Радиофизика и радиоастрономия, 2008, т. 13, №2, с. 138-145

УДК 551.510.535.4; 533.591; 550.388

Трехмерные магнитоградиентные волны в верхней атмосфере Земли

А. И. Гвелесиани, Г. В. Джандиери[1]

Институт геофизики им. М. Нодиа,
ул. М. Алексидзе, 1, г. Тбилиси, 0193, Грузия

[1]Грузинский технический университет,
ул. М. Костава, 77, г. Тбилиси, 0175, Грузия

Статья поступила в редакцию 28 сентября 2007 г., после переработки 3 апреля 2008 г.

Получено общее дисперсионное уравнение для трехмерных электромагнитных планетарных волн, из которого как частный случай следуют результаты Хантадзе (одномерный случай). Показано, что частичная вмороженность геомагнитного поля, как и в одномерном случае, приводит к существованию "быстрых" и "медленных" планетарных волн, в двухжидкостном приближении (т. е. при полном увлечении ионов нейтралами) представляющих собой колебания замагниченных электронов и частично-замагниченных ионов в Е-области ионосферы. В F-области ионосферы в одножидкостном приближении будет возбуждается лишь "быстрая" планетарная волна, представляющая собой колебание среды как целой.

Введение

Впервые обобщение теории медленных планетарных волн типа Россби с учетом широтного градиента геомагнитного поля в начале 1970-х гг. было дано Толстым (США) [1] и независимо Хантадзе [2]. Подчеркивая гидродинамическую природу этих волн, Толстой назвал их медленными гидромагнитными градиентными волнами. В последующих работах Хантадзе [3-7] впервые было показано, что в верхней атмосфере Земли, в областях E и F ионосферы должны существовать быстрые планетарные волны электромагнитной природы. Эти волны в [8, 9] были названы магнитоградиентными волнами Хантадзе. В вышеуказанных работах [2-7] впервые была дана классификация магнитоградиентных планетарных волн (быстрые и медленные волны), обсуждены гидродинамическая и электромагнитная природа этих волн и обусловленный кривизной силовых линий геомагнитного поля анизотропный характер их распространения вдоль параллелей Земли. Оценка параметров рассматриваемых волн, а также линейная и нелинейная теории магнитоградиентных волн приведены в [10-14]. Эти волны были зафиксированы экспериментально [8, 15, 16]. В перечисленных выше работах рассматривались в основном одномерное и двумерное распространения магнитоградиентных волн. Между тем, многочисленные наблюдения подтверждают, что скорость распространения крупномасштабных волновых возмущении электромагнитной природы, кроме горизонтальной, всегда имеет вертикальную компоненту, т. е. эти волны существенно трехмерны [8, 15, 16].

Как известно [17-20], без учета сжимаемости и температурной стратификации основной определяющей силой в уравнениях движения свободной атмосферы (исключая планетарный пограничный слой тропосферы) становится сила Кориолиса $\mathbf{F_k} = \rho[\mathbf{V} \cdot 2\mathbf{\Omega}]$. Гироскопическая сила Кориолиса придает атмосфере дополнительную стратификацию. В частности, величина угловой скорости вращения Земли Ω, которая является функцией широты места φ, порождает внутри атмосферы градиенты скорости, а ее широтный градиент $\nabla\Omega$ – неоднородность в среде. В результате наряду с внутренними волнами в коротковолновом приближении ($\lambda \le 10^3$ км), для которых широтным изменением $\Omega(\varphi)$ можно пренебречь, в атмосфере возбуждаются инерционные волны, а в длинноволновом диапазоне ($\lambda \sim 10^3 \div 10^4$ км), когда нельзя пренебречь широтным градиентом угловой скорости вращения Земли $\nabla\Omega(\varphi)$, – планетарные волны Россби. Для волн планетарного масштаба вместо уравнения Эйлера необходимо использовать уравнение Гельмгольца для вихря скорости, которое естественным образом содержит как величину Ω, так и градиент угловой скорости вращения Земли $\nabla\Omega$.

