

УДК 533.951

САМООРГАНИЗАЦИЯ ВГВ СТРУКТУР В НЕОДНОРОДНОЙ ИОНОСФЕРЕ 1. НЕЛИНЕЙНЫЕ МОДЕЛЬНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ

© 2013 г. **Г. Д. Абурджания**, **О. А. Харшиладзе**, **Х. З. Чаргазия**

*Институт прикладной математики им. И.Н. Веква Тбилисского государственного
университета им. И.А. Джавахишвили, г. Тбилиси*

*Институт геофизики им. М.З. Нодиа Тбилисского государственного
университета им. И.А. Джавахишвили, г. Тбилиси, Грузия*

e-mail: aburj@mymail.ge, g.aburjania@gmail.com

Поступила в редакцию 10.08.2011 г.

После доработки 10.12.2012 г.

Для исследования генерации и дальнейшей нелинейной динамики внутренних гравитационных волновых (ВГВ) структур в диссипативной ионосфере в присутствии неоднородного зонального ветра (сдвигового течения) построена соответствующая модельная система нелинейных динамических уравнений для нижней ионосферы. Получен критерий развития сдвиговой неустойчивости ВГВ в ионосферной среде.

DOI: 10.7868/S0016794013050039

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в результатах многочисленных наблюдений и экспериментов обнаруживают в атмосферно-ионосферной среде почти на всех высотах волновые движения в широком диапазоне частот от акустических до планетарных. В атмосферной акустике особое внимание уделяется внутренним гравитационным волнам (ВГВ), представляющим собой колебания атмосферно-ионосферных областей, природа которых в значительной степени определяется действием силы тяжести. Эти колебания совершаются с частотой, при которой волновые ускорения сопоставимы с ускорением силы тяжести. Поэтому, для определенности примем, что периоды их лежат в пределах от 5 минут до 3 часов, а для длины волн — от 100 м до 10 км.

Повышенный интерес к ВГВ волнам, в первую очередь, обусловлен пониманием того факта, что эти волны способны распространяться на многие сотни и тысячи километров от источника без существенного затухания. Распространяясь с групповой скоростью, ВГВ обеспечивают эффективный перенос энергии, тепла и импульса из тропосферы в верхнюю атмосферу (который превосходит даже энергию, поставляемую солнечным ветром), где оказывают влияние на тепловой и динамический режим [Francis, 1975; Nakamura et al., 1993; Rishbeth and Fukao, 1995; Fritts et al., 2006; Alexander et al., 2008; Necht et al., 2009; Alexander et al., 2010; Alexander, 2010].

Существует много источников ВГВ движений в атмосферно-ионосферных слоях: землетрясения, извержения вулканов, магнитные бури и морские штормы, ураганы, тайфуны, торнадо, солнечные затмения, терминатор, пролеты метеоров, запуски мощных ракет [Hayakawa, 1999; Pulinets and Boyarchuk, 2004; Cheng and Huang, 1991; Testud, 1970; Голицын и др., 1975; Ming et al., 2010; Kuster et al., 2008; Chimonas and Hines, 1971; Бурмака и др., 2003], а также промышленные, военные и атомные взрывы большой мощности [Дробжев и др., 1986; Pokhotelov et al., 1995; Tolstoy and Herron, 1970]. Сюда следует отнести также и генерация ВГВ сдвиговой неустойчивостью в струйных течениях, неоднородных ветрах, токовыми системами полярных и экваториальных областей [Hines and Reddy, 1967; Aburjania et al., 2006; Bertin et al., 1978; Chimonas and Hines, 1970].

Одним из важных свойств ВГВ является их существенное влияние на распространения электромагнитных волн в атмосферно-ионосферных слоях [Rastogi, 1981; Гершман, 1974]. Следовательно, ионосферные электрические токи и электромагнитные поля могут иметь обратное влияние на волновые свойства ВГВ на ионосферных высотах. В ионосфере, в отличие от низких слоев атмосферы, при изучении динамики волновых процессов необходимо учитывать неоднородность, нестационарность ветрового процесса, турбулентное состояние нижней ионосферы и влияние неоднородных электромагнитных сил. Эти факторы, которые в силу малой плотности

среды в ионосфере и сравнительно большой проводимости ионосферного газа особенно сильно выражены, могут значительно влиять на особенности распространения волновых структур.

