

DOI: 10.7242/1999-6691/2017.10.2.17

УДК 532.526.4

**НЕЛИНЕЙНОЕ РАЗВИТИЕ СТРУКТУР В ЭКМАНОВСКОМ СЛОЕ**Н.В. Вазаева<sup>1,2</sup>, О.Г. Чхетиани<sup>1,3</sup>, Л.В. Шестакова<sup>4</sup>, Л.О. Максименков<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва, Российская Федерация<sup>2</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация<sup>3</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Российская Федерация<sup>4</sup>Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, Пермь, Российская Федерация

Исследуются нелинейные режимы развития упорядоченных структур в экмановском слое. В расчетах используется двухмасштабная модель атмосферного пограничного слоя (АПС). Поле скорости представляется как горизонтально-однородный профиль скорости ветра и трехмерное поле скорости, связанное с валиковой циркуляцией, зависящее от вертикальной координаты и координаты в направлении, перпендикулярном ориентации валиков. Влияние турбулентности учитывается через параметры турбулентной вязкости. Учитывается модификация профиля ветра вследствие валиков. При ряде значений числа Рейнольдса реализуются различные типы гидродинамической неустойчивости, характерные для АПС, проявляющиеся во взаимной ориентации возникающих периодических по горизонтальной координате валиков и геострофического ветра, а также в масштабах и пространственных периодах структур. С увеличением числа Рейнольдса растут средняя энергия и спиральность. В диапазоне значений 200–300 их поведение близко к линейному, что указывает на возможность применения при этих значениях  $Re$  слабонелинейных подходов, в которых амплитуды возмущений скорости растут как  $Re^{1/2}$ . Отмечается рост асимметрии валиков, сопровождающийся заметным повышением, по сравнению с амплитудами по направлению ветра, экстремальных значений амплитуды продольной компоненты скорости, ориентированной противоположно геострофическому ветру. Одновременно наблюдается повышение, по отношению к отрицательным значениям, уровня экстремальных значений положительной компоненты спиральности. Проведено качественное сопоставление данных вычислений с аналогичными характеристиками когерентных структур АПС, измеренными методами акустического зондирования (Калмыкия, июль 2007 года). Обнаружено, что в последних также имеет место асимметрия в распределении продольной компоненты скорости. В расчетах по мезомасштабной атмосферной модели RAMS картина валиковой циркуляции начинает воспроизводиться при горизонтальном шаге сетки 500 м. Получено неплохое соответствие результатов моделирования и измеренных реальных пространственных распределений циркуляционных движений, центры которых расположены на высотах примерно 1200–1300 м. Найденные значения турбулентной вязкости и эффективного числа Рейнольдса характерны для условий неустойчивой стратификации.

*Ключевые слова:* атмосферный пограничный слой, нелинейный режим, численное моделирование, спиральность, неустойчивость, асимметрия

**NONLINEAR DEVELOPMENT OF THE EKMAN LAYER STRUCTURES**N.V. Vazaeva<sup>1,2</sup>, O.G. Chkhetiani<sup>1,3</sup>, L.V. Shestakova<sup>4</sup> and L.O. Maksimenkov<sup>1</sup><sup>1</sup>A.M.Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Science, Moscow, Russian Federation<sup>2</sup>Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation<sup>3</sup>Space Research Institute, Russian Academy of Science, Moscow, Russian Federation<sup>4</sup>National Research University, Higher School of Economics, Perm, Russian Federation

The nonlinear modes of coherent structure development in the Atmospheric boundary layer are investigated. Two-scale model of Atmospheric boundary layer is used in the calculation. The velocity field splits into large-scale profile of horizontal wind velocity and three-scale velocity field. The former depends only on the vertical coordinate. The latter is connected with roll circulation and is subject to the vertical coordinate and the coordinate perpendicular to the roll direction. The influence of turbulence is parameterized by turbulent viscosity. The modification of wind profile by rolls is taken into account. Depending on the Reynolds number, different types of the hydrodynamic instabilities specific to the Atmospheric boundary layer occurred. This appears at the relative orientation of the arising geostrophic wind and roll circulation, and also at the scales and space periods of the structures. As the Reynolds number grows, the mean energy and helicity increase. Within the range of the Reynolds number between 200–300 the dependence is close to linear, which points to the possibility of utilizing weakly nonlinear theory methods, where perturbation amplitudes increase as  $Re^{1/2}$ . The rise of the roll asymmetry followed by remarkable growing of the extreme amplitude of a longitudinal velocity component in the direction opposite to geostrophic wind compared to the amplitudes along the lines of geostrophic wind is detected. Increase of the positive component of helicity by contrast to the negative ones is observed simultaneously. A qualitative comparison between the modeling findings and the measured characteristics of the coherent structures observed in the Atmospheric boundary layer is carried out. In July 2007, these structures were measured by acoustic sounding methods in Kalmykia, where asymmetry in the distribution of longitudinal velocity component was observed as well. An apparent pattern of roll circulation begins to reproduce in the mesoscale atmospheric model RAMS under grid size about 500 meters. Reasonably good correspondence between simulation findings and observable vortex with centers lying about 1200–1300 meters high is received. The values of turbulent viscosity and effective Reynolds number are typical for unstable stratification conditions.

*Key words:* atmospheric boundary layer, nonlinear mode, numerical simulation, helicity, instability, asymmetry

**1. Введение**

В последние десятилетия особое внимание привлекают проблемы развития в атмосферном пограничном слое (АПС) вследствие гидродинамических неустойчивостей различных когерентных

структур, в частности, широко распространенных упорядоченных спиралевидных вихрей с горизонтальной осью. Эти квазидвумерные структуры, сравнимые по масштабам с высотой пограничного слоя, имеют множество названий: квазипараллельные валиковые структуры, вихри в виде валов, продольные валы, спиралеобразные вихри, продольные вихри, двумерные горизонтальные вихри, вторичная циркуляция, линейная конвекция, двумерная конвекция, валы, роллы и другие.

Валиковые структуры образуются уже при довольно слабом ветре ( $2\div 3,5$  м/с) [1], когда происходит перестройка трехмерных конвективных ячеек в продольно ориентированные, и отчетливо визуализируются в виде так называемых «облачных улиц», хорошо заметных на спутниковых снимках [2] и изображениях, полученных с использованием радаров с синтезированной апертурой — Synthetic-Aperture Radar (SAR), позволяющих составлять карты поверхностных ветров с разрешением 1 км и достаточной степенью точности [3]. Наблюдаются они в близких к нейтральным условиям и при устойчивой/слабонеустойчивой стратификации пограничного слоя. Такие структуры характерны для высоких широт, где над более теплой водной поверхностью в результате вторжений холодного воздуха создаются условия для конвекции, которая в сочетании с ветром формирует устойчивую систему вытянутых горизонтальных валов, существующих на протяжении многих дней [3–6]. Валы имеют горизонтальные масштабы порядка  $3\div 5$  км (поперек вала) [1], угол между продольной осью валов и направлением геострофического ветра обычно не превышает  $30^\circ$ . Похожие продольные вихри присущи и пограничному слою сформировавшегося тропического урагана, после прохождения которого поверхностные образования и разрушения имеют полосчатую структуру [3, 7, 8, 9, 10, 11].

Долгоживущие спиралевидные вихри значительно влияют на характеристики турбулентного течения, определяют вертикальный профиль среднего течения, играют существенную роль в процессах перемешивания, в процессах переноса влаги, тепла и других субстанций через АПС. По оценкам, сделанным в [7, 12], вторичные потоки воздуха в виде валиковых структур отвечают за  $20\div 60\%$  всего тепломассопереноса через АПС. Данные о пространственных масштабах и других характеристиках когерентных структур в нижней части этого слоя необходимы для успешного прогнозирования различных погодных явлений.

Возникновение и существование крупномасштабных когерентных структур являются следствием развития в АПС таких гидродинамических неустойчивостей, как динамическая — неустойчивость, связанная с наличием точки перегиба на профиле агеострофической компоненты скорости ветра [13, 14], «параллельная» [14] (иногда ее считают частным случаем динамической неустойчивости; потеря неустойчивости при этом не зависит от наличия точки перегиба, а происходит за счет связи между горизонтальными компонентами скорости ветра) и конвективная [15, 16]. В большинстве случаев, согласно [17], создаются условия для действия динамической или конвективной неустойчивости, влияние «параллельной» неустойчивости значительно меньше.

Модель с конвективной неустойчивостью позволяет получить продольные вихри, ориентированные в направлении геострофического ветра. Однако наблюдаемые периоды валиков и соотношение их горизонтальных и вертикальных масштабов оказываются нередко много большими предсказанных теоретически. Существующие теории сталкиваются с трудностями в определении амплитудных характеристик когерентных структур в АПС.

В [14–16] проведен линейный анализ устойчивости нейтрального АПС для периодических по поперечной координате возмущений. В [18–20] развиты слабонелинейные теории. В настоящей работе осуществляется анализ нелинейной задачи в диапазоне чисел Рейнольдса от 100 до 400. Исследование в близкой постановке содержится в [21]. В [22] рассматривается образование когерентных структур над однородным лесным пологом вследствие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и процесс переноса пассивной примеси из полога в атмосферу. В [23] описано влияние влажности и температуры на генерацию вихревых структур в нижнем слое атмосферы на основе двумерной модели мезомасштабных процессов. В [10, 11] численно моделировались продольные вихри в пограничном слое сформировавшегося тропического урагана, возникающие в условиях динамической и конвективной неустойчивости.

Как сами крупномасштабные течения, структура которых обуславливается совместным действием турбулентного трения и силы Кориолиса, так и турбулентные движения в АПС обладают ненулевой спиральностью, которая вычисляется как скалярное произведение поля скорости и завихренности [24–27]. Турбулентные каскады спиральности в АПС обнаружены в натуральных экспериментах Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН [28, 29] и в недавних результатах прямого численного (DNS) моделирования [30–32].