Действительно, в рассматриваемом приближении трехмерное уравнение Гельмгольца для вихря скорости $\operatorname{rot}\mathbf{V}$ имеет вид [17-19]:

$$\frac{\partial \operatorname{rot}\mathbf{V}}{\partial t} + \operatorname{rot}[\operatorname{rot}\mathbf{V}\cdot\mathbf{V}] = (2\boldsymbol{\Omega}\cdot\nabla)\mathbf{V} - (\mathbf{V}\cdot\nabla)2\boldsymbol{\Omega}. \tag{1}$$

Отсюда наглядно следует, что первый член в правой части уравнения (1) описывает генерацию в атмосфере коротковолновых инерционных волн [19], а второй – планетарных волн Россби [17, 18]. В отсутствие вращения Земли волновые движения в атмосфере исчезают, и нелинейное уравнение Гельмгольца для функции тока будет описывать лишь конвективные движения атмосферы.

1. Основные уравнения магнитной гидродинамики ионосферы для несжимаемой электропроводяшей жидкости и постановка задачи

В настоящей статье теория магнитоградиентных волн Хантадзе обобщается на трехмерный случай. В верхней атмосфере, начиная с высоты 130 км и выше, магнитное давление геомагнитного поля преобладает над давлением нейтралов и ионосферной плазмы. Поэтому в верхней атмосфере в волновых процессах, протекающих в ионосфере, наряду с параметрами $\Omega(\varphi)$ и $\nabla\Omega(\varphi)$ существенную роль должны играть величина геомагнитного поля $\mathrm{H}_0(\varphi', r)$ и его градиенты $\nabla\mathrm{H}_0(\varphi', r)$, где r – расстояние от центра магнитного диполя Земли до рассматриваемой точки, φ' – геомагнитная широта. В результате из общих уравнений магнитной гидродинамики ионосферы, в отсутствие сжимаемости и температурной стратификации атмосферы, можно получить замкнутую систему уравнений для переменных $\mathbf{V}$ и $\mathbf{H}$, обобщающую уравнение Гельмгольца (1) и уравнение индукции с учетом эффекта Холла [1, 20]:

$$\frac{\partial \operatorname{rot}\mathbf{V}}{\partial t} + \operatorname{rot}[\operatorname{rot}\mathbf{V}\cdot\mathbf{V}] =$$

$$= \operatorname{rot}[\mathbf{V}\cdot 2\boldsymbol{\Omega}] + \operatorname{rot}\frac{1}{4\pi\rho}[\operatorname{rot}\mathbf{H}\cdot\mathbf{H}],$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \operatorname{rot}[\mathbf{V}\cdot\mathbf{H}] - \alpha\rho\operatorname{rot}\frac{1}{4\pi\rho}[\operatorname{rot}\mathbf{H}\cdot\mathbf{H}],$$

$$\operatorname{div}\mathbf{V} = 0, \qquad \operatorname{div}\mathbf{H} = 0,$$

где $\mathbf{V} = \mathbf{V_0} + \mathbf{v}$, $\mathbf{V_0}$ – скорость ионосферного ветра, $\mathbf{v}$ – возмущение скорости; $\mathbf{H} = \mathbf{H_0} + \mathbf{h}$, $\mathbf{H_0}$ – вектор геомагнитного поля, $\mathbf{h}$ – возмущенное движением среды индуцированное магнитное поле; ρ – плотность среды; $\alpha = c/eN$ – параметр Холла, e – элементарный заряд, N – концентрация электронов, c – скорость света; $[\operatorname{rot}\mathbf{H}\cdot\mathbf{H}]/(4\pi\rho) = \mathbf{F_A}$ – электромагнитная сила Ампера. Покажем, что рассматриваемая замкнутая система уравнений магнитной гидродинамики ионосферы естественным образом содержит в себе новое точное решение в виде трехмерных магнитоградиентных планетарных волн.

