

О резонансных свойствах магнитосферы Земли

ЛЕОНИЧ А.С., МАЗУР В.А.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Россия

leon@iszf.irk.ru

Магнитосфера Земли, которая формируется при взаимодействии геомагнитного поля с потоком солнечного ветра, имеет вид почти пустой полости, заполненной очень разреженной плазмой. Граница магнитосферы – магнитопауза – достаточно резкая со стороны натекающего солнечного ветра, становится размытой при удалении в геомагнитный хвост. Такое строение магнитосферы послужило основанием для того, чтобы рассматривать ее как гигантский природный резонатор, собственные моды которого проявляются в форме различных магнитогидродинамических (МГД) колебаний – альфвеновских волн, а также быстрых (БМЗ) и медленных (ММЗ) магнитозвуковых волн [1]. Альфвеновские и ММЗ-волны можно рассматривать как волны, распространяющиеся практически вдоль силовых линий геомагнитного поля. Поскольку все силовые линии геомагнитного поля опираются на высокопроводящую ионосферу, которая хорошо отражает эти МГД-колебания, на замкнутых силовых линиях они формируют стоячие волны.

Как альфвеновские, так и ММЗ-волны могут возбуждаться в магнитосфере Земли на резонансных поверхностях быстрым магнитным звуком. БМЗ волны могут проникать в магнитосферу из солнечного ветра, или генерироваться неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца в сдвиговом течении на магнитопаузе, при обтекании магнитосферы потоком солнечного ветра. Из-за неоднородности плазмы, в магнитосфере формируются объемные резонаторы для БМЗ-волн, собственные частоты которых находятся в самой низкочастотной части спектра наблюдаемых геомагнитных пульсаций. ММЗ-волны, в отличие от альфвеновских, как правило, сильно затухают при взаимодействии с фоновой плазмой. Это дает возможность переноса момента движения из солнечного ветра в магнитосферу потоком БМЗ-волн, которые возбуждают ММЗ-волны на резонансных поверхностях.

Будем описывать МГД-колебания в рамках идеальной магнитной гидродинамики. Система МГД уравнений, линеаризованная относительно малых возмущений, имеет вид:

$$\rho_0 \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} \{ [\text{rot } \vec{B} \times \vec{B}_0] + [\text{rot } \vec{B}_0 \times \vec{B}] \}, \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot} [\vec{v} \times \vec{B}_0], \quad \frac{\partial P}{\partial t} = -\gamma P_0 \text{div} \vec{v}, \quad (1)$$

где \vec{v} и \vec{B} - векторы скорости плазмы и возмущенного магнитного поля, P - возмущенное давление. Параметры фоновой плазмы помечены индексом ноль: ρ_0 - невозмущенная плотность, γ - показатель адиабаты. Возмущенное электрическое поле определяется из условия вмороженности:

$$\vec{E} = -(1/c)[\vec{v} \times \vec{B}_0].$$

Многие свойства МГД-волн в неоднородной плазме можно установить в рамках простой одномерно-неоднородной модели среды (см. рис.1). Магнитное поле будем считать направленным по оси z , а неоднородность среды – по оси x . Тогда зависимость возмущенных величин от y и z можно выбрать в виде $\exp(i k_y y + i k_z z)$. Далее используем представления приближения ВКБ. Для его применимости необходимо, чтобы характерная длина волны по координате x была много меньше масштаба неоднородности. Но на пределе применимости это приближение качественно верно описывает свойства колебаний, даже если длина волны порядка масштаба неоднородности. В главном порядке зависимость возмущенных величин от координаты x в ВКБ-приближении дается множителем $\exp(i \int k_x dx)$, где $k_x = k_x(x)$ - локальное значение волнового вектора. Оно определяется из дисперсионного уравнения, которое имеет тот же вид, что и в однородной плазме, но параметры

