МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ПРОВОДИМОСТИ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ НАБЛЮДЕНИЙ МАГНИТОСФЕРНЫХ УНЧ-ВОЛН

Е.Е. Смотрова, П.Н. Магер, Д.Ю. Климушкин, О.С. Михайлова

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия katerina.smotrova@mail.ru

METHOD OF DIAGNOSING IONOSPHERIC CONDUCTIVITY USING OBSERVATIONS OF MAGNETOSPHERIC ULF WAVES

E.E. Smotrova, P.N. Mager, D.Yu. Klimushkin, O.S. Mikhailova

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia katerina.smotrova@mail.ru

Аннотация. Представлена простая математическая модель, позволяющая по результатам наблюдения магнитосферных ультранизкочастотных волн (УНЧ-волн) космическими аппаратами, оценивать проводимости северной и южной ионосферы. В модели рассмотрено три случая с разными условиями проводимости на границах ионосферы, для которых проводились вычисления компонент электрического и магнитного полей, а также компоненты вектора Пойнтинга вдоль силовой линии. На примере события 27 октября 2012 г., наблюдаемого космическим аппаратом Van Allen Probe A, проведена оценка проводимости границ ионосферы на основе полученной модели.

Ключевые слова: УНЧ-волны, проводимость Педерсена, ионосфера, магнитосфера, моделирование.

Abstract. We present mathematical model that allows estimating the conductivity of the northern and southern ionosphere based on the results of observation of magnetospheric ULF-waves by spacecraft. The model considers three cases with different conditions at the ionosphere boundaries, for which the components of the electric and magnetic fields as well as the components of the Poynting vector along the force line, were calculated. As an example, the conductivity of the ionospheric boundaries was evaluated during 27th October 2012 wave event observed by spacecraft Van Allen Probe A based on the obtained model.

Keywords: ULF-waves, Pedersen conductivity, ionosphere, magnetosphere, modeling.

введение

Проводимость ионосферы обычно рассчитывают с использованием моделей атмосферы, ионосферы и магнитного поля на основе формул, полученных в работе [Matsushita, Campbell, 1967]. Например, в [Obana et al., 2008] для этого применялись модель атмосферы MSISE-90, модель ионосферы IRI 95 и модель магнитного поля вблизи поверхности Земли IGRF 95. Нами предлагается способ оценки проводимости на границах ионосферы с помощью простой модели, опирающейся на данные наблюдений магнитосферных УНЧ-волн.

Рассмотрим ситуацию, когда магнитное поле однородно вдоль силовых линий. Волновое уравнение распространения стоячей альфвеновской волны вдоль силовой линии магнитного поля имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_j}{\partial l^2} + k_{||} E_j = 0, \tag{1}$$

где $k_{\parallel} = \frac{\omega}{v_{\rm A}}$ — параллельная компонента волнового

вектора; *l* — координата вдоль силовой линии магнитного поля. Под индексом *j* будут подразумеваться азимутальная α и радиальная *r* компоненты, параллельная компонента в МГД-приближении равна нулю.

Граничные условия для альфвеновских волн на ионосфере при наличии в ней посторонних токов будут представлены в виде

$$E_{j}\Big|_{I_{z}} = \mp i \frac{c^{2} \chi^{\pm}}{4\pi \omega \Sigma_{p}^{\pm}} \frac{\partial E_{j}}{\partial l}\Big|_{I_{z}}, \qquad (2)$$

где l_{\pm} — длина силовой линии на южной (–) и северной (+) границах ионосферы; Σ_{p}^{\pm} — интегральная

проводимость Педерсена ионосферы; χ — угол между силовой линией магнитного поля и вертикалью к ионосфере в точке их пересечения [Leonovich, Mazur, 1993].

Предположим, что для южной границы ионосферы $l_{-}=0$, а для северной — $l_{+}=l_{N}$. Длину силовой линии l_{N} можно определить из выражения

$$l_{N} = LR_{E} \int_{-\theta_{1}}^{\theta_{1}} \cos\theta \cos\sqrt{1+3\theta} d\theta, \qquad (3)$$

где L — значение геомагнитной оболочки, $\pm \theta_1$ — геомагнитная широта южной границы ионосферы, определяемая из уравнения силовой линии в дипольном приближении магнитного поля $r=R_{\rm E}\theta$ при этом принимаем $r=R_{\rm E}$ [Chapman, Sugiura,1956].