Отметим, что в [31, 32] так же, как и при численном моделировании полной системы уравнений для пограничного слоя атмосферы в рамках вихререшающей (LES) модели, например в [33], явная картина валиковой циркуляции не воспроизводилась, что отчасти связано с недостаточной детализацией сетки в расчетной области и трудностью точного «попадания» на неустойчивые моды, а также неустойчивостью когерентных структур по отношению к трехмерным возмущениям [9]. Структуры в этом случае могут наблюдаться какое-то время, но в силу неустойчивого состояния системы в целом находятся в условиях постоянного чередования процессов формирования и разрушения, что осложняет их анализ [21]. Тогда как

квазидвумерные численные модели мезомасштабных процессов являются полезной основой для гидродинамических исследований и активно использовались и используются при разработке нелинейных теорий, в аналитических изысканиях, оценках влияния различных типов неустойчивостей на характеристики мезомасштабной конвекции [2, 9, 13, 19, 34], анализе устойчивости полученных решений [14]. Такие модели, в отличие от прямого численного моделирования, где небольшие трехмерные возмущения приводят к неустойчивости и разрушению спиралевидных вихрей, и от LES моделирования, где редко хорошо воспроизводятся роллы и разрешаются только короткоживущие мелкомасштабные, расположенные близко к земле стрики [35, 36, 37], стабильно демонстрируют появление продольных вихрей и позволяют сфокусироваться непосредственно на изучении параметров когерентных структур без учета влияния ошибок и неоднозначностей при выборе их различных параметризаций, погрешностей подсеточного моделирования, возникновения других типов когерентных структур (например, стриков). Устойчивость получающихся квазистационарных решений по отношению к дву- и трехмерным возмущениям до сих пор остается малоизученной [21].

В [38] проверялось влияние на устойчивость экмановского пограничного слоя тензора турбулентных напряжений, учитывающего присутствие турбулентной спиральности. Спиральность существенно сказывается на возмущениях, характеризующихся динамической неустойчивостью. При этом меняется как критическое число Рейнольдса, так и параметры вторичных возмущений: волновые числа и углы ориентации валов по отношению к направлению геострофического ветра. В [39] исследовалось развитие валиковой циркуляции в температурно-стратифицированном АПС на основе модели турбулентности [40], учитывающей турбулентную спиральность.

Помимо параметризации спиральности в моделях АПС важным вопросом остается приемлемость принятого допущения о постоянстве турбулентной вязкости. В настоящей работе проводится сравнение результатов моделирования и практических наблюдений. Для оценок используются полумпирические значения турбулентной вязкости, полученные на основе экспериментальных данных о турбулентных характеристиках в АПС [27].

Размеры расчетной области в значительной степени превышают размеры когерентных структур, что позволяет проанализировать поля мезомасштабной спиральности и взаимодействие различных типов неустойчивостей, а также проверить существование асимметрии структур внутри циркулирующих потоков.

## 2. Основные уравнения

В настоящем исследовании рассматривается случай нейтральной стратификации. Ось  $X$  направлена вдоль оси валика, ось  $Y$  — перпендикулярно ей. Средние профили характеристик когерентных структур предполагаются независимыми от  $X$ .

Характеризуя мезомасштабную циркуляцию продольной скоростью по оси  $X$  и проекцией завихренности на ось  $X$ , описываем роллы в безразмерном виде системой уравнений:

$$\text{Re} \left( \frac{\partial u}{\partial t} + V \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} - \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial y} \right\rangle \right) = \Delta u - 2 \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\text{Re} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial t} + V \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right\rangle \right) = \Delta \varphi - 2 \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\varphi = -\Delta \Psi, \quad (3)$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \langle a \rangle = \frac{1}{y_{\max}} \int_0^{y_{\max}} a(z) dy, \quad v = -\frac{d\Psi}{dz}, \quad w = \frac{d\Psi}{dy}.$$

Здесь:  $u$ ,  $v$ ,  $w$  — продольная (направленная вдоль оси ролла), поперечная и вертикальная компоненты скорости ролла;  $\Psi$  — функция тока;  $\varphi$  — проекция завихренности на ось  $X$ ;  $\langle a \rangle$  — оператор осреднения какой-либо функции  $a$  по координате  $y$ ;  $\Delta$  — оператор Лапласа;  $\text{Re}$  — число Рейнольдса.

В качестве масштабов длины, скорости и времени выбраны, соответственно, толщина экмановского слоя  $D = (K/f)^{1/2}$ , скорость геострофического ветра  $G = (U_G^2 + V_G^2)^{1/2}$ ,  $T = D/G$ . При этом  $K$  — коэффициент турбулентной вязкости;  $f = \Omega \sin \theta$  — параметр Кориолиса, где  $\Omega$  — угловая скорость вращения Земли,  $\theta$  — широта;  $U_G$  и  $V_G$  — геострофическая и агеострофическая компоненты скорости ветра.

Составляющие скорости среднего течения  $U(z)$  и  $V(z)$  описываются уравнениями:

$$\operatorname{Re} \left( \frac{\partial U}{\partial t} - \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial y} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right\rangle + V \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + 2(V - V_G),$$

$$\operatorname{Re} \left( \frac{\partial V}{\partial t} - \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y \partial z} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right\rangle + V \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + 2(U - V_G),$$

$$\operatorname{Re} = \frac{GD}{K}.$$

На верхней границе,  $z = H$ , а также в отсутствие роллов стационарное решение задается модифицированным экмановским профилем скорости:

$$U = \cos(\varepsilon) - \exp(-H) \cdot \cos(H + \varepsilon),$$

$$V = -\sin(\varepsilon) + \exp(-H) \cdot \sin(H + \varepsilon).$$

Здесь  $\varepsilon$  — угол между осью роллов и направлением геострофического ветра. При моделировании угол выбирался в диапазоне от  $-45^\circ$  до  $45^\circ$ .

Влияние турбулентной спиральности в настоящем исследовании, в отличие от [38, 39], не рассматривается, поскольку ее учет, как правило, не приводит к качественному изменению явления мезомасштабных циркуляций, а в целом уменьшает эффективное число Рейнольдса.

### 3. Описание численной реализации и вычислительного алгоритма

Записанная выше система уравнений решается конечно-разностным методом. Для аппроксимации уравнений переноса (1), (2) применяется явная схема с направленными против потока разностями. Схема обладает искусственной схемной вязкостью.

После приведения подобных членов получается разностный аналог модельного уравнения переноса, записанного с учетом конвективного и диффузионного членов [39]:

$$F_t + uF_{\bar{y}} + vF_{\bar{z}} = \left( k + \frac{h_y |u|}{2} \right) F_{\bar{y}\bar{y}} + \left( k + \frac{h_z |v|}{2} \right) F_{\bar{z}\bar{z}}.$$

Здесь  $F_{\bar{y}}$  и  $F_{\bar{z}}$  — аппроксимации первых пространственных производных для какой-либо функции  $F$  из искоемых  $u$ ,  $\varphi$ ;  $F_{\bar{y}\bar{y}}$ ,  $F_{\bar{z}\bar{z}}$  — аппроксимации вторых пространственных производных;  $h_y$ ,  $h_z$  — шаги пространственной сетки по направлению  $X$  или  $Y$  соответственно;  $k$  — обобщенный коэффициент диффузии. Такая явная схема известна своим стабилизирующим влиянием на эффекты гидродинамической неустойчивости [41].

Используется ограничение на шаг по времени:

$$\tau \leq \left( 4k \left( \frac{1}{h_y^2} + \frac{1}{h_z^2} \right) + \frac{|u|}{h_y} + \frac{|v|}{h_z} \right)^{-1}.$$

Уравнение Пуассона для функции  $\Psi$  (3) решается с помощью итерационного метода последовательной верхней релаксации [42]. Для аппроксимации среднего течения в АПС применяется условно-устойчивая явная схема. Ограничение на шаг по времени следующее:  $\tau \leq h_z^2 / (4k)$ .

Размер расчетной области по координате  $Y$  —  $L_y$  находится в пределах безразмерных величин  $48 \div 144$ . Для достижения стационарного режима в некоторых случаях (при больших  $\operatorname{Re}$ ) он увеличивается. Количество узлов, как правило, не меняется, поскольку при одновременном с размером расчетной области его увеличении (при сохранении длины шага по координате  $Y$ ) общая временная динамика и результаты расчета слабо реагируют на этот параметр, лишь в интегральных характеристиках энергии и спиральности проявляются дополнительные детали осцилляций. Размер по координате  $Z$  —  $L_z$  равняется 12, что превышает высоту АПС, которая в среднем равна 5.

Код программы написан на языке Fortran. Время расчета зависит от выбранного числа Рейнольдса и угла ориентации роллов и длится от пары часов до нескольких суток. Количество шагов сетки по координате  $Y$  берется равным 241, по координате  $Z$  — 121. Шаг по времени составляет 0,00125.

Плотности энергии  $E$  и спиральности  $H$  валиковых структур определяются по формулам:

$$E = \frac{1}{2L_y L_z} \int (u^2 + \Psi \Delta \Psi) dy dz,$$

$$H = \frac{2}{L_y L_z} \int (-u \Delta \Psi) dy dz.$$

Для системы уравнений движения граничными условиями являются условия прилипания на нижней границе: при  $z=0$  имеем  $u=0$ ,  $w=0$ ,  $v=0$ , и заданная геострофическая скорость при  $z \rightarrow \infty$ .

На верхней границе отсутствует трение:  $\frac{\partial u}{\partial z} = 0$ ,  $w=0$ ,  $\frac{\partial v}{\partial z} = 0$ .