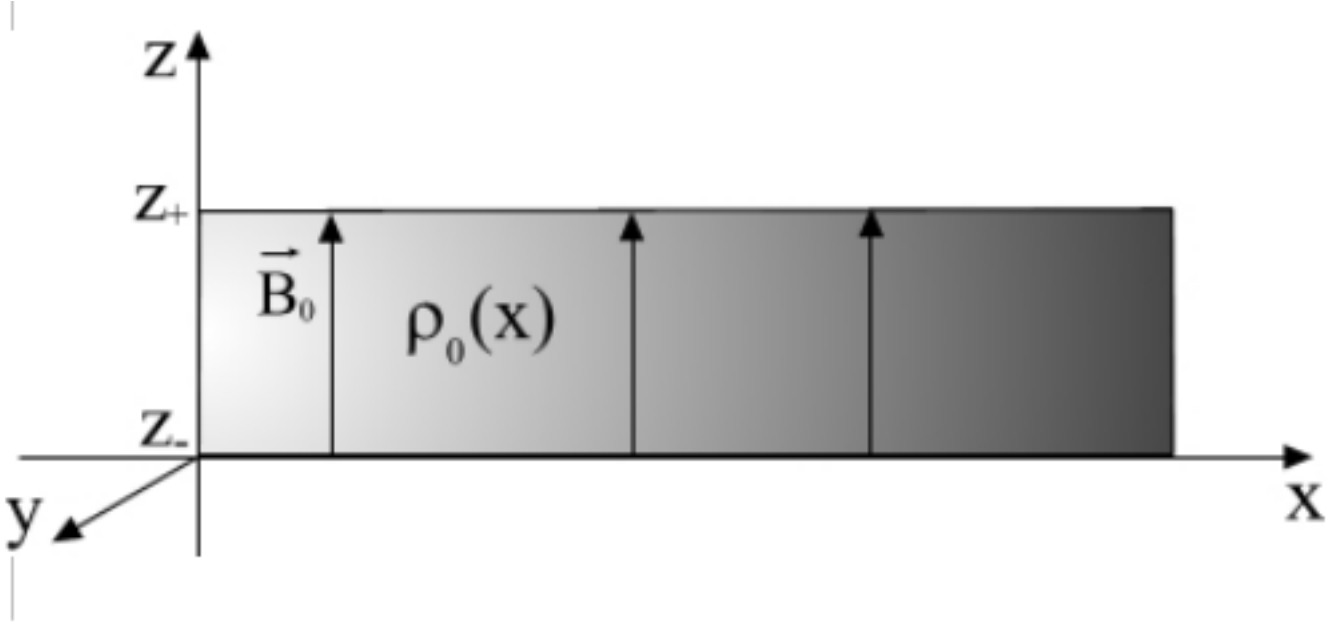


Рис. 1. Одномерно-неоднородная модель магнитосферы

среды, входящие в это уравнение, следует рассматривать как функции координаты x . Из (1) следуют два дисперсионных уравнения:

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 A^2, \quad \omega^4 - \omega^2 k^2 (A^2 + S^2) + k_{\parallel}^2 k^2 A^2 S^2 = 0, \quad (2)$$

где $A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$ - скорость Альфвена, $S = \sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}$ - скорость звука, k_{\parallel} , $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ - составляющие волнового вектора вдоль и поперек направления магнитного поля, $k = \sqrt{k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2}$.

Первое из уравнений (2) описывает альфвеновскую волну. Ее групповая скорость $\vec{v}_g \equiv \partial\omega / \partial\vec{k} = \pm A \cdot \vec{B}_0 / B_0$ направлена вдоль магнитного поля. Возмущенные поля \vec{B} , \vec{v} и \vec{E} перпендикулярны равновесному магнитному полю \vec{B}_0 , причем $\vec{E} \parallel \vec{k}_{\perp}$, $\vec{B} \perp \vec{k}_{\perp}$, $\vec{v} \perp \vec{k}_{\perp}$. Возмущенное давление $P = 0$, также как и возмущенное магнитное давление $P_m = B_{\parallel} B_0 / 4\pi = 0$.

