

УДК 523.62—726

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ВОЛН АЛЬФВЕНА В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Р. Г. ДЖАНГИРЯН, Ф. А. КОСТАНЫАН

Поступила 29 ноября 1983

Принята к печати 25 июня 1984

Рассмотрено излучение альфвеновских волн при пересечении контактными разрывами плазмы солнечного ветра плотного потока космических лучей. Показано, что спектральное распределение плотности энергии излучения качественно и количественно совпадает с данными наблюдений.

1. *Введение.* Анализ огромного количества записей спектров магнитного поля и скорости плазмы, сделанных на космических аппаратах в различных точках межпланетного пространства, убедительно указывает на существование плоских альфвеновских волн (альфвеновские флуктуации) в космической плазме [1]. При этом отождествление волн Альфвена произошло как по соотношению между флуктуациями магнитного поля и скорости, характерному для альфвеновских волн, так и по направлениям магнитных флуктуаций относительно направления среднего крупномасштабного магнитного поля. Из этих записей следует, что спектральное распределение плотности энергии W_f наблюдаемых плоских синусоидальных альфвеновских волн имеет вид

$$W_f \sim f^{-\nu}, \quad 1.5 \leq \nu \leq 2.2 \quad (1)$$

для частот f , лежащих в интервале

$$4 \cdot 10^{-2} \text{ Гц} > f > 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ Гц}. \quad (2)$$

В то же время, как известно [1], альфвеновские волны с длиной $\lambda \approx 10^6$ км и с амплитудой $h_{AV} = 0.1 B_0$ (B_0 — величина среднего крупномасштабного магнитного поля) за время своего линейного затухания могут переноситься солнечным ветром на расстояния порядка 1 а. е. Поэтому наблюдаемые достаточно длинные альфвеновские волны могут генерироваться на Солнце или в его непосредственной близости. Волны же Альфвена с длиной $\lambda \approx 10^3$ км затухают быстрее и распространяются на рас-

стояния порядка 50—100 л. Эти оценки показывают, что короткие альфвеновские волны, которым для их характерных фазовых скоростей в межпланетной плазме соответствует большая часть частотного интервала (2), должны генерироваться вблизи места наблюдения. В настоящее время, однако, нет какой-либо убедительной теоретической модели, описывающей генерацию коротких альфвеновских волн со спектральным распределением энергии (1).

Как известно, законы сохранения массы, импульса и энергии, взятые совместно с граничными условиями для векторов электромагнитного поля, в рамках гидродинамического описания допускают существование в среде четырех типов МГД-разрывов: контактных, тангенциальных, вращательных и ударных волн [2, 3]. Такие разрывы, наличие которых в космической плазме достоверно установлено, существенно влияют на поведение космических лучей в межпланетном пространстве [1, 2]. С другой стороны, «облако» быстрых заряженных частиц (плотные космические лучи) при взаимодействии с разрывами должно, в свою очередь, влиять на поведение космической плазмы по обе стороны от разрывов. Исследованию такого действия космических лучей до настоящего времени уделялось мало внимания, хотя оно может оказаться одним из механизмов генерации альфвеновских флуктуаций в космической плазме [4].

Отметим, что в работах [5] рассмотрено возбуждение альфвеновских волн на контактном разрыве плазмы солнечного ветра за счет диффузии и ускорения ионов плазмы на фронте разрыва и объяснен ряд наблюдательных данных относительно энергетического спектра ионов на разрыве, зависимость интенсивности от расстояния от фронта и т. п.

Целью настоящей работы является теоретическое рассмотрение генерации альфвеновских волн, которая имеет место при пересечении космическими лучами устойчивого контактного разрыва, переносимого солнечным ветром, и сравнение характеристик излучения с данными наблюдений. Именно, мы покажем, что при взаимодействии плотного потока космических лучей с контактным разрывом плазмы солнечного ветра имеет место переходное излучение плоских синусоидальных альфвеновских волн, частотное распределение энергии которых в областях до и после разрыва имеет вид степенной функции (1) с показателем $\gamma = 2$, и приведем численные оценки, показывающие, что наблюдаемые флуктуации магнитного поля в межпланетном пространстве могут возбуждаться за счет механизма переходного излучения.

