

ИЗМЕНЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКОВ ХОЛОДНЫХ ЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ

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

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

VARIATION OF THE DISTRIBUTION FUNCTION OF COLD PARTICLE FLOWS UNDER THE ACTION OF ALFVEN WAVE PARALLEL ELECTRIC FIELD

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

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

Аннотация. Рассмотрено изменение функции распределения холодных электронов под действием продольного электрического поля альфвеновской волны в искривленном магнитном поле с запертыми частицами. Изменение функции распределения описывается интегральным уравнением, возникающим из-за усреднения движения электронов по баунс-периоду. Это уравнение решено в дипольной модели магнитосферы в рамках gyroкинетического подхода для потоков электронов с энергиями много меньше 1000 эВ. Найдены изменения потоков холодных электронов в зависимости от питч-углов. Полученные результаты могут быть использованы для интерпретации распределений холодных электронов и верификации профилей продольного и поперечного электрических полей, генерируемых альфвеновскими волнами вдоль силовых линий геомагнитного поля.

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

Abstract. We consider variation of the distribution function of cold electrons under the action of the Alfvén wave parallel electric field in a curved magnetic field with trapped particles. The change in the distribution function is described by an integral equation that arises due to the averaging of the electron motion over the bounce period. This equation is solved in the dipole model of the magnetosphere within the gyrokinetic framework for electron flows with energies much less than 1000 eV. Changes in the fluxes of cold electrons depending on the pitch angles are calculated. The results obtained can be used to interpret the distributions of cold electrons and verify the profiles of the parallel and transverse electric fields generated by Alfvén waves along the geomagnetic field lines.

Keywords: magnetosphere, ULF waves, parallel electric field, particle acceleration

ВВЕДЕНИЕ

Ультранизкочастотные (УНЧ) колебания, или геомагнитные пульсации, постоянно наблюдаются в земной магнитосфере. Наиболее мощные пульсации, находящиеся в частотном диапазоне Pc5, могут иметь амплитуды до десятков нанотесла. Такие колебания способны модулировать и ускорять захваченные частицы в магнитосфере [Sarris et al., 2007], что может проявляться как пульсации риометрического поглощения [Olson et al., 1980; Белаховский и Пилипенко, 2010] и вариации светимости авроральных дуг [Keiling et al., 2002; Roldugin and Roldugin, 2008; Yamamoto et al., 1988; Белаховский и др., 2016].

Существует большое количество моделей ускорения магнитосферных частиц [Borovsky, 1993; Tikhonchuk and Rankin, 2002; Nakamura, 2002; Hasegawa, 1976; Kostarev et al., 2021]. За ускорение заряженных частиц вдоль линий магнитного поля Земли должно отвечать продольное электрическое поле, а поскольку ускорение и последующие высыпания электронов хорошо коррелируют с пульсациями в диапазоне Pc5, многие авторы считают, что продольное электрическое поле может генерироваться альфвеновскими волнами.

В данной работе получено изменение функции распределения для холодных электронов, на которые воздействует продольное электрическое поле альфвеновской волны, рассчитанное в работе [Kostarev et al., 2021]. Однако подобный расчет можно выполнить и для других механизмов генера-

ции, в которых известна структура электрического и магнитного полей альфвеновской волны вдоль силовой линии геомагнитного поля.

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 $x^1 = const$ 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).

Колебания плазмы с частотой меньше гирочастоты частиц плазмы могут быть рассмотрены в рамках gyroкинетики 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 вол-

нового вектора, определяемая основным порядком ВКБ-приближения, и k_2 — азимутальная составляющая волнового вектора. Если азимутальный угол определяется координатой x^2 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 $\phi_{\parallel} = \phi - \psi$.

Изменение функции распределения электронов рассчитывали, исходя из уравнений, полученных в работе [Chen, Hasegawa, 1991] (выражения (2), (16)). Профили изменения переменных ϕ_{\parallel} и ψ вдоль силовых линий геомагнитного поля рассчитывались как в работе [Kostarev et al., 2021].

Предполагалось, что собственная частота волны ω много меньше частот магнитного дрейфа $\omega \gg \omega_d$. Ларморовский радиус ρ_L положим малым, $k_{\perp}\rho_L \ll 1$. Изменение функции распределения считалось для электронов с энергиями много меньшей средней энергии электронов.

Результаты аналитического решения

В результате нами было найдено интегральное уравнение, описывающее изменение функции распределения холодных электронов при фиксированном питч-угле α :

$$dl^2 = g_1(dx^1)^2 + g_2(dx^2)^2 + g_3(dx^3)^2,$$

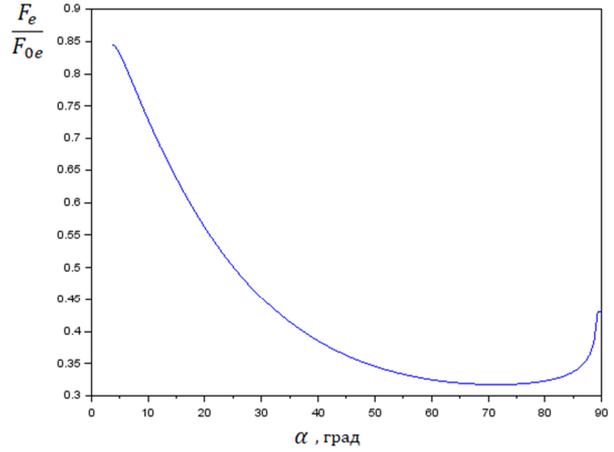
где

$$I_{\phi_{\parallel}}(\theta_0) = \frac{q_e}{m_e \epsilon_{0e}} \frac{4L}{L_b} \int_0^{\theta_0} \frac{\cos\theta \sqrt{1+3\sin^2\theta}}{\sqrt{1-\lambda \frac{B(\theta)}{B_0}}} \phi_{\parallel}(\theta) d\theta,$$

