

УДК 533.9, 533.951

ТРАНСФОРМАЦИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Д.А. Козлов, А.С. Леонович

MHD WAVE TRANSFORMATION IN THE EARTH MAGNETOSPHERE

D.A. Kozlov, A.S. Leonovich

Исследуется процесс резонансной трансформации потока быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн, просачивающихся из солнечного ветра, в альфвеновские и медленные магнитозвуковые (ММЗ) колебания в одномерно-неоднородной модели магнитосферы Земли. Исследовано пространственное распределение скорости поглощения потока энергии БМЗ-волн. В численных расчетах для БМЗ-волн используется колмогоровский спектр, типичный для волн в переходном слое между ударной волной и магнитопаузой. Показано, что скорость поглощения энергии БМЗ-волн за счет резонансной раскачки ММЗ-колебаний на несколько порядков величины больше поглощения их энергии, связанного с резонансными альфвеновскими волнами, на тех же магнитных оболочках.

The resonant transformation of the flow of fast magnetosonic (FMS) waves from the solar wind into standing Alfvén and slow magnetosonic (SMS) waves is investigated in a 1D-inhomogeneous magnetosphere model. The spatial distribution of the FMS wave energy absorption rate is examined. In numerical calculation, the Kolmogorov spectrum is used for FMS wave flow, which is typical of compressional waves generated in the transition layer between the magnetosphere and bow shock. It is shown that the FMS wave energy dissipation rate due to the magnetosonic resonance excitation is larger by some orders of value than that due to Alfvén resonance excitation at the same surface.

Введение

При изучении МГД-колебаний неоднородной плазмы оказалось удобно описывать их поле в терминах резонансного взаимодействия ветвей МГД-колебаний однородной плазмы [Chen, Hasegawa, 1974; Southwood, 1974]. Такое взаимодействие происходит на достаточно малых пространственных масштабах. Наиболее известным процессом такого рода является альфвеновский резонанс [Rankin et al., 2006]. В этом процессе монохроматическая быстрая магнитозвуковая (БМЗ) волна, распространяющаяся поперек магнитного поля в неоднородной плазме, раскачивает альфвеновскую волну на резонансной поверхности, где ее частота совпадает с локальной частотой альфвеновских колебаний. Часть энергии, переносимой БМЗ-волной, поглощается в окрестности резонансной магнитной оболочки плазмой, приводя к ее нагреву. Менее известен другой тип резонансного взаимодействия – магнитозвуковой резонанс, в котором БМЗ-волна раскачивает на резонансной оболочке медленную магнитозвуковую (ММЗ) волну [Cadez et al., 1997; Leonovich et al., 2006]. ММЗ-колебания, как и альфвеновские волны, в неоднородной плазме распространяются преимущественно вдоль магнитного поля. Это создает возможность для их резонансного взаимодействия с БМЗ-волнами. Как правило, отмеченные выше типы резонансного взаимодействия МГД-волн изучаются раздельно [Aregui, Ballester, 2003]. Однако в значительной части реально рассматриваемых плазменных конфигураций встречаются оба типа резонансов, и для правильного понимания происходящих процессов требуется их совместное рассмотрение.

Мы рассмотрим процесс падения и отражения потока БМЗ-волн от переходного слоя. Часть энергии просачивающихся волн поглощается в окрестностях резонансных оболочек, приводя к нагреву плазмы. В работе используется колмогоровский спектр для потока БМЗ-волн. Построены пространственные распределения скорости поглощения их энергии в окрестности резонансных поверхностей для альфвеновских и ММЗ-колебаний. Проведена

оценка возможного нагрева плазмы за счет поглощения энергии в окрестности резонансных поверхностей для ММЗ-колебаний.

Модель среды и основные уравнения

Рассмотрим плазменную конфигурацию, в которой магнитное поле направлено по оси Z, а параметры плазмы меняются в направлении оси X. Ось Y дополняет систему координат до правосторонней. На рис. 1 представлено распределение параметров рассматриваемой плазменной конфигурации. Среда представляет собой два однородных полупространства, соответствующих областям солнечного ветра (справа) и внутренней магнитосферы (слева) с переходным слоем между ними. Распределение параметров в переходном слое моделирует внешнюю магнитосферу и переходную область в окрестности магнитопаузы.