Если выразить частоту волны ω через волновой вектор и альфвеновскую скорость, можно представить граничные условия в следующем виде:

$$E_{j}\Big|_{I_{z}} = \mp i \frac{\epsilon^{\pm}}{k_{\parallel}} \frac{\partial E_{j}}{\partial l}\Big|_{I_{z}}.$$
(4)

Здесь нами был введен безразмерный параметр, обратно пропорциональный интегральной проводимости Педерсена Σ_{p}^{\pm} ,

$$\in^{\pm} = \frac{c^2 \chi^{\pm}}{4\pi \Sigma_{\pm}^{\pm} v_{\pm}}.$$
(5)

Исходя из введенного обозначения, можно выделить следующие случаи:

1. хорошо проводящая ионосфера, $\in = 1$;

2. плохо проводящая ионосфера, $\in^{\pm} \gg 1$;

Случай	$E_{\alpha}l_N/2$	$B_r l_N/2$	$S_{\parallel}l_N/2$	$\Delta \phi$
$\in^{\pm} \ll 1$	$E_{\alpha 0}$	$-\frac{E_{\alpha^0}k_0}{2\omega} \left(\epsilon^+ - \epsilon^-\right)$	$\frac{\left E_{0}\right ^{2}k_{0}}{2\mu_{0}\omega}\left(\epsilon^{+}-\epsilon^{-}\right)$	~180°
$\in^{\pm} \gg 1$	$\frac{E_{a0}}{2} \left(\frac{1}{\epsilon^{+}} - \frac{1}{\epsilon^{-}} \right)$	$-rac{E_{a0}k_{0}}{\omega}$	$\frac{\left E_{0}\right ^{2} k_{0}}{2\mu_{0}\omega} \left(\frac{1}{\epsilon^{+}} - \frac{1}{\epsilon^{-}}\right)$	~180°
$\epsilon^{\uparrow} \gg 1$ $\epsilon^{-} \ll 1$	$\frac{E_{_{a0}}}{\sqrt{2}}$	$i\frac{E_{\alpha 0}k_{0}}{2\sqrt{2}\omega}$	$\frac{\left E_{0}\right ^{2}}{2\mu_{0}\omega}\left(\frac{k_{0}}{2}\left(\frac{1}{\epsilon^{+}}-\epsilon^{-}\right)-\frac{1}{l_{N}}\left(\frac{1}{\epsilon^{+}}+\epsilon^{-}\right)\right)$	~90°

3. разные условия в ионосфере, $\in 1$; $\in 1$:

Первые два случая соответствуют полуволновым модам стоячей волны. При этом в случае хорошей проводимости волна хорошо отражается, а ее поглощение мало. В случае плохо проводящей ионосферы концентрация электронов мала, а концы, на которых закреплена волна, свободны. Третий случай может возникнуть, когда южная граница ионосферы освещена, а северная — нет. Данный случай описывает четвертьволновую моду [Allan, Knox, 1979; Obana et al., 2008].

Для каждого случая были проведены расчеты компонент электрического и магнитного полей стоячей альфвеновской волны, а также значение параллельной компоненты вектора Пойнтинга. Для решения использовалось приближение малого параметра, при котором параллельная компонента волнового вектора представлялась в виде суммы постоянной компоненты и малое возмущения:

$$k_{\parallel} \approx k_0 + \delta k,\tag{6}$$

где $k_0 = \pi N/l_N$; N — номер гармоники. Решение волнового уравнения (1) имеет вид

$$E_{j} = C_{1} e^{ik_{\parallel}l} + C_{2} e^{-ik_{\parallel}l}$$
(7)

Для каждого случая определялись коэффициенты C_1 , C_2 решения (7) с помощью применения граничных условий (4). Компоненты магнитного поля волны и параллельной компоненты вектора Пойнтинга определялись из следующих выражений:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}, \ \vec{S} = \frac{[\vec{E} \times B]}{\mu_0}.$$

В таблице приведены выражения азимутальной компоненты электрического поля E_{α} , радиальной компоненты магнитного поля B_r и компоненты вектора Пойнтинга S_{\parallel} вдоль силовой линии на геомагнитном экваторе, когда $l = l_N / 2$. Приведены наиболее значимые по порядку члены. Расчеты проведены для главной гармоники волны N=1. Введено обозначение амплитуды электрического поля $|E_0| = \sqrt{E_{\alpha 0}^2 + E_{r 0}^2}$; $\Delta \phi$ — разность фаз B_r и E_{α} .