Второе уравнение (2) описывает две ветви магнитозвуковых волн - быструю (БМЗ) и медленную (ММЗ). Характер распространения и поляризационные свойства этих волн легко понять при наличии в дисперсионном уравнении малого параметра. Если выполняется одно из следующих неравенств $S \ll A$, $A \ll S$, $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ (мы, в основном, будем предполагать выполнение типичного для магнитосферы условия $S \ll A$), приближенные решения имеют вид

$$\omega^2 = k^2 C_f^2, \quad \omega^2 = k_{\parallel}^2 C_S^2 (1 + k_{\parallel}^2 C_S^2 / k^2 C_f^2),$$

где $C_f^2 = (A^2 + S^2)$, $C_S^2 = A^2 S^2 / (A^2 + S^2)$ и в рассматриваемых случаях $C_S \ll C_f$. Первое из этих уравнений описывает БМЗ-волны, а второе ММЗ-волны. Групповая скорость БМЗ-волн $\vec{v}_g = (\vec{k} / k) C_f$ направлена вдоль волнового вектора \vec{k} и не зависит от направления магнитного поля. Групповая скорость ММЗ-волн $\vec{v}_g = \pm (\vec{B}_0 / B_0) C_S$ направлена практически (с точностью до поправок $\sim C_S / C_f \ll 1$) вдоль магнитного поля. Поэтому БМЗ-волну иногда называют изотропной модой, а альфвеновскую и ММЗ волны - направляемыми модами (guided modes).

Для БМЗ-волны имеем

$$k_x^2(x) = \omega^2 / C_f^2(x) - k_z^2 - k_y^2. \quad (3)$$

Волна распространяется в области прозрачности, где $k_x^2 > 0$, и не может распространяться в области непрозрачности, где $k_x^2 < 0$. Эти две области разделены точкой поворота $x = x_0$, в которой $k_x^2(x_0) = 0$. В области прозрачности колебания представляют собой суперпозицию двух волн – падающей и отраженной от точки поворота. Подчеркнем, что в рамках приближения ВКБ волна может отражаться только в точках поворота. В области непрозрачности амплитуда волны убывает по экспоненциальному закону $\exp\left(-\left|\int_{x_0}^x k_x dx\right|\right)$.

Если область прозрачности с двух сторон ограничена точками поворота, то волна оказывается запертой между ними. Эту область можно рассматривать как резонатор (точнее, с учетом свободного распространения колебаний по осям y и z , правильнее говорить о плоском волноводе). При заданных k_y и k_z частота колебаний имеет дискретный набор значений, определяемый условием квантования Бора-Зоммерфельда:

$$\int_{x_0}^{x_1} k_x dx = \pi(n + 1/2),$$

где x_1 – вторая точка поворота, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ квантовое число. Из (3) легко видеть, что в области прозрачности значения C_f^2 меньше, чем в области непрозрачности, т.е. области локализации БМЗ-волн связаны с минимумами в профиле $C_f^2(x)$.

Приближение ВКБ заведомо нарушается и не описывает колебания даже на качественном уровне, если масштаб неоднородности среды много меньше длины волны. Типичный пример – скачок параметров среды в некоторой точке. Волна испытывает частичное отражение от такого скачка, даже если по обе стороны от него расположены области прозрачности. Чем больше отношение значений C_f^2 по обе стороны от скачка, тем ближе коэффициент отражения БМЗ-волны к единице. Возможны резонаторы (волноводы), в которых одна или обе границы – это скачки параметров среды. Но даже в приближении идеальной плазмы такие резонаторы имеют конечную добротность. Запертая в них волна частично проникает за точки отражения и уносит энергию из резонатора. Идеально отражающие стенки (их роль в некоторых задачах о колебаниях околоземной плазмы может играть ионосфера) также можно рассматривать как определенного рода скачок параметров среды.