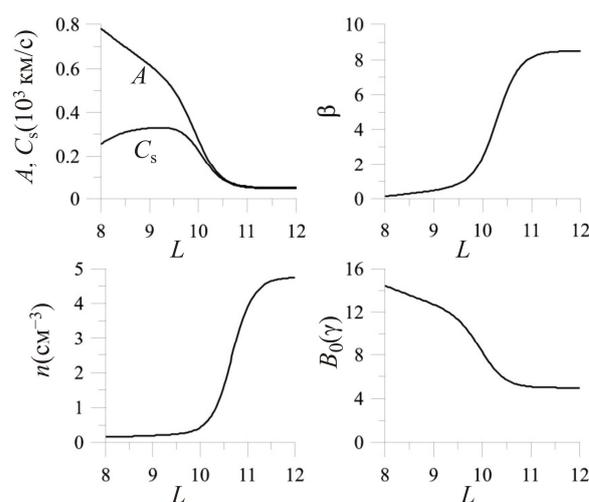


Рис. 1. Зависимость параметров плазмы, используемых в численных расчетах: альфвеновской скорости A , скорости ММЗ-колебаний C_s , плазменного параметра β и напряженности магнитного поля B_0 от параметра МакИлвейна $L=x/R_E$ (где R_E – радиус Земли). Магнитопауза находится на оболочке $L=10$.

Для описания поля МГД-колебаний воспользуемся системой уравнений в приближении двухжидкостной МГД. Произвольное возмущение плазмы можно представить в виде суммы фурье-гармоник вида $\exp(ik_y y + ik_z z - i\omega t)$, где k_y, k_z – соответствующие компоненты волнового вектора, ω – частота волны. Линеаризуем систему уравнений МГД относительно малого монохроматического возмущения, связанного с МГД-колебаниями. Обозначим x -компоненту возмущенного вектора скорости движения плазмы в волне как $v'_x = \partial \zeta / \partial t$, где ζ – смещение элемента плазмы. Выражая через ζ компоненты поля колебаний, получим уравнение, описывающее структуру поля МГД-колебаний:

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\rho_0(x) \Omega^2(x)}{k_x^2(x)} \frac{\partial}{\partial x} \zeta + \rho_0(x) \Omega^2(x) \zeta = 0, \quad (1)$$

где $\Omega^2(x) = \omega^2 - k_z^2 A^2$,

$$k_x^2(x) = -k_y^2 - k_z^2 + \frac{\omega^4}{\omega^2(A^2 + S^2) - k_z^2 A^2 S^2},$$

$A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$ – величина альфвеновской скорости, $S = \sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}$ – скорость звука в плазме, B_0, ρ_0, P_0 – фоновые значения магнитного поля, плотности и давления плазмы, $\gamma=5/3$ – показатель адиабаты.

Особые точки уравнения (1) соответствуют резонансным поверхностям для альфвеновских ($x_A: \Omega^2(x_A) = 0$) и медленных магнитозвуковых волн

$$x_S: \omega^2 = k_z^2 C_S^2(x_S),$$

где $C_S^2 = A^2 S^2 / (A^2 + S^2)$. Часть энергии падающей монохроматической волны поглощается в окрестности резонансных поверхностей, в результате отраженная волна имеет меньшую амплитуду, чем падающая. Разность энергии падающей и отраженной волн расходуется на нагрев плазмы в окрестностях резонансных поверхностей. Введем коэффициент поглощения $D = 1 - C_r^2 / C_i^2$, где C_r и C_i – амплитуда отраженной и падающей составляющей фурье-гармоники БМЗ-волны в области солнечного ветра.

Поглощение энергии потока БМЗ-волн

Процесс поглощения энергии БМЗ-волн за счет трансформации в резонансные альфвеновские и ММЗ-колебания происходит в магнитосфере при проникновении потока магнитозвуковых волн из солнечного ветра через магнитопаузу [McKenzie, 1970; Leonovich, Mishin, 1999] либо в результате распространения волн, сгенерированных в переходном слое за ударной волной. Как показано в работе [Goldstein et al., 1995], средние значения показателей спектров таких МГД-колебаний как по частотам, так и по волновому вектору близки к колмогоровскому спектру, поэтому для моделирования спектральной плотности энергии потока колебаний будем использовать функцию вида [Leonovich, Mishin, 1999]

$$\tilde{w}(\mathbf{k}_t, \omega) = C \Phi(\mathbf{k}_t, \omega) \omega^{-5/3} k_t^{-10/3}, \quad (4)$$

где \mathbf{k}_t – поперечный волновой вектор, Φ – функция-фильтр, C – нормировочная константа.

