осуществляемых в два этапа ^(4, 5). На первом этапе проводится определение параметров спокойного солнечного ветра путем численного решения стационарного варианта уравнений (1)–(4). Существующие модели солнечного ветра ^(1, 2, 6) пользуются теми или иными приближенными решениями указанных уравнений, здесь же построено точное (в вычислительном смысле) решение. Второй этап состоит в построении решения исходной системы уравнений с учетом распространения возмущения по спокойному солнечному ветру.

В качестве метода численного исследования задачи на этом этапе выбран конечно-разностный метод сквозного счета из работы ⁽⁴⁾, несколько модифицированный в соответствии со спецификой задачи.

Прежде чем сравнить результаты расчетов с данными наблюдений, выделим ряд параметров, характеризующих каждую конкретную солнечную вспышку: продолжительность развития процессов в очаге вспышки τ (от 20 мин. до 3 час.), наблюдаемая (в видимой части спектра) энергия хромосферной вспышки ϵ , достигающая значений 10^{32} – $5 \cdot 10^{32}$ эрг, скорость вспышечных выбросов v (10^3 – $2 \cdot 10^3$ км/сек), масса выделяемых при этом раскаленных газов M , имеющая порядок $5 \cdot 10^{16}$ г, и время распространения возмущения от хромосферы Солнца до орбиты Земли t_1 (30–60 час.). Для рассматриваемой модели полная энергия ϵ , выделяемая вспышкой за время ее развития τ (без учета той части энергии, которая рассеивается в окружающей среде, и энергии, уносимой спокойным солнечным ветром), приближенно может быть представлена как величина, пропорциональная $\tau \cdot \Delta E / 2$ с коэффициентом пропорциональности, зависящим от характерных параметров среды, где ΔE есть скачок начального значения удельной энергии у внутренней границы рассматриваемой области r_1 . Аналогичным образом массу газов M , выбрасываемых вспышкой за время ее развития, приближенно выражаем через τ и $\Delta \rho$, где $\Delta \rho = \rho_2 - \rho_1$. Следовательно, теоретические значения величин ϵ и M нетрудно определить, задавая у внутренней границы r_1 значения τ , v , u_1 , ρ_1 и p_1 , соответствующие результатам измерений, и находя ΔE и $\Delta \rho$ по условиям на сильных разрывах. Путем численных расчетов определяются значения газодинамических параметров на орбите Земли и время распространения ударной волны t_1 до 1 а.е.

Расчеты проводились в области между $r_1=0,1$ а.е. и $r_2=1,1$ а.е., разделенной на 100 равных ячеек. В качестве характерных значений параметров потока при r_1 были приняты следующие: $u_1=200$ км/сек, $\rho_1=2 \cdot 10^3$ см⁻³, $T_1=1,06 \cdot 10^6$ °К. В этом случае для параметров спокойного солнечного ветра около орбиты Земли получаем значения, соответствующие наблюдаемым данным. На рис. 1 представлены зависимости скорости и плотности потока плазмы от гелиоцентрического расстояния r , а также зависимости времени прохождения ударной волны до 1 а.е. от продолжительности возмущения τ и скорости ударной волны v . В табл. 1 приводятся некоторые результаты наблюдений, опубликованные в работе ⁽⁷⁾, сопоставляемые с результатами

численных расчетов. Здесь Δu есть скачок скорости в момент прохождения фронта ударной волны через точку $r=1$ а.е.

Пунктирные линии рис. 2 соответствуют измерениям на орбите Земли после того, как 13 II 1967 г. была зарегистрирована сильная солнечная вспышка с $\epsilon=1,9 \cdot 10^{25}$ дж (⁷), сплошными линиями на этом рисунке обо-

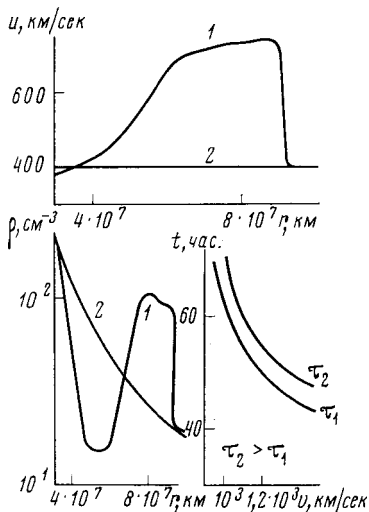


Рис. 1

Рис. 1. 1 — численный расчет для $\epsilon=4,2 \cdot 10^{32}$ эрг, $v=1250$ км/сек, $\tau=1,33$ часа, в момент времени $t=32$ часа; 2 — спокойный солнечный ветер

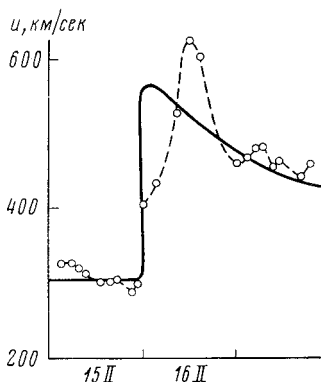


Рис. 2

Рис. 2. $v=10^3$ км/сек, $\tau=0,83$ часа

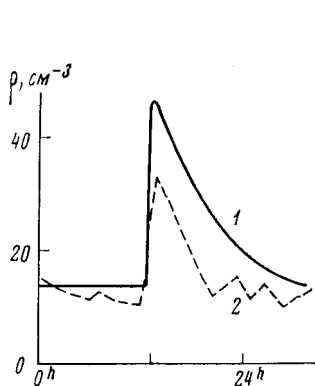


Рис. 3

Рис. 3. 1 — численный расчет для $\epsilon=1,9 \cdot 10^{25}$ дж, $v=10^3$ км/сек, $\tau=0,83$ час, 2 — данные наблюдений 26 VI 1967