В большей части магнитосферы $S^2/A^2 \approx \beta \ll 1$ и $C_f \approx A$. В отдельных областях величина β может принимать значения $\beta \sim 1$, но и в этом случае $C_f \sim A$. Имеется только одна область где $\beta \gg 1$ – это тонкая приэкваториальная часть плазменного слоя, которая не играет существенной роли для крупномасштабных БМЗ-колебаний магнитосферы. Таким образом, определяющую роль для БМЗ-резонаторов и волноводов играет глобальное распределение в магнитосфере скорости Альфвена. Не менее важное значение это распределение имеет и для стоячих альфвеновских волн. Их продольная структура определяется распределением скорости Альфвена вдоль силовой линии, а поперечная – некоторыми интегральными (вдоль силовой линии) характеристиками, также связанными с ее распределением.

На рис.2 схематически представлено глобальное распределение скорости Альфвена в магнитосфере. В этом распределении находят отражение основные структурные элементы магнитосферы – магнитопауза, каспы, плазмосфера, доли хвоста и плазменный слой. При построении распределения, представленного на рис.2, использованы характерные значения параметров магнитного поля и плазмы, представленные в работах [3,4].

Из рис.2 видно, что самый крупномасштабный и глубокий минимум скорости Альфвена находится в ближней к Земле части плазменного слоя. Сравнительно малое значение геомагнитного поля и высокая плотность плазмы обеспечивает в этой области минимальное для всей магнитосферы значение скорости Альфвена $A_0 \sim 100$ км/с. Характерный размер этой области $L_0 \sim 10^5$ км. Из соображений размерности для частоты основной моды возможного в этой области резонатора получаем оценку $f_0 = \omega_0/2\pi \sim A_0/L_0 \sim 1$ мГц.

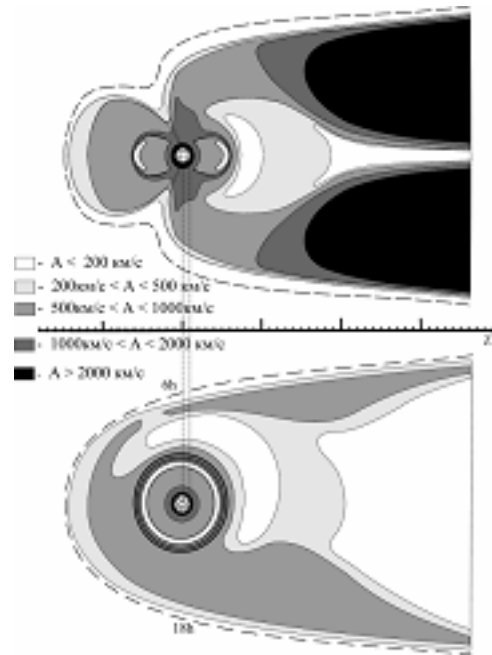


Рис. 2. Распределение скорости Альфвена (A) в меридиональной плоскости магнитосферы полдень-полночь (вверху) и в экваториальной плоскости (внизу)

Исследование спектра частот и структуры собственных мод этого резонатора проведено в работе [4]. Поле БМЗ-колебаний описывается уравнением вида

$$\Delta\Psi + \frac{\omega^2}{C_f^2}\Psi = 0. \quad (4)$$

Это уравнение справедливо в ВКБ-приближении. Однако качественно, и до определенной степени количественно, оно правильно описывает и основные моды БМЗ-резонатора. В рассматриваемой области магнитосферы $C_f \approx A$. Распределение A предполагается аксиально-симметричным, тем самым игнорируется асимметрия утро-вечер и существование дальней части плазменного слоя. Численное решение (4) дает следующие значения для частот нескольких первых гармоник резонатора f_{mnl} (МГц):

$m = 0$			
$n \setminus l$	1	2	3
1	0.73	1.41	2.13
2	1.36	1.96	2.65
3	1.97	2.55	3.2
$m = 1$			
$n \setminus l$	1	2	3
1	1.04	1.66	2.42
2	1.66	2.24	2.91
3	2.29	2.84	3.47
$m = 2$			
$n \setminus l$	1	2	3
1	1.32	1.91	2.7
2	1.96	2.52	3.17
3	2.59	3.13	3.75