Из-за поглощения волн за счет ионно-циклотронного резонанса спектр по частотам резко обрезается на гирочастоте ионов солнечного ветра ω_i . Поскольку реальные значения длин волн генерируемых в солнечном ветре БМЗ-колебаний не могут быть бесконечно большими, мы выберем максимальный масштаб волнового поля в солнечном ветре сравнимым с характерными размерами лобовой части магнитосферы $a_{\max} = 10 R_E$, где R_E – радиус Земли. Таким образом, $k_{t \min} = 2\pi / a_{\max}$.

Нормируем спектр так, что

$$C = \langle w \rangle / \int d\omega dk_t d\theta \Phi(k_t, \omega) \omega^{-5/3} k_t^{-7/3},$$

где $\langle w \rangle$ – средняя плотность волновой энергии, квадратичная по амплитуде падающих на магнитосферу БМЗ-колебаний. В расчетах средняя амплитуда возмущения в потоке падающих БМЗ-волн составляет 20 % от фонового значения. Для простоты расчетов мы будем полагать, что полная энергия, переносимая БМЗ-волной, поглощается в окрестности резонансных поверхностей, а структуру поля в окрестности резонансных поверхностей будем аппроксимировать резонансными пиками.

Интегральный поток плотности БМЗ-волн в солнечном ветре определяется как

$$f_{sw} = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} k_t dk_t \int_0^\pi d\theta v_{gx} \tilde{w}(\mathbf{k}_t, \omega),$$

где v_{gx} – групповая скорость БМЗ-колебаний в направлении x , а интегральный поток, поглощаемый внутри магнитосферы, это

$$\begin{aligned} f_{diss} &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \tilde{f}_{diss}(\omega) = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} k_t dk_t \int_0^\pi d\theta v_{gx} \tilde{w}(\mathbf{k}_t, \omega) D(\mathbf{k}_t, \omega). \end{aligned}$$

Для скорости поглощения энергии в окрестности альфвеновского резонанса получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} W_A(x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \tilde{W}_A(x, \omega) = \\ &= 2\gamma_A \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} k_t dk_t \int_0^\pi d\theta v_{gx} \tilde{w}(\mathbf{k}_t, \omega) w_A, \end{aligned}$$

где $w_A(x, \mathbf{k}_t, \omega) = |B^2(x, \mathbf{k}_t, \omega)| / 8\pi$ – плотность энергии резонансных альфвеновских волн с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k}_t в окрестности резонансной поверхности x , γ_A – декремент затухания. Амплитуда магнитного поля в области солнечного ветра нормирована на единицу.

Поскольку полная энергия БМЗ-волн поглощается в окрестностях резонансных поверхностей, то

$$\int_{x_A} \tilde{W}_A(x, \omega) dx + \sum_i \int_{x_{Si}} \tilde{W}_S(x, \omega) dx = \tilde{f}_{diss}(\omega),$$

где x_{Si} и x_A такие, что $C_S(x_{Si}) = A(x_A) = \omega / k_z$, $\tilde{W}_S(x, \omega) -$

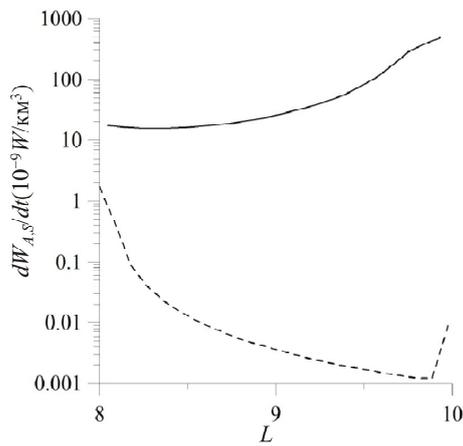


Рис. 2. Распределение интегральной плотности энергии БМЗ-волн, поглощаемой в окрестностях резонансных поверхностей для ММЗ (сплошная линия) и альфвеновских (штриховая линия) колебаний.