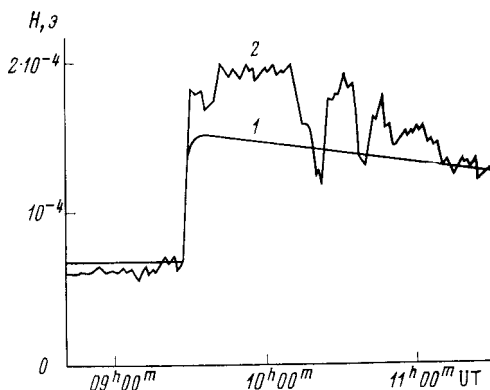


Рис. 4

Рис. 4. 1 — численный расчет для $H_{r*}=4 \cdot 10^{-4}$ э, $\theta=\pi/2$, 2 — данные наблюдений 20 XI 1968 г.

значены результаты расчетов по предлагаемой теории. На рис. 3 представлены экспериментальные и теоретические кривые для числовой плотности ρ , причем экспериментальные наблюдения проводились в июне 1967 г. и содержатся в работе (⁸). Нетрудно заметить, что полученные результаты в достаточной степени хорошо согласуются с данными наблюдений.

Рассмотрим конфигурацию слабых межпланетных магнитных полей, возникающих в результате вытягивания силовых линий общего поля Солн-

ца в межпланетное пространство. Введем сферическую систему координат r, φ, θ с центром на Солнце. Обозначим Ω среднюю угловую скорость вращения Солнца. Компоненты магнитного поля $\mathbf{H}$ в точке r, φ, θ суть H_r, H_φ, H_θ . Примем паркеровскую модель невозмущенного магнитного поля $(^6)$, подтверждаемую данными магнетометров $(^9)$. Считая газ идеально

Таблица 1

№ вспышки	$v \cdot 10^{-2}$, км/сек	τ , час.		t_1 , час.		Δu , км/сек		$M \cdot 10^{-13}$, кг		$\varepsilon \cdot 10^{-25}$, дж	
		эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
1	9,8	1,75	1,75	57	55	180	198	7	12	3,3	3,42
2	10	0,43	0,43	70	66	100	85	4	5,1	1,1	0,98
3	11	0,98	0,65	64,5	62,5	50	67	4	5	1,1	1,21

проводящей средой, по аналогии с моделью Паркера рассмотрим модель невозмущенного магнитного поля для случая газа с переменной скоростью $v(r)$. Используя интеграл вмороженности, закон сохранения массы и методику, предложенную в работах $(^1, ^2)$, получим для компонент магнитного поля в безразмерном виде следующие выражения:

$$\Phi_r = \frac{H_r}{H_r} = \left(\frac{R_1}{r} \right)^2, \quad H_\theta = H_\varphi = 0, \quad \Phi_\varphi = \frac{H_\varphi}{H_r \sin \theta} = \frac{R_1^2 \Omega}{v(\xi)} \frac{\rho}{\rho_n(\xi)} \frac{r}{\xi^2}. \quad (6)$$

Через H_r, H_θ, H_φ обозначены составляющие поля $\mathbf{H}$ в некоторой точке $(R_1, \theta_1, \varphi_1)$, где образуется силовая линия, проходящая через точку с лагранжевой координатой ξ , а ρ_n есть плотность спокойного солнечного ветра. Для полного магнитного поля верно представление

$$\Phi = \sqrt{\Phi_r^2 + \sin^2 \theta \cdot \Phi_\varphi^2}. \quad (7)$$

Формулы (6), (7) включались в численные расчеты наряду с системой уравнений (1)–(4). На рис. 4 представлена полученная в результате расчета зависимость H от времени в сравнении с экспериментальными данными работы $(^{11})$.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что вышеописанная модель распространения возмущений от солнечной вспышки по межпланетному газу может считаться удовлетворительной основой для еще более углубленного изучения динамических процессов в космическом пространстве.

Автор благодарит В. П. Коробейникова за помощь и внимание к работе.

Математический институт им. В. А. Стеклова
Академии наук СССР
Москва

Поступило
10 V 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ V. P. Korobeinikov, Ju. M. Nikolaev, Cosmic Electrodynamics, v. 3, № 1, 12 (1972).
² A. I. Hundhausen, R. A. Gentry, J. Geophys. Res., v. 74, 2908 (1969). ³ Л. И. Седов, Методы подобия и размерности в механике, М., 1967. ⁴ О. М. Белоцерковский, Ю. М. Давыдов, Журн. вычислит. матем. и матем. физ., т. 11, № 1 (1971). ⁵ R. A. Gentry, R. E. Martin, J. Daly, J. Comp. Phys., v. 1, 87 (1966). ⁶ Е. Паркер, Динамические процессы в межпланетной среде, М., 1965. ⁷ A. J. Hundhausen, In: Solar Wind, Washington, 1972, p. 393. ⁸ A. J. Lazarus, K. W. Ogilvie, L. F. Burlaga, Solar Phys., v. 13, № 1 (1970). ⁹ Дж. Бранд, П. Ходж, Астрофизика солнечной системы, М., 1967. ¹⁰ В. П. Коробейников, Сб. Проблемы прикл. матем. и мех., М., 1971. ¹¹ F. L. Scarf, R. W. Fredricks, J. M. Green, In: Solar Wind Proc. Conf. Nat. Aeronaut. and Space Adm., Washington, 1972, p. 421.