Действие геомагнитного поля приводит, с одной стороны, к индукционному затуханию волн, связанному с педерсеновской или поперечной (по отношению к геомагнитному полю) проводимостью, а с другой — к гироскопическому эффекту, обусловленному холловской проводимостью ионосферы и действующему на возмущения подобно силе Кориолиса. В результате совместного действия пространственно-неоднородных кориолисовой и электродинамической (связанной с геомагнитным полем) сил в ионосфере может существовать новый тип волн, физически отличающихся от обычной волны нейтральной среды, которые можно назвать замагниченными волнами.

Результаты многолетних наблюдений [Госсард и Хук, 1978; Педлоски, 1984; Казимировский и Кокоуров, 1979] показывают также, что в атмосферно-ионосферных слоях постоянно присутствуют пространственно-неоднородные зональные ветры — сдвиговые течения, — обусловленные неравномерным нагревом атмосферных слоев солнечной радиацией. В связи с этим актуальной становится задача о генерации и эволюции обычной и замагниченной волновых структур в разных слоях атмосферы при их взаимодействии с неоднородным зональным ветром (сдвиговым течением).

Интерес к сдвиговым течениям вообще обусловлен их повсеместной реализацией как в околоземном пространстве (как уже отмечалось выше) и астрофизических объектах (в галактиках, звездах, струйных выбросах, мировом океане и т.д.), так и в лабораторных и технических устройствах (нефтепроводах, газопроводах, в плазменных магнитных ловушках, магнитогидродинамических генераторах и т.д.). Сдвиг скорости в течениях является мощным источником разнообразных энергоемких процессов в сплошной среде.

В данной работе, для дальнейшего исследования нелинейной стадии эволюции ВГВ в сдвиговых зональных течениях (ветрах) в разных областях ионосферы теоретически в разделе 2 разясняется модель среды и приводятся модельные нелинейные гидродинамические уравнения для нижней ионосферы, описывающее взаимодействие замагниченных ВГВ структур со сдвиговым течением. В разделе 3 анализируется вопрос об устойчивости волн в сдвиговом течении и выводится необходимое условие неустойчивости.

2. НЕЛИНЕЙНОЕ МОДЕЛЬНОЕ ДИНАМИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Введем локальную систему декартовых координат x, y, z с осью x , направленной на восток, осью y — на север и осью z — по вертикали. Нас будут интересовать, низкочастотные волновые движения в ионосферной среде (состоящей из электронов, ионов и нейтральных частиц) с $\omega \ll kc_s$ (где ω и k — характерная частота и волновое число возмущений, соответственно; $c_s = (\gamma P_0 / \rho_0)^{1/2}$ — скорость звука, $\gamma = c_p / c_v$ — отношение удельных теплоемкостей, P_0 — равновесное газо-кинетическое давление и ρ_0 — равновесная плотность среды), имеющие горизонтальный пространственный масштаб L_h порядка 10 км, вертикальный масштаб L_v , намного меньший, чем приведенная высота нейтральной атмосферы H ($L_v \ll H = \int d \ln \rho_0 dz = c_s^2 / (\gamma g)$) и временной масштаб τ порядка, 5 минут $\leq \tau < 5$ часа. В выбранной системе координат вектор индукции дипольного геомагнитного поля можно представить в виде $\mathbf{B}_0(0, B_{0y}, B_{0z})$, соответственно, для вектора угловой скорости вращения Земли имеем $\mathbf{\Omega}_0(0, \Omega_{0y}, \Omega_{0z})$. Для относительно мелкомасштабных ВГВ возмущений \mathbf{B}_0 и $\mathbf{\Omega}_0$ можно считать однородными. Далее, пренебрегаем наклоном оси вращения Земли и геомагнитные и географические широты считаем совпадающими.