Учитывая, что для волн планетарного масштаба эффекты сжимаемости и температурной стратификации играют второстепенную роль [6, 17, 18], будем искать решение рассматриваемой системы в виде трехмерных внутренних волн для полупространства [20]:

$$\mathbf{v},\mathbf{h} \sim A\exp\left(-\frac{\beta+g}{2c_з^2}z_*\right)\times$$

$$\times\exp i\left[(k_x x + k_y y + k_z z_* - \omega t)\right] =$$

$$= A\exp\left(-\frac{\beta+g}{2c_з^2}z_*\right)\exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) - i\omega t)],$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – произвольное волновое число; ω – частота, подлежащая определению; $z_* = z - z_0$, $z_0 = 80$ км; g – ускорение силы тяжести; $c_з$ – скорость звука; $\beta = (\kappa-1)g + \kappa R\,\mathrm{d}\bar{T}/\mathrm{d}z$, κ – показатель политропы, R – газовая постоянная, $\bar{T}(z)$ – профиль температуры в основном состоянии. С учетом несжимаемости $(c_з \to \infty)$ и безразличной температурной стратификации $\left(\mathrm{d}\bar{T}/\mathrm{d}z = 0\right)$ амплитуда внутренней волны становится постоянной. Тогда уравнения вихря скорости и индукции в стандартной системе координат ($\mathrm{d}x = r\sin\theta\mathrm{d}\lambda$, $-\mathrm{d}y = r\mathrm{d}\theta$, $\mathrm{d}r = \mathrm{d}z$, ось x направлена с запада на восток, ось y – с юга на север, ось z – вертикально вверх, $\theta = 90° - \varphi$, λ – долгота) [17, 18] можно представить в виде:

$$\frac{\partial\,\mathrm{rot}\,\mathbf{v}}{\partial t} + \mathrm{rot}[\mathrm{rot}\,\mathbf{v}\cdot\mathbf{v}] = \mathrm{rot}[\mathbf{v}\cdot 2\boldsymbol{\Omega}] + \mathrm{rot}[\mathbf{u}\cdot 2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{H}], \tag{2}$$

$$\frac{\partial\,\mathrm{rot}\,\mathbf{u}}{\partial t} + \mathrm{rot}[\mathrm{rot}\,\mathbf{u}\cdot\mathbf{u}] = \mathrm{rot}[\mathbf{v}\cdot 2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{i}] - \delta\,\mathrm{rot}[\mathbf{u}\cdot 2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{H}], \tag{3}$$

$$\mathrm{div}\,\mathbf{v} = 0, \qquad \mathrm{div}\,\mathbf{u} = 0, \tag{4}$$

где $\mathbf{u}$ – вектор-потенциал завихренности, определяемый равенством $\mathrm{rot}\,\mathbf{u} = \eta e\mathbf{h}/(Mc)$, $\eta = N/N_n$ – степень ионизации ионосферной среды, N и N_n – концентрации плазмы и нейтралов, M – масса иона. Векторы угловой скорости вращения Земли $\boldsymbol{\Omega}$ и геомагнитного поля $\mathbf{H_0}$ в стандартной системе координат имеют компоненты: $\Omega_x = 0$, $\Omega_y = \Omega_0\sin\theta$, $\Omega_z = \Omega_0\cos\theta$, $H_{0x} = 0$, $H_{0y} = -H_E\sin\theta'$, $H_{0z} = -2H_E\cos\theta'$. Здесь $\theta' = 90° - \varphi'$ – магнитная коширота, Ω_0 – модуль угловой скорости вращения Земли, H_E – значение геомагнитного поля на магнитном экваторе (в дальнейшем принимается, что географические φ, λ, r и геомагнитные φ', λ', r' координаты совпадают, т. е. считается, что геомагнитный диполь совпадает с осью вращения Земли). В уравнении (3) $2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{i} = \eta e\mathbf{H_0}/(Mc)$ – модифицированная циклотронная частота ионов; $2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{H} = ck^2\mathbf{H_0}/(4\pi eN) = (c/c_e)^2 e\mathbf{H_0}/(mc)$ – модифицированная циклотронная частота электронов, $c_e = \omega_{ep}/k$, $\omega_{ep} = \left(4\pi e^2N/m\right)^{1/2}$ – плазменная частота электронов, m – масса электрона. Так как заряд ионов положителен, а значение H_0 отрицательно, $2\Omega_\mathrm{i} = \eta eH_0/(Mc) < 0$, заряд электронов отрицателен, $\omega_e = eH_0/(mc) > 0$.