где l, m, n - волновые числа, нумерующие соответственно гармоники собственных колебаний по продольной и азимутальной координатам и по координате поперек магнитных оболочек. В спектре рассчитанных частот наблюдается интересная особенность. Частоты резонатора не распределены равномерно, а объединяются в отдельные группы. Так, частоты $f_{011}=0.73\text{МГц}$ и $f_{111}=1.04\text{МГц}$ представляют группы, состоящие из одной частоты. Группы частот $f_{012}=1.41$, $f_{021}=1.36$, $f_{211}=1.32\text{МГц}$ и $f_{121}=1.66$, $f_{112}=1.66$, $f_{311}=1.59\text{МГц}$ включают по три гармоники, расположенные вблизи средних частот $f \approx 1.35\text{МГц}$ и $f \approx 1.6\text{МГц}$ соответственно. Другие гармоники можно объединить в группы с частотами $f \approx 1.95\text{МГц}$, $f \approx 2.2\text{МГц}$, $f \approx 2.6\text{МГц}$, $f \approx 3.1\text{МГц}$..., включающие по 5-7 гармоник в каждой группе (с учетом гармоник с квантовыми числами: $m > 2, n, l > 3$).

Описанные собственные моды резонатора можно отождествить с наблюдаемыми в невозмущенной магнитосфере ($K_p < 3$) сверхнизкочастотными колебаниями с дискретным спектром частот: 0.8, 1.3, 1.9, 2.6, 3.1 ... мГц ("магические частоты"), не зависящих от широты точки наблюдения [5,6]. Последнее свойство очевидным образом объясняется гипотезой БМЗ-резонатора. Численные значения частот также хорошо согласуются с результатами данной теоретической модели. Легко объясняется и локализация наблюдаемых колебаний - в полуночно-утреннем секторе на геомагнитных широтах от 60° до 80° . Обсуждаемые колебания достигают земной поверхности в виде резонансных альфвеновских волн, возбуждаемых собственными модами БМЗ-резонатора. Ближняя часть плазменного слоя с учетом его асимметрии утро-вечер проецируется как раз в область регистрации колебаний.

Независимые моды МГД-колебаний однородной плазмы - альфвеновская, БМЗ и ММЗ, строго говоря, не существуют в неоднородной плазме. Решение уравнений, описывающее поле МГД-колебаний в неоднородной среде таково, что в одной области пространства оно близко по своим свойствам (дисперсионному соотношению, поляризации) к какой-то одной моде однородной плазмы, в другой области - к другой моде. Резонансное взаимодействие между альфвеновской и БМЗ-волной в физике плазмы получило название альфвеновский резонанс, а в физике магнитосферы - резонанс силовых линий (field line resonance). В одномерно-неоднородном случае монохроматическая волна в большей части области своего существования представляет собой БМЗ-волну. Но на магнитной поверхности $x = x_A$, где ее частота совпадает с локальной альфвеновской частотой $k_{zN}A(x_A)$, амплитуда волны резко возрастает, а ее свойства вблизи этой поверхности совпадают со свойствами альфвеновской волны. Это трактуется как резонансное возбуждение альфвеновской волны быстрым магнитным звуком. Альфвеновский резонанс достаточно детально исследован и в аксиально-симметричном (т.е. двумерно-неоднородном) случае. Главные его свойства аналогичны описанным выше, хотя имеются и существенные отличия. Введем систему криволинейных ортогональных координат (x^1, x^2, x^3) , где координата x^1 - нумерует магнитные оболочки, x^2 - азимутальная координата (обычно полагают $x^2 = \phi$ - азимутальный угол), x^3 - определяет точки на силовой линии, дополняя систему координат до ортогональной. Поперечная мелкомасштабность альфвеновских волн позволяет представить их структуру в виде [7,8] :

$$\Phi(x^1, x^3) = U(x^1)T(x^1, x^3) \exp(ik_2x^2),$$

где функция $U(x^1)$ описывает мелкомасштабную поперечную структуру колебаний, а плавно меняющаяся функция $T(x^1, x^3)$ описывает их продольную структуру, зависящую от магнитной оболочки. Как было сказано выше, структура альфвеновских резонансных колебаний вдоль силовых линий представляет собой стоячие волны, описываемые собственными функциями $T_N(x^1, x^3)$, где $N=1,2,3,\dots$ номер собственной гармоники. Для гармоник