На боковых границах для функций  $u$ ,  $\phi$ ,  $\Psi$  выполняются условия периодичности:  $F(t, y, z) = F(t, y+l, z)$ . Завихренность на нижней границе при  $z=0$  вычисляется по формуле Тома [43]:

$$\phi_{0,j} = -\frac{2}{h_z^2} \Psi_{1,j}, \text{ где } \Psi_{1,j} \text{ — функция тока во внутренних узлах сетки.}$$

Последовательность вычислений следующая:

1. Задаются нулевые начальные значения для функций  $u$ ,  $\Psi$ ; возмущение для  $\phi$  в центре расчетной области; начальные профили для скорости среднего течения, соответствующие модифицированному экмановскому профилю скорости.
2. Определяются  $u$ ,  $\phi$  во внутренних узлах расчетной области.
3. По известному  $\phi$  на новом временном слое итерационным методом рассчитывается функция тока  $\Psi$  во внутренних узлах расчетной области.
4. Вычисляются граничные значения  $\phi$  на новом временном слое с использованием  $\Psi$  во внутренних узлах расчетной области.
5. Отыскиваются характеристики среднего течения  $U(z)$ ,  $V(z)$ .
6. Осуществляется переход на следующий временной шаг.

#### 4. Результаты

Типичная толщина экмановского пограничного слоя  $D$  находится в пределах от 100 до 500 м, поэтому, в соответствии с выражением  $Re = GD/K$ , типичный диапазон изменения числа  $Re$  — от 100 до 1000. Особенный интерес представляет диапазон его низких и средних значений. Кроме того, анализ нелинейной теории для больших  $Re$  затруднен, так как с повышением значений чисел Рейнольдса решение аппроксимированных предложенным в данной работе методом уравнений становится все более неустойчивым, а получающиеся валики увеличиваются в размерах по горизонтали (см., например, Рис. 1–3). Последнее обстоятельство приводит при численном моделировании к уменьшению количества роллов в расчетной области, что, вероятно, и является одной из причин неустойчивости решения системы уравнений. Полученные квазистационарные валики перемещаются в направлении, перпендикулярном оси валиков (слева направо на Рис. 1–3). В случае заметной асимметрии и наличия структур больших размеров происходят изменения диаметров малых валиков с небольшой амплитудой. В среднем интегральная энергия структур не изменяется.

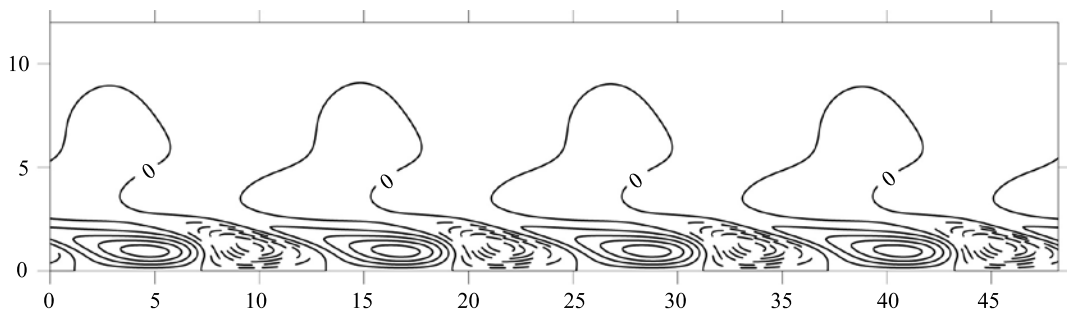


Рис. 1. Пространственное распределение продольной компоненты скорости  $U$  по осям  $Y$ ,  $Z$  при  $Re=175$ ,  $\varepsilon \approx 15^\circ$  и интервале между контурами 0,02; отрицательные значения показаны пунктирной линией

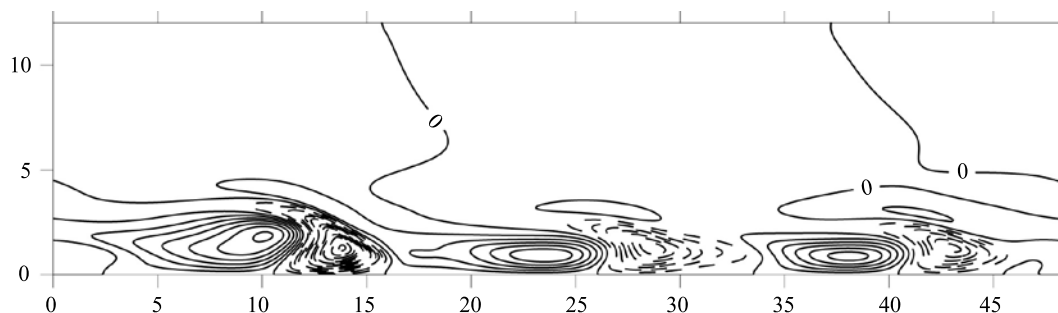


Рис. 2. Пространственное распределение продольной компоненты скорости  $U$  по осям  $Y, Z$  при  $Re = 225$ ,  $\varepsilon \approx 10^\circ$  и интервале между контурами 0,02; отрицательные значения показаны пунктирной линией

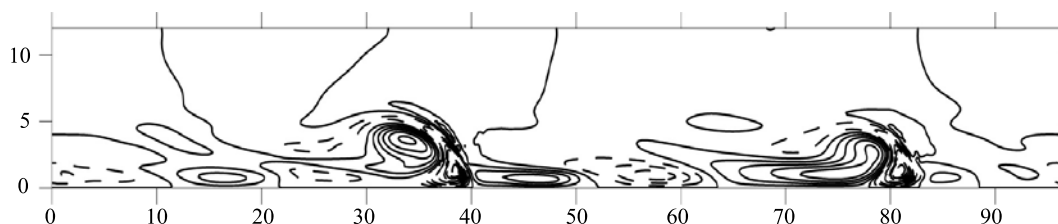


Рис. 3. Пространственное распределение продольной компоненты скорости  $U$  по осям  $Y, Z$  при  $Re = 300$ ,  $\varepsilon \approx 10^\circ$  и интервале между контурами 0,05; отрицательные значения показаны пунктирной линией

Вплоть до значений  $Re \approx 400$  поля скорости, спиральности, энергии, завихренности и других параметров, характеризующих квазипараллельные валиковые структуры, вычислялись до момента установления стационарного режима. Предварительно выбирались число Рейнольдса и углы ориентации роллов. Угол изменялся в пределах от  $-45^\circ$  до  $45^\circ$ . Далее анализировались расчетные данные и определялся угол ориентации, при котором плотности энергии валиков достигали максимальных значений. Процедура вычислений повторялась для каждого числа Рейнольдса из анализируемого диапазона.

Известно, [34], что для слабонелинейной теории без учета силы Кориолиса в уравнениях движения и при отсутствии бароклинности при  $Re \approx 54$  начинает проявляться «параллельная» неустойчивость. Данная мода повернута на угол  $\varepsilon \approx -15^\circ$ . При увеличении  $Re$  более интенсивно развивается динамическая неустойчивость, и уже при  $Re \approx 113$  она превалирует над «параллельной». Угол ориентации  $\varepsilon$  составляет в этом случае  $\sim 10^\circ \div 15^\circ$ .

При решении по квазидвумерной численной модели получились близкие к найденным в рамках линейной устойчивости значениям величины углов ориентации (см. Табл. 1), а числа Рейнольдса порядка  $Re \approx 150$  оказались соответствующими точке перехода от одного типа неустойчивости к другому.

Таблица 1. Значения угла ориентации роллов с максимальной энергией при различных числах Рейнольдса

Re	100	115	125	150	175	200	225	250	300	350	400
$\varepsilon, ^\circ$	-15	-10	-10	15	15	15	10	5	10	5	5

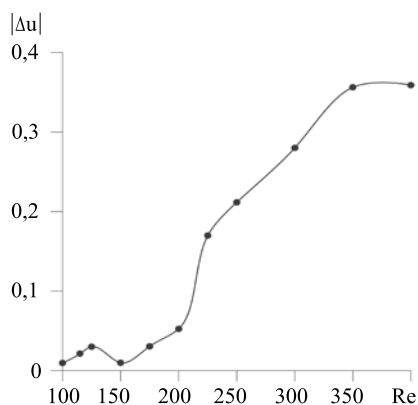


Рис. 4. Зависимость асимметрии продольной составляющей скорости от числа Рейнольдса

Крейчнан отмечал [44], что взаимодействие спиральных течений одинакового знака доминирует над взаимодействием спиральных течений разных знаков. Вследствие этого должна сохраняться зеркальная асимметрия, изначально связанная со спиральностью экмановского течения. Действительно, имеет место рост асимметрии продольного поля скорости. Асимметрия продольной компоненты скорости наблюдалась (без обсуждения) в [21]. На рисунке 4 показана разность амплитуд максимальных положительных и отрицательных значений продольной компоненты скорости в ролле. Она, как и амплитуда отрицательного по отношению к направлению геострофического ветра возмущения скорости, растет на отрезках от  $Re = 100$  до  $Re = 125$  и от  $Re = 150$  до  $Re = 400$ . Между  $Re = 125$  и  $Re = 150$  происходит смена режима реализующейся

Таблица 2. Характеристики продольных вихрей и возможный разброс этих значений при неоднородном пространственном распределении валиковых структур на больших числах Рейнольдса

Число Рейнольдса Re	200	225	250	300	350	400
Асимметрия продольной компоненты скорости $ \Delta u $	0,0525	0,1698	0,2117	0,2802	0,2822	0,3189
Разброс $\delta \Delta u $	-0,0145	-0,1410	-0,1758	-0,2292	-0,2322	-0,1940
Период валиков $ L $	5,0	5,0	5,0	5,0	6,0	7,0
Разброс $\delta L $	0	-1,0 ÷ +1,0	-1,0 ÷ +1,0	-1,0 ÷ +2,0	-1,0 ÷ +1,0	-2,0 ÷ +2,0
Амплитуда положительной составляющей спиральности $ H_{+\max} $	0,0139	0,0554	0,1073	0,1562	0,1582	0,1643
Разброс $\delta H_{+\max} $	-0,0073	-0,0441	-0,0869	-0,0326	-0,1364	0,1214
Амплитуда отрицательной составляющей спиральности $ H_{-\max} $	0,0032	0,0056	0,0164	0,0263	0,0285	0,0363
Разброс $\delta H_{-\max} $	-0,0011	-0,0021	-0,0108	-0,0111	-0,0141	-0,0200

неустойчивости. При больших Re асимметрия вихревых структур становится отчетливой, что соотносится с распределением продольной составляющей скорости для  $Re = 300$  (Рис. 3). Верхняя граница вихрей поднимается от  $z \approx 3$  для  $Re = 175$  до  $z \approx 6$  для  $Re = 300$  (Рис. 1–3).