Решение рассматриваемой системы уравнений ищется в виде трехмерных внутренних волн. Тогда выражение для силы Ампера в линейном приближении имеет вид $\mathbf{F_A} = [\mathrm{rot}\,\mathbf{h}\cdot\mathbf{H}]/(4\pi MN_n)$. Введя векторный потенциал $\mathbf{u}$, $\mathrm{rot}\,\mathbf{u} = \eta e\mathbf{h}/(Mc)$ (отсюда $\mathbf{h} = Mc\,\mathrm{rot}\,\mathbf{u}/(\eta e)$), и применив операцию rot к $\mathbf{h}$, получим $\mathrm{rot}\,\mathbf{h} = Mc\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{u}/(\eta e) = -Mc\Delta\mathbf{u}/(\eta e)$. Подставив в это выражение возмущение магнитного поля, найдем $\mathrm{rot}\,\mathbf{h} = Mck^2\mathbf{u}/(\eta e)$. Тогда для силы Ампера получим:

$$\mathbf{F_A} = \frac{1}{4\pi MN_n}\frac{Mc}{(N/N_n)e}k^2[\mathbf{u}\cdot\mathbf{H_0}] =$$

$$= \left[\mathbf{u}\cdot\frac{ck^2}{4\pi MN}\mathbf{H_0}\right] = [\mathbf{u}\cdot 2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{H}],$$

т. е. $2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{H} = ck^2\mathbf{H_0}/(4\pi MN)$.

Так как $\mathbf{u}$ имеет размерность скорости, а $2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{i}$ и $2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{H}$ – размерность частоты ($\mathrm{с}^{-1}$), система уравнений (2)-(4) формально описывает взаимодействие двух несжимаемых жидкостей под действием трех гироскопических сил: силы Кориолиса, $\mathbf{F_k} = \rho[\mathbf{V}\cdot 2\boldsymbol{\Omega}]$, и электромагнитных гироскопических сил, $\mathbf{F_i} = \rho[\mathbf{V}\cdot 2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{i}]$ и $\mathbf{F_H} = \rho[\mathbf{u}\cdot 2\boldsymbol{\Omega}_\mathbf{H}]$. Здесь сила $\mathbf{F_i}$ обусловлена вихревым электрическим полем, а $\mathbf{F_H}$ – видоизмененная форма силы Ампера $\mathbf{F_A}$. Безразмерный параметр δ введен для удобства: в Е-области ионосферы, где эффект Холла играет существенную роль, он равен единице и необходимо пользоваться трехжидкостным приближением ионосферной среды, а в области F, в которой эффект Холла отсутствует, δ обращается в нуль и ионосферную среду необходимо рассматривать как одножидкостную.

Таким образом, как и в случае гироскопической силы Кориолиса $\mathbf{F_k}$, под действием геомагнитного поля ионосфера приобретает дополнительную стратификацию электромагнитной природы, и в верхней атмосфере возбуждаются новые волновые ветви крупномасштабных очень низкочастотных (ОНЧ) электромагнитных волн, которые обусловлены наличием гироскопических электромагнитных сил $\mathbf{F_i}$ и $\mathbf{F_H}$. В Е-области ионосферы сила $\mathbf{F_i}$ сравнима с силой Кориолиса $\mathbf{F_k}$. Другая гироскопическая сила $\mathbf{F_H}$ как в Е-, так и в F-области ионосферы превосходит силу $\mathbf{F_k}$ [7, 11].

Линеаризуя систему уравнений (2)-(4) в длинноволновом приближении ($\lambda \sim 10^3 \div 10^4$ км), получим систему, которая будет исследоваться в дальнейшем [7, 11, 20]:

$$\frac{\partial \operatorname{rot} \mathbf{v}}{\partial t} = -(\mathbf{v}\cdot\nabla)2\mathbf{\Omega} - (\mathbf{u}\cdot\nabla)2\mathbf{\Omega_H}, \qquad (5)$$

$$\frac{\partial \operatorname{rot} \mathbf{u}}{\partial t} = -(\mathbf{v}\cdot\nabla)2\mathbf{\Omega_i} - \delta(\mathbf{u}\cdot\nabla)2\mathbf{\Omega_H}, \qquad (6)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{v} = 0, \qquad \operatorname{div}\mathbf{u} = 0. \qquad (7)$$

Вектор геомагнитного поля $\mathbf{H_0}$ удовлетворяет уравнениям Максвелла: $\operatorname{rot}\mathbf{H_0} = 0$ и $\operatorname{div}\mathbf{H_0} = 0$. Исходя из этого можно ввести следующие два широтных градиента: $\beta_1 = \frac{\partial H_{0z}}{\partial y} = \frac{\partial H_{0y}}{\partial z}$ и $\beta_2 = \frac{\partial H_{0y}}{\partial y} = -\frac{\partial H_{0z}}{\partial z}$. В дальнейшем, как и в теории длинных волн Россби ($\lambda \sim 10^3 \div 10^4$ км), β_1 и β_2 считаются постоянными и система (2)-(4) становится системой уравнений с постоянными коэффициентами.

2. Получение дисперсионного уравнения и оценка параметров волн для системы уравнений (5)-(7)

Учитывая, что решение системы (5)-(7), как было отмечено выше, мы ищем в виде внутренних трехмерных плоских волн $\mathbf{v},\mathbf{u} \sim \exp\left[-i\omega t + i(k_x x + k_y y + k_z z)\right]$, и пренебрегая для простоты действием силы Кориолиса, из (5)-(7) получим:

$$\begin{aligned} &\omega[\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}] = -(\mathbf{u}\cdot\nabla)2\mathbf{\Omega_H}, \\ &\omega[\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}] = -(\mathbf{v}\cdot\nabla)2\mathbf{\Omega_i} - \delta(\mathbf{u}\cdot\nabla)2\mathbf{\Omega_H}, \\ &(\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}) = 0, \qquad (\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}) = 0, \end{aligned} \qquad (8)$$

где $(\mathbf{u}\cdot\nabla) = u_y\partial/\partial y + u_z\partial/\partial z$, $(\mathbf{v}\cdot\nabla) = v_y\partial/\partial y + v_z\partial/\partial z$.

Из уравнений (8) следуют очевидные равенства:

$$\begin{aligned} v_y &= \frac{k_y}{k_z}v_z, \\ v_x &= -\frac{k_y^2 + k_z^2}{k_x k_y}v_y, \\ v_x &= -\frac{k_y^2 + k_z^2}{k_x k_z}v_z. \end{aligned} \qquad (9)$$

Аналогичные соотношения получаются и для величины $\mathbf{u}$. С учетом (9) из системы (8) легко получается дисперсионное уравнение для трехмерных волн Хантадзе:

$$\frac{\omega}{\omega_H} + \frac{\omega'_{Ro}}{\omega} = \delta. \qquad (10)$$

Из (10) для области Е (где $\delta = 1$), с учетом $\omega'_{Ro} \ll \omega$ [3, 5], найдем следующие две ветви колебаний:

а) для быстрой магнитоградиентной планетарной волны (высокочастотная ветвь)

$$\omega \approx \omega_H \approx \omega_{HE} \frac{\sqrt{1+3\sin^2\theta}}{R_0} \frac{k_x}{k^2} =$$

$$= \frac{cH_E}{4\pi eN} \frac{\sqrt{1+3\sin^2\theta}}{R_0} k_x, \qquad (11)$$

где $\omega_{HE} = ck^2 H_E / (4\pi eN) = (e/c_e)^2 eH_E/(mc)$ – собственная частота замагниченных электронов (геликонов) на экваторе, R_0 – радиус Земли;

б) для медленной низкочастотной планетарной волны типа Россби

$$\omega \approx \omega'_{Ro} \approx -\Omega_{iE} \frac{\sqrt{1+3\sin^2\theta}}{R_0} \frac{k_x}{k^2}, \qquad (12)$$

где $\Omega_{iE} = \eta eH_E/(Mc)$ – собственная частота ОНЧ ионно-циклотронных волн на экваторе.

В области F $(\delta = 0)$ будем иметь лишь одну ветвь быстрых магнитоградиентных планетарных волн, распространяющихся как в положительном, так и в отрицательном направлениях:

$$\omega = \omega_n = \pm\omega_{aE} \frac{\sqrt{1+3\sin^2\theta}}{R_0} \frac{k_x}{k^2}, \qquad (13)$$

где $\omega_{aE} = \sqrt{\eta} kH_E / \sqrt{4\pi MN} = kV_{aE}$ – собственная частота медленных альвеновских волн на экваторе. В выражения (11)-(13), кроме радиуса Земли R_0, который естественным образом определяет пространственный масштаб электромагнитных планетарных волн, входят лишь два ионосферных параметра: N и η. Концентрация электронов N в ионосфере изменяется с высотой от значения $10^4 \div 10^5$ см$^{-3}$, а зависимость степени ионизации η от высоты для дневных условий [9, 21] приведена в таблице.