2. Будем описывать плазму солнечного ветра самосогласованной системой линейных уравнений магнитной гидродинамики для идеально проводящей среды ($\sigma \rightarrow \infty$, где σ — проводимость), с учетом внешних токов $\vec{j}_0(r, t)$, которую можно записать в виде [2, 3]:

$$\frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial t^2} = c_s^2 \text{grad div } \vec{v} + c_A^2 [\text{rot rot} [\vec{v} \times \hat{e}_m] \times \hat{e}_m] - \frac{B_0}{\rho_0 c} \left[\frac{\partial j_0(\vec{r}, t)}{\partial t} \times \hat{e}_m \right], \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = B_0 \text{rot} [\vec{v}, \hat{e}_m], \quad (4)$$

где c_s — скорость звука, $c_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$ — скорость Альфвена, ρ_0 — невозмущенная массовая плотность, $\hat{e}_m = \frac{\vec{B}_0}{B_0} = \hat{e}_z$ — единичный вектор в направлении крупномасштабного среднего магнитного поля, \vec{v} — возмущение массовой скорости плазмы, \vec{h} — возмущение магнитного поля в ней.

Предположим, что в космической плазме имеется устойчивый контактный разрыв, переносимый солнечным ветром вдоль направления фонового поля B_0 со скоростью v_B . При этом для параметров плазмы на разрыве имеют место соотношения [2, 3]

$$\{\vec{h}\} = 0, \quad \{p\} = 0, \quad \{\vec{v}\} = 0, \quad B_{01} = B_{02}, \quad \rho_{01} \neq \rho_{02}. \quad (5)$$

Пусть, далее, плотные космические лучи, состоящие из релятивистских заряженных частиц, движутся со скоростью $\hat{e}_x \beta c$, т. е. перпендикулярно направлению \vec{B}_0 . С учетом движения контактного разрыва, плотность внешних токов, создаваемых «облаком» космических лучей, можно записать в виде

$$\vec{j}_0(\vec{r}, t) = q\hat{v}(z + v_B t) [\hat{e}_x \beta c + \hat{e}_z v_B], \quad (6)$$

где q — поверхностная плотность заряда «облака».

Система уравнений (3), (4) с плотностью тока в виде (6), с учетом граничных условий (5) позволяет определить поля возмущений скоростей \vec{v} и магнитного поля \vec{h} при пересечении потока плотных космических лучей контактным разрывом.

3. Для решения поставленной задачи введем безразмерные переменные

$$\tilde{z} = \frac{z}{\lambda^*}, \quad \tilde{t} = \frac{c_A}{\lambda^*} t, \quad \tilde{v} = \frac{v}{c_A}, \quad \tilde{h} = \frac{h}{B_0}. \quad (7)$$

где λ^* — характерная длина коротких альфвеновских волн, c_A — их скорость в плазме перед контактным разрывом. Тогда система уравнений (3)—(4) для возмущений магнитного поля и скорости в плазме перед контактным разрывом (индекс 1) и за разрывом (индекс 2) с учетом (6) примет простой вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)v_y^{(1)} = \frac{4\pi q}{B_0} \frac{\partial}{\partial t} \delta(z + M_A t), \quad \frac{\partial h_y^{(1,2)}}{\partial t} = \frac{\partial v_y^{(1,2)}}{\partial z}, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \beta_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)v_y^{(2)} = \frac{4\pi q \beta_A^2}{B_0} \frac{\partial}{\partial t} \delta(z + M_A t). \quad (8)$$

Здесь тильда над безразмерными величинами опущена и введены обозначения: $\beta_A = \frac{c_{A_2}}{c_{A_1}}$, $M_A = \frac{v_B}{c_A}$.

Систему уравнений (7), (8) дополним граничными условиями, вытекающими из соотношений (5):

$$v_y^{(1)} = v_y^{(2)}|_{z=0}, \quad h_y^{(1)} = h_y^{(2)}|_{z=0}. \quad (9)$$

Для нахождения спектральных характеристик полей возмущений магнитного поля и скорости плазмы солнечного ветра воспользуемся преобразованием Фурье. Далее найдем решения уравнений для фурье-компонент возмущений скоростей и магнитного поля в виде суммы полей, связанных с источником (6), и свободных полей излучения. Неизвестные амплитуды последних находим из граничных условий (9) и для возмущений магнитных полей h_ω по обе стороны от контактного разрыва окончательно получаем следующие выражения:

$$h_\omega^{(1)}(z, t) = \frac{2q\beta M_A^2(1 - \beta_A) \sin[\omega(z - t)]}{B_0\omega(M_A^2 - 1)(M_A + \beta_A)}, \quad (10)$$

$$h_\omega^{(2)}(z, t) = -\frac{2q\beta(1 - \beta_A)M_A^2 \sin\left[\omega\left(\frac{z}{\beta_A} + t\right)\right]}{B_0\omega(M_A - 1)(M_A^2 - \beta_A^2)}. \quad (11)$$

Как это видно из приведенных формул, зависимость альфвеновских возмущений магнитного поля плазмы имеет гармонический характер, что согласуется с данными наблюдений [1].