с $N \gg 1$ применимо приближение ВКБ по координате x^3 . В этом случае

$$T_N = \sqrt{2A/t_{Ap}} \sin \left(\Omega_{TN} \int_{l_-}^l dl'/A \right), \quad \Omega_{TN} = \pi N/t_A, \quad t_A = \int_{l_-}^{l_+} dl/A,$$

где l – длина силовой линии, отсчитываемая от ионосферы. Гармоники с $N \sim 1$ можно рассчитать только численно. Альфвеновская волна локализована вблизи резонансной поверхности $x^1 = x_{TN}^1$, которая определяется условием $\omega = \Omega_{TN}(x_{TN}^1)$. Предполагая, что масштаб локализации достаточно мал для функции $\Omega_{TN}(x^1)$ примем линейное разложение

$$\Omega_{TN}^2(x^1) \approx \omega^2 [1 - (x^1 - x_{TN}^1)/l_N],$$

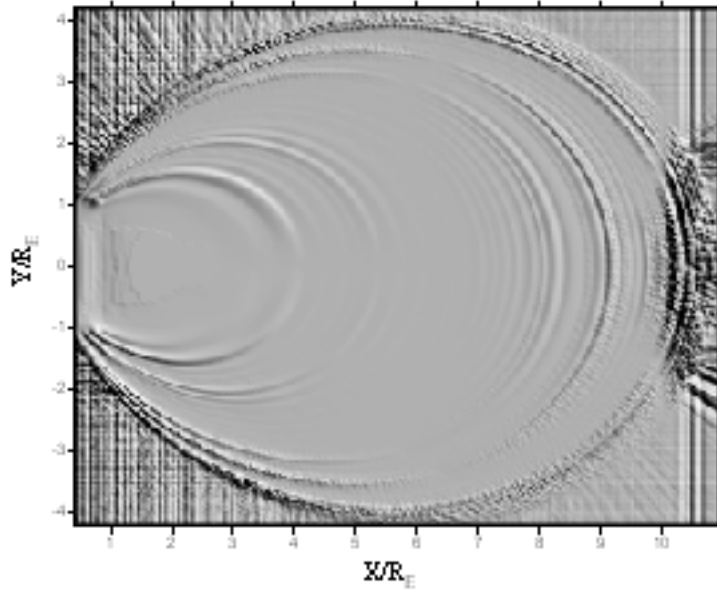


Рис. 3. Распределение в меридиональной плоскости амплитуды резонансных альфвеновских колебаний, возбуждаемых монохроматической БМЗ-волной, проникающей в дипольную магнитосферу из солнечного ветра

Вблизи резонансной поверхности для наиболее сингулярных компонент полей имеем

$$E_1, B_2 \sim \nabla U_N \sim (x^1 - x_{TN}^1 + i\varepsilon_N)^{-1},$$

где ε_N – регуляризирующий фактор, связанный с диссипацией резонансных колебаний в ионосфере. Источником таких резонансных альфвеновских колебаний могут быть БМЗ-волны, проникающие в магнитосферу из солнечного ветра. Распределение амплитуды таких колебаний в меридиональной плоскости, рассчитанное для аксиально-симметричной модели магнитосферы представлено на рис.3. Видно, что монохроматическая БМЗ-волна, проникающая в магнитосферу вблизи экваториальной плоскости, возбуждает в магнитосфере сразу несколько гармоник резонансных стоячих альфвеновских волн. При этом основная гармоника альфвеновских колебаний, локализованная на ближайшей к Земле резонансной магнитной оболочке, имеет очень малую амплитуду, поскольку резонансная поверхность расположена в области непрозрачности БМЗ-волны. А более высокие гармоники ($N=2,3,4,5 \dots$), расположенные в области прозрачности БМЗ-волны, прослеживаются весьма отчетливо. Чем выше номер гармоники, тем ближе к магнитопаузе расположена ее резонансная поверхность.

