მიხეილ ნოდიას სახ. გეოფიზიკის ინსტიტუტის შრომები, ISSN 1512-1135, ტ. LXXII, 2020
Transactions of Mikheil Nodia Institute of Geophysics, ISSN 1512-1135, vol. LXXII, 2020
Труды Института геофизики им. Михаила Нодиа, ISSN 1512-1135, т. LXXII, 2020

УДК 551.510.535.4; 533.951; 550.388

Светлой памяти Арчила Хантадзе

ВЕТРОВЫЕ И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ИОНОСФЕРНЫХ УРОВНЯХ

Гвелесиани А. И.

Институт геофизики им. Михаила Нодиа Тбилисского государственного университетаим. Иванэ Джавахишвили, 0160, Тбилиси, ул. М. Алексидзе, 1

1. Введение

В последнее время проблема изучения динамики крупномасштабных ($10^3 \div 10^4$ км) движений в ионосфере, на фоне которых протекают почти все физико-химические процессы, находится в центре внимания исследователей верхней атмосферы. Это обусловлено тем, что атмосфера на рассматриваемых высотах $(80 \div 600)$ км представляет собой слабоионизированную плазму, заряженная компонента которой мгновенно реагирует на всякое изменение динамического режима нейтральной компоненты ионосферы. При этом отклик ионосферной плазмы на динамическое воздействие, в виде собственных (фоновых) колебаний, носит электромагнитный характер, распространяется в среде со скоростью выше 1 км/сек и содержит ценную информацию о внешних источниках и электродинамических процессах, разыгрывающихся в это время в верхней атмосфере. Особенно чётко они проявляются на мировой сети ионосферных и магнитных обсерваторий во время магнитных бурь, суббурь [1], землетрясений [2-4], запуска космических аппаратов [7,8] и т.д. В последнем случае отклик выявляется как уединённая крупномасштабная вихревая структура циклонического и антициклонического характера. Расшифровка отклика ионосферной плазмы представляет собой центральную задачу исследователей верхней атмосферы и околоземного космического пространства.

В отличие от тропосферы, где погодообразующие низкочастотные $(10^{-4} \div 10^{-6})$ $сек^{-1}$ процессы планетарного масштаба протекают очень медленно, со скоростью местных преобладающих ветров $(5 \div 20)$ м/сек [9-11] в ионосфере, крупномасштабные динамические процессы, как показывают наблюдения [9,12,13], имеют довольно широкие временные (от десятка секунд до нескольких часов для электромагнитных планетарных волн и от двух дней до двух недель и выше, для волн типа волн Россби) и скоростные (от $10 \div 100$ м/сек до нескольких десятков км/сек) спектры [9] (то, что время глобальных воздействий на ионосферу вышеуказанных источников попадает во временной диапазон частот электромагнитных планетарных волн [8], приводит к сильному резонансному усилению амплитуд этих волновых колебаний и позволяет по запаздыванию возмущения чётко регистрировать их на мировой сети ионосферных и магнитных обсерваторий, удалённых друг от друга на тысячи километров).

Характерная особенность динамических процессов верхней атмосферы обусловлена существованием здесь электропроводящей компоненты у атмосферы и действием на эту компоненту геомагнитного поля. Наличие анизотропной электропроводности и неоднородного геомагнитного поля придаёт верхней атмосфере Земли дополнительную упругость электромагнитной природы. В результате динамические процессы в ионосфере, представляющей собой трёхкомпонентную жидкость, будут определяться не только давлением нейтральных молекул (нейтрального газа) P_m, но и давлением электронов (электронного газа) P_e, ионов (ионного газа) P_i и давлением геомагнитного поля $P_H = H_0^2/8\pi = Q^2/8\pi r^6$, здесь H_0 – величина напряжённости геомагнитного поля, $Q = 8,1\cdot 10^{25}\,Гс/см^3$ – величина магнитного дипольного момента Земли, r – расстояние от центра Земли до рассматриваемой точки. Магнитное давление P_H в областях *E* и *F* ионосферы ($80 \div 600$ км) почти не меняется с высотой и примерно равно $4\cdot 10^{-3}$ $дн/см^2$. Давление же молекул P_m, наоборот, уменьшается с высотой очень быстро (экспоненциально) и уже на высоте 130 км $P_m \approx P_H$ [15]. Давление ионосферной плазмы $P_{пл} = P_e + P_i \approx 2NkT_e$ всегда намного меньше, чем P_m и P_H. Так, например, даже для максимальных значений концентраций ионосферной плазмы $N \sim 10^7$ $см^{-3}$ и температуры электронов $T_e \approx 2000^0 K$ плазменное давление $P_{пл} = 10^{-5}$ $дн/см^2$. Поэтому для интервала высот $80 \div 600$ км, исключая диффузионные процессы [14], действием плазменного давления на ионосферную среду можно пренебречь.

Из вышеизложенного следует, что динамические процессы в ионосфере в зависимости от высоты, будут определяться либо давлением нейтрального газа P_m, (область высот $80 \div 130$ км), либо давлением геомагнитного поля P_H (область высот выше 130 км). Интенсивность влияния того или иного фактора будет существенным образом зависеть как от степени ионизации среды $\eta = N/N_m$, так и от значений гирочастот электронов $\omega_e = eH_0/mc$, ионов $\omega_i = eH_0/Mc$, а также от частот столкновений заряженных частиц друг с другом ν_{ei} и с нейтральными молекулами ν_{em}, ν_{im}. Здесь e –элементарный заряд, m и M – соответственно массы электронов и ионов, c – скорость света, N_m – концентрация нейтральных молекул. В ионосфере в области высот $80 \div 600$ км $\omega_e \approx 10^7$ $сек^{-1}$, $\omega_i \approx (1.5 \div 3)\cdot 10^2$ $сек^{-1}$. Максимальные значения частот соударений в нижней части *E*- области ионосферы ($80 \div 130$ км) равны соответственно $\nu_{ei} \approx 10^4$ $сек^{-1}$, $\nu_{em} \approx 10^5$ $сек^{-1}$, $\omega_{im} \approx 10^3 \div 10^4$ $сек^{-1}$ [18]. Поэтому здесь всегда выполняются неравенства:

$$\omega_e >> \nu_e, \quad \omega_i << \nu_{im}, \quad (1.1)$$

где $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{em}$

Следовательно, в этой области верхней атмосферы электроны замагничены (геомагнитные силовые линии вморожены в электронную компоненту), а ионы – нет. Ионы, как пассивная примесь, полностью увлекаются нейтральными частицами [9,15]. Так как частоты соударений очень быстро уменьшаются с высотой, начиная со 120 км и выше, второе неравенство (1.1) нарушается и принимает вид:

$$\omega_i > \nu_{im}. \quad (1.2)$$

Соответственно, в верхней *E* области ионосферы и в области *F* плазменная компонента атмосферы будет полностью замагничена. С учётом приведённых неравенств общие выражения для коэффициентов проводимостей Холла σ_H и Педерсена (поперечная проводимость) $\sigma_\perp$ упрощаются и принимают вид [9]:

$$\sigma_H = \frac{eNc}{H_0}, \quad \sigma_\perp = \frac{e^2N}{M\nu_{im}}, \quad \frac{\sigma_H}{\sigma_\perp} = \frac{\nu_{im}}{\omega_i} >> 1, \quad (1.3)$$

для нижней *E*- области ионосферы ($80 \div 130$ км), которую называют также областью Холла. Для низкочастотных, медленных, планетарных волн(L ~ $10^3 \div 10^4$ км) в этой области атмосферы всегда выполняется неравенство: $\omega << \omega_i < \nu_{im}$, т.е. частота столкновений ν_{im} больше характерных частот волны ω и циклотронной частоты ионов ω_i; тем не менее, волновое уравнение в этой области верхней атмосферы не содержит частоты столкновений из-за эффекта Холла (см. (1.3)), и определяющая роль столкновений проявляется в форме волнового уравнения, учитывающего гироскопический эффект, обусловленный геомагнитным полем.

Для верхней части области E и F ($130 \div 600$ км) соответственно будем иметь

$$\sigma_H = e^2 N\left(\frac{1}{m\omega_e} - \frac{1}{M\omega_i}\right) = 0\,, \sigma_\perp = \frac{NMc^2\nu_{im}}{H_0^2}\,. \quad (1.4)$$

Из (1.3) следует, что в нижней E-области ионосферы можно пренебречь поперечной проводимостью $\sigma_\perp$ по сравнению с холловской σ_H. Из (1.3) также следует, что σ_H не зависит от частоты столкновений частиц и, следовательно, как было выше указано, не вносит вклада в диссипацию энергии движения. Электромагнитная сила Ампера, действующая на единицу массы, $\vec{F}_A = \frac{1}{\rho c}[\vec{j}\vec{H}_0]$, обусловленная током Холла, имеет гироскопический характер и действует на среду подобно силе Кориолиса $\mathbf{F_A} = \frac{N}{N_m}[\mathbf{V}\boldsymbol{\omega}_\mathbf{i}]$. В верхней части области Eи F сила Ампера, обусловленная проводимостью Педерсена, имеет диссипативный характер и принимает вид релеевского трения $\mathbf{F}_\perp = -\frac{N}{N_m}\nu_{im}\mathbf{V}_\perp = -\lambda\mathbf{V}_\perp$, где $\mathbf{V}_\perp = \mathbf{V} - \frac{(\mathbf{VH_0})\mathbf{H_0}}{H_0^2}$, $\mathbf{V}$ – скорость нейтралов. В области высот $80 \div 115$ км существенным фактором диссипации движения является также турбулентное перемешивание [11,10].

С учётом вышесказанного уравнение движения среды в Е-области ионосферы можно представить в виде:

$$\rho\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -grad\,P + \rho\mathbf{g} + \rho[\mathbf{V}\cdot 2\boldsymbol{\omega}_\mathbf{0}] + \rho_i[\mathbf{V}\boldsymbol{\omega}_\mathbf{i}] + \nu\frac{\partial^2\mathbf{V}}{\partial z^2}\,. \quad (1.5)$$

Так как в выражение (1.5) не входит индуцированное движением магнитное поле $\mathbf{h}$, уравнение (1.5) вместе с уравнением неразрывности

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + div\rho\mathbf{V} = 0 \quad (1.6)$$

и притока тепла

$$\frac{dP}{dt} + \gamma P div\mathbf{V} = \varepsilon\,. \quad (1.7)$$

При заданной величине притока тепла ε система будет замкнутой. Здесь P и $\rho = MN_m$ – давление и плотность нейтралов, $\mathbf{g}$ – вектор ускорения силы тяжести, $\boldsymbol{\omega}_\mathbf{0}$ – вектор угловой скорости вращения Земли (всегда направлен с юга на север), ν – коэффициент турбулентного перемешивания, $\rho_i = M_i N_i$ – плотность ионов, z – вертикальная координата, γ – показатель политропы.

Система (1.5) - (1.7) представляет собой обычные уравнения гидродинамики атмосферы, в которых фигурирует дополнительная механическая сила магнитной природы типа силы Кориолиса, обусловленная наличием геомагнитного поля $\mathbf{H_0}$ и электропроводностью Холла, силы релеевского трения, обусловленной проводимостью Педерсена[9].

В этом приближении в E - области ионосферы в нейтральной компоненте, как и ионной (вследствие полного увлечения $V \approx V_i$), возникновение крупномасштабных волн электромагнитной природы невозможны. Скорость электронной компоненты в E - области ионосферы с учётом $V_e >> V \approx V_i$ [15] непосредственно определяется с помощью плотности тока $\mathbf{j}$ в виде:

$$\mathbf{V_e} \approx -\frac{1}{eN}\mathbf{j} = -\frac{c}{4\pi eN} rot\,\mathbf{h}\,. \quad (1.8)$$

Индуцированное магнитное поле $\mathbf{h}$ в этом случае находится из замкнутого уравнения Максвелла:

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = rot[\mathbf{V_e} \cdot \mathbf{H_0}] = -\frac{c}{4\pi eN} rot[rot\,\mathbf{h} \cdot \mathbf{H_0}], \quad (1.9)$$

здесь $\mathbf{H_0}$ – вектор напряжённости геомагнитного поля (всегда направлен с юга на север), $\mathbf{h}$ – его возмущение (отклонение от $\mathbf{H_0}$).

Уравнение (1.9) в *E*-области ионосферыдля среднемасштабных процессов (L $\leq$ 10^3 км), как точное решение, содержит колебательную ветвь геликонов (“атмосферных свистов”), а для крупномасштабных процессов ($L \sim 10^2 \div 10^4$ км), когда нельзя пренебречь эффектом неоднородности геомагнитного поля ($\nabla \mathbf{H_0} \neq 0$), как будет показано ниже, описывает электромагнитные планетарные волны (новая ветвь электромагнитных колебаний ионосферного резонатора) [18].

В *F* - области ионосферы, где плазменная компонента атмосферы полностью замагнитчена, сила Ампера принимает вид упругой электромагнитной силы

$$\mathbf{F_A} = \frac{1}{4\pi}[rot\,\mathbf{h} \cdot \mathbf{H_0}] \quad (1.10)$$

и замкнутая система уравнений однокомпонентной магнитной гидродинамики, при заданном притоке тепла ε, с учётом уравнений (1.6) и (1.7) можно представить в виде [9]:

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -grad\,P + \rho \mathbf{g} + \rho[\mathbf{V} \cdot 2\boldsymbol{\omega}_\mathbf{0}] + \frac{1}{4\pi}[rot\,\mathbf{h} \cdot \mathbf{H_0}], \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = rot[\mathbf{V} \cdot \mathbf{H_0}] + rot\left[\mathbf{H_0} \frac{1}{\rho_i \nu_{im}} \frac{1}{4\pi}[rot\,\mathbf{h} \cdot \mathbf{H_0}]\right]. \quad (1.12)$$

Для нижней *E*- области ионосферы, взяв rot от обеих частей уравнения (1.5), для несжимаемой атмосферы, при условии отсутствия диссипативных сил, найдём фундаментальное условие сохраняемости нового инварианта [16]:

$$helm\left(rot\,\mathbf{V} + 2\boldsymbol{\omega}_\mathbf{0} + \frac{N}{N_m}\frac{e}{M_e}\mathbf{H_0}\right) = 0. \quad (1.13)$$

Здесь оператор $helm$, введённый Фридманом в честь Гельмгольца, для любого векторного поля $\mathbf{a}$ имеет вид [17]:

$$helm\,\mathbf{a} = \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} - rot[\mathbf{V} \cdot \mathbf{a}] + \mathbf{V} div\,\mathbf{a}. \quad (1.14)$$

Равенство $helm\,\mathbf{a} = 0$ означает сохраняемость (вмороженность) как силовых линий вектора $\mathbf{a}$, так и интенсивности векторных трубок [17].

В отсутствие магнитного поля ($\mathbf{H_0} = 0$) из (1.13) следует известное условие сохраняемости (вмороженности) абсолютного вихря $rot\,\mathbf{V} + 2\boldsymbol{\omega}_\mathbf{0}$ [24], которое как частный случай содержит медленные погодообразующие планетарные волны Россби, обусловленные неоднородностью угловой скорости вращения Земли $\nabla \omega_0 \neq 0$. В минимумах и максимумах планетарной волны всегда располагаются тропосферные циклоны и антициклоны, которые перемещаются вместе с волной со скоростью среднего зонального ветра (~10 м/сек) и фактически определяют региональную погоду в нижней атмосфере Земли.

Из выражения (1.13) следует фундаментальное заключение: в нижней части *E* - области ионосферы, наряду с волной Россби, должны существовать медленные и быстрые планетарные волны, обусловленные неоднородностью геомагнитного поля ∇H_0.

Для F-области ионосферы из (1.11) и (1.12) получим:

$$helm(rot\,\mathbf{V} + 2\boldsymbol{\omega}_0) = rot\frac{1}{4\pi\rho}[rot\,\mathbf{h} \cdot \mathbf{H_0}], \quad (1.15)$$

$$helm\,\mathbf{H} = 0, \quad (1.16)$$

где $\mathbf{H} = \mathbf{H_0} + \mathbf{h}$.

Уравнение (1.15) показывает частичную вмороженность абсолютного вихря, а (1.16) – полную вмороженность магнитного поля $\mathbf{H}$ в F - области ионосферы. Уравнения (1.13) и (1.15) являются обобщёнными вихревыми уравнениями Фридмана-Гельмгольца для этой области верхней атмосферы и, как будет показано ниже, эти фундаментальные уравнения магнитной гидродинамики, наряду с волнами Альвена и Россби, естественным образом содержат новые ветви планетарных волн электромагнитной природы. При $H_0 \to 0$ (1.15) переходит в уравнение Фридмана для абсолютного вихря $rot\,\mathbf{V} + 2\boldsymbol{\omega}_\mathbf{0}$, а при $H_0 \to 0$ и $\nabla \omega_0 \to 0$ – в классическое уравнение Гельмгольца для вихря скорости $rot\,\mathbf{V}$ [9]. Эти уравнения обладают той замечательной особенностью, что производная по времени от вихря скорости $d\,rot\,\mathbf{V}/dt$ для крупномасштабных процессов является одним из главных членов. (Этим свойством не обладают уравнения движения (1.5) и (1.11), в которых инерционный член $\rho\, d\mathbf{V}/dt$ пренебрежимо мал по сравнению с остальными). Это даёт возможность при отсутствии достаточно полных сведений о главных действующих силах (градиент давления, сила тяжести) составить прогностические уравнения и осуществить численное интегрирование. Другой важной особенностью уравнения Фридмана-Гельмгольца, по сравнению с уравнением движения Эйлера, является естественный учёт эффектов неоднородностей угловой скорости вращения Земли $\boldsymbol{\omega}_\mathbf{0}$ и геомагнитного поля $\mathbf{H_0}$. Наконец, уравнение Фридмана-Гельмгольца, как будет в дальнейшем показано, является основным условием динамической возможности движения, в котором $rot\,\mathbf{V}$ всегда отличен от нуля. Уравнения (1.13), (1.15) и (1.16) содержат полную информацию об эволюции вихрей и планетарных волн, обусловленных действующими в жидкости неконсервативными силами ($rot\,\mathbf{F} \neq 0$). В условиях ионосферы – это силы Кориолиса $\mathbf{F_K} = \rho[\mathbf{V} \cdot 2\boldsymbol{\omega}_\mathbf{0}]$ и Ампера $\mathbf{F_A} = [rot\,\mathbf{h} \cdot \mathbf{H_0}]/4\pi$.

Резюмируя, можем заключить, что земная атмосфера в E-области ($80 \div 150$ км) ведёт себя, в основном, как нейтральная среда. Ионная компонента плазмы здесь присутствует как пассивная примесь и перемещается вместе с нейтральной компонентой ($V_i \approx V$) [9,15]. Динамические процессы в этой области верхней атмосферы, в основном, будут контролироваться давлением нейтрального газа P. Электронная компонента, которая здесь полностью замагничена, контролируется геомагнитным полем $(P_H / P_e >> 1)$ и, независимо от нейтралов, перемещается с дрейфовой скоростью $\mathbf{V_e} = c\,[\mathbf{E} \cdot \mathbf{H_0}]/H_0^2 = \mathbf{V_d}$, обусловленной вихревым электрическим полем, величина которого для крупномасштабных процессов, как было показано в [25], значительно превосходит динамо-поле, генерируемое в ионосфере ветровым механизмом $\mathbf{E_d} = [\mathbf{V} \cdot \mathbf{H_0}]/c$. Возникновение и развитие крупномасштабных вихревых и волновых движений в этой области верхней атмосферы необходимо исследовать на основе модели трёхжидкостной гидродинамики: для нейтралов и ионов $(\mathbf{V} = \mathbf{V_i})$ уравнения (1.5) - (1.7), для электронов – уравнения (1.8) - (1.9). Динамические процессы в нейтральной компоненте будут иметь гидродинамический характер и для крупномасштабных низкочастотных процессов должны протекать сравнительно медленно, со скоростью преобладающих ионосферных ветров ($10 \div 100$ м/сек). Для электронов крупномасштабные процессы будут быстрыми ($800 \div 900$ м/сек – 1÷7 км/сек), а волновые движения должны иметь электромагнитную природу.

В F-области ($150 \div 600$ км) электроны и ионы полностью замагничены, $\omega_e >> \nu_e$, $\omega_i >> \nu_{im}$. Они жёстко связаны с силовыми линиями геомагнитного поля и их движение, в основном, будет контролироваться давлением геомагнитного поля $((P_H / P) >> 1)$. Нейтралы, из-за равенства масс молекул и ионов, будут эффективно вовлекаться в движение, и возмущение в нейтральной компоненте будут распространяться с характерной скоростью $\mathbf{U_A} = \mathbf{H_0}/\sqrt{4\pi\rho}$, которая в этой области верхней атмосферы изменяется от $100 \div 300$ м/сек до $2 \div 10$ км/сек [7,8]. Динамические процессы в F-области необходимо исследовать на основе одножидкостной модели магнитной гидродинамики ионосферы (уравнения (1.11), (1.12), (1.15), (1.16)). Здесь динамические процессы будут иметь магнитогидродинамический характер и протекать значительно быстрее, чем в E-области ионосферы.

При этом, как следует из уравнения (1.12), движение здесь будет кинематически возможным лишь при скоростях, удовлетворяющих уравнению индукции Максвелла (1.12). Этот факт, во-первых, существенно ограничивает кинематическую произвольность движения в F-области ионосферы и, во-вторых, показывает, что динамически возможные движения должны осуществляться лишь при скоростях, удовлетворяющих уравнению (1.12). Уравнение индукции, как и уравнение Фридмана-Гельмгольца (1.15), естественным образом содержит неоднородность геомагнитного поля.

2. Ветровые системы на ионосферных уровнях

Движения воздушных масс в ионосфере характеризуются сильной изменчивостью во времени пространстве. Из имеющихся в настоящее время экспериментальных данных [26,] следует, что в ионосфере существуют глобальные циркуляционные системы ветров (преобладающие ветры, обусловленные вращением Земли и неравномерностью нагрева полярных и экваториальных областей атмосферы), приливные течения, которые наиболее сильно выражены на ионосферных высотах, волновые движения гидродинамической и электромагнитной природы и, наконец, разного рода вихревые и неоднородные образования с той или иной продолжительностью “жизни”. Сложная кинематическая и динамическая структура движений в ионосфере объясняется большим многообразием сил, действующих на “атмосферную частицу”, вращением Земли и сравнительно большой электропроводностью воздушных масс в верхней атмосфере. Выше 80 км на движение атмосферы, как было показано выше, существенное оказывает также магнитное поле Земли.

Наблюдения над воздушными движениями в ионосфере, их интерпретация и обобщение составляет один из наиболее сложных разделов физики высоких слоёв атмосферы.

Ниже на основе упрощённых уравнений магнитной гидродинамики ионосферы даются простые теоретические модели ветровых движений в Е и F-областях ионосферы. Ценность таких моделей должна заключаться в отражении ими главных особенностей динамических процессов в верхней атмосфере и возможности на их основе объяснить ряд закономерностей ионосферных ветров, подтверждающихся прямыми и наземными наблюдениями в верхней атмосфере Земли.

В дальнейшем нас будут интересовать, в основном, крупномасштабные ветровые течения в ионосфере, имеющие горизонтальны пространственный масштаб L порядка 100 км и выше, вертикальный масштаб $H=RT/g$порядка шкалы высот и временной масштаб τ_0порядка полу-суток. Именно такие ветровые движения связаны сглобальными распределениями структуры ионосферы и её длиннопериодными временными вариациями. суточными, сезонными, 27-дневными, 11-летними и т.д.

Учитывая, что на расстоянияхL и H макроскопические параметры среды меняются на порядок величины, а также, что $H/L \sim 10^{-2} << 1$ и $V_L = L/\tau_0 \approx 150$ м/с (V_L – характерная скорость горизонтального ветра), из уравнения неразрывности (1.6) получим оценку отношения вертикальной и горизонтальной компонент ветра:

$$\frac{V_z}{V_L} \approx \frac{H}{L} \sim 10^{-2}. \qquad (2.1)$$

Отметим, что эта оценка хорошо согласуется с экспериментальными, по которым на высотах 100 и 200 км

$$V_L \approx 100 \div 200 \text{м/с},\ V_z \approx 0{,}1 \div 1 \text{ м/с}.$$

Из соотношения (2.1) следует, что крупномасштабные движения в ионосфере, в основном, являются квазигоризонтальными и, следовательно, в этом приближении основной теоретической проблемой является определение компонентов горизонтального ветра.

В настоящее время по вопросу горизонтальных ветров типа общей циркуляции имеется ряд работ теоретического характера, в которых на основе соотношения (2.1) проводится упрощение системы уравнений гидродинамики так, как это было сделано для тропосферы Кочиным, Кибелем и др.

Однако во всех этих работах или совсем не формулируются граничные условия, от которых зависит единственность решения задачи, или же они взяты в такой же форме, как и для приземного слоя атмосферы, для которой поверхность Земли играет роль неподвижной, непроницаемой стенки, на которой, вследствие прилипания и непроницаемости все три компоненты ветраобращаются в нуль. В ионосфере, ввиду отсутствия непроницаемых стенок, всегда происходит просачивание движения атмосферы в вертикальном направлении через некоторую выбранную плоскость, и можно считать, что V_z может быть отличной от нуля. Иначе говоря, в ионосфере должно соблюдаться граничное условие проницаемой стенки. Такое условие для ионосферы, очевидно, можно считать наиболее естественным, так как благодаря наличию вертикальных скоростей через проницаемую граничную плоскость, в атмосфере происходит перемешивание, и осуществляется динамическая связь между различными слоями атмосферы.

Для слабо ионизированного газа, каковой является ионосферная среда, можно считать, что скорость ветра совпадает со скоростью движения центра масс нейтральных молекул $\vec{V}=\vec{V}_n$, а скорость плазмы $\vec{V}_p$ равна скорости движения центра масс ионов $\vec{V}_i$. Тогда, используя значения структурных параметров ионосферы и проводя упрощение основных уравнений динамики ионосферы, следуя Кочину, легко получим следующую систему уравнений для общей циркуляции ветров вионосфере.

$$\rho\left\{\frac{dV_\theta}{dt}-\frac{V_\lambda^2}{r}ctg\,\theta-2\omega_0\cos\theta V_\lambda+\nu_i(V_\theta-V_{i\theta})\right\}=\frac{1}{r}\frac{\partial P}{\partial\theta}+\frac{\partial}{\partial r}\mu\frac{\partial V_\theta}{\partial r}, \qquad (2.2)$$

$$\rho\left\{\frac{dV_\lambda}{dt}+\frac{V_rV_\lambda}{r}ctg\,\theta+2\omega_0\cos\theta V_\theta+\nu_i(V_\lambda-V_{i\lambda})\right\}=-\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial P}{\partial\lambda}+\frac{\partial}{\partial r}\mu\frac{\partial V_\lambda}{\partial r}, \qquad (2.3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z}=-\rho g, \qquad P=\rho RT, \qquad (2.4)$$

$$\rho V_r-\rho_0V_0=-\frac{1}{r^2\sin\theta}\int_{r_0}^{r}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(r\sin\theta\,\rho V_\theta)+\frac{\partial}{\partial\lambda}(r\rho V_\lambda)+r^2\sin\theta\frac{\partial\rho}{\partial t}\right]dr, \qquad (2.5)$$

$$V_{i\theta}=(1-\beta)V_\theta+\alpha V_\lambda+U_D, \qquad V_{i\lambda}=(1-\beta)V_\lambda-\alpha V_\theta+V_D, \qquad (2.6)$$

$$\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+\frac{V_\theta}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}+\frac{V_\lambda}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\lambda}+V_r\frac{\partial}{\partial r}.$$

Уравнения (2.2)-(2.6) справедливы для северного полушария, $V_z=V_0$ – значение вертикальной скорости на граничной проницаемой плоскости при $r=r_0$, $r_0\approx$ 80 км – высота термопаузы, где температура минимальна, V_θ, V_λ, $V_{i\theta}$, $V_{i\lambda}$ – меридиональные и зональные компоненты ветра и ионосферной плазмы, $\theta=90^0-\varphi$ – широта, λ – долгота, μ – коэффициент турбулентного перемешивания, $\nu_i=\nu_{in}N/N_n$ коэффициент ионного трения, $\alpha=\beta\nu_{in}/\omega_i$, $\beta=[1-(\nu_{in}/\omega_i)^2]^{-1}$, $\omega_i=eH_{0z}/Mc$ – циклотронная частота ионов, $U_D=\beta cE_\theta/H_{0z}-\alpha cE_\lambda/H_{0z}$, $V_D=-\beta cE_\lambda/H_{0z}-\alpha cE_\theta/H_{0z}$, E_θ и E_λ – меридиональная и зональная компоненты электрического поля (в дальнейшем они считаются заданными). В области E $\alpha\approx0$, $\beta\approx0$, и дрейфовые скорости автоматически выпадают. В области F $\alpha\approx0$, $\beta\approx1$, и дрейфовые скоростиявляются внешними по отношению к ветру факторами и хорошо описываются известными выражениями ионосферного ветра:

$$V_{i\theta}=U_D=c\frac{E_\lambda}{H_{0z}}, \quad V_{i\lambda}=V_D=-cE_\theta/H_{0z}.$$

Эти значения скорости ионизации хорошо регистрируются экспериментальными наблюдениями.

Так как система (2.2)-(2.6) замкнута, можно последовательно определить все элементы общей циркуляции, если известно распределение температуры $T = T(r,\theta,\lambda,t)$ и значения $P_0(r_0,\theta,\lambda,t)$ и $V_0(r_0,\theta,\lambda,t)$ на граничной проницаемой плоскости.

Действительно, исключая (2.4) плотность из уравнения состояния и подставляя в уравнение статики, определим давление

$$P(r,\theta,\lambda,t) = P_0(r_0,\theta,\lambda,t)\exp\left[-\int_{r_0}^{r}\frac{g\,dr}{RT(r,\theta,\lambda,t)}\right]. \quad (2.7)$$

После этого определим плотность

$$\rho = \frac{P(r,\theta,\lambda,\,t)}{RT(r,\theta,\lambda,t)}, \qquad \rho_0 = \frac{P_0(r_0,\theta,\lambda,t)}{RT_0(r_0,\theta,\lambda,t)}. \quad (2.8)$$

По известным значениям P, ρ, ρ_0 и V_0, исключая V_r из уравнений (2.2) и (2.3) с помощью уравнения неразрывности (2.5), получим два нелинейных уравнения второго порядка по t и r для определения горизонтальных ветров V_θ и V_λ. Эти уравнения можно решить приближёнными методами или численным интегрированием, когда невозможно линеаризовать нелинейный член $(\vec{V}\cdot\nabla)\vec{V}$ или точно, когда $(\vec{V}\cdot\nabla)\vec{V}$ становится линейным. При интегрировании появляются 4 произвольных функций. две из которых определяются из условия прилипания V_θ и V_λ на граничной плоскости, а две другие из условия конечности V_θ и V_λ при r → ∞. после определения V_θ и V_λ, скорости перемещения ионизации $V_{i\theta}$ и $V_{i\lambda}$, при заданных E_θ и E_λ, определятся из уравнения (2.6) и, наконец, вертикальная компонента скорости ветра V_r определяется из уравнения (2.5).

Для наглядности исследуем подробно один частный случай, когда удаётся систему (2.2)-(2.6) проинтегрировать до конца.

Рассмотрим однородную ионосферу ($\rho = \rho_0 = const$), в которой поле скоростей горизонтальных ветров является функцией высоты r = z и времени t, а θ и λ
рассматриваются как постоянные параметры.

3. Теоремы Фридмана для электропроводящей атмосферы

Для каждой задачи о реальном движении жидкости в заданных стационарных условиях, в принципе, должны существовать точные стационарные решения уравнений термогидродинамики атмосферы (квазистатичность, квазигеострофичность движения и т.д.

Кинематически эти стационарные решения могут существовать при любых скоростях [17], однако не всякое кинематически мыслимое решение, даже если оно является математически точным, может реально осуществиться в природе. Осуществляющиеся в природе движения для конкретно заданной среды должны удовлетворять как уравнениям гидродинамики, так и некоторым дополнительным кинематическим соотношениям, называемым условиями динамической возможности [17]. Они получаются применением операций rot к уравнениям движения. Так, например, для идеальной несжимаемой жидкости, находящейся в поле консервативных сил $(rot\,\mathbf{F} = 0)$ скорость среды $\mathbf{V}$ должна удовлетворять следующим дополнительным условиям:

$$helm\,(rot\,\mathbf{V}) = rot\,\frac{d\,\mathbf{V}}{dt} = 0\,, div\,\mathbf{V} = 0\ . \quad (2.1)$$

Эти кинематические соотношения известны под названием теоремы Гельмгольца. Фридман их называет условиями динамической возможности движения, так как если эти условия будут выполнены для заданного поля скоростей $\mathbf{V}$, то всегда можно определить единственный динамический элемент несжимаемой жидкости – давление P, как функцию времени и координат, таким образом, чтобы были соблюдены уравнения гидродинамики. Иначе говоря, если указанные кинематические соотношения Гельмгольца будут удовлетворены при заданном поле скоростей, то должно существовать реальное движение несжимаемой жидкости.

Например, в несжимаемой жидкости в поле силы тяжести $(\mathbf{F} = \rho\,\mathbf{g})$ кинематически возможно, но динамически невозможно, вращательное движение с составляющими скорости:

$$V_x = -\Omega(z)y\,, \qquad V_y = \Omega(z)x\,, \qquad V_z = 0\ . \quad (2.2)$$

Здесь $\Omega(z)$ – угловая скорость вращения жидкости.

В самом деле, хотя в этом случае второе условие Гельмгольца выполнено, однако первое условие отлично от нуля:

$$rot_x \frac{d\,\mathbf{V}}{dt} = -2\,\Omega(z)\,\frac{d\Omega(z)}{dz}\,y\,, \quad rot_y \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -2\,\Omega(z)\,\frac{d\Omega(z)}{dz}\,x\,, \quad rot_z \frac{d\,\mathbf{V}}{dt} = 0\,. \quad (2.3)$$

Другими словами, мы не сможем определить давление P из уравнений движения Эйлера,

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho\,\Omega^2(z)x\,, \quad \frac{\partial P}{\partial y} = \rho\,\Omega^2(z)y\,, \quad \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g\,, \quad (2.4)$$

так как здесь левые части являются составляющими градиента, тогда как правые части этим свойством не обладают. Поэтому давление P не может быть определено из выражения (2.4) как функция координат. Выполнение условий динамической возможности движения Гельмгольца (2.1) означает, что в случае несжимаемой жидкости движение, определяемое уравнением (2.2), будет динамически возможным лишь при скоростях с $\Omega(z) = const$, так как только в этом случае удовлетворяются все условия Гельмгольца (2.1), и правые части выражений (2.4) в этом случае становятся составляющими градиента. Условий динамической возможности Гельмгольца (2.1) наглядно показывают, что в несжимаемой жидкости, находящейся в поле силы тяжести, неоднородное вращение жидкости невозможно. Для сжимаемой жидкости, как будет ниже показано, поле скоростей (2.2) может существовать.

Условия динамической возможности Гельмгольца (2.1), выражающие необходимые и достаточные условия для определения единственного динамического элемента, давления P по полю скоростей $\mathbf{V}$ в несжимаемой жидкости, являются основой классической гидродинамики. Значение их двоякое: с одной стороны, они устанавливают ряд основных кинематических свойств движения несжимаемой жидкости (например, сохраняемость (вмороженность) вихревых линий при движении, сохраняемость интенсивности вихревых трубок, а также изгиб, кручение, растяжение вихревых линий и т.д.), с другой стороны, они служат мощным средством для выбора из бесчисленного множества кинематически мыслимых точных решений для скорости $\mathbf{V}$ тех реальных решений, которые динамически возможны в несжимаемой жидкости. Наконец, теорема Гельмгольца (2.1) позволяет изучить такие движения несжимаемой жидкости, в которой завихрённость $rot\,\mathbf{V}$ отлична от нуля, и, тем самым, приближает математическое описание жидкости к более реальной картине движения.

Условия динамической возможности движения для сжимаемой неоднородной бароклинной жидкости, находящейся, в общем случае, в поле неконсервативных массовых сил $(rot\,\mathbf{F} \neq 0)$, были получены Фридманом [17]. Они как частный случай включают в себя теорему Гельмгольца (2.1). Фридман исключил из уравнения движения и неразрывности динамические элементы, давление P и плотность ρ, и объединил полученные дополнительные кинематические условия, налагаемые на вектор скорости $\mathbf{V}$ в виде пяти теорем. Эти кинематические условия связывают компоненты скоростей, заданные силы и их производные по координатам и по времени. С динамической точки зрения теоремы Фридмана являются необходимыми и достаточными условиями для определения в сжимаемой жидкости давления P и плотности ρ. При $\rho = const$ и $rot\,\mathbf{F} = 0$ число теорем Фридмана уменьшается до одной теоремы Гельмгольца (2.1). Стремясь к наибольшей общности результатов, Фридман не принимал во внимание уравнение притока тепла (1.7) и таким образом выведенные условия динамической возможности движения рассматривались как общие условия, которые должны были быть выполнены при любом притоке тепла. Естественно, что при этом давление P определялось по полю скоростей с точностью до произвольной функции времени, плотность ρ –с точностью до постоянной.

Так как жидкость, рассматриваемая Фридманом, фактически была реальной моделью атмосферы Земли, Фридману и его последователям на основе теорем Фридмана, удалось построить многие теоретические модели важнейших тропосферных движений, являющихся редкими случаями точного интегрирования нелинейных уравнений гидродинамики тропосферы [17-20]. Обобщение теорем Фридмана для идеальной сжимаемой электропроводящей жидкости в поле неконсервативных массовых сил и внешнего магнитного поля $\mathbf{H_0}$ в индукционном приближении проведено в [16,9]. Было показано, что в случае электропроводящей среды поле скоростей $\mathbf{V}$ и магнитное поле $\mathbf{H}$ должны удовлетворять тринадцати теоремам условий динамической возможности движения. В отсутствии магнитного поля $(\mathbf{H}=0)$ число теорем уменьшается до пяти теорем Фридмана. Такое обобщение естественным образом показало существование в магнитной гидродинамике двух классов точных решений. Первый класс решений отыскивается с помощью двенадцати теорем, которые при $\mathbf{H}\to 0$ переходят в известный класс точных решений для обычной гидродинамики. Например: теоретическая модель перемещающегося магнитогидродинамического циклона (антициклона), найденная для условий $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Б})=0$, $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Г})=0$, при $\mathbf{H}\to 0$ переходит в известную гидродинамическую модель циклона (антициклона), построенную Кочиным для тропосферы [18]; теоретическая модель вращения с высотой преобладающего ветра в нижней Е-области ионосферы при $\mathbf{H}\to 0$ переходит в известную гидродинамическую модель Экмана-Окербломадля планетарного пограничного слоя тропосферы; магнитогидродинамическая модель Гартмана при $\mathbf{H}\to 0$ переходит в классическую модель течения Пуазейля и т.д. Второй класс точных решений, которые отыскиваются с помощью теоремы 13 ($(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Б})\neq 0, (\mathbf{G}\cdot\mathbf{Г})\neq 0$), не имеет аналога в обычной гидродинамике, и при $H_0\to 0$ решения теряют физический смысл. Именно такие решения устанавливают новые фундаментальные свойства движения электропроводящей жидкости и, тем самым, представляют большой теоретический и практический интерес для исследований в обасти физики, магнитной гидродинамики, ионосферы, магнитосферы и атмосферы Солнца. В частности, известные стационарные решения Альвена-Чандрасекхара о магнито-вихревых кольцах [21,22], найденные путём формального рассмотрения уравнений магнитной гидродинамики для консервативных сил, элементарно могут быть получены, как частные решения, из теоремы 13 в виде:

$$\mathbf{V}=\frac{\mathbf{H}}{\sqrt{4\pi\rho}},\quad P'\approx P_0+\frac{H_0^2}{8\pi}-\rho gz,\quad \rho=const,\quad \frac{\rho V^2}{2}=\frac{H^2}{8\pi}. \quad (2.5)$$

С учётом неконсервативных массовых сил получено точное решение [9]:

$$\mathbf{V}=\frac{\beta}{\sqrt{4\pi\rho}}\mathbf{H},\ \text{где: } \beta=\sqrt{1+\frac{(\mathbf{G}\cdot rot\,\mathbf{F})}{(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Б})}},\quad \mathbf{G}=\mathbf{F}-(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V},\quad \mathbf{Б}=-rot\,\mathbf{G}, \quad (2.6)$$

которое при $rot\,\mathbf{F}=0$ переходит в (2.5).

Понимая чрезвычайную важность условий динамической возможности для движений электропроводящей среды, в качестве примера продемонстрируем метод его получения применительно к F-области ионосферы. В отсутствии диссипативных сил основные уравнения динамики ионосферы можно представить в виде:

$$\rho\frac{d\mathbf{V}}{dt}=-grad\,P'+\frac{(\mathbf{H}\nabla)\mathbf{H}}{4\pi}+\rho\mathbf{F}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+div\rho\mathbf{V}=0, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}-(\mathbf{H}\nabla)\mathbf{V}+(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{H}+\mathbf{H}\,div\mathbf{V}=0, \quad (2.9)$$

где $P' = P + H^2/8\pi$ – полное давление среды $\mathbf{H} = \mathbf{H_0} + \mathbf{h}$, $\mathbf{F} = [\mathbf{V} \cdot 2\boldsymbol{\omega}_0] + \mathbf{g}$. Как было отмечено выше, вывод условий динамической возможности сводится к последовательному исключению динамических элементов P' и ρ из уравнений (2.7) и (2.8).

Вводя векторы Фридмана $\mathbf{G} = \mathbf{F} - (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V}$, $\mathbf{Б} = -\,rot\,\mathbf{G} = helm(rot\,\mathbf{V} + 2\boldsymbol{\omega}_0)$, которые играют большую роль в образовании и разрушении вихрей, и обозначения $\mathbf{T} = (\mathbf{H}\nabla)\mathbf{H}/4\pi$, $\mathbf{\Gamma} = rot\,\mathbf{T}$, $\rho = \exp(-\varphi)$, $\varphi = \ell n\,\omega$, $\omega = 1/\rho$ – удельный объём, $\theta = div\,\mathbf{V}$ перепишем систему уравнений (2.7) - (2.9) в виде:

$$grad\,P' = e^{-\varphi}\mathbf{G} + \mathbf{T}, \ (2.10)$$

$$(\mathbf{V} \cdot grad\varphi) = \theta - \frac{\partial\varphi}{\partial t}, \ (2.11)$$

$$helm\,\mathbf{H} + \theta\mathbf{H} = 0. \ (2.12)$$

Уравнение (2.12) можно назвать кинематическим уравнением возможности движения в магнитной гидродинамике, так как оно связывает между собой компоненты скорости и магнитного поля. Однако это условие недостаточно для описания движения жидкости. Действительно, можно привести много примеров, когда поле скоростей и магнитное поле удовлетворяют уравнению (2.12), но при этих значениях $\mathbf{V}$ и $\mathbf{H}$ нельзя определить давление и плотность среды, и, следовательно, такие решения являются физически нереальными. Как было показано в [16,9], для физической возможности движения в магнитной гидродинамике поле скоростей и магнитное поле должны удовлетворять также и другим кинематическим соотношениям, которые можно назвать условиями динамической возможности движения [16]. Они совместно с (2.12) однозначно определяют динамические элементы движения: давление и плотность.

Уравнение (2.10) показывает, что если удельный объём найден как функция от x, y, z, t, то давление может быть определено простыми квадратурами с точностью до произвольной функции времени:

$$P' = P_0'(t) + \int\left[\left(\frac{1}{\omega}G_x + T_x\right)dx + \left(\frac{1}{\omega}G_y + T_y\right)dy + \left(\frac{1}{\omega}G_z + T_z\right)dz\right]. \ (2.13)$$

Процедура получения условий динамической возможности сводится к доказательству следующей теоремы:

В магнитной гидродинамике необходимым и достаточным условием для определения полного давления P', как функции времени и координат, является равенство:

$\mathbf{Б} + [grad\varphi \cdot \mathbf{G}] = e^{\varphi}\mathbf{\Gamma}$.(2.14)

Необходимость доказывается при применении к уравнению (2.10) операции rot. Достаточность следует, если равенство (2.14) написать в форме $rot(e^{-\varphi}\mathbf{G} + \mathbf{T}) = 0$, но это соотношение показывает, что можно найти такую скалярную функцию P' от времени и координат, градиент которой будет удовлетворять уравнению: $grad\,P' = \exp(-\varphi)\mathbf{G} + \mathbf{T}$. Теорема доказана. Итак, если уравнения магнитной гидродинамики имеют решения, тогда для определения плотности $\rho = \exp(-\varphi)$ должны выполняться следующие соотношения:

$$[grad\varphi \cdot \mathbf{G}] = e^{\varphi}\mathbf{\Gamma} - \mathbf{Б}, \ (2.15)$$

$$(grad\varphi \cdot \mathbf{V}) = \theta - \frac{\partial\varphi}{\partial t}, \ (2.16)$$

$$helm\,\mathbf{H} + \theta\mathbf{H} = 0. \ (2.17)$$

Доказательство обобщённых для магнитной гидродинамики теорем Фридмана-Гельмгольца, позволяющих определить плотность среды ρ из (2.15) и (2.16), могут быть получены из исследования простой алгебраической системы уравнений вида:

$$[\mathbf{X} \cdot \mathbf{B}] = \mathbf{M}\ (\mathbf{X} \cdot \mathbf{A}) = m, \ (2.18)$$

где $\mathbf{A}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{M}$ и m – заданные векторы и скаляр, $\mathbf{X}$ – вектор, подлежащий определению. Полагая в системе (2.18) $\mathbf{B}=\mathbf{G}$, $\mathbf{A}=\mathbf{V}$, $\mathbf{M}=\exp(\varphi)\mathbf{\Gamma}-\mathbf{Б}$, $m=\theta-\partial\varphi/\partial t$ и $\mathbf{X}=grad\varphi$, придём к системе (2.15) – (2.16). Как видно из системы (2.18), необходимым условием решения этой системы относительно $\mathbf{X}=grad\varphi$ является равенство $(\mathbf{B}\cdot\mathbf{M})=0$ или

$$(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Б})=e^{\varphi}(\mathbf{G}\cdot\mathbf{\Gamma}). \quad (2.19)$$

Ясно, что условие (исключая из рассмотрения случай $e^{\varphi}=0$, не отвечающий конечному значению плотности) будут иметь место в одном из следующих случаев:

1) или $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{\Gamma})\neq 0$, тогда и скалярное произведение $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Б})$ также должно быть отличным от нуля;

2) или $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{\Gamma})=0$, тогда должно быть и $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Б})=0$.

В [16] показано, что случай $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{\Gamma})=0$ и $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Б})=0$ даёт 12 теорем об условиях динамической возможности движения, а в случае $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{\Gamma})\neq 0$ и $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Б})\neq 0$ – лишь одну теорему.

На основе установленных теорем было найдено точное решение перемещающегося нестационарного МГД-циклона в виде [9]:

$$V_x=\frac{\partial a(z,t)}{\partial t}-\Omega(z)(y-b(z,t)), \quad V_y=\frac{\partial b(z,t)}{\partial t}+\Omega(z)(x-a(z,t)), \quad V_z=0, \quad (2.20)$$

$$H_x=-n(z)y+\xi(z,t), \quad H_y=n(z)x+\eta(z,\ t), \quad H_z=0, \quad (2.21)$$

$$\omega(z)=\frac{1}{\rho(z)}=C_0\frac{\Omega(z)[\Omega(z)+2\omega_{0z}]}{1+C_0\psi_1(z)}, \quad (2.22)$$

$$P'=\frac{1}{2C_0}\left[(x-q_1(t))^2+(y-q_2(t))^2-2\int\frac{g}{\psi}dz\right]-\int\frac{\psi_1}{\psi}gdz+P_0'(t). \quad (2.23)$$

где $\xi(z,t)=\alpha(z)\sin\Omega t+\beta(z)\cos\Omega t+n(z)b(z,t)$, $\eta(z,t)=-\alpha(z)\cos\Omega t+\beta(z)\sin\Omega t-n(z)a(z,t)$, $n(z)$, $\alpha(z)$, $\beta(z)$ – произвольные функции z; $\psi=\Omega(\Omega+2\omega_{0z})$, $\psi_1=n^2/4\pi$; $a(z,t), b(z,t)$, $z_1=z$ – координаты перемещающегося центра вращения циклона; $\Omega(z)$ – угловая скорость вращения циклона; $C_0=const$, $2\omega_{0z}$ – вертикальная компонента угловой скорости вращения Земли; $q_1(t)$, $q_2(t)$ – произвольные функции времени; $P_0'(t)$ – произвольная функция времени. Как видим, плотность определяется с точностью до постоянной C_0, а давление с точностью до произвольной функции времени $P_0'(t)$. Остальные шесть произвольных функций $a(z,t), b(z,t), \xi(z,t)$, $\eta(z,t)$, $\Omega(z)$ и $n(z)$ определяются из шести дифференциальных уравнений, которые при заданных $q_1(t)$ и $q_2(t)$ полностью решают поставленную задачу.

Проанализируем полученное точное решение (2.20)-(2.23), обладающее всеми основными свойствами нестационарного циклона или антициклона. Как видно, кинематическая картина движения повторяет все закономерности реально наблюдаемых циклонов (антициклонов). Действительно, из формулы (2.20) следует, что в каждый данный момент рассматриваемое движение можно представитькак вращение частиц около мгновенного центра с координатами:

$$x_c=a-\frac{1}{\Omega}\frac{\partial b}{\partial t}, \quad y_c=b+\frac{1}{\Omega}\frac{\partial a}{\partial t}, \quad z_c=z.$$

Геометрическое место мгновенных центров для разных высот даёт мгновенную ось движения, которая, как и ось вращения, меняет своё положение и форму во времени. Определяя линии тока по уравнениям

$$\frac{dx}{-\Omega(y-y_c)}=\frac{dy}{\Omega(x-x_c)}=\frac{dz}{0},$$

найдём, что они будут концентрическими окружностями в горизонтальных плоскостях. Для траекторий частиц проводящей жидкости из (2.20) найдём:

$$x=a+A\cos(\Omega t+\alpha),\qquad y=b+A\sin(\Omega t+\alpha),\qquad z=B,$$

где *A, B* и α не зависят от *t* и определяются из начальных положений частиц. Таким образом, траектории частиц будут обладать петлями и точками возврата.Наконец, из (2.20) следует, что вертикальная составляющая вихрей зависит только от высоты *z* и равна удвоенной угловой скорости вращения $\Omega(z)$, а величина горизонтальных вихрей зависит как от высоты, так и от времени. Магнитные силовые линии, как видно из (2.21), представляют собой концентрические окружности в горизонтальных плоскостях с центрами в точках: $x_m=-\eta/n$, $y_m=\xi/n$. Как видим, центр вращения (a,b) и мгновенный центр магнитных силовых линий $(-\eta/n,\ \xi/n)$ взаимно связаны. Таким образом, всякое изменение магнитного поля вызывает изменение движения и обратно. Следовательно, магнитные силовые линии, вмороженные в "тело" циклона, должны влиять на характер перемещения циклона. Формула (2.22) показывает, что плотность $\rho=1/\omega$ меняется с высотой, т.е. имеем модель неоднородной атмосферы, причём её изменение зависит от функции $\Omega(z)$ и $n(z)$. Подбором этих функций всегда можно изменить плотность ρ в соответствии с действительными условиями в проводящей атмосфере. Изобарические поверхности определяются уравнением (2.23), если в нём положить $P'=const$. Эти поверхности представляют собой параболоиды, которые изменяются со временем. Пересечение последних с горизонтальными плоскостями даёт семейство изобар, представляющих собой концентрические окружности с центром в точке $x_{01}=q_1(t)$, $y_{01}=q_2(t)$. Знак второй производной от P' по x, y зависит от произвольной постоянной C_0. Отсюда при $C_0>0$ в центре изобар будет минимум давления, и в этом случае найденное движение определяет циклон; при $C_0<0$ – в центре имеется максимум давления, и движение будет представлять собой антициклон. Формулы (2.22) и (2.23) показывают, что изобарические и изотерические поверхности пересекаются так, что рассматриваемое движение есть движение бароклинное. Это видно и непосредственно, т.к. изостерические поверхности $\omega=const$ представляют собой горизонтальные плоскости (поскольку ω зависит только от z), а изобарические поверхности не являются горизонтальными (параболоиды). Кроме того, учитывая, что действующие силы неконсервативны ($rot\,\mathbf{F}\neq 0$) и градиентом магнитного поля вдоль силовых линий нельзя пренебречь $\mathbf{T}=(\mathbf{H}\nabla)\mathbf{H}/4\pi$, заключаем, что в рассматриваемом вращательном движении за счёт бароклинности и неконсервативности действующих сил будет постоянно происходить образование и разрушение вихрей.

Из вышеполученных формул также следует, что вся масса циклона заключена в цилиндре, представляющем собой единичную вихревую трубку – с сечением S = $(x-\xi_1)(y-\eta_1)$ – в которой частицы вращаются с угловой скоростью Ω. Обозначая радиус циклона через $r=\sqrt{(x-\xi_1)^2+(y-\eta_1)^2}$ $=r_0$, для переносной скорости и циркуляции соответственно будем иметь: $V_0=\Omega r_0$ и $2\Omega S=2\Omega\pi r_0^2$. Если r – расстояние от оси циклона в нормальном сечении до некоторой точки вне циклона, то, из условия сохранения циркуляции получим: $\Gamma=\oint V dr=2\Omega\pi r_0^2$. Ввиду симметрии вихревой трубки, скорость V будет одинаковой в каждой точке контура, и поэтому её можно вынести за знак интеграла; получим: $V\cdot 2\pi r=2\Omega\pi r_0^2$, отсюда $V=\Omega r_0^2/r$, т.е. течение вне циклона будет потенциальным. Следовательно, течения воздуха внутри и вне циклона будут существенно различными.

Внутри циклона воздух будет вращаться как твёрдое тело с угловой скоростью Ω, а вне циклона характер движения будет потенциальным, обладающим циркуляцией. При этом сам циклон будет перемещаться с поступательной скоростью в атмосфере. Кочин называет этот атмосферный феномен явлением распространения циклона.

При $\mathbf{H}\to 0$ найденная модель магнитогидродинамического циклона переходит в известную гидродинамическую модель циклона, построенную Кочиным [18]. Из найденного решения элементарно получается модель стационарного МГД-циклона [9]. Тем самым доказывается возможность неоднородного вращения в сжимаемой жидкости. Исследуем случай $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Г})\neq 0$ и $(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Б})\neq 0$, не имеющий аналога в обычной гидродинамике. В этом случае

$$\omega = e^{\varphi} = \frac{(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Б})}{(\mathbf{G}\cdot\mathbf{Г})} = m . \quad (2.24)$$

Исключая φ с помощью этого соотношения из уравнений (2.15) и (2.16) с учётом (2.20) и (2.21), получим: $\partial m/\partial x = \partial m/\partial z = 0$. Тогда из уравнения $\partial m/\partial t + (\mathbf{V}\cdot grad m) = 0$ будем иметь $\partial m/\partial t = 0$. Следовательно, m есть функция только от *z*. Вычисляя составляющие по осям *x* и *y*, получим:

$$\frac{\partial\psi}{\partial z} - m\frac{\partial\psi_1}{\partial z} - \frac{\psi}{m}\frac{\partial m}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial A}{\partial z} - m\frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{A}{m}\frac{\partial m}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial B}{\partial z} - m\frac{\partial B_1}{\partial z} - \frac{B}{m}\frac{\partial m}{\partial z} = 0, \quad (2.25)$$

где ψ, ψ_1, *A*, *B*, A_1, B_1 – известные функции. Интегрируя первое уравнение (2.25), определим удельный объём:

$$\omega = \frac{4\pi\,\Omega(z)[\Omega(z) + 2\omega_{0z}]}{n^2(z)} . \quad (2.26)$$

Интегрируя два остальных уравнения (2.25), найдём связь между функциями A A_1, B и B_1:

$$\frac{\psi_1}{\psi}A = A_1 + c_1(t), \quad \frac{\psi_1}{\psi}B = B_1 + c_2(z), \quad (2.27)$$

где $c_1(t)$ и $c_2(t)$ – произвольные функции *t*, которые без ограничения общности можно положить равными нулю.

Определяя полное давление по формуле (2.13), получим:

$$P' = P_0' - \int \frac{\psi_1(z)}{\psi(z)} g dz . \quad (2.28)$$

Легко показать, что найденное решение обобщает известное решение Альвена-Чандрасекхара о магнитно-вихревых кольцах. Действительно, если $\partial/\partial t = 0$, $\mathbf{F} = [\mathbf{V}\cdot 2\boldsymbol{\omega}_\mathbf{0}] + \mathbf{g} = 0$, $a = const$, $b = const$, $\xi = const$, $\eta = const$, $\Omega(z) = const$ и $n(z) = const$, найденные выше формулы принимают вид:

$$V_x = -\Omega(y-b), \quad V_y = \Omega(x-a); \; H_x = -n(y-b), \quad H_y = n(x-a);$$

$$\rho = \frac{n^2}{4\pi\Omega^2}, \quad P' = P_0' = const$$

Отсюда получим стационарное движение Альвена, связывающее скорость течения **V** с магнитным полем **H** и которое лишь по форме совпадает с альвеновской волной, ничего обшего с ней не имея:

$$\mathbf{V} = \frac{\mathbf{H}}{\sqrt{4\pi\rho}}, \; P' = P_0 + \frac{H_0^2}{8\pi} = const .$$

С учётом массовых сил $\mathbf{F} = [\mathbf{V}\cdot 2\boldsymbol{\omega}_\mathbf{0}] + \mathbf{g} \neq 0$ будем иметь решение [9]:

$$\vec{V} = \frac{\Omega\vec{H}_0}{\sqrt{4\pi\rho(\Omega + 2\omega_{0z})\Omega}} \quad , \quad P' = P_0 + \frac{H_0^2}{8\pi} - \rho g z , \quad (2.29)$$

переходящее в решение Альвена при $2\omega_{0z} = 0$ и $g = 0$.

Таким образом, условия динамической возможности движения позволяют отыскать некоторые точные решения сжимаемой, бароклинной, электропроводящей вращающейся жидкости типа (2.20) и (2.21) при наличии неконсервативных сил. Эти решения представляют собой редкий случай точного интегрирования нелинейных уравнений магнитной гидродинамики для случая неоднородного вращения жидкости (Ω (z) $\neq$ 0).

В F-области ионосферы уравнение индукции (2.12) сильно ограничивает произвольность вращательного движения, и для умеренных и высоких широт даёт точное решение в виде:

$$V_x(y,z,t), \quad V_y(x,z,t), \quad V_z = V_{0z}; \; H_x(y,z,t), \quad H_y(x,z,t), \quad H_z = H_{0z}, \qquad (2.30)$$

где V_x, V_y, H_x и H_y определяются формулами (2.20) и (2.21) $V_{0z} = const$, $H_{0z} = const$ – вертикальная компонента геомагнитного поля. Подставляя (2.30) в уравнение (2.17) и приравнивая нулю произвольные постоянные, получим: $n = k\,\Omega$, $\xi = k\,\xi_1$ и $\eta = k\,\eta_1$, где $k = H_{0z} / V_{0z} = const$. Тогда (2.30) принимает вид: $\mathbf{H} = k\,\mathbf{V}$, где $\mathbf{H} = H_x\mathbf{e_x} + H_y\mathbf{e_y} + H_{0z}\mathbf{e_z}$, $\mathbf{V} = V_x\mathbf{e_x} + V_y\mathbf{e_y} + V_z\mathbf{e_z}$. Используя параллельность векторов $\mathbf{H}$ и $\mathbf{V}$, методом условий динамической возможности можно рассмотреть стационарную задачу. Основные уравнения магнитной гидродинамики в стационарном случае сводятся к уравнениям обычной гидродинамики:

$$grad\,P' = e^{\varphi}\mathbf{F} - \left(e^{-\varphi} - \frac{k^2}{4\pi}\right)(\mathbf{V}\cdot\nabla)\mathbf{V},$$

$$(\mathbf{V}\cdot grad\varphi) = 0. \quad (2.31)$$

Используя теоремы Фридмана, аналогично вышерассмотренному, можно отыскать точное решение, определяющее стационарный циклон (антициклон) для *F*- области ионосферы. Система (2.31) при $F = 0$ и $\exp(-\varphi) = \rho = k^2 / 4\pi$ даёт точное стационарное решение Альвена-Чандрасекхара $\mathbf{V_{cm}} = \mathbf{H_0} / \sqrt{4\pi\rho}$, которое в области *F* ионосферы связывает стационарное движение ионосферной среды с геомагнитным полем $\mathbf{H_0}$ и является новой характеристической скоростью для этой области верхней атмосферы. Естественно, что всякое малое отклонение от него должно порождать волновые возмущения, имеющие магнитогидродинамическую природу. В нижней *E*- области ионосферы, в нейтральной и ионной $(\mathbf{V} \approx \mathbf{V_i})$ компонентах не существует стационарное решение типа Альвена-Чандрасекхара, и магнитогидродинамические волны здесь не должны возникать. В электронной компоненте условие вмороженности $\partial\mathbf{H} / \partial t = rot[\mathbf{V_e} \cdot \mathbf{H_0}]$ естественным образом содержит стационарное решение $\mathbf{V_{e,cm}} = \mathbf{H_0} / \sqrt{4\pi\rho_e}$, и малое отклонение от него должно порождать в этой компоненте ионосферной плазмы волновые возмущения магнитогидродинамической природы. Более детально рассматриваемые выше проблемы и многие примеры точных решений нелинейных уравнений магнитной гидродинамики обсуждаются в [9]. Обобщение теорем Хантадзедля вязкойс конечной проводимостью среды, дающие новые дополнительные теоремы и ряд категорий движений, рассмотрено в работах [21, 22].

Резюмируя, можем заключить, что при исследовании вопроса о движении сжимаемой, бароклинной, электропроводящей жидкости условия динамической возможности (в виде тринадцати теорем[9], с учётом же диссипативных процессов – пятнадцати [21, 22]) должны всегда учитываться. Эти условия часто накладывают такие физически возможные ограничения на поле скоростей $\mathbf{V}$ и магнитное поле $\mathbf{H}$ (которые при постановке задачи могут иметь довольно общие формы), что во многих случаях удаётся отыскивать некоторые точные решения нелинейных уравнений магнитной гидродинамики, и, таким образом, становится возможным построение теоретических моделей тех или иных движений в ионосфере и в других областях магнитной гидродинамики.

Считая теоремы об условиях динамической возможности движения принципиально важными, в качестве иллюстрации приведём две из них: 1) для случая (**GГ**) ≠ 0, (**GБ**) ≠ 0 и 2) для случая (**GГ**) = 0, (**GБ**) = 0.

В первом случае условия динамической возможности будут иметь вид:

$$\vec{Б} = m\Gamma + \frac{1}{m}[\vec{G}\,gradm],\ \frac{dm}{dt} = \theta m,\ \frac{d\vec{H}}{dt} - (\vec{H}\nabla)\vec{V} + \theta\vec{H} = 0,$$

где m = (**GБ**)/(**GГ**), θ = div**V.**

Система не содержит удельный объём и связывает, при заданных массовых силах, кинематические элементы движения: компоненты скорости **V**,магнитного поля **H**и их пространственные и временные производные. Нетрудно подсчитать сколько скалярных уравнений влечёт за собой рассматриваемая система. Первое уравнение системы даёт два скалярных уравнения, что легко показать, если его составляющую вдоль оси X умножить на G_x, а вдоль оси У – на G_y. Складывая и вычитая полученные выражения из тождественного равенства m(**GГ**) = (**GБ**), получим составляющую вдоль Z. Остальные уравнения дают четыре скалярных уравнения. Таким образом, получаются шесть скалярных уравнений для определения шести неизвестных: трёх составляющих скорости **V**, трёх составляющих магнитного поля **H**, и поэтому система замкнута.

Если в различных частных случаях, из рассматриваемой системы, при заданных массовых силах, будут найдены выражения для скорости и магнитного поля, то с помощью формулы (2.24) непосредственно будет определена плотность среды $\rho = e^{-\varphi}$, а из соотношения (2.13) – полное давление среды $P' = P + H^2/8\pi$ с точностью до произвольной функции времени. Примеры точных решений для случая (**GГ**) ≠ 0, (**GБ**) ≠ 0 приведены в [9, 21, 22].

Для второго случая, когда (**GГ**) = 0, (**GБ**) = 0, рассмотрим теорему, когда скаляр μ = (**VG**) отличен от нуля.

Умножая уравнение (2.15) векторно на **V** и используя (2.16), получим векторное уравнение для определения плотности среды $\rho = e^{-\varphi}$:

$$grad\ \varphi = \vec{A} + \frac{\partial \varphi}{\partial t}\vec{B} + e^{\varphi}\vec{C}\,, \quad (2.32)$$

где $\vec{A} = \dfrac{[\vec{Б}\vec{V}] + \theta\vec{G}}{\mu}$, $\vec{B} = -\dfrac{\vec{G}}{\mu}$, $\vec{C} = \dfrac{[\vec{V}\vec{Г}]}{\mu}$.

Для исключения $grad\ \varphi$ из (2.32) применим операцию rot к уравнению (2.32) будем иметь:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t}\vec{P} + e^{\varphi}\vec{Q} + \vec{R} = 0\,, \quad (2.33)$$

где $\vec{P} = rot\,\vec{B} + \left[\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t}\vec{B}\right]$, $\vec{Q} = rot\,\vec{C} + \left[\dfrac{\partial \vec{C}}{\partial t}\vec{B}\right] + [\vec{A}\vec{C}]$, $\vec{R} = rot\,\vec{A} + \left[\dfrac{\partial \vec{A}}{\partial t}\vec{B}\right]$.

Ограничимся случаем **P**≠0. Тогда, умножая (2.33) векторно на **P**, получим:

$$e^{\varphi}[\vec{P}\vec{Q}] = [\vec{R}\vec{P}] \quad (2.34)$$

Для [**PQ**] ≠ 0 найдём условие динамической возможности движения:

$$\left|[\vec{P}\vec{Q}]\cdot[\vec{R}\vec{P}]\right| = ([\vec{P}\vec{Q}]\vec{R}) = 0\,. \quad (2.35)$$

Условие (2.35) означает, что векторы [**PQ**] и [**RP**] параллельны, т.е. существует скаляр ξ = $\xi(x, y, z, t)$, для которого имеет место равенство:

$$\xi[\vec{P}\vec{Q}] = [\vec{R}\vec{P}]\,.$$

Сравнивая это выражение с (2.34), заключаем, что плотность определяется непосредственно с помощью этого скаляра:

$$\xi = e^{\varphi} = \frac{1}{\rho}\,. \qquad (2.36)$$

Следовательно, можно считать доказанной следующую *теорему*:

Необходимым и достаточным условием динамической возможности движения в магнитной гидродинамике в случае μ ≠ 0, **P** ≠ 0 и [**PQ**] ≠ 0 *является*:

$$\frac{d\vec{H}}{dt} - (\vec{H}\nabla)\vec{V} + \theta\vec{H} = 0\,, \quad (\mathbf{G}\text{Г}) = 0,\ (\mathbf{G}\text{Б}) = 0,\ ([\mathbf{PQ}]\mathbf{R}) = 0, \quad \text{grad}\,(\ln\xi) = \vec{A} + \frac{\partial \ln \xi}{\partial t}\vec{B} + \vec{C}\,,$$

где ξ определяется из уравнения [**RP**] = ξ[**PQ**].