Динамические свойства такой среды и движения большей степенью определяются нейтральной компонентой, поскольку выполняется условие $N_{e,i} / N_n \ll 1$ (где $N_e, N_i = N, N_n$ — концентрация электронов, ионов и нейтральной компоненты соответственно). Присутствие заряженных частиц в ионосфере обуславливает электропроводность рассматриваемой среды и появление действия пондермоторной силы Ампера $[\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0]$. Соответственно, связь между гидродинамическими и электродинамическими процессами в ионосфере осуществляется за счет действия магнитного поля Земли на индукционный ток (а не на конвекционный ток), возникающий при движении проводящей среды в этом поле [Cowling, 1976; Докучаев, 1959; Abugjan et al., 2005]. Наличие этой силы и вызывает индукционное торможение (из-за педерсеновских токов) в ионосфере Земли, не менее значительно, чем вязкое торможение, особенно, в F -области [Гершман, 1974; Докучаев, 1959].

Для рассматриваемого класса возмущений условие квазинейтральности в ионосферной плазме выполняется с большим запасом и можно пренебречь внутренним электростатическим полем ($\mathbf{E} = -\nabla \phi = 0$). Используя безиндук-

ционное приближение [Докучаев, 1959; Abugjanian et al., 2006], можно пренебрегать индуцированными магнитным и вихревым электрическими полями. В этих условиях, при отсутствии внешнего электрического поля, в обобщенном законе Ома для ионосферной плазмы индукционный ток \mathbf{j} определяется динамо электрическим полем, $\mathbf{E}_d = \mathbf{V} \times \mathbf{B}_0$ (где \mathbf{V} гидродинамическая скорость нейтрального газа) и педерсеновской σ_p проводимостью [Гершман, 1974; Abugjanian et al., 2005].

Исходя из вышесказанного, основные свойства внутренней гравитационной волны в ионосфере целесообразно рассматривать, взяв в качестве исходного уравнение для двумерного движения (уравнение Навье–Стокса) в плоскости (x, z) ($\partial/\partial y = 0$) со скоростью $\mathbf{V}(V_x, 0, V_z)$, в котором принято, что ускорение определяется градиентом давления, ускорением свободного падения, силами объемным электродинамическим и вязкостным трением в приближении Буссинеска (см. также [Абурджания и др., 2012]),

$$\rho_0(z) \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} - \sigma_p B_0^2 \left(\mathbf{V} - B_0 \frac{(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}_0)}{B_0^2} \right) + \rho_0(z) \nu \Delta \mathbf{V}, \quad (1)$$

и уравнение непрерывности несжимаемой ($\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$) ионосферы

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \rho = 0. \quad (2)$$

Здесь, как обычно, $\rho = N_n M = \rho_0(z) + \rho'(x, z, t)$ – плотность; $P = P_0(z) + P'(x, z, t)$ – давление; $\mathbf{g} = -g \mathbf{e}_z$ – ускорение силы тяжести, \mathbf{e}_z – единичный вектор вдоль вертикали, т.е. вдоль оси z . Переменные с нулевым индексом означают параметры атмосферы в невозмущенном состоянии, а имеющие знак штрих – отклонение от этого среднего состояния (далее, для простоты штрих у величин опустим). M – масса иона или нейтральной частицы (молекулы), ν – кинематическая вязкость, $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2$ – двумерный лапласиан. Равновесная плотность среды ρ_0 стратифицирована действием гравитационных сил, поэтому предполагается, что в термосфере ρ_0 меняется с высотой экспоненциально $\rho_0(z) = \rho(0) \exp(-z/H)$.

Для дальнейшего анализа эволюции ВГ волновых возмущений необходимо на базе уравнений (1), и (2) построить самосогласованно-упрощенное нелинейное динамическое уравнение, учитывающее присутствие в ионосферной среде неоднородного зонального ветра со скоростью $\mathbf{V}_0(z) = v_0(z) \mathbf{e}_x$ (где \mathbf{e}_x – единичный вектор, направленный вдоль оси x). С этой целью, записывая уравнение (1) для горизонтальной V_x и вертикальной V_z состав-