Возможный разброс значений при оценке асимметрии для пар валиков при больших Re представлен в таблице 2. Графики (см. Рис. 4, 6, 10) построены для случаев с максимальной асимметрией.

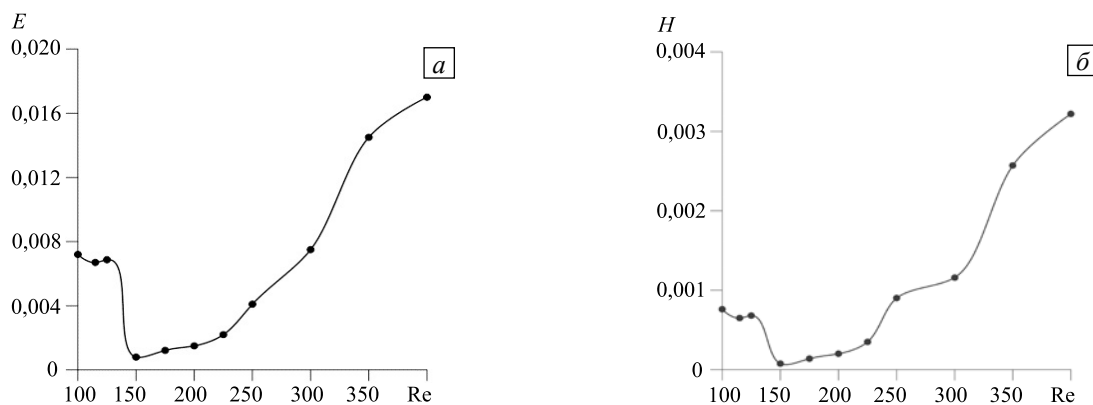
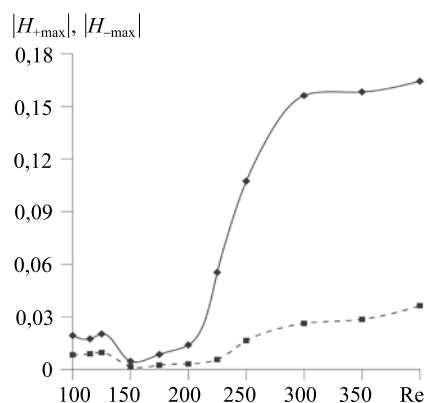
Рис. 5. Зависимости плотностей энергии  $E$  (а) и спиральности  $H$  (б) валиковых структур от числа Рейнольдса

Рис. 6. Изменение амплитуд положительной (сплошная линия) и отрицательной (пунктир) составляющих спиральности в зависимости от числа Рейнольдса

После установления неустойчивости динамического типа с увеличением числа Рейнольдса возрастают плотности энергии и спиральности когерентных структур (Рис. 5). В целом спиральность в расчетной области положительна, что характерно для экмановского течения, для которого, в частности, интегральная по слою спиральность будет следующей [25]:

$$H_{\text{int}} = \int_0^{\infty} H(z) dz = 1/2(U_G^2 + V_G^2) \geq 0.$$

Рассматривая спиральность каждого ролла по отдельности, можно выделить второй тип асимметрии — асимметрию спиральности. На рисунке 6 показано изменение амплитуд положительной и отрицательной составляющих спиральности как функций числа Рейнольдса. Разброс значений амплитуд спиральности представлен в таблице 2.

Наблюдаемое развитие асимметрии имеет, по всей видимости, черты, похожие на те, которыми обладает хорошо известное в лаборатории и геофизических системах явление циклон-антициклонной асимметрии (в системах с вращением более интенсивными и долгоживущими оказываются образования с антициклоническим вращением [45]). В обсуждаемом здесь случае в роли основного вихря выступает завихренность экмановского течения. Следует также иметь в виду известное стабилизирующее влияние восточного и дестабилизирующее влияние западных ветров на валиковую циркуляцию [21].

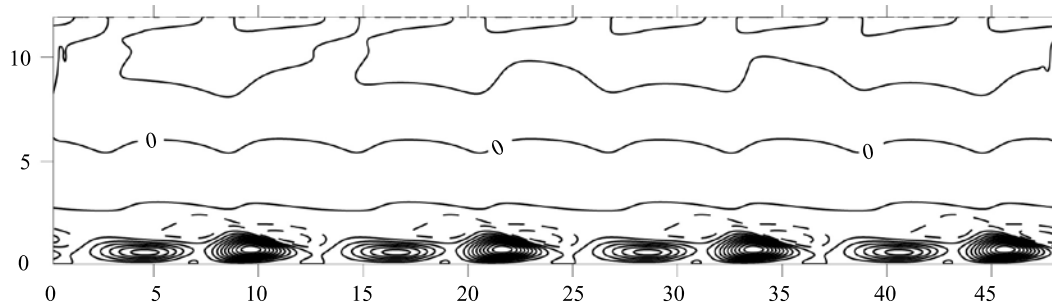


Рис. 7. Пространственное распределение спиральности  $H$  по осям  $Y, Z$  при  $Re=175$ ,  $\varepsilon=15^\circ$  и интервале между контурами 0,001; отрицательные значения показаны пунктирной линией

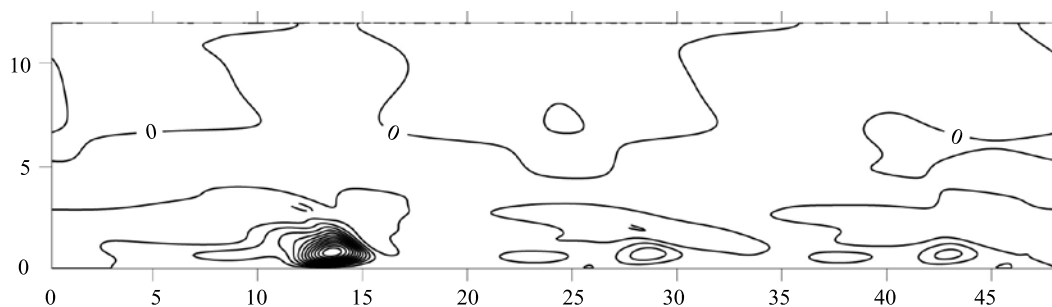


Рис. 8. Пространственное распределение спиральности  $H$  по осям  $Y, Z$  при  $Re=225$ ,  $\varepsilon=10^\circ$  и интервале между контурами 0,005; отрицательные значения показаны пунктирной линией

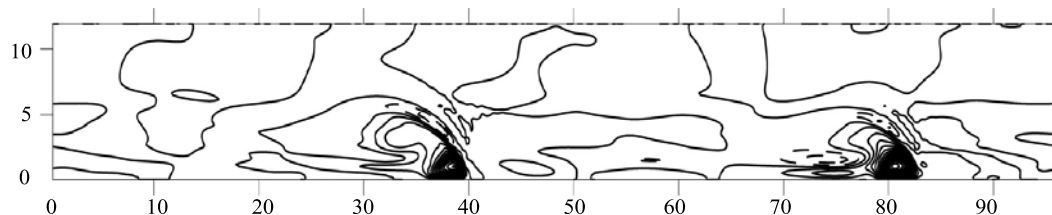


Рис. 9. Пространственное распределение спиральности  $H$  по осям  $Y, Z$  при  $Re=300$ ,  $\varepsilon=10^\circ$  и интервале между контурами 0,01; отрицательные значения показаны пунктирной линией

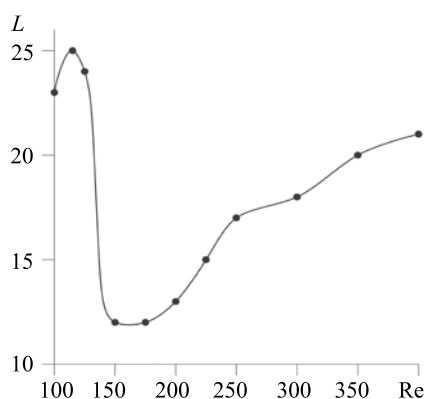


Рис. 10. Зависимость расстояния между валиками с противоположными знаками продольной скорости по направлению оси  $Y$  (полупериод) от числа Рейнольдса

На рисунках 7–9 изображены пространственные распределения спиральности для трех значений числа Рейнольдса. Хорошо видно, что при его увеличении асимметрия нарастает.

Расстояние по оси  $Y$  между валиками с противоположными знаками циркуляции также увеличивается при изменении  $Re$  от 150 до 400 (Рис. 10). Разброс значений при больших  $Re$  показан в таблице 2. При сильной нелинейности нарушается пространственная периодичность вторичных когерентных образований и становится возможным формирование структур, близких к уединенным. Подобные многомасштабные структуры фиксировались в течении типа Экмана–Куэтта [46, 47] в теоретических исследованиях [48] и в лабораторных экспериментах [49].

Для оценки величины асимметрии валиковых структур в АПС рассмотрим результаты акустического атмосферного зондирования с помощью ветровых профиломеров — содаров в Калмыкии в июле 2007 года

[1]. На рисунке 11 приведены спутниковые снимки этого же района от 28 июля 2007 года. В 14:03 по московскому времени наблюдается развитая мезомасштабная циркуляция (точкой 1 на рисунке обозначено место, из которого осуществляются измерения), угол отклонения валов от направления восток–запад равняется  $35^\circ$ . Геоострофический ветер направлен на восток–юго-восток. Пространственный период видимых облачных улиц меняется в диапазоне  $4\div 7$  км.