Для ночных условий на всех высотах степень ионизации уменьшается на порядок.

Таблица.

z, км	η	z, км	η
100	10^{-8}	250	10^{-4}
120	10^{-7}	300	10^{-3}
150	10^{-6}	350	10^{-3}
200	10^{-5}	400	10^{-2}

По этим значениям ионосферых параметров ниже рассчитываются собственные частоты рассматриваемых волн.

Так как завихренности электронов $2\mathbf{\Omega_H}$ и ионов $2\mathbf{\Omega_i}$ в геомагнитном поле $\mathbf{H_0}$ направлены с юга на север и с севера на юг (т. е. электроны вращаются в геомагнитном поле против часовой стрелки, а ионы – по часовой), частота (11), как и в инерционных волнах в работе [19], имеет положительное значение, а частота (12) – отрицательное. Квадрат частоты $\omega_n^2 = -\omega_H \cdot \omega'_{Ro}$ не зависит от завихренности и, как и в альвеновских волнах, частота (13) естественным образом дает два значения: $\pm\omega_n$. Из формулы (12) следует также, что в отличие от трехмерных волн Россби ($\omega_{Ro} = -\beta k_x/k^2$, $\beta = \partial\omega_{0z}/\partial y = 2\Omega_0 \sin\theta k_x / (R_0 k^2)$ [18]), распространяющихся в основном в западном направлении, медленные магнитоградиентные волны всегда имеют “восточную” фазовую скорость. Очевидно, это обусловлено тем, что векторы $\mathbf{\Omega}$ и $\mathbf{H_0}$ направлены противоположно друг к другу: $\mathbf{\Omega}$ – с юга на север, $\mathbf{H_0}$ – с севера на юг. При $k_z = 0$ выражения (11)-(13) совпадают с результатами работы [6]. Ввиду того что гироскопические силы $\mathbf{F_i}$ и $\mathbf{F_H}$ не совершают работы, кинетическая энергия, заключенная в магнитоградиентных волнах, сохраняется полностью.

Из (11)-(13) следует, что фазовая скорость быстрых планетарных волн (формула (11)) не зависит от волнового числа, эти волны не испытывают дисперсию и распространяются одномерно, а медленные волны типа Россби в E-области и быстрые волны в F-области являются сильно диспергирующими. Рассматриваемые волны имеют общепланетарный характер и могут возбуждаться на всех широтах Земли. Так как у планетарных волн горизонтальные волновые числа $k_x, k_y \ll k_z$, формулы (11)-(13) можно упростить:

$$\omega = \omega_H \frac{cH_E}{4\pi eN} \frac{\sqrt{1+3\sin^2\theta}}{R_0} k_x,$$

$$\omega \approx \omega'_{Ro} = -\eta\omega_{iE} \frac{\sqrt{1+3\sin^2\theta}}{R_0} \frac{k_x}{k_z^2},$$

$$\omega = \omega_n = \pm V_{aE} \frac{\sqrt{1+3\sin^2\theta}}{R_0} \frac{k_x}{k_z}.$$