ляющих скорости среды и дифференцируя первое уравнение по координате z , а второе – по координате x и вычитывая второе из первого, получим:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0(z) \frac{\partial}{\partial x} \right) \Delta \psi - v_0''(z) \frac{\partial \psi}{\partial x} + J(\psi, \Delta \psi) = \\ & = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{d \ln \rho_0}{dz} \times \\ & \times \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0(z) \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial \psi}{\partial z} - v_0'(z) \frac{\partial \psi}{\partial x} + J \left(\psi, \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] - \\ & - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\sigma_p B_0^2) \cdot \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\sigma_p B_0^2}{\rho_0} \times \\ & \times \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\sigma_p B_{0y}^2}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \nu \Delta^2 \psi. \end{aligned} \quad (3)$$

Аналогично преобразуем уравнение непрерывности (2):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0(z) \frac{\partial}{\partial x} \right) \rho + J(\psi, \rho) = -\frac{d\rho_0}{dz} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (4)$$

Здесь, в согласии с условием несжимаемости рассматриваемого двумерного возмущения ($\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$), введена функция тока Ψ в виде

$$V_x = -\frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad V_z = \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad (5)$$

и оператор якобиана $J(a, b) = \partial a/\partial x \cdot \partial b/\partial z - \partial a/\partial z \cdot \partial b/\partial x$.

Для удобства дальнейшего анализа, перейдем к обычным для изотермической атмосферы полевым переменным [Hines, 1960; Госсард и Хук, 1978]:

$$\psi = \bar{\psi} \exp\left(\frac{z}{2H}\right), \quad \rho = \bar{\rho} \exp\left(-\frac{z}{2H}\right). \quad (6)$$

Подставляя (6) в (3) и (4), заменяя перед нелинейными членами множитель $\exp[z/(2H)] \approx 1$ (т.е. $k_z \gg 1/(2H)$ – коротковолновость по вертикали), учитывая что параметр $(\sigma_p B_0^2/\rho_0)$ не зависит от координаты z [Гершман, 1974] и вводя новую переменную $R = g\bar{\rho}/\rho_0(0)$, получаем следующую замкнутую систему нелинейных уравнений:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0(z) \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\Delta \bar{\psi} - \frac{\bar{\psi}}{4H^2} \right) + \\ & + \left(\frac{v_0'(z)}{H} - v_0''(z) \right) \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x} + J(\bar{\psi}, \Delta \bar{\psi}) = -\frac{\partial R}{\partial x} - \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{\sigma_p B_0^2}{\rho_0} \cdot \left(\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial z^2} - \frac{\bar{\psi}}{4H^2} \right) - \frac{\sigma_p B_{0y}^2}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} + \nu \Delta^2 \bar{\psi}, \\ & \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0(z) \frac{\partial}{\partial x} \right) R + J(\bar{\psi}, R) = \omega_g^2 \cdot \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $\omega_g = (g/H)^{1/2} > 0$ – частота Брента–Вайсе-ля для устойчиво стратифицированной несжимаемой изотермической атмосферы; $v'_0(z) = dv_0(z)/dz$ и $v''_0(z) = d^2v_0(z)/dz^2$.

Система уравнений (7) и (8) описывает нелинейное взаимодействие внутренних гравитационных структур с неоднородным зональным ветром и геомагнитным полем в несжимаемой изотермической диссипативной ионосфере.

3. КРИТЕРИИ УСТОЙЧИВОСТИ ВГВ В ИОНОСФЕРЕ С НЕОДНОРОДНЫМ ЗОНАЛЬНЫМ ВЕТРОМ

Характер плоскопараллельного сдвигового течения намного определяет эволюцию волнового возмущения в среде. Причем, сдвиговые течения в гидродинамике и магнитогиродинамике часто неустойчивы [Михайловский, 1977; Госсард и Хук, 1978]. Присутствие слагаемых, пропорциональных v'_0 и v''_0 в уравнении (7), связано с критерием (условием) неустойчивости сдвигового течения. В линейном приближении для малых возмущений вида $(\bar{\Psi}(x, z, t), R(x, z, t)) = (\Psi_1(y), R_1(y)) \exp(ik_x x - i\omega t)$ из системы уравнений (7) и (8) следует уравнение типа Орра–Зоммерфелда

$$-i \left[v \left(\frac{d^2}{dz^2} - k_x^2 \right)^2 + b_{0y} k_x^2 - b_0 \left(\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{4H^2} \right) \right] \Psi_1 + (\omega - k_x v_0) \left[\frac{d^2}{dz^2} - k_x^2 - \frac{1}{4H^2} \right] \Psi_1 - \left[k_x \left(\frac{v'_0}{H} - v''_0 \right) - \frac{k_x^2 \omega_g^2}{\omega - k_x v_0} \right] \Psi_1 = 0. \quad (9)$$

Пренебрегая диссипационными эффектами ($\sigma_p, \nu \rightarrow 0$), из уравнения (9) получаем

$$\Psi_1'' - \left[k_x^2 + \frac{1}{4H^2} + \frac{k_x(v'_0/H - v''_0)}{\omega - k_x v_0} - \frac{k_x^2 \omega_g^2}{(\omega - k_x v_0)^2} \right] \Psi_1 = 0, \quad (10)$$

где $\Psi_1'' = d^2\Psi_1/dz^2$. Уравнение (10) является модификацией известного уравнения Релея [Госсард и Хук, 1978] (при $1/H \rightarrow 0$, $\omega_g \rightarrow 0$). Для определения критерия неустойчивости сдвигового течения в нашем случае домножим (10) на Ψ_1^* , вычтем из полученного результата комплексно-сопряженное выражение и проинтегрируем полученное выражение от одной границы z_1 до другой границы z_2 плазменного потока:

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{d}{dz} \left(\Psi_1^* \frac{d\Psi_1}{dz} - \Psi_1 \frac{d\Psi_1^*}{dz} \right) dz - \int_{y_1}^{y_2} \left[\frac{1}{\omega - k_x v_0} - \frac{1}{\omega^* - k_x v_0} \right] k_x (v_0/H - v''_0) |\Psi_1|^2 dz - \int_{z_1}^{z_2} \left[\frac{k_x^2 \omega_g^2}{(\omega - k_x v_0)^2} - \frac{k_x^2 \omega_g^2}{(\omega^* - k_x v_0)^2} \right] |\Psi_1|^2 dz = 0. \quad (11)$$

Предполагая, что частота возмущения $\omega = \omega_0 + i\gamma$ является комплексной (где ω_0 – частота линейных ВГВ), а волновой вектор k_x – вещественной величиной, можно мнимую часть уравнения (11) записать в виде:

$$2\gamma \int_{z_1}^{z_2} \left[\frac{2\omega_1 k_x^2 \omega_g^2}{(\omega_1^2 + \gamma^2)^2} + \frac{k_x(v''_0 - v'_0/H)}{\omega_1^2 + \gamma^2} \right] |\Psi_1|^2 dz = 0, \quad (12)$$

где $\omega_1 = \omega_0 - k_x v_0$. В случае, когда $\omega_1, \gamma, |\Psi_1^2| > 0$, из (12) следуют условие линейной неустойчивости сдвигового течения:

$$\frac{2\omega_1 k_x^2 \omega_g^2}{(\omega_1^2 + \gamma^2)} + k_x \left(v''_0 - \frac{v'_0}{H} \right) = 0. \quad (13)$$

Для критического уровня ионосферы, где фазовая скорость волны $V_p = \omega/k_x$ совпадает со скоростью ветра v_0 , $V_p = v_0(z)$ (т.е. $\omega_1 = \omega_0 - k_x v_0 \approx 0$), равенство (13) можно переписать в виде:

$$v''_0(y) - v'_0/H = 0. \quad (14)$$

Условия (13) и (14) можно назвать модифицированными условиями неустойчивости Релея ($v''_0 = 0$) для ВГВ при соответствующих параметрах зонального потока, волны и среды. Выполнение этого равенства (13) (или (14)) в некоторой резонансной точке $z = z_r$ сдвигового течения является необходимым условием неустойчивости.

В земной атмосфере величина v'_0/H может быть как больше, так и меньше v''_0 . Так что согласно (14), эпизодически могут возникать возмущения зонального ветра, такие, что в некотором критическом слое $z = z_r$ выполняется условие $|v''_0| = |v'_0/H|$, что является причиной его неустойчивости в течение некоторого времени, после чего зональный ветер перестраивается и снова становится устойчивым и т.д.

Коротко обсудим особенности и последствия развития линейной стадии неустойчивости в простом сдвиговом течении ионосферы, когда скорость локального ветра в среде меняется линейно – $v_0(z) = S \cdot z$, где $S > 0$ – постоянный параметр вет-

рового сдвига. Для такого профиля скорости ветра необходимое условие развития сдвиговой неустойчивости (13) выполняется при $|\omega_0| < |k_x v_0|$. В этом случае сдвиговая неустойчивость развивается даже в устойчиво стратифицированной ионосфере и в течение временного интервала $0 < t^* \approx 100/(\omega_g) \sim 6 \times 10^3$ сек. ~2 часа ВГВ интенсивно черпают энергию сдвигового течения и на порядков увеличивают свою энергию и амплитуду. Соответственно, интенсифицируется волновая активность в данном регионе ионосферы за счет энергии сдвигового потока (неоднородного ветра).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье получена модельная система из двух динамических нелинейных уравнений, описывающих взаимодействия внутренних гравитационных структур с вязкой ионосферой, неоднородным локальным зональным ветром и геоматнитным полем.

Найдено необходимое условие сдвиговой неустойчивости ВГВ при их взаимодействии с локальными неоднородными зональными ветрами, которое является обобщением условия Релея.

Предложенные исследования были выполнены при поддержке седьмой европейской рамочной программы [FP7/2007–2013] по грантовому соглашению № 269198 – Геоплазма (международная схема обмена научных сотрудников им. Марии Кюри) и гранта № 31.14 Национального Научного фонда Шота Руставели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Абурджания Г.Д., Харшиладзе О.А., Чаргазия Х.З.* Линеинный механизм генерация и интенсификация внутренних гравитационных волн в ионосфере при их взаимодействии с неоднородным зональным ветром // Геоматнетизм и аэрономия. Т. 53. № 3. С. 379–383. 2013.
- *Бурмака В.П., Костров Л.С., Черногор Л.Ф.* Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондирований средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // Радиофизика. Радиоастрономия. Т. 8. № 2. С. 143–162. 2003.
- *Гершман Б.Н.* Динамика ионосферной плазмы, М.: Наука, 1974.
- *Голицын Г.С., Романова Н.Н., Чунчужов Е.П.* О генерации внутренних волн в атмосфере морским волнением // Изв. АН СССР. Физика атмосферы океана. Т. 12. С. 319–323. 1975.
- *Госсард Э., Хук У.* Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978.
- *Докучаев В.П.* О влиянии магнитного поля Земли на ветры в ионосфере // Изв. АН СССР. Сер. Геофизическая. № 5. С. 783–787. 1959.
- *Дробжжев В.И., Молотов Г.Ф., Рудина М.П. и др.* Отклик ионосферы на возмущения, инициированные промышленным взрывом // Ионосферные исслед. № 39. С. 61–71. 1986.
- *Казимировский Э.С., Кокоуров В.Д.* Движения в ионосфере. Новосибирск: Наука, 1979.
- *Михайловский А.Б.* Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2. М.: Атомиздат, 1977.
- *Педлоски Дж.* Геофизическая гидродинамика. Т. 1. М.: Мир, 1984.
- *Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A.* Mechanism of the planetary Rossby wave energy amplification and transformation in the ionosphere with an inhomogeneous zonal smooth shear wind // J. Geophys. Res. V. 111. A09304/Doi:10.1029/2005JA011567. 2006.
- *Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Jandieri G.V., Kharshiladze O.A.* Generation and propagation of the ULF planetary-scale electromagnetic wavy structures in the ionosphere // Planet. Space. Sci. V. 53. P. 881–901. 2005.
- *Alexander M.J.* Chapter 5. Gravity waves in the stratosphere. In “The Stratosphere: Dynamics, Chemistry and Transport”. L.M. Polvani, A. Sobel, D.W. Waugh (Eds.). Geophys. Monogr. Ser. Doi: 10. 1029/2009GM000887. 2010.
- *Alexander M.J., Geller M., McLandress C. et al.* Recent developments in gravity wave effects in climate models and global distribution of gravity wave momentum flux from observations and models. Q. J. R. Meteorol. Soc. V. 136. P. 1103–1124. 2010.
- *Alexander M.J., Gille J., Cavanaugh C. et al.* Global estimates of gravity wave momentum flux from High Resolution Dynamics Limb Sounder observations // J Geophys. Res. V. 113. D15S18, doi:10.1029/2007JD008807. 2008.
- *Bertin F., Testud J., Kerby L., Rees P.* The meteorological jet stream as a source of medium scale gravity waves in the thermosphere: an experimental study. J. Atmos. Terr. Phys. V. 40. № 10/11. P. 1161–1183. 1978.
- *Cheng K., Huang Y.-N.* Ionospheric disturbances observed during the period of Mount Pinatubo eruptions in June 1991 // J. Geophys. Res. V. 97. P. 16.995–17.004. 1991.
- *Chimonas G., Hines C.O.* Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse // J. Geophys. Res. V. 76. № 28. P. 703–705. 1971.
- *Chimonas G., Hines C.O.* Atmospheric gravity waves launched by auroral currents // Planet. Space Sci. V. 18. № 4. P. 565–612. 1970.
- *Cowling T.C.* Magnetohydrodynamics. Monograph on Astronomical Subject, Hilger, Bristol, U.K., 1976.
- *Francis S.H.* Global propagation of atmospheric gravity waves: a review // J. Atmos. Terr. Phys. V. 37. P. 1011–1054. 1975.
- *Fritts D.C., Janches D., Riggan D.M. et al.* Gravity waves and momentum fluxes in the mesosphere and lower thermosphere using 430 MHz dual-beam measurements at Aresibo: 2. Frequency spectra, momentum fluxes, and variability // J Geophys. Res. V. 111. D18108, doi:10.1029/2005JD006883. 2006.
- *Hayakawa M.* (Edit). Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes. Terra Sci., Tokyo, 1999.