Найдем теперь энергию излучаемых альфвеновских волн, которую определим как

$$W_h^{(1,2)} = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_{0, -\infty}^{\infty, 0} \frac{[h^{(1,2)}(z, t)]^2}{4\pi} dz. \quad (12)$$

Несложные вычисления приводят к следующим выражениям для частотного распределения энергии альфвеновских волн в областях до и после разрыва:

$$W_h^{(1)}(\omega) = \frac{4\pi q^2 \beta_A^2 M_A^4 (1 - \beta_A)^2}{B_0^2 (M_A^2 - 1)^2 (M_A + \beta_A)^2} \frac{1}{\omega^2}, \quad (13)$$

$$W_h^{(2)}(\omega) = \frac{4\pi q^2 \beta_A (1 - \beta_A)^2 M_A^4}{B_0^2 (M_A - 1)^2 (M_A^2 - \beta_A^2)^2} \frac{1}{\omega^2}. \quad (14)$$

Таким образом, спектральная плотность энергии переходного излучения альфвеновских волн, возбуждаемых источником (6), качественно совпадает с наблюдаемой, при этом в выбранной нами модели значение показателя ν в формуле (1) оказывается равным двум.

4. Для количественных оценок проведем анализ величин магнитного возмущения (10), (11) для характерных значений параметров M_A , B_0 и q .

Для значений $M_A \gg 1$ величины излучаемых в виде магнитных возмущений полей $h_R \sim \frac{2q\beta_A \Delta\beta_A}{B_0 M_A}$, $|h_R| \ll 1$.

Для значений же $M_A \ll 1$ имеем оценки

$$h_R^{(1)} \sim -\frac{2q\beta_A \Delta\beta_A M_A^2}{B_0 \beta_A} \quad \text{и} \quad h_R^{(2)} \sim -\frac{2q\beta_A \Delta\beta_A M_A^2}{B_0 \beta_A^2}.$$

Если же $M_A \sim 1$, то, как видно из формул (10), (11), выражения для полей альфвеновских возмущений имеют особенность, появляющуюся за счет «черенковского» механизма излучения. Проведенный анализ указывает на то, что эффективное возбуждение альфвеновских волн за счет механизма переходного излучения на контактом разрыве плазмы солнечного ветра будет иметь место при скоростях пересечения разрыва $M_A \gg 1$. В этом случае для межпланетных полей $B_0 \sim 10^{-5} + 10^{-6}$ Гс, при значениях параметров $\beta \sim 1$, $\Delta\beta_A \sim 1$ и $q \sim 10^2$ е/см², где e — заряд электрона, для величины возмущения магнитного поля имеем $h_R \sim 10^{-2} + 10^{-3}$, что вполне согласуется с наблюдаемыми флуктуациями магнитного поля в межпланетном пространстве [1].

Таким образом, наблюдаемые альфвеновские флуктуации магнитного поля в плазме солнечного ветра качественно и количественно объясняются в рамках рассмотренной модели.

Авторы выражают глубокую признательность академику АН Арм.ССР Гарибяну Г. М. за интерес к работе и полезные советы при обсуждениях

на всех этапах ее выполнения. Авторы благодарны также участникам руководимого им семинара за обсуждение данной работы.

Институт радиофизики и электроники
АН Арм.ССР

ON THE MECHANISM OF EXCITATION OF ALFVÉN WAVES IN COSMIC PLASMA

R. G. JANGIRIAN, F. A. KOSTANIAN

The problem of radiation of Alfvén waves in solar wind from a dense beam of cosmic rays while crossing the contact jump of the wind has been considered. The spectral distribution of radiated energy both qualitatively and quantitatively is shown to coincide with that of the observed.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Н. Топтыгин. Космические лучи в межпланетных магнитных полях, Наука, М., 1983, стр. 304.
2. С. И. Сыроватский, УФН, 62, 247, 1957.
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Наука, М., 1982, стр. 620.
4. Р. Г. Джангирян, Ф. А. Костянян, ДАН Арм.ССР, 76, 89, 1983.
5. М. А. Лев, J. Geophys. Res., 87, 5063, 1982, 88, 6109, 1983.