Вертикальные групповые скорости волн $c_{гр,z} = \partial\omega/\partial k_z$ с учетом знака ω'_{Ro} и ω_n определяют направление переноса волновой энергии. В случае $c_{гр,z} > 0$ энергия волн переносится из нижних слоев ионосферы в верхние, а в случае $c_{гр,z} < 0$ – наоборот, из верхних слоев ионосферы в нижние. В настоящее время хорошо известны по крайней мере два постоянных тепловых источника волн в верхней атмосфере: один из них находится на высоте 80 км, где из-за сильной турбулентности среды происходит затухание идущих снизу акустико-гравитационных, приливных и планетарных волн, а второй – высокоширотный источник тепла на высотах $350 \div 400$ км, где кинетическая энергия идущих сверху высокоэнергичных магнитосферных частиц переходит в тепло [20]. Характерная вертикальная длина планетарных волн – порядка шкалы высот, которая в тропосфере ~8 км, а в ионосфере ~30 км для области E и ~50 км для области F. Характерные горизонтальные длины планетарных волн вдоль параллели и вдоль меридиана $\sim 10^3 \div 10^4$ км. Поэтому ионосфера для таких крупномасштабных волновых процессов представляется в виде тонкой пленки, и аналитическое рассмотрение волн можно провести с помощью известной теории "мелкой воды" [17, 18]. Для планетарных волн в силу неравенства $k_x, k_y \ll k_z$ полный волновой вектор **k** будет иметь направление, близкое к вертикали. Такой наклон линии равных фаз планетарных волн очень часто регистрируется при наблюдениях в атмосфере [18].

Следует также отметить, что рассматриваемые быстрые магнитоградиентные волны, как показано в работе [9], переносят ионосферные возмущения на глобальные расстояния вдоль параллелей и меридианов. Численные значения фазовой скорости быстрых магнитоградиентных c_H -волн, рассчитанные с использованием экспериментальных данных, приведены в работе [8], где показано, что параметры c_H -волн Хантадзе в E-области ионосферы лежат в пределах: $\lambda \sim 10^3 \div 10^4$ км, $\omega_H \sim 10^{-1} \div 10^{-4}$ $с^{-1}$ и $c_H \sim 0.1 \div 0.7$ км/с и $c_H \sim 0.5 \div 7$ км/с для дневных и ночных условий соответственно. Возмущения магнитного поля составляют $\sim 2 \div 100$ нТл, когда ионосферные параметры меняются в пределах $10 \div 100$ %. Проведенные нами расчеты параметров медленной гидромагнитной c'_{Ro} -волны дали следующие значения: $\lambda \sim 10^3 \div 10^4$ км, $\omega'_{Ro} \sim 10^{-4} \div 10^{-6}$ $с^{-1}$ и $c'_{Ro} \sim 10 \div 10^2$ м/с. Величина возмущений магнитного поля составляет $1 \div 20$ нТл, когда ионосферные параметры меняются в пределах $30 \div 80$ %. Для F-области ионосферы для быстрой магнитоградиентной c_n -волны получены значения: $\lambda \sim 10^3 \div 10^4$ км, $\omega_n \sim 3 \div 10^{-3}$ $с^{-1}$, $c_n \sim 10 \div 50$ км/с. Магнитные возмущения составляют от нескольких единиц до нескольких сотен нанотесла при изменении ионосферных параметров от 0.5 до 30 %. Значения параметров существенным образом зависят от магнитной активности Солнца. Более подробно численные значения параметров магнитоградиентных волн, их высотные профили для разных уровней активности Солнца, времени суток и сезонов приведены нами в работе [21].

Заключение

Резюмируя, можем утверждать, что в отличие от двумерных планетарных волн, которые могут распространяться лишь в горизонтальном направлении, трехмерные медленные и быстрые магнитоградиентные планетарные волны должны иметь преимущественно близкое к вертикальному направление $(k_z \gg k_x, k_y)$, что хорошо подтверждается наблюдениями в верхней атмосфере [15, 20].