- *Hecht J.H., Alexander M.J., Walterscheid R.L. et al.* Imaging of atmospheric gravity waves in the stratosphere and upper mesosphere using satellite and ground-based observations over Australia during the TWICE campaign // *J. Geophys. Res. A*. V. 114. № 17. D 18123, Doi: 10. 1029/2008 JD011259, 2009.
- *Hines C.O., Reddy C.A.* On the propagation of atmospheric gravity waves trough region of wind shear // *J. Geophys. Res.* V. 72. № 3. P. 1015–1034. 1967.
- *Hines C.O.* Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // *Canad. J. Phys.* V. 38. № 11. P. 1441–1481. 1960.
- *Kuester M.A., Alexander M.J., Ray E.A.* A model study of gravity waves over Hurricane Humbert (2001) // *J. Atmos. Sci.* V. 65. P. 3231–3246. 2008.
- *Ming F.C., Chen Z., Roux F.* Analysis of gravity-waves produced by intense tropical cyclones // *Ann. Geophys.* V. 28. P. 531–547. 2010.
- *Nakamura T., Tsuda T., Yamamoto M., Fukao S., Kato S.* Characteristic of gravity waves in the mesosphere observed with the middle and upper atmosphere radar. 1. Momentum flux // *J. Geophys. Res.* V. 98. № B5. P. 8899–8910. 1993.
- *Pokhotelov O.A., Parrot M., Fedorov E.N. et al.* Response of the ionosphere to natural and man-made acoustic sources // *Ann. Geophys.* V. 13. P. 1197–1210. 1995.
- *Pulinets S., Boyarchuk K.* *Ionospheric Precursors of Earthquakes*, Springer, New York, 2004.
- *Rastogi P.K.* Radar studies of gravity waves and tides in the atmosphere // A review. *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 43. № 5/6. P. 511–524. 1981.
- *Rishbeth H., Fukao S.* A review of MU radar observation of the thermosphere and ionosphere // *J. Geomag. Geoelectr.* V. 47. P. 621–637. 1995.
- *Testud J.* Gravity wave generated during magnetic substorms // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 32. P. 1793–1805. 1970.
- *Tolstoy I., Herron T.J.* Atmospheric gravity waves from nuclear explosions // *J. Atmos. Sci.* V. 27. P. 55–61. 1970.