Как видно из таблицы, разность фаз в компонентах электрического и магнитного полей на экваторе при симметричных условиях проводимости ионосферы составляет 180°. При этом значение и направление



Рис. 1. Радиальная компонента магнитного поля B_r (синяя кривая) и азимутальная компонента электрического поля E_a (красная кривая) УНЧ-волны. Внизу — параллельная компонента вектора Пойнтинга S_{\parallel} , наблюдаемая 27 октября 2012 г., и значение S_{\parallel} , усредненное по периоду УНЧ-волны (100 с)

вектора Пойнтинга вдоль силовой линии полностью определяется разностью проводимостей границ ионосферы. В случае же четверть-моды наблюдается разность фаз 90° между компонентами электрического и магнитного полей на экваторе. Однако при этом значение вектора Пойнтинга ненулевое и зависит от проводимостей на границах ионосферы, как и его направление.

В дальнейшем была написана модель, которая по данным наблюдения магнитосферных УНЧ-волн способна проводить оценку проводимостей границ ионосферы. В качестве данных помимо компонентов электрического и магнитных полей применяются данные о значениях геомагнитной оболочки или альфвеновской скорости, если они имеются. Универсальным методом будет оценка по максимальному значению усредненного по периоду наблюдаемой УНЧ-волны значению вектора Пойнтинга (рис. 1., розовая линия), из чего определяется соотношение между проводимостями ∈[±]. Для оценки проводимости достаточно зафиксировать значение одной проводимости (южной ∈) и найти значение для второй границы (северной ∈⁺). Для каждого безразмерного параметра ∈[±] проводится расчет значений интегральной проводимости Педерсена Σ_{p}^{\pm} по формуле (5).

В качестве примера было рассмотрено явление резонансной генерации УНЧ-волны энергичными элект-



Puc.2. Структура стоячей УНЧ-волны и параллельная компонента вектора Пойнтинга, построенной по предложенной модели оценки проводимости ионосферы: $a \longrightarrow \epsilon^{\dagger} \ll 1$, $b \longrightarrow \epsilon^{\dagger} \gg 1$, $e \longrightarrow \epsilon^{\dagger} \gg 1$, $e \longrightarrow 1$

ронами 27 октября 2012 г. космическим аппаратом Van Allen Probe A в утреннем секторе магнитосферы. Сама волна представляла собой фундаментальную гармонику со смешанной поляризацией с частотой 10 мГц и азимутальным волновым числом $m=110\div120$. Данное событие наблюдалось вблизи геомагнитного экватора, при этом разность фаз радиального магнитного поля B_r и азимутального электрического поля E_{α} составляла величину порядка 180°, а вектор Пойнтинга вдоль силовой линии был направлен в сторону северной границы ионосферы (см. рис. 1).

На рис. 2 показана структура УНЧ-волны для всех трех предложенных условий проводимости на основе данных о событии 27 октября 2012 г. Значение альфвеновской скорости, исходя из частоты волны и длины силовой линии, составляла величину около 1900 км/с. Для данного события наблюдался случай хорошо проводящей ионосферы (панель *a*) в силу того, что для слабопроводящей ионосферы наблюдается асимметричная структура электрического поля (панель *б*), при котором явление дрейфового резонанса не могло наблюдаться. Результаты расчетов показали, что интегральная проводимость Педерсена (5) для северной границы ионосферы составляла $5.76 \cdot 10^6$, а для южной ~ $3.72 \cdot 10^7$ км/с. Таким образом, нами была показана возможность на основе простой модели колебания стоячей альфвеновской волны в дипольном магнитном поле проводить диагностику проводимости ионосферы на основе данных наблюдения магнитосферных УНЧ-волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Allan W., Knox F.B. A dipole field model for axisymmetric Alfvén waves with finite ionosphere conductivities. *Planet. Space Sci.* 1979. Vol. 27. P. 79–85. DOI:10.1016/0032-0633(79)90149-1.

Chapman S., Sugiura M. Arc-lengths along the lines of force of a magnetic dipole. *J. Geophys. Res.* 1956. Vol. 61, no. 3. P. 485–488. DOI: 10.1029/JZ0611003P00485.

Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse smallscale standing Alfven waves in an axially symmetric magnetosphere. *Planet. Space Sci.* 1993. Vol. 41, no. 9. P. 697–717. DOI: 10.1016/0032-0633(93)90055-7.

Matsushita, S., Campbell W.H. Physics of Geomagnetic Phenomena (1st Edition) Academic Press, 1967. 381 p.

Obana Y., Menk F.W., Sciffer M. D., Waters C. L. Quater-wave modes of standing Alfven waves detected by crossphase analysis. *J. Geophys. Res.* 2008. Vol. 113. A08203. DOI: 10.1029/2007JA012917.