Эта работа частично поддержана грантом РФФИ 12-02-00031-а и программой президиума РАН № 22.

Литература

1. *Гульельми А.В., Троицкая В.А.* Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М: Наука. – 1973. – 208 с.
2. *Сергеев В.А., Цыганенко Н.А.* Магнитосфера Земли. М: Наука. – 1980. – 252 с.
3. *Borovsky J.E., Thomsen M.F., Elphic R.C., Cayton T.E., McComac D.J.* The transport of plasma sheet material from the distant tail to geosynchronous orbit // J. Geophys. Res. – 1998 - V. 103. – P. 20297-20311.
4. *Mazur V.A. and Leonovich A.S.* ULF hydromagnetic oscillations with the discrete spectrum as eigenmodes of MHD-resonator in the near-Earth part of the plasma sheet // Ann. Geophys. – 2006- V. 24. - P. 1639–1648.
5. *Ruohoniemi J.M., Greenwald R.A., Baker K.B.* HF radar observations of Pc5 field line resonances in the midnight/early morning MLT sector // J. Geophys. Res. – 1991- V. 96. – P. 15697 - 15708.
6. *Samson J.C., Harrold B.G.* Field line resonances associated with waveguides in the magnetosphere // Geophys. Res. Lett. – 1992 – V. 19 – P. 441 -449.
7. *Leonovich A.S., Mazur V.A.* Resonance excitation of standing Alfvén waves in an axisymmetric magnetosphere (monochromatic oscillations) // Planet. Space Sci. - 1989. - V. 37. – P. 1095 -1107.
8. *Leonovich, A.S.* A theory of field line resonance in a dipole-like axisymmetric magnetosphere // J. Geophys. Res. - 2001. - Vol.106. - N A11. - P. 25803-25811.

On resonance properties of the Earth's magnetosphere

Leonovich A.S., Mazur V.A.

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Russia

The Earth's magnetosphere is formed by the interaction of the solar wind with the geomagnetic field and look like almost an empty cavity with very rarefied plasma. The boundary of the magnetosphere (magnetopause) is quite sharp from the side of oncoming solar wind and becomes blurred with distance in the geotail. Such structure of the magnetosphere was the basis for consideration the magnetosphere as a giant natural MHD resonator. Eigen-oscillations of the resonator appear in the form of various MHD oscillations - Alfvén waves and fast (FMS) and slow (SMS) magnetosonic waves. Alfvén and SMS waves propagate almost along the geomagnetic field lines. Because the footpoints of all field lines lie on the high-conductive ionosphere, which reflects well these MHD oscillations, they form a standing waves along the field lines. Alfvén waves are the only ones of MHD oscillations, where the electric field component in the direction along the magnetic field lines is excited. This makes it possible to change the pitch angle distribution of the magnetospheric plasma particles, which leads to their precipitation into the ionosphere and formation of aurora.

Both the Alfvén and SMS waves can be excited in the magnetosphere by their interaction with fast magnetic sound on the resonance surfaces. FMS waves can penetrate into the magnetosphere from the solar wind, or be excited in shear flow at the magnetopause, when solar wind flowing around the magnetosphere (Kelvin-Helmholtz instability). Inhomogeneity of the Earth's plasma creates cavity resonators for FMS waves in the magnetosphere, which

eigen-frequencies are allocated in the observations in the lowest frequency parts of geomagnetic pulsation spectra. SMS waves, unlike the Alfvén waves, strongly decay usually during the interaction with the background plasma. This enables the transfer of momentum from the solar wind into the magnetosphere with the flux of FMS waves and subsequent resonant excitation of SMS waves that transmit impulse to background magnetospheric plasma. One of the branches of the magnetospheric convection can be formed in this way in the geomagnetic tail lobes adjacent to the magnetopause.