

ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ В ДИПОЛЬНОЙ МОДЕЛИ МАГНИТОСФЕРЫ

Д.В. Костарев, П.Н. Магер, Д.Ю. Климушкин

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
kostarev@iszf.irk.ru

PARALLEL ELECTRIC FIELD OF ALFVEN WAVE IN THE DIPOLE MODEL OF THE MAGNETOSPHERE

D.V. Kostarev, P.N. Mager, D.Yu. Klimushkin

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
kostarev@iszf.irk.ru

Аннотация. В работе предложен механизм генерации продольного электрического поля альфвеновской волной в искривленном магнитном поле с запертыми частицами. Из-за неоднородности магнитного поля и конечного давления плазмы альфвеновская мода оказывается сцепленной с компрессионной, что обеспечивает продольную составляющую магнитного поля альфвеновской волны. Кроме того, обе моды приобретают параллельное электрическое поле за счет связи с электростатической модой, как того требует условие квазинейтральности в кинетике. Параллельное электрическое поле, генерируемое предлагаемым механизмом, значительно больше, чем возникающее за счет связи между альфвеновской и электростатической модами в однородной плазме. Параллельное электрическое поле описывается интегральным уравнением, возникающим из-за усреднения движения электронов по баунс-периоду. Это уравнение решено в дипольной модели магнитосферы, в результате чего найдена продольная структура параллельного электрического поля.

Ключевые слова: магнитосфера, УНЧ-волны, продольное электрическое поле, ускорение частиц, сцепление мод.

Abstract. We suggest a mechanism for the generation of Alfvén wave parallel electric field in a curved magnetic field with trapped particles. The coupling with the compressional mode due to the magnetic field non-uniformity and finite plasma pressure provides the parallel magnetic field of Alfvén wave. Further, the compressional and Alfvén modes acquire the parallel electric field due to coupling with the electrostatic mode as required by the quasi-neutrality condition in kinetics. The parallel electric field acquired by the suggested mechanism is considerably larger than that due to the coupling between the Alfvén and electrostatic modes in homogeneous plasmas. The parallel electric field is described by an integral equation arising from the averaging of the bounce-motion of electrons. This equation is solved in the dipole model of the magnetosphere and the longitudinal structure of the parallel electric field is obtained.

Keywords: magnetosphere, ULF waves, parallel electric field, particle acceleration, mode coupling.

ВВЕДЕНИЕ

В магнитосфере наблюдается большое количество различных ультра-низкочастотных (УНЧ) колебаний или геомагнитных пульсаций. Наиболее мощными из них являются пульсации в частотном диапазоне Pc5, которые могут иметь значительные амплитуды (до десятков нТл). Такие колебания способны модулировать и ускорять захваченные частицы в магнитосфере [Sarris et al., 2007], что нередко приводит к высыпаниям электронов. Это может проявляться как пульсации риометрического поглощения [Olson et al., 1980; Белаховский, Пилипенко, 2010] и как вариации светимости авроральных дуг [Yamamoto et al., 1988; Keiling et al., 2002; Roldugin, Roldugin, 2008; Белаховский и др., 2016].

Несмотря на большое количество моделей ускорения магнитосферных частиц [Hasegawa, 1976; Vogovsky, 1993; Tikhonchuk, Rankin, 2002; Nakamura, 2002], определенный механизм, который удовлетворял бы всем наблюдательным фактам, пока не найден. За ускорение заряженных частиц вдоль линий магнитного поля Земли должно отвечать продольное электрическое поле. А так как ускорение и последующие высыпания электронов хорошо коррелируют с пульсациями в диапазоне Pc5, то можно предположить, что продольное электрическое поле генерируется Альфвеновской волной.

В данной работе мы рассмотрим генерацию продольного электрического поля альфвеновской волной, которая возникает из-за сцепления альфвенов-

ской моды с компрессионной и электростатической. В отличие от работы [Klimushkin, Mager, 2014], мы учтем искривленность магнитных силовых линий магнитосферы и наличие запертых в ней частиц.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, МОДЕЛЬ СРЕДЫ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Мы будем использовать аксиально-симметричную модель магнитосферы, которая учитывает кривизну силовых линий и неоднородность фоновой плазмы поперек магнитных оболочек и вдоль силовых линий. Введем ортогональную систему координат (x^1, x^2, x^3) , в которой координатные поверхности $x^1 = \text{const}$ совпадают с магнитными оболочками, координата x^2 — отмечает силовую линию на магнитной поверхности, а координата x^3 — точку на силовой линии. Элемент длины в такой системе задается выражением $dl^2 = g_1(dx^1)^2 + g_2(dx^2)^2 + g_3(dx^3)^2$, где $g_i = g_{ii}(x^1, x^3)$ — диагональные компоненты метрического тензора (недиагональные равны нулю в силу ортогональности системы координат). Плазму будем считать двухкомпонентной, состоящей из протонов и электронов, имеющих функцию Максвелла распределения частиц по энергиям:

$$F = \frac{n_j}{(2\pi V_j)^{3/2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2V_j^2}\right),$$

где n_j — концентрация частиц, а V_j — их тепловая

скорость. Индекс «j» подразумевает принадлежность либо к протонам (индекс «p») или электронам (индекс «e»).

Колебания плазмы с частотой меньше гирочастоты частиц плазмы могут быть рассмотрены в рамках гирокинетики в ВКБ приближении [Chen, Hasegawa, 1991]. При таком подходе волновые переменные зависят от пространственно-временных координат как:

$$\exp[-i\omega t + i \int k_1(x^1) dx^1 + ik_2 x^2],$$

где ω — собственная частота волны, $k_1(x^1)$ — радиальная составляющая волнового вектора, определяемая основным порядком ВКБ приближения, и k_2 — азимутальная составляющая волнового вектора. Если азимутальный угол определяется координатой x^2 , то значение k_2 будет совпадать со значением азимутального волнового числа m .

Электромагнитное поле волны описывается тремя переменными: $b=(\omega/c)b_{\parallel}$, где b_{\parallel} — продольная компонента магнитного поля волны, ψ — компонента, которая выражается через продольный векторный потенциал $A_{\parallel}=- (ic/\omega)\partial\psi/\partial l_{\parallel}$, и ϕ — электростатический потенциал. В дальнейшем мы будем использовать «продольный потенциал» $\phi_{\parallel}=\phi-\psi$.

Используя систему уравнений, полученную в работе [Chen, Hasegawa, 1991] (выражения (12–14)), можно определить все составляющие электромагнитного поля волны. Однако, в общем виде она очень сложна, и решить ее даже численно — весьма затруднительно. Поэтому мы адаптируем ее под нашу задачу. Вначале, мы предположим, что продольное электрическое поле $\vec{E}_{\parallel}=-\nabla_{\parallel}\phi_{\parallel}$ мало по сравнению с поперечным электрическим полем $\vec{E}_{\perp}=-\nabla_{\perp}\phi_{\perp}$, т. е. $\phi_{\parallel}\ll\psi$. Затем мы определим переменные b и ψ , решив систему, состоящую из уравнений продольного и поперечного закона Ампера, аналогично работе [Klimushkin, Mager, 2015]. Следующим шагом мы выразим продольный электрический потенциал, подставив ранее найденные значения b и ψ в уравнение квазинейтральности.

Будем считать, что собственная частота волны ω много меньше частот магнитного дрейфа $\omega\gg\omega_d$. Ларморовский радиус ρ_L положим малым, $k_{\perp}\rho_L\ll 1$. Ионосферу будем считать идеально проводящей, т. е. потенциалы на границе ионосферы обращаются в 0. По баунс-периоду усредняем только электроны, так как в отличие от протонов, за период волны они могут совершить множество пролетов между точками отражения.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ

В результате нами было найдено интегральное уравнение, описывающее продольный потенциал альфвеновской волны:

$$\begin{aligned} \phi_{\parallel} - \frac{1}{L} \int_0^{l_j} K(l, l') \phi_{\parallel}(l') dl' = \\ = \frac{\omega_{de}}{\omega} \left[2 \frac{\sqrt{g_1}}{R} \psi + \frac{3}{4L} \int_0^{l_j} \tilde{K}(l, l') \psi(l') dl' \right], \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} K(l, l') = \theta(l-l') \frac{B(l)}{B_0} \times \\ \times \int_{B_0/B_l}^{B_0/B(l)} \frac{d\lambda}{\sqrt{1-\lambda \frac{B(l)}{B_0}} \sqrt{1-\lambda \frac{B(l')}{B_0}}} + \\ + \theta(l-l') \frac{B(l)}{B_0} \int_{B_0/B_l}^{B_0/B(l')} \frac{d\lambda}{\sqrt{1-\lambda \frac{B(l)}{B_0}} \sqrt{1-\lambda \frac{B(l')}{B_0}}}, \\ \tilde{K}(l, l') = \theta(l-l') \frac{B(l)}{B_0} 2 \frac{\sqrt{g_1}}{R} \times \\ \times \left(\int_{B_0/B_l}^{B_0/B(l)} \frac{\lambda d\lambda}{\sqrt{1-\lambda \frac{B(l)}{B_0}} \sqrt{1-\lambda \frac{B(l')}{B_0}}} - \right. \\ \left. \int_{B_0/B_l}^{B_0/B(l')} \frac{d\lambda}{\sqrt{1-\lambda \frac{B(l)}{B_0}} \sqrt{1-\lambda \frac{B(l')}{B_0}}} \right) + \\ + \theta(l'-l) \frac{B(l)}{B_0} 2 \frac{\sqrt{g_1}}{R} \times \\ \times \left(\int_{B_0/B_l}^{B_0/B(l')} \frac{\lambda d\lambda}{\sqrt{1-\lambda \frac{B(l)}{B_0}} \sqrt{1-\lambda \frac{B(l')}{B_0}}} - \right. \\ \left. - \int_{B_0/B_l}^{B_0/B(l')} \frac{d\lambda}{\sqrt{1-\lambda \frac{B(l)}{B_0}} \sqrt{1-\lambda \frac{B(l')}{B_0}}} \right). \end{aligned}$$

Здесь B_0 — магнитное поле на экваторе, B_l — магнитное поле на ионосфере, R — радиус кривизны магнитного поля, $\lambda=\mu B_0/\epsilon$, L — расстояние от центра Земли до середины магнитной силовой линии на выбранной L -оболочке, l_j — точка отражения на ионосфере.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Для численных расчетов мы перешли в полярную систему координат (рис. 1), в которой элемент длины силовой линии выражается как $dl=L\cos\theta(1+3\sin^2\theta)^{1/2}d\theta$, а магнитное поле изменяется как $B=B_0(R_E/L)^3(1+3\sin^2\theta)^{1/2}/\cos^6\theta$.

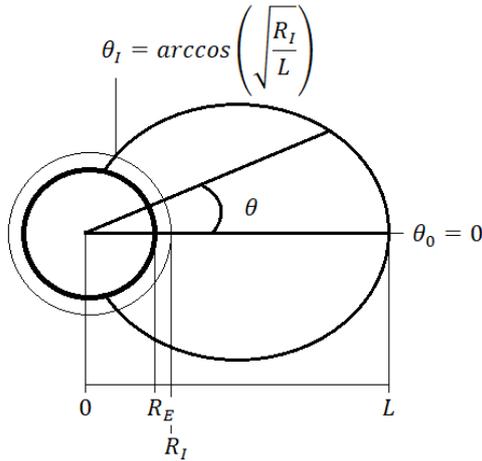


Рис. 1. Система координат

Для расчета мы приняли следующие параметры: азимутальное электрическое поле волны $\vec{E}_a = 10^{-3}$ Вольт/м, азимутальное волновое число $m=50$, альфвеновская скорость $V_A=1200$ км/с, радиус ионосферы $R_I=R_E+1500$ км, где R_E — радиус Земли, $L=6.6R_E$, собственная частота волны $\omega=11.8$ МГц, средняя тепловая скорость электронов $T_e=1$ кэВ.

В результате мы получили следующие зависимости (рис. 2, 3):

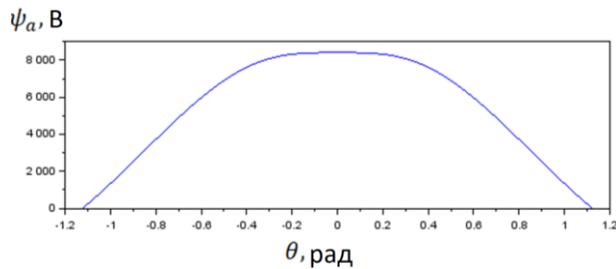


Рис. 2. Зависимость ψ_a от угла θ

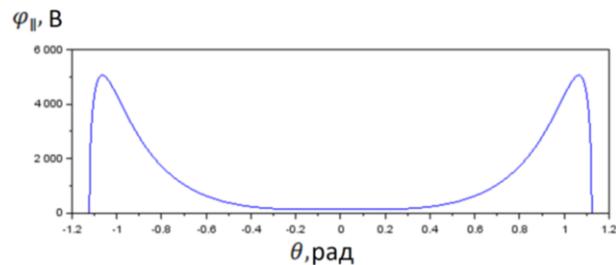


Рис. 3. Зависимость $\phi_{||}$ от угла θ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что альфвеновские волны могут генерировать продольный электростатический потенциал, достаточный для ускорения электронов до наблюдаемых энергий. Этот потенциал узко локализован вблизи ионосферы Земли (рис. 3). Таким образом, он может способствовать высыпанию электронов, попадающих в район между ионосферой и максимумом потенциала. Это должно выглядеть как увеличение яркости авроральной дуги.

Результаты работы могут быть полезны при интерпретации механизмов ускорения электронов в магнитосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Белаховский В.Б., Пилипенко В.А. Возбуждение Pc5 пульсаций геомагнитного поля и риометрического поглощения // Космические исследования. 2010. Т. 48, № 4. С. 319–334.

Белаховский В.Б., Пилипенко В.А., Самсонов С.Н., Лоренцен Д. Особенности пульсаций Pc5 диапазона в геомагнитном поле, авроральной светимости и риометрическом поглощении // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56, № 1. С. 46–63.

Borovsky J.E. Auroral arc thicknesses as predicted by various theories // J. Geophys. Res. 1993. V. 98, N A4. P. 6101–6138.

Chen L., Hasegawa A. Kinetic theory of geomagnetic pulsations. 1. Internal excitations by energetic particles // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 1503–1512.

Hasegawa A. Particle acceleration by MHD surface wave and formation of aurora // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. P. 5083.

Keiling A., Wygant J.R., Cattell C., et al. Correlation of Alfven wave Poynting flux in the plasma sheet at 4–7 Re with ionospheric electron energy flux // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, N 1132. P. SMP 241.

Klimushkin D.Y., Mager P.N. The Alfven mode gyrokinetic equation in finite-pressure magnetospheric plasma // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2015. V. 350, N 2. P. 579–583.

Klimushkin D.Y., Mager P.N. The Alfvén wave parallel electric field in non-uniform space plasmas // Astrophys. Space Sci. 2014. V. 120. P. 4465–4474.

Nakamura T.K. Parallel electric field of a mirror kinetic Alfvén wave // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 10,729.

Olson J.V., Rostoker G., Olchoway G. A study of concurrent riometer and magnetometer variations in the Pc4-5 pulsation band // J. Geophys. Res. 1980. V. 85. P. 1695–1702.

Roldugin V.C., Roldugin A.V. Pc5 pulsations on the ground, in the magnetosphere, and in the electron precipitation: Event of 19 January 2005 // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. A4. P. A04222.

Sarris T.E., Loto`aniu T.M., Li X., Singer H.J. Observations at geosynchronous orbit of a persistent Pc5 geomagnetic pulsation and energetic electron flux modulations // Ann. Geophys. 2007. V. 25. P. 1653–1667.

Tikhonchuk V.T., Rankin R. Parallel potential driven by a kinetic Alfvén wave on geomagnetic field lines // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, N A7. P. 1104.

Yamamoto T., Hayashi K., Kokubun S., et al. Auroral activities and long-period geomagnetic pulsations: Pc5 pulsations and concurrent auroras in the dawn sector // J. Geomagn. Geoelectr. 1988. V. 40. P. 553–569.