Эта картина воспроизводится в рамках мезомасштабной атмосферной модели RAMS [50]. Численное моделирование является широко практикуемым подходом и позволяет качественно оценить параметры возникающих структур и сравнить их со спутниковыми снимками и данными акустического зондирования. Вся расчетная область 300 на 225 км покрывается сеткой из  $600 \times 450$  узлов с шагом по горизонтали 500 м. По вертикали сетка имеет 30 уровней до высоты 20000 м со сгущением в пограничном слое. В качестве начальных и граничных данных используются поля реанализа (поля метеорологических данных в узлах регулярной сетки за истекшие годы) NCAR — Национального центра атмосферных исследований США. Расчет начинался за сутки до изучаемого момента времени. На рисунке 12 показана изоперхность вертикальной компоненты скорости ветра  $W = 1$  м/с в окрестности точки 1. Исследуемая область имеет размеры 96 на 96 км по горизонтали и 3 км по высоте.

На рисунке 13 представлены изолинии вертикальной компоненты скорости ветра в пограничном слое в сечении, перпендикулярном оси роллов. При сравнении с рисунком 11 видно их неплохое соответствие пространственным распределениям циркуляционных движений, центры которых, согласно результатам моделирования, расположены примерно на высотах 1200–1300 м.



Рис. 11. Облачные улицы над районом содарных измерений; снимок произведен спутниковой системой MODIS-AQUA 28 июля 2007 г. в 14:03 (время московское)

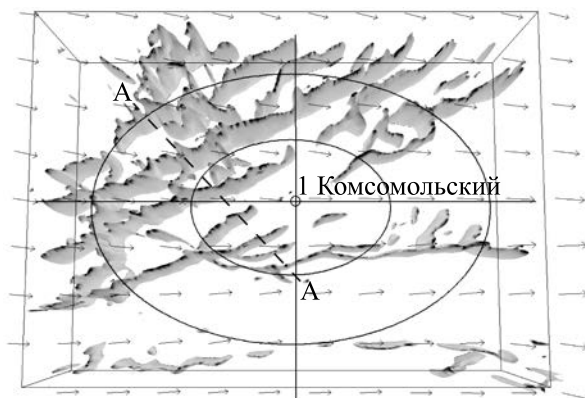


Рис. 12. Изоповерхности вертикальной компоненты скорости ветра  $W = 1$  м/с (концентрические окружности радиусами 24 и 48 км на высоте 3 км от земной поверхности) — модель RAMS по данным от 28 июля 2007 г., 14:03 (по московскому времени); стрелки показывают направление геострофического ветра на высоте 3,5 км, пунктирная линия А-А задает положение плоскости, в которой далее строятся изолинии вертикальной скорости  $W$

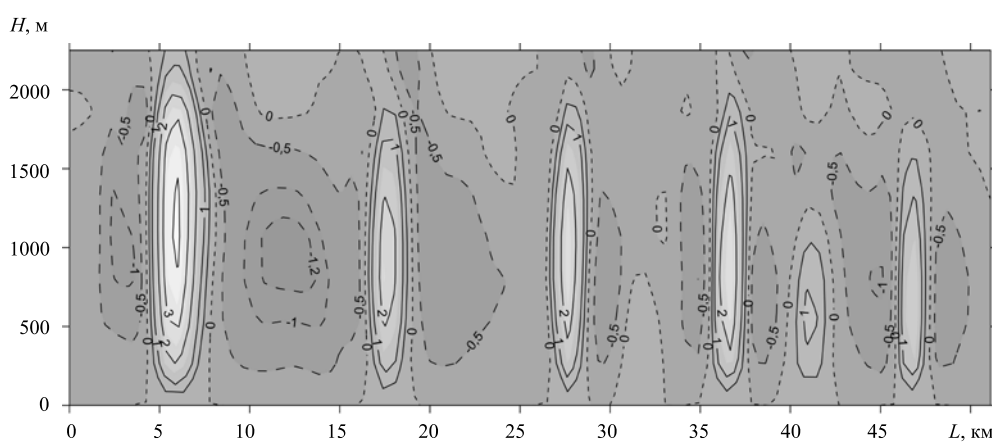
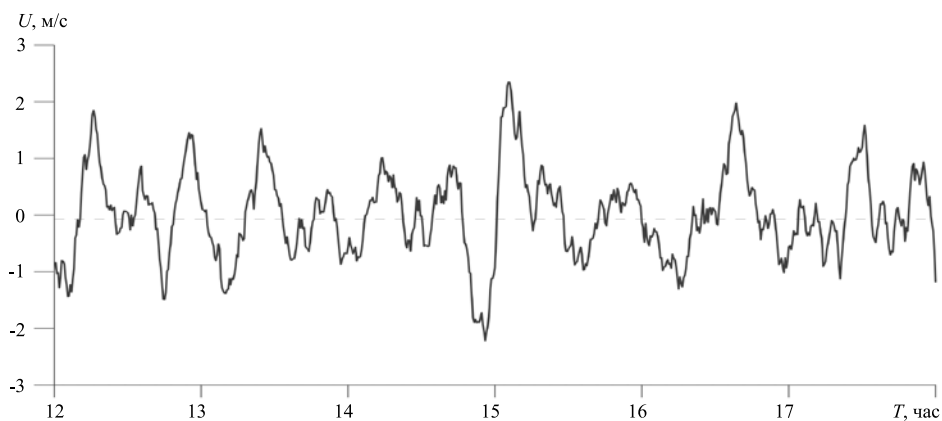


Рис. 13. Изолинии вертикальной скорости  $W$  в плоскости А-А рисунка 12, перпендикулярной оси роллов; размер валиков поперек их оси 3–5 км (модель RAMS)

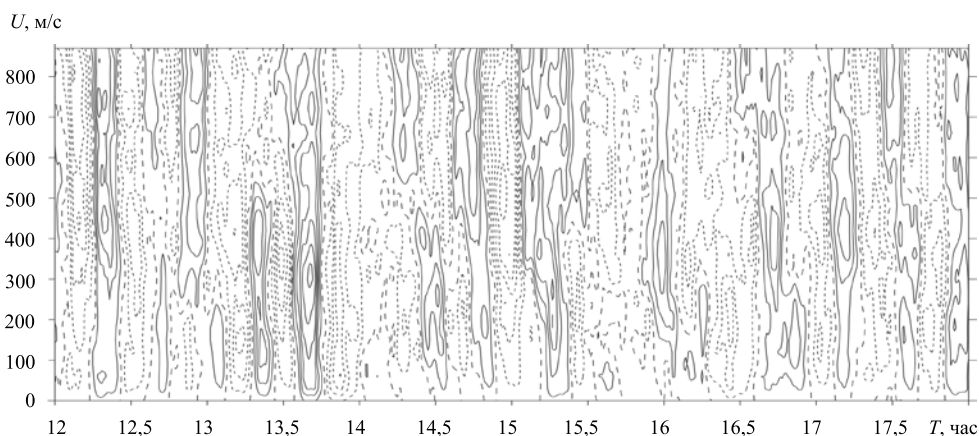
Однако разрешение, которым обладает модель, не позволяет рассмотреть особенности в распределениях физических величин. Для более детального исследования необходимо прибегнуть к вихреразрешающему моделированию. Для анализа воспользуемся результатами акустического зондирования из [1], согласно которым точность определения скоростей содаром составляет 0,5 м/с для горизонтальной компоненты и 0,2 м/с для вертикальной. Эти же значения являются пороговыми: содар регистрирует движения, начиная с них. На рисунке 14 приведен временной ход продольной скорости вдоль



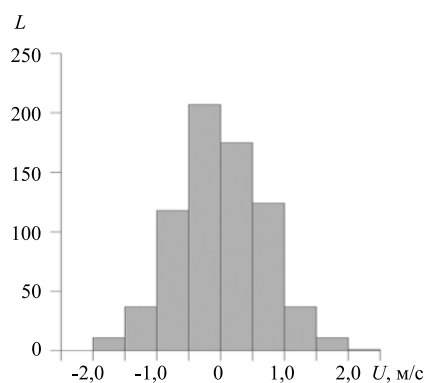
**Рис. 14.** Временной ход направленной вдоль валика скорости,  $U$ , м/с в привязке к московскому времени  $T$  (данные содарных измерений на высоте 690 м от 28 июля 2007 г., Калмыкия)

валика по данным акустического зондирования на высоте 690 м с 12 до 18 часов московского времени 28.07.2007. Здесь представлено 10-минутное усреднение за вычетом 30-минутного среднего значения данных длинноволнового содара с вертикальным разрешением 30 м и временным 30 с. Максимальная высота зондирования не превышает 870 м. Подобная процедура позволяет отфильтровать флуктуационную составляющую и средний ход скорости ветра [1].

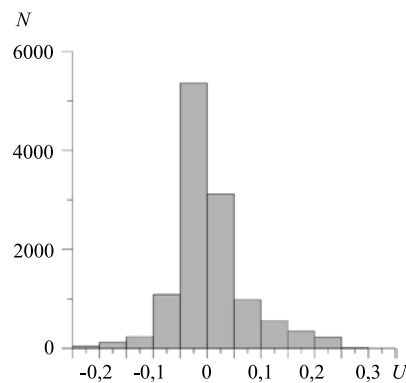
На рисунке 15 приводится высотно-временная развертка продольной скорости вдоль валика. Здесь также применена процедура 10-минутного усреднения за вычетом 30-минутного среднего. Хорошо видно, что преобладают области с отрицательными значениями продольной скорости, направленной примерно против направления геострофического ветра (в выбранной системе отсчета).