$$I_{1\psi}(\theta) = \frac{k_2 c}{\omega B_0} \frac{12}{L_b L} \frac{\epsilon_e}{\epsilon_{0e}} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\beta}{(1+\beta)} \right) \times \int_0^{\theta_0} \frac{(1+\sin^2\theta)}{\cos^3\theta(1+3\sin^2\theta)} \frac{B(\theta)}{B_0} \frac{\lambda}{\sqrt{1-\lambda \frac{B(\theta)}{B_0}}} \psi(\theta) d\theta,$$

$$I_{2\psi}(\theta) = \frac{k_2 c}{\omega B_0} \frac{24}{L_b L} \frac{\epsilon_e}{\epsilon_{0e}} \times \int_0^{\theta_0} \frac{(1+\sin^2\theta)}{\cos^3\theta(1+3\sin^2\theta)} \frac{B(\theta)}{B_0} \frac{1}{\sqrt{1-\lambda \frac{B(\theta)}{B_0}}} \psi(\theta) d\theta,$$

Здесь B_0 — магнитное поле на экваторе, n_e — концентрация горячих электронов, ϵ_{0e} — нормированная на массу энергия горячих электронов, ϵ_e — нормированная на массу энергия холодных электронов, $\lambda = \sin^2\alpha$, $\alpha = \arcsin \sqrt{\cos^6\theta_0 / \sqrt{1+3\sin^2\theta_0}}$, L — расстояние от центра Земли до середины магнитной силовой линии на выбранной L -оболочке, q_e — заряд



Зависимость F_e/F_{0e} от питч-угла α

электрона, m_e — масса электрона, c — скорость света, L_b — длина свободного пробега частицы. Штрих означает производную по радиальной координате $\partial/\partial x^1$.

Результаты численного решения

Для расчета мы приняли параметры, как в [Kostarev et al., 2021]: азимутальное электрическое поле волны $\vec{E}_\alpha = 10^{-3}$ В/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 $T_{0e}=1$ кэВ, длина свободного пробега $L_b=4L$.

Градиенты температуры и концентрации положили равными $\epsilon'_{0e}/\epsilon_{0e}=3/L$, $n'_{e}/n_e=-3/L$ соответственно. Температуру холодных электронов считали равной $T_e=100$ эВ. В результате численного решения мы получили следующую зависимость (рисунок):

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что продольный электростатический потенциал альфвеновской волны будет сильно изменять потоки холодных электронов с малыми питч-углами. Это должно наблюдаться как изменение количества холодных электронов в зависимости от питч-угла при фиксации альфвеновской волны в месте пролета спутника.

Результаты работы могут быть полезны при интерпретации спутниковых данных о потоках холодных электронов в магнитосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Белаховский В.Б., Пилипенко В.А. Возбуждение Pc5 пульсаций геомагнитного поля и риометрического поглощения. *Космич. исслед.* 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 аэронавтика.* 2016. Том 56, № 1, С. 46–63.

- Borovsky J.E. Auroral arc thicknesses as predicted by various theories. *J. Geophys. Res.* 1993. Vol. 98, no. A4. P. 6101–6138.
- Chen L., Hasegawa A. Kinetic theory of geomagnetic pulsations. 1. Internal excitations by energetic particles. *J. Geophys. Res.* 1991. Vol. 96. P. 1503–1512.
- Hasegawa A. Particle acceleration by MHD surface wave and formation of aurora. *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81. P. 5083.
- Keiling A., Wygant J.R., Cattell C., et al. Correlation of Alfvén wave Poynting flux in the plasma sheet at $(4-7)R_E$ with ionospheric electron energy flux. *J. Geophys. Res.* 2002. Vol. 107, 1132. P. SMP 241.
- Kostarev D. V., Mager P. N., Klimushkin D. Y. Alfvén wave parallel electric field in the dipole model of the magnetosphere: Gyrokinetic treatment. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2021. Vol. 126, e2020JA028611. DOI: 10.1029/2020JA028611.
- Nakamura T.K. Parallel electric field of a mirror kinetic Alfvén wave. *J. Geophys. Res.* 2000. Vol. 105. P. 10,729.
- Olson J.V., Rostoker G., Olchowy G. A study of concurrent riometer and magnetometer variations in the Pc4–5 pulsation band. *J. Geophys. Res.* 1980. Vol. 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. Vol. 113, no. 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. Geophysicae.* 2007. Vol. 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. Vol. 107, no. A7, P. 1104.
- Yamamoto T., Hayashi K., Kokubun S., Oguti T., Ogawa T. Auroral activities and long-period geomagnetic pulsations: Pc5 pulsations and concurrent auroras in the dawn sector. *J. Geomagnetism Geoelectricity.* 1988. Vol. 40. P. 553–569.