распределение плотности энергии МГД-колебаний в окрестности магнитозвукового резонанса.

На рис. 2 показано пространственное распределение скорости диссипации энергии потока БМЗ-волн. Из этого рисунка видно, что на одних и тех же магнитных оболочках скорость поглощения энергии в окрестности магнитозвуковых резонансных поверхностей на несколько порядков величины больше, чем в окрестности резонансных поверхностей для альфвеновских волн, что связано с видом спектра падающих на магнитосферу БМЗ-волн. Амплитуды фурье-гармоник той части спектра БМЗ-волн, которые возбуждают резонансные альфвеновские колебания, значительно ниже амплитуд части спектра, ответственной за возбуждение более низкочастотных ММЗ-колебаний.

Для оценки эффективности нагрева плазмы за счет поглощения резонансных ММЗ-колебаний воспользуемся линеаризованным уравнением теплового баланса:

$$\mathbf{v}_0 \nabla \Delta T = (\gamma - 1)(\tilde{W}_S / R\rho_0 - \Delta T \nabla \mathbf{v}_0),$$

где R – газовая постоянная, ΔT – температура нагрева, $\mathbf{v}_0 = (0, u(x), 0)$ – скорость движения плазмы, соответствующая конвективному вращению магнитосферной плазмы. Функция $u(x)$ меняется от 10 км/с в плазмосфере до 100 км/с в переходном слое и 400 км/с в солнечном ветре. На рис. 3 показано распределение фоновой температуры T_0 и температуры нагрева ΔT . Значение ΔT на четыре порядка величины меньше фоновой температуры.

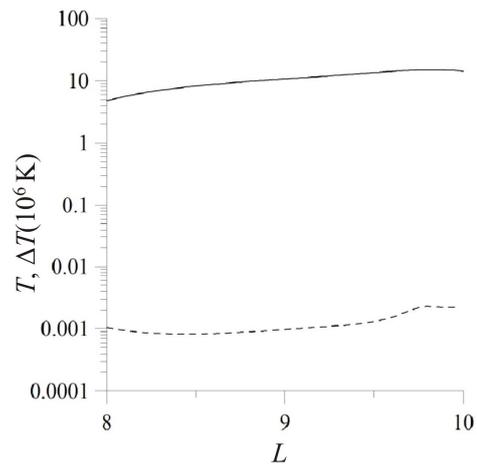


Рис. 3. Температура фоновой плазмы (сплошная линия) и температура нагрева ΔT , связанного с поглощением ММЗ-волн (штриховая линия).

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №09-02-00082 и 10-05-00113.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Arregui O.R., Ballester J.L. Coupling of fast and Alfvén waves in a straight bounded magnetic field with density stratification // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 402. P. 1129–1143.
- Cadez V.M., Csik A., Erdelyi R., Goossens M. Absorption of magnetosonic waves in presence of resonant slow waves in the solar atmosphere // *Astron. Astrophys.* 1997. V. 326. P. 1241–1251.
- Chen L., Hasegawa A. Plasma heating by spatial resonance of Alfvén wave // *Physics of Fluids.* 1974. V. 17. P. 1399–1403.
- Goldstein M.L., Roberts D.A., Matthaeus W.H. Magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1995. V. 33. P. 283–326.
- Leonovich A.S., Kozlov D.A., Pilipenko V.A. Magnetosonic resonance in a dipole-like magnetosphere // *Ann. Geophys.* 2006. V. 24. P. 2277–2289.
- Leonovich A.S., Mishin V.V. The energy flux of magnetoacoustic waves from the solar wind into the magnetosphere // *Geomag. Aeron.* 1999. V. 39. P. 182–187.
- McKenzie J.F. Hydromagnetic wave interaction with the magnetopause and the bow shock // *Planet. Space Sci.* 1970. V. 18. P. 1–23.
- Rankin R., Kabin K., Merchand R. Alfvénic field line resonances in arbitrary magnetic field topology // *Adv. Space Res.* 2006. V. 38. P. 1720–1729.
- Southwood D.J. Some features of field line resonances in the magnetosphere // *Planet. Space Sci.* 1974. V. 22. P. 483–492.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск