

УДК 550.385+532.526

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ФРОНТАЛЬНЫХ СТРУКТУР ИОНОСФЕРНЫХ СПОРАДИЧЕСКИХ СЛОЕВ E

© 2013 г. О. Г. Чхетиани^{1,2}, С. Л. Шалимов^{3,2}

¹ Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

² Институт космических исследований РАН, г. Москва

³ Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва

e-mail: ochkheti@rssi.ru, pmsk7@mail.ru

Поступила в редакцию 14.07.2011 г.

После доработки 28.02.2012 г.

Предложен механизм образования фронтальных структур в E области ионосферы, основанный на неустойчивости экмановского типа в нейтральной компоненте слабоионизованной плазмы ионосферы, когда важным оказывается учет спиральности крупномасштабного ветра и турбулентности нейтральной компоненты.

DOI: 10.7868/S0016794013020053

1. ВВЕДЕНИЕ

Образование фронтальных структур спорадических слоев E (E_s) известно из наблюдений ионосферы посредством ионозондов, начиная с 60-х гг. прошлого века [Bowman, 1960; Sinno et al., 1964, 1965; Goodwin, 1966; Goodwin and Summers, 1970]. Наблюдения показывают, что эти структуры вытянуты в определенном азимутальном направлении, а их дрейф, соответственно, также имеет преимущественное направление – перпендикулярно фронту структуры. При наблюдениях такие структуры могут следовать одна за другой с характерной длиной волны 10–40 км [Goodwin and Summers, 1970]. В этом отношении они аналогичны так называемым квазипериодическим (QP) радиоотражениям от E области ионосферы, которые регистрируют посредством когерентных радаров [Yamamoto et al., 1991; Haldoupis et al., 2003a].

Использование когерентных интерферометрических радаров [Hysell et al., 2004] позволяет строить 3-мерные изображения движения и ориентации ионосферных неоднородностей. В этих экспериментах было показано, что упомянутые QP радиоотражения, в свою очередь, ассоциируются со слоями E_s и обусловлены упорядоченными (квазипериодическими) и вихревыми структурами в них (роллами) с горизонтальной осью, ориентированной под углом к зональному направлению [Hysell et al., 2004; Larsen et al., 2007; Larsen et al., 2004]. Эти структурные образования имеют пространственные масштабы по вертикали ~5–6 км, горизонтальные – порядка нескольких десятков км и времена жизни 1–3 ч.

В более общем контексте интерес к происхождению крупномасштабных структур в ионосфере, ориентированных определенным образом, возник в связи с исследованиями взаимодействия ионосферных E и F областей, когда было обнаружено, что сильное взаимное влияние областей ассоциируется с присутствием фронтальных структур (имеющих приблизительно одинаковую ориентацию) как в нижней, так и верхней ионосфере [Tsunoda and Cosgrove, 2001; Haldoupis et al., 2003]. Если в области F такие крупномасштабные неоднородности со специфической ориентацией обычно связывают с развитием неустойчивости Перкинса [Perkins, 1973], то в E области подобные неустойчивости не были известны. Недавние теоретические попытки найти такую неустойчивость привели к выводу, что на эту роль может претендовать так называемая “azimuth-dependent E_s layer instability” [Cosgrove and Tsunoda, 2002], или E_s – неустойчивость спорадического слоя E , инкремент которой зависит от ориентации возмущения и достигает максимума, когда волновой вектор возмущения повернут на 45° против часовой стрелки от направления на запад (при этом структуры дрейфуют на юго-запад). В результате сложилось представление, по которому образование фронтальных крупномасштабных структур в E и F областях ионосферы, а также их взаимное влияние, обуславливается плазменными неустойчивостями (E_s и Перкинса соответственно) [Cosgrove and Tsunoda, 2004; Cosgrove, 2007; Yokoyama et al., 2009]. Однако ряд экспериментов указывает, во-первых, на несоответствие действительности такого сценария взаимодействия областей ионосферы [Otsuka et al., 2007] и, во-вторых, на существование в нижней и верхней ионосфере дрей-

фьющих фронтальных структур, когда развитие E_s -неустойчивости невозможно [Ogawa et al., 1995, 2005].

В настоящей работе показано, что развитие фронтальных структур в E области ионосферы допускает иное и более адекватное наблюдением описание. Предложен механизм образования фронтальных структур, основанный на неустойчивости экмановского типа, когда важным оказывается учет спиральности крупномасштабного ветра и турбулентности в нейтральной компоненте слабоионизованной плазмы ионосферы. На существование таких неустойчивостей в верхней атмосфере впервые обращено внимание в работе [Чхетиани и Шалимов, 2010].

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭКМАНОВСКОГО ТИПА В ИОНОСФЕРНОМ СЛОЕ E

В работе [Чхетиани и Шалимов, 2010], на основе физической аналогии между атмосферным пограничным слоем (АПС) и областью переходной от мезосферы к нижней термосфере (МНТ), было показано, что на высотах нижней ионосферы возможно развитие неустойчивостей экмановского типа, которые и приводят к образованию наблюдаемых роллов, подобных тем, которые хорошо известны в АПС. В частности, условием генерации роллов (типа конвективных валов) в АПС является наличие в профиле ветра точки перегиба, обусловленной вращением вектора скорости с высотой (спираль Экмана) [Lilly, 1966]. Типичный профиль ветра в области МНТ имеет именно такую структуру [Rosenberg, 1968; Larsen, 2002]. Турбулентная вязкость является важной компонентой динамики АПС. Например, угол между осью ролла и геострофическим ветром определяется вязкостью [Чхетиани, 2001]. В области МНТ наиболее вероятным источником турбулентной вязкости могут быть диссипирующие как раз на этих высотах атмосферные внутренние гравитационные волны (ВГВ).

Наличие экмановского профиля ветра на высотах МНТ указывает на отличную здесь от нуля спиральность среднего течения $-\mathbf{v} \cdot \text{rot} \mathbf{v}$. Ее значения в данной области оказываются $\sim 0.1-1 \text{ м с}^{-2}$ [Чхетиани и Шалимов, 2010]. Для полного описания процессов на этих высотах необходимо учитывать не только спиральность, но и электропроводность среды из-за присутствия плазмы, а также магнитное поле. Модификация профиля скорости проводящего экмановского слоя (т.е. влияние проводящей компоненты среды на спираль Экмана в нейтральной компоненте) была замечена давно [Докучаев, 1959; Rosenberg, 1968; Хантадзе, 1968], но обратное влияние спиральности, а также вопросы устойчивости этого слоя, которые позволили бы объяснить присутствие в проводящем слое наблюдаемых структур, деталь-

но не были исследованы. Ниже проанализированы некоторые из этих вопросов.

Рассмотрим уравнения магнитной гидродинамики для несжимаемой нейтрально стратифицированной среды во вращающейся системе отсчета (x, y, z) : ось x направлена на восток, ось y направлена на север, ось z направлена противоположно направлению силы тяжести.

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = 2[\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{v}] = -\frac{1}{\rho} \nabla \left(P + \frac{\mathbf{H}^2}{8\pi} \right) + \frac{(\mathbf{H} \nabla) \mathbf{H}}{4\pi\rho} + v_0 \Delta \mathbf{v}, \quad \text{div} \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{H}}{dt} = ((\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}) \nabla) \mathbf{v} + \frac{c^2}{4\pi\sigma_0} \Delta \mathbf{H}, \quad \text{div} \mathbf{H} = 0. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{v} , \mathbf{H} – компоненты поля скорости и магнитного поля, $\mathbf{H}_0 = (0, 0, H_0)$ – геомагнитное поле,

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla), \quad \nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \boldsymbol{\Omega}_0 = (0, \Omega_0 \cos(\theta), \Omega_0 \sin(\theta)),$$

Ω_0 – частота вращения Земли, θ – широта, P – давление, ρ – массовая плотность, v_0 – кинематическая вязкость, c – скорость света, σ_0 – проводимость.

Представим поле скорости и магнитное поле в виде суммы регулярной и турбулентной составляющих

$$\mathbf{v} = \langle \mathbf{v} \rangle + \tilde{\mathbf{v}}, \quad \langle \tilde{\mathbf{v}} \rangle = 0,$$

$$\mathbf{H} = \langle \mathbf{H} \rangle + \tilde{\mathbf{H}}, \quad \langle \tilde{\mathbf{H}} \rangle = 0,$$

где $\langle \dots \rangle$ – операция усреднения. Проведем усреднение уравнений (1) и (2). Для тензора возникающих здесь турбулентных напряжений Рейнольдса поля скорости $\langle \tilde{v}_i \tilde{v}_j \rangle$ используем модифицированное представление для вихревой вязкости [Чхетиани, 2001, Пономарев и др., 2003, Чхетиани и Шалимов, 2010], учитывающее влияние турбулентной спиральности $\chi = (\tilde{\mathbf{v}} \cdot \text{rot} \tilde{\mathbf{v}})$, отличной от 0 в пограничных слоях экмановского типа. Опустив градиентные члены, перенормирующие давление в приближении постоянных коэффициентов, имеем:

$$\partial \langle \tilde{v}_i \tilde{v}_j \rangle = -v \Delta \langle v \rangle_i + \kappa e_j \frac{\partial \text{rot}_i \langle v \rangle}{\partial x_j}, \quad \mathbf{e} = (0, 0, 1). \quad (3)$$

Здесь $v \gg v_0$ – турбулентная вязкость, κ – вторая вязкость, обусловленная турбулентной спиральностью. Выделенное направление обусловлено сильной вертикальной неоднородностью турбулентности в условиях нашей задачи.

Рассмотрим горизонтально однородное стационарное решение усредненных уравнений (1),

(2) с учетом уравнения (3). Уравнения теперь примут вид:

$$v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \kappa \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{H_0}{4\pi\rho} \frac{\partial H_x}{\partial z} + 2\Omega v = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (4)$$

$$v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \kappa \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{H_0}{4\pi\rho} \frac{\partial H_y}{\partial z} - 2\Omega u = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}, \quad (5)$$

$$\frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + H_0 \frac{du}{dz} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + H_0 \frac{dv}{dz} = 0. \quad (7)$$

Здесь $u(z)$, $v(z)$, $H_x(z)$, $H_y(z)$ – горизонтальные компоненты массовой скорости и индуцированного магнитного поля соответственно, $\Omega = \Omega_0 \sin(\theta)$ – вертикальная компонента кориолисова вектора, $v (\gg v_0)$, κ , σ – турбулентные транспортные коэффициенты. Влиянием турбулентной спиральности на магнитное поле (турбулентным α^2 -динамо [Краузе и Рэдлер, 1984]) в данном случае можно пренебречь.

Из уравнения статики следует

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(P + \frac{H_x^2 + H_y^2}{8\pi} \right) = -\rho g.$$

Интегрируя уравнения (6)–(7) находим

$$\frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial z} + H_0 u = C_1,$$

$$\frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial H_y}{\partial z} + H_0 v = C_2.$$

В соответствии с законом Ома

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}_0] \right)$$

и при пренебрежении током смещения в уравнении Максвелла получаем

$$C_1 = cE_y; C_2 = -cE_x.$$

Переходя к комплексным переменным для скорости, давления, магнитного и электрического полей

$${}^{\circ}W = u + iv, \quad \Pi = \frac{\partial P}{\partial x} + i \frac{\partial P}{\partial y},$$

$$\mathcal{H} = H_x + iH_y, \quad \mathcal{E} = E_y - iE_x,$$

получим уравнения движения в компактном виде

$$v(1 + i\gamma) \frac{\partial^2 {}^{\circ}W}{\partial z^2} - \left(\frac{\sigma H_0^2}{\rho c^2} + 2i\Omega \right) {}^{\circ}W = \Pi - \frac{\sigma H_0 c \mathcal{E}}{\rho c}, \quad (8)$$

$$\frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z} + H_0 {}^{\circ}W = c \mathcal{E}. \quad (9)$$

Параметр $\gamma = \kappa/v \approx \eta/l < 1$, где $e = \langle \tilde{v}^2 \rangle / 2$ – плотность энергии турбулентного движения, l – длина пути перемешивания, η – эмпирический коэффициент, связанный с распределением средней спиральности в атмосфере [Чхетиани, 2001; Копров и др., 2005].

Например, для условий атмосферного пограничного слоя согласно оценкам, полученным на основе анализа данных для компонент поля скорости, величины параметра γ находятся в интервале $(-0.1 \text{--} +0.2)$ [Чхетиани, 2001; Пономарев и др., 2003].

Граничные условия для (8), (9) предполагают задание горизонтальной скорости и горизонтальных компонент поля на нижней ($z = 0$) и верхней ($z = \infty$) границах. При $z = \infty$

$$-\left(\frac{\sigma H_0^2}{\rho c^2} + 2i\Omega \right) {}^{\circ}W_{\infty} = \Pi - \frac{\sigma H_0 c \mathcal{E}}{\rho c},$$

откуда

$$-2i\Omega {}^{\circ}W_{\infty} = \Pi.$$

Соответственно уравнение движения имеет вид

$$v(1 + i\gamma) \frac{\partial^2 {}^{\circ}W}{\partial z^2} - 2i \left(\Omega - i \frac{\sigma H_0^2}{2\rho c^2} \right) ({}^{\circ}W - {}^{\circ}W_{\infty}) = 0.$$

Пронормировав это уравнение на экмановский масштаб $h_E = \sqrt{v/\Omega}$ и на значение скорости ветра на верхней границе $G = (U_G^2 + V_G^2)^{1/2}$ получим для скорости новое уравнение с комплексной вязкостью, обусловленной учетом спиральности, а также комплексной частотой вращения, учитывающей конечную проводимость и геомагнитное поле

$$(1 + i\gamma) \frac{\partial^2 {}^{\circ}W}{\partial z^2} - 2i(1 - i\delta) ({}^{\circ}W - {}^{\circ}W_{\infty}) = 0,$$

$$\text{где } \delta = \frac{\sigma H_0^2}{2\rho c^2} \Omega.$$

Возмущения магнитного поля будут определяться полем скорости

$$\frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z} + H_0 ({}^{\circ}W - {}^{\circ}W_{\infty}) = 0.$$

С краевыми условиями, предполагающими ненулевые скорости на нижней границе (что представляется естественным для верхней атмосферы)

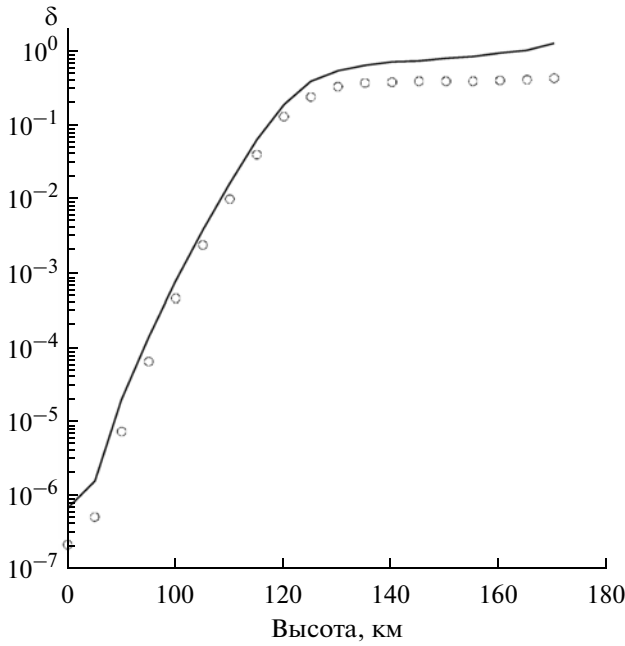


Рис. 1. Зависимость магнитного параметра δ от высоты для условий высокой (сплошная линия) и низкой (точки) солнечной активности.

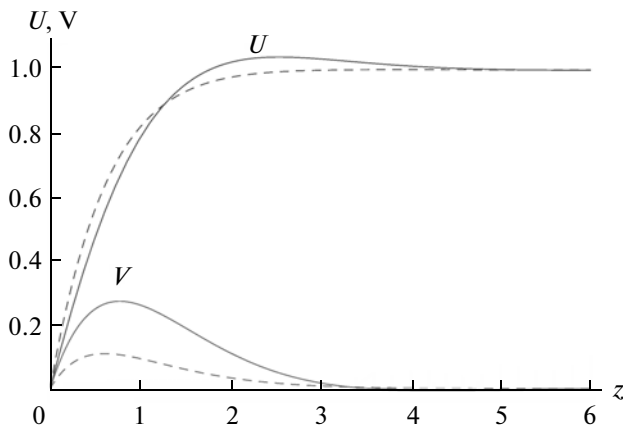


Рис. 2. Вертикальные профили компонент горизонтальной скорости (в безразмерных единицах) для параметра спиральности $\gamma = 0.2$ и магнитного параметра δ , равного 0 (сплошная линия) и 0.1 (штриховая линия).

$$W_0 = \beta(\cos(\alpha) + i\sin(\alpha)), W_\infty = \cos(\varphi) + i\sin(\varphi), \quad (10)$$

для горизонтальных компонент профиля ветра после вычислений получаем модифицированный профиль экмановской скорости для верхней атмосферы:

$$u = \cos(\varphi) - e^{-\Lambda_1 z} (\cos(\Lambda_2 z - \varphi) - \beta \cos(\Lambda_2 z - \alpha)), \quad (11)$$

$$v = \sin(\varphi) + e^{-\Lambda_1 z} (\sin(\Lambda_2 z - \varphi) - \beta \sin(\Lambda_2 z - \alpha)), \quad (12)$$

где масштабные факторы $\Lambda_{1,2} = f_{1,2}(\gamma, \delta)$ имеют вид:

$$\Lambda_1 = \frac{\delta}{\gamma_1(2(\gamma_1 + \gamma)(1 + \delta_1))^{1/2}} + \frac{((\gamma_1 + \gamma)(1 + \delta_1))^{1/2}}{2^{1/2}\gamma_1}, \quad (13)$$

$$\Lambda_2 = \frac{\delta(\gamma_1 + \gamma)^{1/2}}{\gamma_1(2(1 + \delta_1))^{1/2}} - \frac{(1 + \delta_1)^{1/2}}{\gamma_1(2(\gamma_1 + \gamma))^{1/2}}, \quad (14)$$

$$\gamma_1 = (1 + \gamma_2)^{1/2}, \delta_1 = (1 + \delta_2)^{1/2}. \quad (15)$$

Видно, что спиральность и магнитное поле при определенных условиях могут заметно смещать точку перегиба, меняют профиль и условия устойчивости.

На рисунке 1 показан профиль параметра δ , построенный с использованием стандартной ионосферы IRI-90 и параметров модельной атмосферы CIRA-72 для условий дневной ионосферы в максимуме (сплошная линия) и минимуме (точки) солнечной активности.

Профили компонент скорости и годографы при различных величинах параметра турбулентной спиральности γ и магнитного параметра δ показаны на рис. 2 и рис. 3. Для простоты выбрана нулевая величина скорости на нижней границе $\beta = 0$ и $\varphi = 0$ на верхней границе. Видно, что уже при δ в несколько десятых долей происходит заметное изменение профиля скорости и, как следствие, возможно изменение условий устойчивости, масштабов и ориентации вторичных квазипериодических структур.

Часто параметром δ в условиях E области можно пренебречь (когда $\delta \approx 10^{-3}$), но его роль резко возрастает с высотой и уже на границе с F областью становится заметной. Для пренебрежимо малого δ в E области профиль ветра будет определяться только гидродинамическими факторами, так что масштабные коэффициенты Λ_1, Λ_2 будут равны [Чхетиани и Шалимов, 2010]

$$\Lambda_1 = \frac{((1 + \gamma^2)^{1/2} + \gamma)^{1/2}}{(1 + \gamma^2)^{1/2}};$$

$$\Lambda_2 = \frac{((1 + \gamma^2)^{1/2} - \gamma)^{1/2}}{(1 + \gamma^2)^{1/2}}.$$

Рассматривая профиль скорости (11), (12) как основное состояние, исследуем его устойчивость по отношению к периодическим в горизонтальной плоскости возмущениям. Представим поле скорости в виде суммы трех составляющих

$$\mathbf{v} = \bar{\mathbf{V}} + \mathbf{v}_r + \tilde{\mathbf{v}},$$

где $\bar{\mathbf{V}} = ((U_0(z, t), V_0(z, t), 0)$ – скорость среднего движения (геострофический профиль скорости), $\mathbf{v}_r = (u_r(y, z, t), v_r(y, z, t), w_r(y, z, t))$ – скорость движений на масштабе валиков, $\tilde{\mathbf{v}}(x, y, z, t)$ – турбулентные движения, z – вертикальная координата, в направлении координаты x характеристики течения предполагаются постоянными. Турбулентные движения, как и выше, описываются модифицированной вязкостью, учитывающей спиральность. Ниже будем характеризовать движение в валиковой структуре двумя величинами: u_r – скоростью в направлении оси x и $\omega_r = \text{rot}_x \mathbf{v}_r$ – проекцией завихренности на эту ось:

$$\begin{aligned} \text{Re} \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + V_0 \frac{\partial u_r}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial U_0}{\partial z} + \langle \Psi, u_r \rangle - \langle \langle \Psi, u_r \rangle \rangle \right) = \\ = \Delta u_r + \gamma \frac{\partial \omega_r}{\partial z} - 2 \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \text{Re} \left(\frac{\partial \omega_r}{\partial t} + V_0 \frac{\partial \omega_r}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial^2 V_0}{\partial z^2} + \langle \Psi, \omega_r \rangle - \langle \langle \Psi, \omega_r \rangle \rangle \right) = \\ = \Delta \omega_r - \gamma \frac{\partial}{\partial z} \Delta u_r + 2 \frac{\partial u_r}{\partial z}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\Delta \Psi = \omega_r \text{ (повсюду далее } \Delta = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}), v_r = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, w_r = \frac{\partial \Psi}{\partial z}; \langle a, b \rangle = \frac{\partial a \partial b}{\partial y \partial z} - \frac{\partial a \partial b}{\partial z \partial y} \text{ – коммутационные скобки Пуассона: } \langle f \rangle = \frac{1}{L_y} \int_0^{L_y} f(y, z) dy \text{ – оператор осреднения по координате } y. \text{ Составляющие средней скорости } U_0(z, t), V_0(z, t) \text{ определяются уравнениями}$$

$$\begin{aligned} \text{Re} \left(\frac{\partial U_0}{\partial t} + \langle \langle \Psi, u_r \rangle \rangle \right) = \frac{\partial^2 U_0}{\partial z^2} + \\ + -\gamma \frac{\partial^2 V_0}{\partial z^2} + 2(V_0 - V_G), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \text{Re} \left(\frac{\partial V_0}{\partial t} + \langle \langle \Psi, \frac{\partial \Psi}{\partial z} \rangle \rangle \right) = \frac{\partial^2 V_0}{\partial z^2} + \\ + \gamma \frac{\partial^2 U_0}{\partial z^2} + 2(U_0 - U_G), \end{aligned} \quad (19)$$

где $\text{Re} = Gh_E/\nu = G(\Omega\nu)^{-1/2}$ – число Рейнольдса, построенное по турбулентной вязкости. В соот-

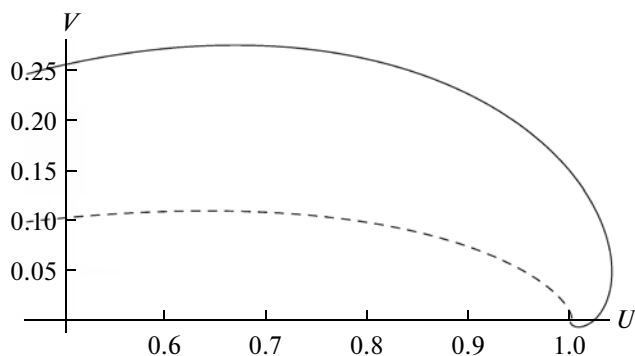


Рис. 3. Годограф скорости (в безразмерных единицах) для параметра спиральности $\gamma = 0.2$ и магнитного параметра δ , равного 0 (сплошная линия) и 0.1 (штриховая линия).

ветствии с выражением (10) $U_G = \cos(\varphi)$, $V_G = \sin(\varphi)$.

Направление оси x (направление валиков) относительно скорости ветра на верхней границе зададим углом ε , на который и поворачиваем систему координат. В отсутствии валиков стационарное состояние задается модифицированным экмановским профилем скорости

$$U_0 = \cos(\varphi - \varepsilon) - \quad (20)$$

$$- e^{-z} (\cos(\gamma'z - \varphi + \varepsilon) - \beta \cos(\gamma'z - \varphi + \varepsilon)),$$

$$V_0 = \sin(\varphi - \varepsilon) + \quad (21)$$

$$+ e^{-z} (\sin(\gamma'z - \varphi + \varepsilon) - \beta \sin(\gamma'z - \alpha + \varepsilon)),$$

$$\gamma_1 = (1 + \gamma^2)^{1/2} - \gamma. \quad (22)$$

В уравнениях (20), (21) коэффициент затухания в экспоненте приведен к 1 для удобства численной реализации. Соответственно граничные условия будут выглядеть как:

$$u|_{z=0} = 0, \quad v|_{z=0} = 0, \quad w|_{z=0} = 0, \quad (23)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=\infty} = \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=\infty} = w|_{z=\infty} = 0, \quad (24)$$

$$U_0|_{z=0} = \beta \cos(\alpha - \varepsilon), \quad V_0|_{z=0} = \beta \sin(\alpha - \varepsilon), \quad (25)$$

$$U_0|_{z=\infty} = \cos(\varphi - \varepsilon), \quad V_0|_{z=\infty} = \sin(\varphi - \varepsilon). \quad (26)$$

Рассматривая решение уравнений (16), (17) в виде

$$\Psi = \phi(z) \exp(ip(y - c't)), \quad (27)$$

$$u = \mu(z) \exp(ip(y - c't)), \quad (28)$$

где p – поперечное волновое число, $c' = c_r + ic_i$ – комплексная фазовая скорость, получим связанную систему уравнений

$$\begin{aligned} & \phi^{(4)} - 2p^2\phi^{(2)} + p^4\phi - \\ & - ip\text{Re}[(V - c')(\phi^{(2)} - p^2\phi) - V^{(2)}\phi] + \quad (29) \\ & + (2 + \gamma p^2)\mu^{(1)} - g\mu^{(3)} = 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \mu^{(2)} - p^2\mu - \\ & - ip\text{Re}[(V - c') + U^{(1)}\phi] - \quad (30) \\ & - (2 + \gamma p^2)\phi^{(1)} + g\phi^{(3)} = 0, \end{aligned}$$

где цифра в скобках обозначает порядок производной по z . Граничные условия для скоростей валиковых структур переписутся как

$$\begin{aligned} u|_{z=0} &= \phi^{(1)}|_{z=0} = \mu|_{z=0} = 0, \\ \phi|_{z=\infty} &= \phi^{(2)}|_{z=\infty} = \mu^{(1)}|_{z=\infty} = 0. \end{aligned}$$

Уравнения (29), (30), описывающие возмущения скорости на фоне среднего течения U_0, V_0 , определяют задачу на собственные значения и собственные функции для переменных ϕ и μ при заданных $\text{Re}, p, \varepsilon$ и γ . Здесь можно выделить две подзадачи, связанные с анализом структуры неустойчивых возмущений: 1) определение минимальных чисел Рейнольдса, при которых появляется первое положительное значение мнимой части c , т.е. критического числа Рейнольдса Re_{crit} и 2) определение скорости роста возмущений при $\text{Re} > \text{Re}_{crit}$.

Численный алгоритм решения задачи (29), (30) основан на методе коллокации [Бабенко, 2002] с использованием интерполяционных многочленов Чебышева и детально обсуждался ранее в статье [Пономарев и др., 2003].

Для экмановского слоя наблюдаются две неустойчивых ветви [Lilly, 1966; Пономарев и др., 2003, 2007]. Первая — длинноволновая с горизонтальным безразмерным волновым числом $p \sim 0.3$ и критическим числом Рейнольдса $\text{Re}_{crit} \sim 55$ (так называемая параллельная неустойчивость). Название связано с тем, что энергия возмущений извлекается из геострофической компоненты ветра приблизительно сонаправленной с осью валов. Структуры, образующиеся в ходе развития этой неустойчивости повернуты на 23° по часовой стрелке [Lilly, 1966] относительно направления геострофического ветра. Вторая неустойчивая ветвь — это динамическая неустойчивость с горизонтальным волновым числом $p \sim 0.5$ и критическим числом Рейнольдса $\text{Re}_{crit} \sim 120$, которая связана с присутствием точки перегиба на профиле агеострофической компоненты ветра и наблюдается в условиях как нейтрального, устойчивого, так и слабо-неустойчивого пограничных слоев. Структуры этой ветви повернуты на 7° против часовой стрелки относительно направления геострофического ветра. Приведенные параметры со-

ответствуют условиям прилипания на нижней границе и геострофическому ветру — на верхней границе. На рисунке 4а показаны линии уровня критических чисел Рейнольдса относительно углов поворота системы отсчета ε и горизонтальных волновых чисел p , для значений параметра турбулентной спиральности $\gamma = -0.2; 0.0; 0.2$ (более детально влияние параметра γ обсуждалось в работах [Пономарев и др., 2003, 2007]) и нулевой скорости ветра на нижней границе (условия приземного атмосферного пограничного слоя). В лабораторных экспериментах наблюдается как правило параллельная неустойчивость, в то время как в атмосферном пограничном слое, вероятнее всего, реализуется динамическая неустойчивость, инкременты которой значительно выше (см. рис. 2 в работе [Пономарев и др., 2007]). На рисунке 4б показано, как меняется картина распределения уровней критических чисел Рейнольдса при появлении ветра на нижней границе при $\gamma = 0$. Амплитуда скорости ветра на нижней границе здесь полагается равной $\beta = 1$. Угол поворота относительно направления на верхней границе $\alpha = 90^\circ$. Нетрудно видеть, что критические числа Рейнольдса здесь заметно ниже — 40 и 80 соответственно для параллельной и динамической неустойчивостей (по сравнению с 55 и 120). Это связано, в частности, с тем, что для такой системы эффективное число Рейнольдса можно было бы строить по разности скоростей на верхней и нижней границах — $\text{Re}_{eff} \sim (1 + \beta^2 - 2\beta\cos(\alpha))^{-1/2}\text{Re}$. Как видно из рис. 4б, волновые числа практически не меняются. Меняется ориентация структур — углы расположения минимумов критических чисел Рейнольдса.

Характерные значения средних скоростей ветра на высотах E слоя достигают значений порядка 100 м/с [Larsen, 2002]. Значения турбулентной вязкости, оцениваемой в основном по разрушению внутренних волн — $100\text{--}1000 \text{ м}^2/\text{с}$ [Hocking, 1999]. Следует обратить внимание, что авторы работы [Fritts et al., 2003], моделировавшие развитие турбулентности в условиях мезосферы, отмечают, что неустойчивость сдвиговых течений (в данной работе рассматривалась лишь неустойчивость Кельвина—Гельмгольца) более существенна и имеет большие динамические эффекты, чем процессы разрушения ВГВ. Число Рейнольдса при указанных выше значениях физических параметров лежит в диапазоне 200—1500, что выше его критических уровней. Таким образом при формировании профиля скорости экмановского типа в слое E создаются условия для возникновения периодических вытянутых валиковых структур. При данных значениях турбулентной вязкости экмановский масштаб на средних широтах ($\theta \sim 40^\circ$) будет порядка $h_E \sim 0.5\text{--}5 \text{ км}$, а масштаб возникающей при динамической неустойчивости

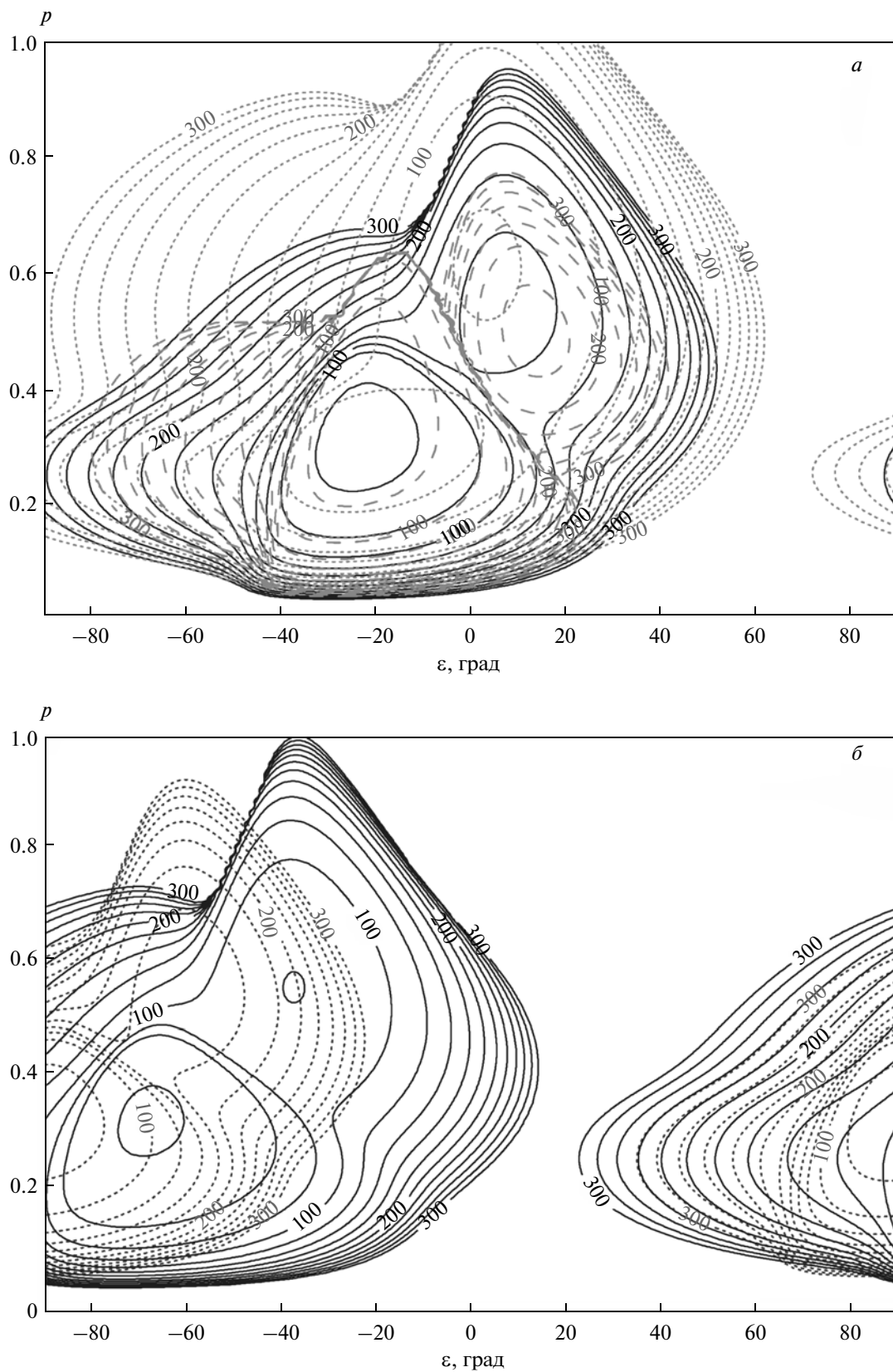


Рис. 4. *a* – критические числа Рейнольдса для течения экмановского типа в атмосферном пограничном слое: $\gamma = 0.0$ – сплошные линии уровня, $\gamma = 0.2$ – штриховые линии уровня, $\gamma = -0.2$ – пунктирные линии уровня; *б* – критические числа Рейнольдса для течения экмановского типа с ненулевыми значениями скорости на нижней границе $\beta = 1$: сплошные линии уровня – $\alpha = 90^\circ$, точечные линии уровня – $\alpha = 45^\circ$.

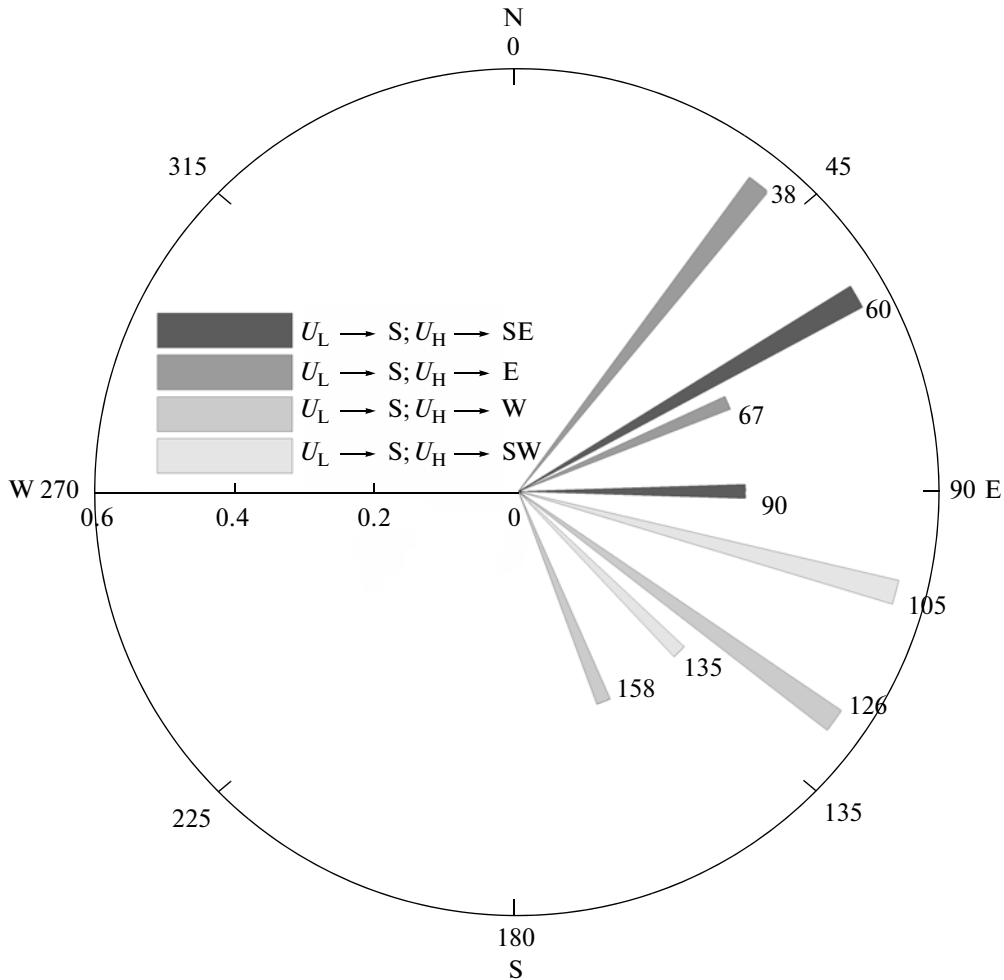


Рис. 5. Ориентация валиковых структур при южном ветре на нижней границе и переменном направлении скорости на верхней границе, определяемая по положению минимумов критических чисел Рейнольдса (см., например, рис. 4а, б). U_L , U_H – скорости ветра на нижней и верхней границах соответственно. Короткие и длинные радиальные сектора соответствуют безразмерным горизонтальным волновым числам $p = 0.5$ и $p = 0.3$, цифры около концов секторов указывают на направление вытянутости структур.

($p \sim 0.5$) периодической валиковой структуры будет $L = 2\pi h_E/p \sim 6–60$ км.

На рисунке 5 показаны результаты наших численных расчетов, в которых фиксируется направление ветра на нижней границе (южное) и меняется направление на верхней. По радиусу отложены величины горизонтального волнового числа, по азимуту – угол в области минимума критического числа Рейнольдса, которые определяют в основном ориентацию структур и на нелинейной стадии их развития [Пономарев и др., 2007]. Амплитуды скоростей на верхней и нижней границах полагались равными 1. Расчеты здесь велись при нулевом параметре турбулентной спиральности $\gamma = 0$. Следует отметить, что учет турбулентной спиральности ведет к изменению угла ориентации для структур, формирующихся механизмом динамической неустойчивости в пределах $\pm(7–8)^\circ$ [Пономарев и др., 2003] (см. также

рис. 4а, б, что не сильно смещает полученные нами значения). Значения турбулентной спиральности и “регулярной” спиральности структур в МНТ области оказываются порядка $-0.01–0.2$ м с $^{-2}$ [Чхетиани и Шалимов, 2010]. Турбулентная спиральность в АПС приводит к изменениям критических чисел Рейнольдса, волнового масштаба возмущения экмановского профиля, инкрементов роста неустойчивых возмущений и сильно влияет на нелинейную динамику структур [Пономарев и др., 2003, 2007]. Эти вопросы для условий МНТ будут предметом нашего дальнейшего исследования.

Из рисунка 5 видно, что для типичного профиля ветра на высотах МНТ получаем наблюдаемую в эксперименте ориентацию образующихся здесь крупномасштабных структур в нейтральной (следовательно, и в плазменной, из-за большой частоты столкновений нейтральных частиц с ионами) компоненте. Главную роль в ориентации

структур (по механизму неустойчивости) играет южная компонента ветра (для северного полушария), она же обуславливает юго-западный дрейф структур (ведь если структуры сильно вытянуты в направлении СЗ-ЮВ, то при южном ветре фазовый фронт структуры будет перемещаться на юго-запад).

Следует отметить, что в расчетах возникают также структуры, вытянутые в направлении СВ-ЮЗ (см. рис. 5). Они наблюдаются и в эксперименте [Ogawa et al., 1995, 2005]. Такая ориентация структур противоречит выводам теории [Cosgrove and Tsunoda, 2002], но хорошо описывается в рамках модели, предложенной в настоящей работе.

3. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одной из загадок ночного слоя *Es* остается достаточно частое его появление в виде фронтальных структур, вытянутых, как правило, вдоль направления СЗ-ЮВ (ЮЗ-СВ) в северном (южном) полушарии [Bowman, 1960; Sinno et al., 1964, 1965; Goodwin, 1966; Goodwin and Summers, 1970].

Наиболее полное исследование этого явления посредством зондирования ионосферы проведено в работе [Goodwin and Summers, 1970] (Брисбен, Австралия), где для получения данных были использованы 2 ионозонда и 4 приемника, разделенные десятками км. Десять ионосферных отражений регистрировались каждые 2 мин, начиная с сентября 1963 г. по август 1964 г. (минимум солнечной активности). Авторы выделили 2 типа *Es*: стабильные (steady, далее тип 1) и меняющиеся (changing, далее тип 2). Тип 1 – это слои *Es*, критические частоты которых менялись менее, чем на 0.2 МГц за время более 4 мин. В дневное время был зарегистрирован 41% слоев типа 1 и 59% слоев типа 2. В ночное время в основном регистрировали *Es* типа 2 (77% наблюдаемых *Es*). Однако среди ночных слоев типа 2 была выделена подгруппа (третья часть наблюдений), когда изменения можно рассматривать как процесс формирования или диссипации слоев. Остальные случаи наблюдения слоев типа 2 (дневных и ночных) – это фронтальные структуры, дрейфующие горизонтально без изменения формы (в течение, по крайней мере, 15 мин). Сами структуры представляли собой последовательное чередование уплотнений и разрежений концентрации плазмы в *Es*, с типичными масштабами 10–40 км и протяженностью вдоль фронта ~100 км [Goodwin, 1966]. Именно такие структуры, скорее всего, обуславливают явление “spread *E*”.

Необычным свойством дрейфующих фронтальных структур оказалось направление их дрейфа. На рисунке 6 представлено распределение направлений дрейфа структур на высоте 110 км, полученное в работе [Goodwin and Summers, 1970] и

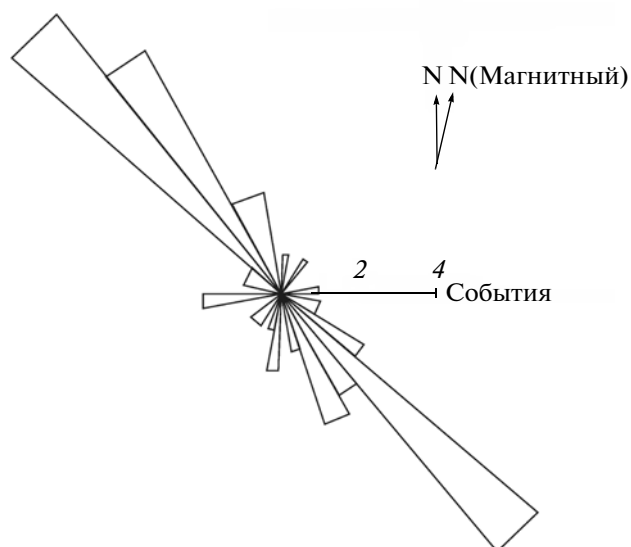


Рис. 6. Гистограмма направлений дрейфа, вычисленная по 110-ти ионограммным регистрациям “гребней” спорадического слоя *E* [Goodwin and Summers, 1970].

определенное для “гребней” (т.е. уплотнений плазмы *Es*, для “провалов” картина аналогичная). Видно, что дрейф структур группируется около СЗ и ЮВ направлений, что соответствует протяжению фронтальных структур в направлении СВ-ЮЗ (если бы структуры не были протяженными, можно было бы ожидать более широкий разброс направлений). Как следует из рисунка 6, дрейф ориентирован вдоль направлений между 40 и 50° восточнее направления на север.

Подобные результаты для фронтальных структур и их дрейфа были получены и для северного полушария [Sinno et al., 1964, 1965] в Японии, где наблюдался дрейф на ЮЗ до полуночи, и на СВ после полуночи. Однако здесь дрейф имел больший разброс, чем в южном полушарии.

Как было упомянуто во введении, из наблюдений следует, что фронтальные структуры вытянуты в определенном азимутальном направлении, и их дрейф, соответственно, также имеет преимущественное направление – перпендикулярно фронту структуры. В наблюдениях такие структуры могут следовать одна за другой с характерной длиной волны 10–40 км [Goodwin and Summers, 1970]. Такую же периодичность в пространстве демонстрируют так называемые квазипериодические (*QP*) радиоотражения от *E* области ионосферы, регистрируемые посредством когерентных радаров [Yamamoto et al., 1991; Haldoupis et al., 2003b]. *QP* радиоотражения, в свою очередь, ассоциируются со слоями *Es* и обусловлены упорядоченными (квазипериодическими) и вихревыми структурами в них с горизонтальной осью, ориентированной под углом к зо-

нальному направлению [Hysell et al., 2004; Larsen et al., 2005, 2007]. Эти структурные образования имеют пространственные масштабы по вертикали ~5–6 км, горизонтальные – порядка нескольких десятков км и времена жизни 1–3 ч.

Таким образом, возник вопрос о механизме образования ориентированных *Es* слоев, который, как полагают, был решен после работы [Cosgrove and Tsunoda, 2002], в которой авторы сообщили об обнаружении так называемой “azimuth-dependent *Es* layer instability” (*Es*-неустойчивости). Считается, что эта плазменная неустойчивость должна развиваться (и структурировать) *E* область ионосферы, причем структуры должны дрейфовать на юго-запад под углом (отсчитываемым против часовой стрелки) 45° относительно направления на запад (45° соответствует максимальному инкременту неустойчивости).

Между тем, эксперименты указывают на несоответствие действительности такого сценария. В частности, в нижней ионосфере фронтальные структуры, с которыми ассоциируются *QP* радиоотражения, могут дрейфовать и на северо-восток, и на юго-восток, следуя за поворотом направления ветра [Ogawa et al., 2005], что никак не соответствует развитию *Es*-неустойчивости, рассмотренной в работе [Cosgrove and Tsunoda, 2002]. Более того, теоретический анализ показывает [Shalimov et al., 2009], что, вообще говоря, крупномасштабная плазменная неустойчивость в *E* слое не имеет выделенного направления. Следовательно, вопрос о механизме образования и ориентации структур в *E* слое требовал дальнейшего исследования.

Предложенный в настоящей работе механизм естественно объясняет возникновение структур в *E* слое, их пространственно-временные масштабы, ориентацию и направление дрейфа. В частности, дрейф структур обусловлен, как и следовало ожидать, ветром, направление которого меняется с высотой по спирали. Следует отметить, что неустойчивость ветрового сдвига в *E* слое и роль этой неустойчивости в образовании структур в плазме (в частности *QP* радиоотражений) качественно была проанализирована в работах [Larsen, 2000; Larsen et al., 2002] и численно в работе [Bernhardt, 2002]. При этом речь шла лишь о развитии неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, которая, как показано в работе [Чхетиани и Шалимов, 2010], не способна объяснить время жизни, ориентацию и направление дрейфа структур в *E* слое. И хотя авторы экспериментальных работ [Larsen et al., 2004; Hurd et al., 2009] упомянули возможность развития параллельной неустойчивости [Lilly, 1966] в образовании валиков на высотах МНТ, но, полагаясь на полную аналогию с возникновением конвективных валов в АПС, искали (по измеренным температурным профилям)

условия для возникновения конвекции в области МНТ. При этом спиральная структура ветра не была принята во внимание, а именно она является определяющей в развитии вихревых фронтальных структур в области МНТ [Чхетиани и Шалимов, 2010]. Вопрос о дальнейшем влиянии ориентированных слоев *Es* на область *F* рассмотрен в работе [Shalimov and Yamamoto, 2010].

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-05-01145.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

- *Бабенко К.И.* Основы численного анализа. М.: R&C Dynamics, 847 с. 2002.
- *Докучаев В.П.* О влиянии магнитного поля Земли на ветры в ионосфере // Изв. АН СССР. Сер. геофизическая. № 5. С. 783–787. 1959.
- *Копров Б.М., Копров В.М., Пономарев В.М., Чхетиани О.Г.* Измерение турбулентной спиральности и ее спектра в пограничном слое атмосферы // ДАН. Т. 403. № 5. С. 41–44. 2005.
- *Краузе Ф., Рэдлер К.-Х.* Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо // М.: Мир, 314 с. 1984.
- *Пономарев В.М., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г.* Роль спиральности в формировании вторичных структур в экмановском пограничном слое // ФАО. Т. 39. № 4. С. 435–444. 2003.
- *Пономарев В.М., Чхетиани О.Г., Шестакова Л.В.* Нелинейная динамика крупномасштабных вихревых структур в турбулентном экмановском слое // Механика жидкости и газа. Т. 42. № 4. С. 72–82. 2007.
- *Чхетиани О.Г.* О спиральной структуре экмановского пограничного слоя // Физика атмосферы и океана. Т. 37. № 5. С. 614–620. 2001.
- *Чхетиани О.Г., Шалимов С.Л.* Спиральность в верхней атмосфере и неустойчивости экмановского типа // ДАН. Т. 431. № 1. С. 113–118. 2010.
- *Хантадзе А.Г.* Об изменении скорости и направлении ветра с высотой в турбулентной электропроводящей атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 8. № 2. С. 236–249. 1968.
- *Bernhardt P.A.* The modulation of sporadic-E layers by Kelvin–Helmholtz billows in the neutral atmosphere // J. Atmos. Solar.-Terr. Phys. V. 64. № 12–14. P. 1487–1504. 2002.
- *Bowman G.G.* Some aspects of sporadic *E* at mid-latitudes // Planet. Space Sci. V. 2. № 4. P. 195–202. 1960.
- *Bowman G.G.* Movements of ionospheric irregularities and gravity waves // J. Atmos. Terr. Phys. V. 30. № 5. P. 721–724. 1968.
- *Bowman G.G.* Some aspects of mid-latitude spread-*Es* and its relationship with spread *F* // Planet. Space Sci. V. 33. № 9. P. 1081–1089. 1985.
- *Bowman G.G.* Quasi-periodic scintillations at midlatitudes and their possible association with ionospheric sporadic *E* structures // Ann. Geophysics. V. 7. № 3. P. 259–267. 1989.

- *Cosgrove R.B., Tsunoda R.T.* A direction-dependent instability of sporadic-*E* layers in the nighttime midlatitude ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* V. 29. № 18. P. 11.1–11.4. 2002.
- *Cosgrove R.B., Tsunoda R.T.* Coupling of the Perkins instability and the sporadic-*E* layer instability derived from physical arguments // *J. Geophys. Res.* V. 109. № A6. P. A06301.1–A06301.11. 2004.
- *Cosgrove R.B.* Generation of mesoscale *F* layer structure and electric fields by the combined Perkins and *Es* layer instabilities, in simulations // *Ann. Geophysics.* V. 25. № 7. P. 1579–1601. 2007.
- *Goodwin G.L.* The dimensions of some horizontally moving *Es*-region irregularities // *Planet. Space Sci.* V. 14. № 8. P. 759–771. 1966
- *Goodwin G.L., Summers R.N.* *Es*-layer characteristics determined from spaced ionosondes // *Planet. Space Sci.* V. 18. № 10. P. 1417–1432. 1970.
- *Fritts D.C., Bizon C., Werne J.A., Meyer C.K.* Layering accompanying turbulence generation due to shear instability and gravity-wave breaking // *J. Geophys. Res.* V. 108. № D8, 8452, 13 PP. 2003.
- *Haldoupis C., Bourdillon A., Kamburelis A., Hussey G.C., Koehler J.A.* 50 MHz continuous wave interferometer observations of the unstable midlatitude *E* region ionosphere // *Ann. Geophysics.* V. 21. № 7. P. 1589–01600. 2003a.
- *Haldoupis C., Kelley M.C., Hussey G.C., Shalimov S.* Role of unstable sporadic-*E* layers in the generation of midlatitude spread-*F* // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A12. 1446. SIA 11-1–11-8. 2003b.
- *Hocking W.K.* The dynamical parameters of turbulence theory as they apply to middle atmosphere studies // *Earth Planets Space.* V. 51. № 7/8. 525–541. 1999.
- *Hurd L., Larsen M., Liu A.* Overtuning instability in the mesosphere and lower thermosphere: analysis of instability conditions in lidar data // *Ann. Geophysics.* V. 27. № 7. P. 2937–2945. 2009.
- *Hysell D., Larsen M., Zhou Q.* Common volume coherent and incoherent scatter radar observations of midlatitude sporadic *E* layers and *QP* echoes // *Ann. Geophysics.* V. 22. № 9. P. 3277–3290. 2004.
- *Larsen M.F.* A shear instability seeding mechanism for quasiperiodic radar echoes // *J. Geophys. Res.* V. 105. № A11. P. 24931–24940. 2000.
- *Larsen M.F.* Winds and shears in the mesosphere and lower thermosphere: Results from four decades of chemical release wind measurements // *J. Geophys. Res.* V. 107. № A8. 1215. SIA 28-1-28-29. 2002.
- *Larsen M.F., Liu A.Z., Gardner C.S., Kelley M.C., Collins S., Friedman J., Hecht J.H.* Observations of overturning in the upper mesosphere and lower thermosphere // *J. Geophys. Res.* V. 109. № D2. D02S04.1–D02S04.9. 2004.
- *Larsen M.F., Hysell D.L., Zhou Q.H., Smith S.M., Friedman J., Bishop R.L.* Imaging coherent scatter radar, incoherent scatter radar, and optical observations of quasiperiodic structures associated with sporadic *E* layers // *J. Geophys. Res.* V. 112. № A6. A06321.1–A06321.12. 2007.
- *Lilly D.K.* On the instability of Ekman boundary flow // *J. Atm. Sci.* V. 23. № 5. P. 481–494. 1966.
- *Ogawa T., Yamamoto M., Fukao S.* Middle and upper atmosphere radar observations of turbulence and movement of midlatitude sporadic *E* irregularities // *J. Geophys. Res.* V. 100. № A7. P. 12173–12188. 1995.
- *Ogawa T., Otsuka Y., Onoma F., Shiokawa K., Yamamoto M.* The first coordinated observations of mid-latitude *E* region quasi-periodic radar echoes and lower thermospheric 557.7-nm airglow // *Ann. Geophysics.* V. 23. № 7. P. 2391–2399. 2005.
- *Otsuka Y., Onoma F., Shiokawa K., Ogawa T., Yamamoto M., Fukao S.* Simultaneous observations of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances and *E* region field-aligned irregularities at midlatitude // *J. Geophys. Res.* V. 112. № A6. A06317.1–A06317.9. 2007.
- *Perkins F.* Spread *F* and ionospheric currents // *J. Geophys. Res.* V. 78. № 1. P. 218–226. 1973.
- *Rosenberg N.* Dynamic model of ionospheric wind profiles // *J. Geophys. Res.* V. 73. № 15. P. 4965–4968. 1968.
- *Shalimov S., Ogawa T., Otsuka Y.* On the gravity wave-driven instability of *E* layer at mid-latitude // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* V. 71. № 17/18. P. 1943–1947. 2009.
- *Shalimov S., Yamamoto M.* Influence of mid-latitude sporadic *E* layer patches upon the *F* region plasma density // *J. Geophys. Res.* V. 115. A05309.1–A05309.7. 2010.
- *Sinno K., Ouchi C., Nemoto C.* Structure and movement of *Es* detected by LORAN observations // *J. Geomagn. Geoelectr.* V. 16. № 2. P. 75–88. 1964.
- *Sinno K., Ouchi C., Nemoto C., Futagawa H.* Structure and movement of *Es* detected by LORAN observations (Loran detection of structure, movement and slanted in sporadic *E* region as measured at several stations) // *J. Radio Res. Lab.* V. 12. № 59. P. 59–63. 1965.
- *Sinno K., Kan M., Hirukawa Y.* Reflection and transmission losses for ionospheric radiowave propagation via sporadic *E* // *J. Radio Res. Lab.* V. 23. № 110. P. 65–84. 1976.
- *Tsunoda R.T., Cosgrove R.B.* Coupled electrodynamics in the nighttime midlatitude ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* V. 28. № 22. P. 4171–4174. 2001.
- *Yamamoto M., Fukao S., Woodman R.F., Ogawa T., Tsuda T., Kato S.* Mid-latitude *E* region field-aligned irregularities observed with the MU radar // *J. Geophys. Res.* V. 96. № A9. P. 15943–15949. 1991.
- *Yokoyama T., Hysell D., Otsuka Y., Yamamoto M.* Three-dimensional simulations of the coupled Perkins and *Es*-layer instabilities in the nighttime midlatitude ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 114. A03308.1–A03308.16. 2009.