Литература

1. Tolstoy I. Hydromagnetic gradient waves in the ionosphere // J. Geophys. Res. – 1967. – Vol. 72. – P. 1435-1442.
2. Хантадзе А. Г. Об определении движения по полю давления и широтный эффект геомагнитного поля // Труды ин-та геофизики АН ГССР. – 1967. – С. 24-29.
3. Хантадзе А. Г. Гидромагнитные градиентные волны в динамо-области ионосферы // Сообщения АН ГССР. – 1986. – Т. 123, №1. – С. 69-71.
4. Кобаладзе З. Л., Хантадзе А. Г. О распространении крупномасштабных возмущений в ионосфере // Сообщения АН ГССР. – 1989. – Т. 134, №1. – С. 97-100.
5. Khantadze A. G. On the electromagnetic planetary waves in the Earth’s ionosphere // J. Georgian Geophys. Soc. – 1999. – Vol. 4B. – P. 125-127.
6. Хантадзе А. Г. О новой ветви собственных колебаний электропроводящей атмосферы // Доклады РАН. – 2001. – Т. 376, №2. – С. 250-252.
7. Хантадзе А. Г. Электромагнитные планетарные волны в земной ионосфере // Геомагнтизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42, №3. – С. 333-335.
8. Бурмака В. П., Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, №2. – С. 143-162.
9. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, №1. – С. 59-106.
10. Хантадзе А. Г., Абурджания Г. Д., Ломинадзе Дж. Г. Новые ветви собственных ультранизкочастотных электромагнитных колебаний ионосферного резонатора // Доклады РАН. – 2006. – Т. 406, №2. – С. 244-248.
11. Aburjania G. D., Chargazia K. E., Jandieri G. V., Khantadze A. G., Kharshiladze O. A. On the new modes of planetary electromagnetic waves in the ionosphere // An. Geophys. – 2004. – Vol. 22. – P. 1-9.
12. Aburjania G. D., Jandieri G. V., Khantadze A. G. Self-organization of planetary-scale electromagnetic waves in the ionosphere // J. Atmos. Terr. Phys. – 2003. – Vol. 65. – P. 661- 671.
13. Aburjania G. D., Chargazia K. E., Jandieri G. V., Khantadze A. G., Lominadze J. G. Generation and propagation of the ULF planetary-scale electromagnetic wavy structures in the ionosphere // Planet. Space Sci. – 2005. – Vol. 53. – P. 881-901.
14. Aburjania G. D., Khantadze A. G. Mechanism of the planetary Rossby wave energy amplification and transformation in the ionosphere with an inhomogeneous zonal smooth shear wind// J. Geophys. Res. – 2006. – Vol. 111, No. AO11567. – P. 1-17.
15. Шарадзе З. С. Атмосферные волны в среднеширотной ионосфере: Дис... докт. физ.-мат. наук. – М.: 1991. – 255 с.
16. Fagundes P. R., Pillat V. G., Bolzan M. J. A., et al. Observations of F layer electron density profiles modulated by planetary wave type oscillations in the equatorial ionospheric anomaly region // J. Geophys. Res. – 2005. – Vol. 110. – P. 1302.
17. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. Т.1, 2. – М.: Мир, 1984.
18. Гилл Ф. Динамика атмосферы и океана. Т. 1, 2. – М.: Мир, 1986.
19. Ландау Л. Д., Лифшиц И. М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1988. – 736 с.
20. Хантадзе А. Г. Некоторые вопросы динамики проводящей атмосферы. – Тбилиси: Мецниереба, 1973. – 280 с.
21. Хантадзе А. Г., Абурджания Г. Д., Гвелесиани А. И. Физика возникновения новых ветвей планетарных электромагнитных волн в ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 2003. – Т. 43. – С. 193-198.

Тривимірні магнітоградієнтні хвилі у верхній атмосфері Землі

А. Й. Гвелесіані, Г. В. Джандієрі

Отримано загальне дисперсійне рівняння для тривимірних електромагнітних планетарних хвиль, з якого як окремий випадок випливають результати Хантадзе (одновимірний випадок). Показано, що часткова вмороженість геомагнітного поля, як і в одновимірному випадку, призводить до існування “швидких” та “повільних” планетарних хвиль, котрі у дворідинному наближенні (тобто з цілковитим захопленням іонів нейтралами) є коливаннями замагнічених електронів і частково-замагнічених іонів у Е-області іоносфери. У F-області іоносфери в однорідинному наближенні збуджуватиметься лише “швидка” планетарна хвиля, що є коливанням середовища у цілому.

Three-Dimensional Magnetogradient Waves in the Upper Earth's Atmosphere

A. I. Gvelesiani and G. V. Jandieri

A general dispersion relation for three-dimensional electromagnetic planetary waves from which, as a particular case, follow the Khantadze results (one-dimensional case) is obtained. It is shown that a partially frozen-in geomagnetic field, like in the one-dimensional case, leads to generation of "fast" and "slow" planetary waves being in a two-liquid approximation (i.e., with complete ion drag by neutrals) oscillations of magnetized electrons and partially magnetized ions in the E-region of ionosphere. In the F-region in a one-liquid approximation, only the "fast" planetary wave being oscillation of the environment as a whole is generated.