Здесь условия динамической возможности, как в вышеприведённой теореме, при заданных массовых силах содержат лишь компоненты **V** и **H** и их пространственные и временные производные.Необходимость условий теоремы только что была доказана; докажем их достаточность. Так как, согласно теореме, всегда существует скаляр ξ, определяемый равенством $\xi[\vec{P}\vec{Q}]=[\vec{R}\vec{P}]$, то вычитая это равенство из (2.34) и учитывая, что по условию теоремы [**PQ**] ≠ 0, определим ξ по (2.36). Подставляя найденное значение ξ в последнее условие динамической возможности, получим:

$$\mu\, grad\ \varphi=[\vec{Б}\vec{V}]+\theta\vec{G}-\frac{\partial\varphi}{\partial t}\vec{G}+e^{\varphi}[\vec{V}\vec{Г}]. \quad (2.37)$$

Умножая (2.37) векторно на **G**, найдём:

$$\mu[\vec{G}\, grad\ \varphi]=(\vec{V}\vec{G})\vec{Б}-(\vec{G}\vec{Б})\vec{V}-e^{\varphi}(\vec{G}\vec{Г})\vec{V}+e^{\varphi}(\vec{V}\vec{G})\vec{Г}.$$

Так как согласно условиям теоремы (**GГ**) = 0, (**GБ**) = 0, μ = (**VG**) ≠ 0, будем иметь: $\vec{Б}+[grad\ \varphi\cdot\vec{G}]=e^{\varphi}\vec{Г}$. Но это выражение, как было показано выше, представляет собой необходимое и достаточное условие для определения градиента полного давления $grad\ P'=e^{-\varphi}\vec{G}+\vec{T}$, т.е. получили уравнение Эйлера (2.10).

Для получения уравнения неразрывности, умножим уравнение (2.37) скалярно на **V**:

$$\mu(\vec{V} grad\ \varphi)=\theta\left(\vec{V}\vec{G}\right)-\frac{\partial\varphi}{\partial t}(\vec{V}\vec{G});$$

после сокращения на μ = (**VG**) ≠ 0, получим уравнение неразрывности (2.11).
Таким образом, достаточность условий теоремы также доказана.

Как было выше отмечено, случай (**GГ**) = 0, (**GБ**) = 0 содержит 12 теорем, а случай (**GГ**) ≠ 0, (**GБ**) ≠ 0 лишь одну. В отсутствие магнитного поля число теорем уменьшается до пяти теорем Фридмана.

Отметим, что приведённое выше точное решение (2.20)-(2.23), моделирующее магнито-гидродинамический циклон, найдено с помощью только что доказанной теоремы, а решение (2.26)-(2.28) – с помощьютеоремы (**GГ**) ≠ 0, (**GБ**) ≠ 0.

Эти теоремы, как и теоремы Фридмана и вытекающие из них широкоизвестные инварианты о вихрях (которые, как частные случаи, включают в себя нелинейные уравнения Чарни-Обухова для коротких волн Россби и уравнения Хасегавы и Мимадля дрейфовых волн), к сожалению, неизвестны широкому кругу исследователей физики атмосферы, океана, магнитной гидродинамики и физики плазмы [25-29].

.

ლიტერატურა – REFERENCES- ЛИТЕРАТУРА

1. Hajkowicz L.A. Global onset and propagation of large-scale travelling ionospheric disturbance as a result of the Great Storm of 13 March 1989. Planet. Space Sci.,1991, v. 39,pp. 583-593.
1. ШарадзеЗ.С., МосашвилиН.В., ПушковаГ.Н., ЮдовичЛ. А. Долгопериодные волновые возмущения в верхней мезосфере и нижней термосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 1989. – Т. 29. – С. 1032-1034.
2. Липеровский В.А., Похотелов О.А., Шалимов С.А.. Ионосферные предвестники землетрясений. М.: Наука. – 1992.
3. Hayakawa M. (Ed.). Atmospheric and ionospheric phenomena associated with earthquakes. – Tokyo, Terra Sci. Publ. Comp., 1999.
4. Дробжев В.И., Молостов Г.Ф., Рудина М.П. и др. Отклик ионосферы на возмущения, инициированные промышленным взрывом. Ионосферные исследования.1986, т.33, сс. 61-71.
5. ShaeferL. D., RockD. R., LewisJ. P., etal. Detection of Explosive Events by Monitoring Acoustically Induced Geomagnetic Perturbations., N 94550, Lawrence Livermore Laboratory. – CA, USA, Livermore, 1999.
6. Бурмака В.П., Костров Л.С., Черногор Л.Ф. Радиофизика и радиоастрономия. 2003,т. 8, N 2, сс. 143-162.
7. Черногор Л.Ф. Радиофизика и радиоастрономия. 2003, т. 8,N1, сс. 59-106.

8. Хантадзе А.Г. Некоторые вопросы динамики проводящей атмосферы. Тбилиси: Мецниереба. 1973, 280 с.
9. ХолтонДж.Р. Динамическая метеорология стратосферы и мезосферы. Ленинград: Гидрометеоиздат. 1979, 224 с.
10. Госсард Э.Э., Хук У.Х. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978, 532 с.
11. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Движения в ионосфере. Новосибирск: Наука. 1979, 344 с.
12. Шарадзе З. С. Атмосферные волны в среднеширотной ионосфере: Диссертациядокт.физ.-мат. наук. Москва, 1991, 255 с.
13. Хантадзе А.Г., Гвелесиани А.И. К теории диффузии ионосферной плазмы в области F. М: Наука, 1979, 116 с.
14. Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М.:Наука, 1974, сс. 163-195.
15. Хантадзе А. Г. Об условиях динамической возможности движения в магнитной гидродинамике.Сообщ. АН ГССР, 1963, т. 30,N 4, с. 409.
16. Фридман А.А. Опыт гидромеханики сжимаемой жидкости. М-Л., 1934.
17. Хантадзе А. Г. Гидромагнитные градиентные волны в динамо-области ионосферы.
18. Сообщ. АН ГССР, 1986,т. 123,N 1, сс. 69-71.
19. Альвен Х. Космическая электродинамика. М.: ИЛ, 1952.
20. ChandrasekharS. On the stability of the simplest solution of the equations of hydrodynamics. Proc. Nat. Acad. Sci., USA, 1956, v. 42,N. 5.
21. Гвелесиани А.И. Условия динамической возможности движения вязкой сжимаемой жидкости в магнитной гидродинамике. Труды ИГ АН ГССР, 1973. т. 30, сс. 99- 117.
22. Гвелесиани А.И. Исследование движений проводящей атмосферы и проблемы динамики ионосферы: Диссертация докт. физ.-мат. наук. Тбилиси, 1979, 266 с.
23. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 1 и 2. М.: Мир, 1986.
24. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. Т. 1 и 2. М.: Мир, 1984.
25 Charney J. G. On the scale of atmospheric motions. Geophys. Publ., 1947, v. 17, N 2, pp. 17-20.
26. Hasegawa A., Mima K. Exact solitary Alfvén wave. Phys. Rev. Letters, 1976, v. 37, N 11, pp. 690-693.
27. Petviashvili V., Pokhotelov O. Solitary waves in plasmas and in the atmosphere. Gordon and Breach Science Publishers, Philadelphia-Reading-Paris-Montreux-Tokyo-Melbourne, 1992, 248 p.
28. Абурджания Г. Д. Самоорганизаия нелинейных вихревых структур и вихревая турбулентность в дисперсной среде. М.: КомКнига, 2006, 320 с.
29. Kaladze T. D., Horton W., Kahlon I. Z., Pokhotelov O., Onischenko O. Generation of zonal flow and magnetic field by coupled Rossby- Alfvén-Rhantadze waves in the Earth's ionospheric E-layer. J. Georg. Geophys. Soc. 2013, v. 16B, pp. 53-76.

ქართა და ტალღური პროცესები იონოსფეროს დონეებზე

გველესიანი ა.

რ ე ზ ი უ მ ე

წინამდებარე,ძირითადად მიმოხილვითი სახის სტატიაში განიხილება ზედა ატმოსფეროს დინამიკის აქტუალური საკითხები: (ა)იონოსფერული ნეიტრალური ქარების დინამიკა, (ბ) პლანეტარული მასშტაბის მქონე დიდმასშტაბიანი ტურბულენტური სტრუქტურები, (გ) მაგნიტურ ჰიდროდინამიკაში ცნობილი დინამიკური შესაძლებლობის პირობები, (დ) კარგად ცნობილი და ზედა იონოსფეროს მცირე რხევების ახალი შტოები და (ე) ტურბულენტურ არეში ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელების თავისებურებანი.

WIND AND WAVE PROCESSES AT THE IONOSPHERE LEVELS

Gvelesiani A. I.

A b s t r a c t

The article focuses: (a) on the main problems of the dynamics of ionosphere neutral winds, (b) the largescale vortex structure of planetary scale, (c) conditions of dynamically possibility of motion in magneto-hydrodynamics. Particular attention is given both to (d) well-known, and knew branches of oscillations of the upper atmosphere and also (e) to the peculiarities of the electromagnetics spreading in turbulent medium.

ВЕТРОВЫЕ И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ИОНОСФЕРНЫХ УРОВНЯХ

Гвелесиани А. И.

Р е ф е р а т

В предлагаемой работе, носящей, в основном, обзорный характер, рассматриваются: (а) вопросы динамики ионосферных нейтральных ветров, (б)крупномасштабные вихревые структуры планетарногомасштаба, (в) условия динамической возможности движения в магнитной гидродинамике,(г) известные и новые ветви малых колебаний верхней атмосферы и (д) особенности распространения электромагнитных волн в турбулентной среде.