**Рис. 15.** Временной ход направленной вдоль валиков скорости  $U$ , м/с по данным содарных измерений 28 июля 2007 г. в Калмыкии на высотах 0-870 м с шагом 30 м; время по оси абсцисс московское; пунктиром отмечены отрицательные значения скорости, диапазон изменений от  $-3$  до  $+3$  м/с с шагом 0,5 м/с



**Рис. 16.** Гистограмма распределений средней по высоте компоненты скорости, направленной вдоль валиков: по оси абсцисс – данные содарных измерений на высотах 0÷870 м с шагом 30 м в диапазоне 12:00 ÷ 18:00 час по московскому времени 28 июля 2007 г.



**Рис. 17.** Гистограмма распределений значений продольной компоненты скорости (безразмерной) в пределах высоты пограничного слоя; ось абсцисс – расчетные данные при  $Re = 300$

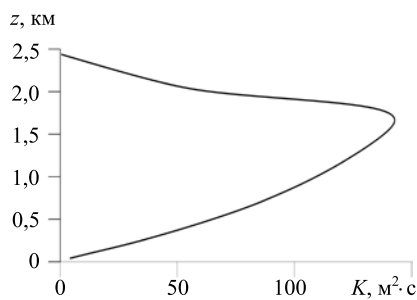
На рисунке 16 представлено распределение средней по высоте слоя (по 29 уровням в слое 0–870 м) продольной скорости вдоль валиков. Наблюдается заметная асимметрия ее отрицательных (против направления геострофического ветра) значений. Похожее распределение получается и для большинства уровней зондирования. Дополнительно заметим, что асимметрия продольной компоненты скорости имеет место и в мезомасштабном моделировании на высотах 1000–1300 м. Для качественного сравнения результатов двухмасштабной модели и натурных измерений на рисунке 17 приведена гистограмма распределений значений продольной компоненты скорости в пределах высоты пограничного слоя на основе расчетных данных для  $Re = 300$ .

Определим для рассматриваемого случая эффективное число Рейнольдса. Рисунок 18 содержит профиль коэффициента турбулентной вязкости, полученный путем мезомасштабного моделирования в представлении вихревой вязкости (по значениям вертикального градиента средней горизонтальной скорости ветра) [27, 35, 37, 51]. Существуют различные подходы к восстановлению профиля этого параметра, в частности, представленный в [51] и используемый здесь для оценки эффективного  $Re$ :

$$K = l^2 s, \quad \text{где } s^2 = \left[ \left( \frac{du}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dv}{dz} \right)^2 \right], \quad \text{а } l = \left[ \kappa z / (1 + \kappa z f / (0,00027G)) \right].$$

Вертикальный размер роллов составляет, как правило, от 0,9 до 2,1 км [34]. Коэффициент турбулентной вязкости для выбранного момента времени осредняем до высоты примерно 2500 м (см. Рис. 18). Получаем среднее значение  $K \approx 54 \text{ м}^2/\text{с}$ . Такие значения характерны для неустойчивой стратификации.

С определенной степенью точности компоненты геострофической скорости ветра при содарных измерениях можно принять равными компонентам скорости на верхних уровнях зондирования, которые для исследуемого случая располагаются на высоте 870 м [52]. При этом компоненты геострофической



**Рис. 18.** Зависимость коэффициента турбулентной вязкости  $K$  ( $\text{м}^2/\text{с}$ ), от высоты  $z$ , км (по данным от 28 июля 2007 г., Калмыкия)

скорости ветра равняются:  $U_G = 3,61 \text{ м/с}$  — направление «юг–север»;  $V_G = -1,75 \text{ м/с}$  — направление «запад–восток», соответственно, скорость геострофического ветра —  $G = (U_G^2 + V_G^2)^{1/2} = 4,02 \text{ м/с}$ . Геострофическая скорость отклонена от направления оси роллов на угол  $\varepsilon_{\text{набл.}} \approx 25^\circ$ .

Для широты точки наблюдения  $\theta = 45,31^\circ$  имеем параметр Кориолиса  $f = \Omega \sin \theta = 5,184 \cdot 10^{-5}$ , число Рейнольдса  $Re = G / (Kf)^{1/2} \approx 76 < 100$ . Подобные значения качественно отвечают условиям развития валиковой циркуляции в атмосферном пограничном слое при наличии конвекции [53].

## 5. Заключение

Рассмотрен нелинейный режим формирования вторичных вихревых структур в АПС с использованием двухмасштабной модели атмосферного пограничного слоя, мезомасштабной атмосферной модели RAMS, данных наблюдений за структурами в Калмыкии. Числа Рейнольдса меняются в диапазоне 100–400. При значениях числа Рейнольдса  $Re \approx 150$  происходит переход от одного типа неустойчивости к другому, вследствие чего резко меняются знак и величина угла ориентации валиков: от  $\varepsilon \approx -15^\circ$  до  $\varepsilon \approx 10^\circ \div 15^\circ$ . С ростом числа  $Re$  увеличиваются средняя энергия и спиральность. В диапазоне  $Re = 200 \div 300$  зависимость близка к линейной. Исследованы пространственные распределения компонент скоростей, завихренности, спиральности. Параметры, характеризующие квазипараллельные валиковые структуры, вычислены до момента установления стационарного режима при различных значениях  $Re$  и углов ориентации валов. Отмечено развитие асимметрии продольной компоненты скорости, положительных и отрицательных значений спиральности валиковых структур (по и против направления геострофического ветра) с ростом  $Re$  вслед за увеличением экстремальных значений амплитуды отрицательной продольной компоненты скорости (против направления геострофического ветра) по сравнению с положительной амплитудой (по направлению ветра). Амплитуды положительной составляющей спиральности также превышают амплитуды отрицательной составляющей спиральности. Наблюдаемая динамика асимметрии имеет черты, по всей видимости, свойственные и хорошо известному как в лабораторных, так и геофизических системах явлению циклон-антициклонной асимметрии, при котором в системах с вращением более интенсивными и долгоживущими оказываются образования с антициклоническим вращением. Качественное сравнение асимметрии структур, установленной путем двухмасштабного

моделирования и измерениями когерентных структур методами акустического зондирования в АПС (Калмыкия, июль 2007 года), показало похожее распределение. Получено неплохое соответствие результатов численного моделирования нелинейного развития структур в экмановском слое в рамках мезомасштабной атмосферной модели RAMS присутствующим в пограничном слое пространственным распределениям циркуляционных движений. Значения эффективного числа Рейнольдса и профиль коэффициента турбулентной вязкости, полученный в представлении вихревой вязкости, характерны для условий неустойчивой стратификации.

Авторы признательны Г.С. Голицыну, М.А. Каллистратовой, В.Ф. Крамару за внимание к работе и конструктивные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-27-00134) и РФФИ (проекты № 14-05-00847-а и № 17-05-01116-а).

## Литература

1. Гранберг И.Г., Крамар В.Ф., Кузнецов Р.Д., Чхетиани О.Г., Каллистратова М.А., Куличков С.Н., Артамонова М.С., Кузнецов Д.Д., Перепелкин В.Г., Перепелкин Д.В., Погарский Ф.А. Исследование пространственной структуры атмосферного пограничного слоя сетью доплеровских содаров // Известия РАН. ФАО. – 2009. – Т. 45, № 5. – С. 579-587. (English version DOI).
2. Etiling D., Brown R.A. Roll vortices in the planetary boundary layer: A review // Bound.-Lay. Meteorol. – 1993. – Vol. 65, no. 3. – P. 215-248. DOI
3. Foster R. Signature of large aspect ratio roll vortices in synthetic aperture radar images of tropical cyclones // Oceanography. – 2013. – Vol. 26, no. 2. – P. 58-67. DOI
4. Chou S.-H., Atlas D. Satellite estimates of ocean-air heat fluxes during cold air outbreaks // Mon. Weather Rev. – 1982. – Vol. 110, no. 10. – P. 1434-1450. DOI
5. Hein P.F., Brown R.A. Observations of longitudinal roll vortices during arctic cold air outbreaks over open water // Bound.-Lay. Meteorol. – 1988. – Vol. 45, no. 1. – P. 177-199. DOI
6. Brümmner B. Roll and cell convection in wintertime arctic cold-air outbreaks // J. Atmos. Sci. – 1999. – Vol. 56, no. 15. – P. 2613-2636. DOI
7. Wurman J., Winslow J. Intense sub-kilometer-scale boundary layer rolls observed in hurricane Fran // Science. – 1998. – Vol. 280, no. 5363. – P. 555-557. DOI
8. Morrison H., Curry J.A., Khvorostyanov V.I. A New double-moment microphysics parameterization for application in cloud and climate models. Part I: Description // J. Atmos. Sci. – 2005. – Vol. 62, no. 6. – P. 1665-1677. DOI
9. Foster R.C. Why rolls are prevalent in the hurricane boundary layer // J. Atmos. Sci. – 2005. – Vol. 62, no. 8. – P. 2647-2661. DOI
10. Ginis I., Khain A. P., Morozovsky E. Effects of large eddies on the structure of the marine boundary layer under strong wind conditions // J. Atmos. Sci. – 2004. – Vol. 72, no. 9. – P. 3049-3063. DOI
11. Gao K., Ginis I. On the equilibrium-state roll vortices and their effects in the hurricane boundary layer // J. Atmos. Sci. – 2016. – Vol. 73, no. 3. – P. 1205-1222. DOI
12. Chou S.H., Ferguson M.P. Heat fluxes and roll circulations over the western Gulf Stream during an intense cold-air outbreak // Bound.-Lay. Meteorol. – 1991. – Vol. 55, no. 3. – P. 255-281. DOI
13. Браун Р.А. Аналитические методы моделирования планетарного пограничного слоя. – Л.: Гидрометеиздат, 1976. – 150 с.
14. Lilly D.K. On the stability of Ekman boundary flow // J. Atmos. Sci. – 1966. – Vol. 23. – P. 481-494. DOI
15. Орданович А.Е., Паиковская Ю.В. Влияние термической стратификации на устойчивость экмановского течения // МЖГ. – 1998. – № 3. – С. 71-76. (English version DOI).
16. Kaylor R., Faller A.J. Instability of the stratified Ekman boundary layer and the generation of internal waves // J. Atmos. Sci. – 1972. – Vol. 29, no. 3. – P. 497-509. DOI
17. Weckwerth T.M., Wilson J.W., Wakimoto R.M., Crook N.A. Horizontal convective rolls: Determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics // Mon. Weather Rev. – 1997. – Vol. 125, no. 4. – P. 505-526. DOI
18. Михайлова Л.А., Орданович А.Е. Моделирование двумерных упорядоченных вихрей в пограничном слое атмосферы // Метеорология и гидрология. – 1988. – № 11. – С. 29-42.
19. Brown R.A. Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer: A review // Rev. Geophys. – 1980. – Vol. 18, no. 3. – P. 683-697. DOI
20. Stensrud D.J., Shirer H.N. Development of boundary layer rolls from dynamic instabilities // J. Atmos. Sci. – 1988. – Vol. 45, no. 6. – P. 1007-1019. DOI
21. Dubos T., Barthlott C., Drobinski P. Emergence and secondary instability of Ekman layer rolls // J. Atmos. Sci. – 2008. – Vol. 65, no. 7. – P. 2326-2342. DOI
22. Гаврилов К.А., Морван Д., Ассару Г., Любимов Д.В., Мераджи С., Бессонов О.А. Численное моделирование когерентных структур при распространении примеси в атмосферном пограничном слое над лесным пологом // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2010. – Т. 3, № 2. – С. 34-45. DOI
23. Шварц К.Г., Шварц Ю.А., Шкляев В.А. Двумерная модель мезомасштабных процессов в нижнем слое атмосферы с учетом неоднородности температуры и влажности воздуха // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2015. – Т. 8, № 1. – С. 5-15. DOI
24. Etiling D. Some aspect of helicity in atmospheric flows // Beitr. Phys. Atmosph. – 1985. – Vol. 58, no. 1. – P. 88-100.
25. Курганский М.В. О связи между спиральностью и потенциальным вихрем в сжимаемой вращающейся жидкости // Известия АН СССР. ФАО. – 1989. – Т. 25, № 12. – С. 1326-1329.

26. Hide R. Superhelicity, helicity and potential vorticity // *Geophys. Astro. Fluid.* – 1989. – Vol. 48, no. 1-3. – P. 69-79. DOI
27. Чхетиани О.Г. О спиральной структуре экмановского пограничного слоя // *Известия РАН. ФАО.* – 2001. – Т. 37, № 5. – С. 614-620.
28. Копров Б.М., Копров В.М., Пономарев В.М., Чхетиани О.Г. Измерение турбулентной спиральности и ее спектра в пограничном слое атмосферы // *ДАН.* – 2005. – Т. 403, № 5. – С. 627-630. (English version DOI).
29. Копров Б.М., Копров В.М., Курганский М.В., Чхетиани О.Г. Спиральность и потенциальный вихрь в приземной турбулентности // *Известия РАН. ФАО.* – 2015. – Т. 51, № 6. – С. 637-647. (English version DOI).
30. Deusebio E., Lindborg E. Helicity in the Ekman boundary layer // *J. Fluid Mech.* – 2014. – Vol. 755. – P. 654-671. DOI
31. Coleman G.N., Ferziger J.H., Spalart P.R. A numerical study of the turbulent Ekman layer // *J. Fluid Mech.* – 1990. – Vol. 213. – P. 313-348. DOI
32. Coleman G.N., Ferziger J.H., Spalart P.R. A numerical study of the convective boundary layer // *Bound.-Lay. Meteorol.* – 1994. – Vol. 70, no. 3. – P. 247-272. DOI
33. Deardorff J. W. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers // *J. Atmos. Sci.* – 1972. – Vol. 29, no. 1. – P. 91-115. DOI
34. Foster R.C. An analytic model for planetary boundary roll vortices / PhD Thesis. – WA, Seattle: University of Washington, 1996. – 196 p.
35. Mason P., Thomson D. Large-eddy simulations of the neutral-static-stability planetary boundary layer // *Q. J. Roy. Meteor. Soc.* – 1987. – Vol. 113, no. 476. – P. 413-443. DOI
36. Lin C.-L., McWilliams J., Moeng C.-H., Sullivan P. Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary boundary layer flow // *Phys. Fluids.* – 1996. – Vol. 8, no. 10. – P. 2626-2639. DOI
37. Drobinski P., Carlotti P., Redelsperger J.-L., Masson V., Banta R.M., Newsom R.K. Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer // *J. Atmos. Sci.* – 2007. – Vol. 64. – P. 137-156. DOI
38. Пономарев В.М., Чхетиани О.Г., Шестакова Л.В. Нелинейная динамика крупномасштабных вихревых структур в турбулентном экмановском слое // *МЖГ.* – 2007. – № 4. – С. 72-82. (English version DOI).
39. Пономарев В.М., Чхетиани О.Г., Шестакова Л.В. Численное моделирование развитой горизонтальной циркуляции в атмосферном пограничном слое // *Вычисл. мех. сплош. сред.* – 2009. – Т. 2, № 1. – С. 68-80. DOI
40. Пономарев В.М., Чхетиани О.Г. Полуэмпирическая модель пограничного слоя атмосферы с параметризацией влияния турбулентной спиральности // *Известия РАН. ФАО.* – 2005. – Т. 41, № 4. – С. 464-479.
41. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980. – 618 с.
42. Самарский А.А., Гулин А.В. Численные методы. – М.: Наука, 1989. – 432 с.
43. Том А., Эйнт К., Темпла Д. Числовые расчеты полей в технике и физике. – М.: Энергия, 1964. – 208 с.
44. Kraichnan R.H. Helical turbulence and absolute equilibrium // *J. Fluid Mech.* – 1973. – Vol. 59, no. 4. – P. 745-752. DOI
45. Калашиник М.В., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г. О циклон-антициклонной асимметрии в устойчивости вращающихся сдвиговых течений // *МЖГ.* – 2016. – № 2. – С. 44-55. DOI
46. Hoffmann N., Busse F.H., Chen W.L. Transitions to complex flows in the Ekman–Couette layer // *J. Fluid Mech.* – 1998. – Vol. 366. – P. 311-331. DOI
47. Hoffmann N.P., Busse F.H. Isolated solitary vortex solutions for the Ekman Couette layer // *Eur. J. Mech. B-Fluid.* – 2000. – Vol. 19, no. 3. – P. 391-402. DOI
48. Mourad P.D., Brown R.A. Multiscale large eddy states in weakly stratified planetary boundary layers // *J. Atmos. Sci.* – 1990. – Vol. 47, no. 4. – P. 414-438. DOI
49. Corke T.C., Knasiak K.F. Stationary travelling cross-flow mode interactions on a rotating disk // *J. Fluid Mech.* – 1998. – Vol. 355. – P. 285-315. DOI
50. Cotton W.R., Pielke Sr. R.A., Walko R.L., Liston G.E., Tremback C.J., Jiang H., McAnelly R.L., Harrington J.Y., Nicholls M.E., Carrio G.G., McFadden J.P. RAMS 2001: Current status and future directions // *Meteorol. Atmos. Phys.* – 2003. – Vol. 82, no. 1. – P. 5-29. DOI
51. Blackadar A.K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere // *J. Geophys. Res.* – 1962. – Vol. 67, no. 8. – P. 3095-3102. DOI
52. Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Кузнецов Р.Д., Каллистратова М.А., Крамар В.Ф., Люлюкин В.С., Кузнецов Д.Д. Оценка спиральности в атмосферном пограничном слое по данным акустического зондирования // *Известия РАН. ФАО.* – 2017. – Т. 53, № 2. – С. 200-214. (English version DOI).
53. Etling D. The Stability of the Ekman boundary layer flow as influenced by the thermal stratification // *Beitr. Phys. Atmosph.* – 1971. – Vol. 44. – P. 168-186.

## References

1. Granberg I.G., Kramar V.F., Koznetsov R.D., Chkhetiani O.G., Kallistratova M.A., Kulichkov S.N., Artamonova M.S., Koznetsov D.D., Perepelkin V.G., Perepelkin D.V., Pogarskii F.A. A study of the spatial structure of the atmospheric boundary layer with a Doppler–Sodar network. *Izv. Atmos. Ocean. Phys.*, 2009, vol. 45, no. 5, pp. 541-548. DOI
2. Etling D., Brown R.A. Roll vortices in the planetary boundary layer: A review. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 1993, vol. 65, no. 3, pp. 215-248. DOI
3. Foster R. Signature of large aspect ratio roll vortices in synthetic aperture radar images of tropical cyclones. *Oceanography*, 2013, vol. 26, no. 2, pp. 58-67. DOI
4. Chou S.H., Atlas D. Satellite estimates of ocean-air heat fluxes during cold air outbreaks. *Mon. Weather Rev.*, 1982, vol. 110, no. 10, pp. 1434-1450. DOI
5. Hein P.F., Brown R.A. Observations of longitudinal roll vortices during arctic cold air outbreaks over open water. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 1988, vol. 45, no. 1, pp. 177-199. DOI
6. Brümmner B. Roll and cell convection in wintertime arctic cold-air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, 1999, vol. 56, no. 15, pp. 2613-2636. DOI



7. Wurman J., Winslow J. Intense sub-kilometer-scale boundary layer rolls observed in hurricane Fran. *Science*, 1998, vol. 280, no. 5363, pp. 555-557. DOI
8. Morrison H., Curry J.A., Khvorostyanov V.I. A new double-moment microphysics parameterization for application in cloud and climate models. Part I: Description. *J. Atmos. Sci.*, 2005, vol. 62, no. 6, pp. 1665-1677. DOI
9. Foster R.C. Why rolls are prevalent in the hurricane boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 2005, vol. 62, no. 8, pp. 2647-2661. DOI
10. Ginis I., Khain A. P., Morozovsky E. Effects of large eddies on the structure of the marine boundary layer under strong wind conditions. *J. Atmos. Sci.*, 2004, vol. 72, no. 9, pp. 3049-3063. DOI
11. Gao K., Ginis I. On the equilibrium-state roll vortices and their effects in the hurricane boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 2016, vol. 73, no. 3, pp. 1205-1222. DOI
12. Chou S.H., Ferguson M.P. Heat fluxes and roll circulations over the western Gulf Stream during an intense cold-air outbreak. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 1991, vol. 55, no. 3, pp. 255-281. DOI
13. Brown R.A. *Analytical methods in planetary boundary-layer modelling*. Wiley, 1974. 148 p.
14. Lilly D.K. On the stability of Ekman boundary flow. *J. Atmos. Sci.*, 1966, vol. 23, pp. 481-494. DOI
15. Ordanovich A.E., Pashkovskaya Yu.V. Effect of thermal stratification on Ekman flow stability. *Fluid Dynamics*, 1998, vol. 33, no. 3, pp. 355-359. DOI
16. Kaylor R., Faller A.J. Instability of the stratified Ekman boundary layer and the generation of internal waves. *J. Atmos. Sci.*, 1972, vol. 29, no. 3, pp. 497-509. DOI
17. Weckwerth T.M., Wilson J.W., Wakimoto R.M., Crook N.A. Horizontal Convective Rolls: Determining the Environmental Conditions Supporting their Existence and Characteristics. *Mon. Weather Rev.*, 1997, vol. 125, no. 4, pp. 505-526. DOI
18. Mikhailova L.A., Ordanovich A.E. Modelirovanie dvukhmernykh uporyadochennykh vikhrey v pograničnom sloe atmosfery [Simulation of two-dimensional ordered vortices in the atmospheric boundary layer]. *Meteorologiya i Gidrologiya – Soviet Meteorology and Hydrology*, 1988, no. 11, pp. 29-42.
19. Brown R.A. Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer. *Rev. Geophys.*, 1980, vol. 18, no. 3, pp. 683-697. DOI
20. Stensrud D.J., Shireh H.N. Development of boundary layer rolls from dynamic instabilities. *J. Atmos. Sci.*, 1988, vol. 45, no. 6, pp. 1007-1019. DOI
21. Dubos T., Barthlott C., Drobinski P. Emergence and secondary instability of Ekman layer rolls. *J. Atmos. Sci.*, 2008, vol. 65, no. 7, pp. 2326-2342. DOI
22. Gavrilo K.A., Morvan D., Accary G., Lyubimov D.V., Meradji S., Bessonov O.A. Numerical modeling of coherent structures during admixture propagation in atmospheric boundary layer over forest canopy. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2010, vol. 3, no. 2, pp. 34-45. DOI
23. Shvarts K.G., Shvarts Y.A., Shklyayev V.A. Two-dimensional model of mesoscale processes in the lower atmosphere with allowance for inhomogeneity of temperature and air humidity. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2015, vol. 8, no. 1, pp. 5-15. DOI
24. Etiling D. Some aspect of helicity in atmospheric flows. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 1985, vol. 58, no. 1, pp. 88-100.
25. Kurgansky M.V. O svyazi mezhdru spiralnostyu i potentsyalnym vikhrem v szhimaemoi vrashchayushcheyshy zhydkostu [On the relationship between helicity and potential vorticity in a compressible rotating fluid]. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Atmos. Okeana – Izv. Atmos. Ocean. Phys.*, 1989, vol. 25, no. 12, pp. 1326-1329.
26. Hide R. Superhelicity, helicity and potential vorticity. *Geophys. Astro. Fluid*, 1989, vol. 48, no. 1-3, pp. 69-79. DOI
27. Chkhetiani O.G. On the helical structure of the Ekman boundary layer. *Izv. Atmos. Ocean. Phys.*, 2001, vol. 37, no. 5, pp. 569-575.
28. Koprov B.M., Koprov V.M., Ponomarev V.M., Chkhetiani O.G. Experimental studies of turbulent helicity and its spectrum in the atmospheric boundary layer. *Doklady Physics*, 2005, vol. 50, no. 8, pp. 419-422. DOI
29. Koprov B.M., Koprov V.M., Kurgansky M.V., Chkhetiani O.G. Helicity and potential vorticity in surface turbulence. *Izv. Atmos. Ocean. Phys.*, 2015, vol. 51, no. 6, pp. 565-575. DOI
30. Deusebio E., Lindborg E. Helicity in the Ekman boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 2014, vol. 755, pp. 654-671. DOI
31. Coleman G.N., Ferziger J.H., Spalart P.R. A numerical study of the turbulent Ekman layer. *J. Fluid Mech.*, 1990, vol. 213, pp. 313-348. DOI
32. Coleman G.N., Ferziger J.H., Spalart P.R. A numerical study of the convective boundary layer. *Bound.-Lay. Meteorol.*, 1994, vol. 70, no. 3, pp. 247-272. DOI
33. Deardorff J. W. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 1972, vol. 29, no. 1, pp. 91-115. DOI
34. Foster R.C. *An analytic model for planetary boundary roll vortices*. PhD Thesis. WA, Seattle: University of Washington, 1996. 196 p.
35. Mason P., Thomson D. Large-eddy simulations of the neutral-static-stability planetary boundary layer. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1987, vol. 113, no. 476, pp. 413-443. DOI
36. Lin C.-L., McWilliams J., Moeng C.-H., Sullivan P. Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary boundary layer flow. *Phys. Fluids*, 1996, vol. 8, no. 10, pp. 2626-2639. DOI
37. Drobinski P., Carlotti P., Redelsperger J.-L., Masson V., Banta R.M., Newsom R.K. Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 2007, vol. 64, pp. 137-156. DOI
38. Ponomarev V.M., Chkhetiani O.G., Shestakova L.V. Nonlinear dynamics of large-scale vortex structures in a turbulent Ekman layer. *Fluid Dynamics*, 2007, vol. 42, no. 4, pp. 571-580. DOI
39. Ponomarev V.M., Chkhetiani O.G., Shestakova L.V. Numerical modelling of the developed horizontal circulation in the atmospheric boundary layer. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2009, vol. 2, no. 1, pp. 68-80. DOI
40. Ponomarev V.M., Chkhetiani O.G. Semi-empirical model of the atmospheric boundary layer with parameterization of the spiral turbulence effect. *Izv. Atmos. Ocean. Phys.*, 2005, vol. 41, no. 4, pp. 464-479.
41. Roache P.J. *Computational fluid dynamics*. Hermosa Publishers, 1976. 446 p.

42. Samarsky A.A., Gulin A.V. *Chislennye metody* [Numerical methods]. Moscow: Nauka, 1989. 432 p.
43. Thom A., Apelt C.J., Temple G.F.J. *Field computations in engineering and physics*. London, 1961. 168 p.
44. Kraichnan R.H. Helical turbulence and absolute equilibrium. *J. Fluid Mech.*, 1973, vol. 59, no. 4, pp. 745-752. DOI
45. Kalashnik M.V., Khapaev A.A., Chkhetiani O.G. On the cyclone-anticyclone asymmetry in the stability of rotating shear flows. *Fluid Dynamics*, 2016, vol. 51, no. 2, pp. 167-179. DOI
46. Hoffmann N., Busse F.H., Chen W.L. Transitions to complex flows in the Ekman–Couette layer. *J. Fluid Mech.*, 1998, vol. 366, pp. 311-331. DOI
47. Hoffmann N. P., Busse F. H. Isolated solitary vortex solutions for the Ekman Couette layer. *Eur. J. Mech. B-Fluid*, 2000, vol. 19, no. 3, pp. 391-402. DOI
48. Mourad P.D., Brown R.A. Multiscale large eddy states in weakly stratified planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 1990, vol. 47, no. 4, pp. 414-438. DOI
49. Corke T.C., Knasiak K.F. Stationary travelling cross-flow mode interactions on a rotating disk. *J. Fluid Mech.*, 1998, vol. 355, pp. 285-315. DOI
50. Cotton W.R., Pielke Sr. R.A., Walko R.L., Liston G.E., Tremback C.J., Jiang H., McAnelly R.L., Harrington J.Y., Nicholls M.E., Carrio G.G., McFadden J.P. RAMS 2001: Current status and future directions. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 2003, vol. 82, no. 1, pp. 5-29. DOI
51. Blackadar A. K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1962, vol. 67, no. 8, pp. 3095-3102. DOI
52. Vazaeva N.V., Chkhetiani O.G., Kouznetsov R.D., Kallistratova M.A., Kramar V.F., Lyulyukin V.S., Kouznetsov D.D. Estimating helicity in the atmospheric boundary layer from acoustic sounding data. *Izv. Atmos. Ocean. Phys.*, 2017, vol. 53, no. 2, pp. 174-186. DOI
53. Etling D. The Stability of the Ekman boundary layer flow as influenced by the thermal stratification. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 1971, vol. 44, pp. 168-186.

Поступила в редакцию 03.02.2017; опубликована в электронном виде 30.06.2017

---

*Сведения об авторах*

Вазаева Наталья Викторовна, асп., Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (ИФА РАН), 119017, Москва, Пыжевский пер., д. 3; e-mail: ifanataly@gmail.com

Чхетиани Отто Гурамович, дфмн, зав. лаб., ИФА РАН; e-mail: ochkheti@gmail.com

Шестакова Лидия Валентиновна, кфмн, доц., Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики (НИУ ВШЭ – Пермь), 614070, Пермь, ул. Студенческая, д. 38, e-mail: l.v.shestakova@gmail.com

Максименков Леонид Олегович, вед. инж., ИФА РАН; e-mail: leonidmax@gmail.com