

модель во многом упрощенная. В ней, в частности, вовсе не учитываются атмосфера Земли и те процессы, которые влияют на геоэлектрическое поле. Но именно поле ясной погоды в наименьшей мере подвержено этим влияниям, что позволяет использовать такую модель.

Поле, возникающее над поверхностью Луны из-за приливного воздействия Земли, во многом не похоже на земное. Во-первых, его максимальная напряженность на порядок больше, чем на Земле. Кроме того, оно на Луне постоянно во времени, по крайней мере в первом приближении, поскольку Луна обращена к Земле всегда одной стороной, и, следовательно, по отношению к наблюдателю на Луне направление вектора  $\mathbf{n}$  не меняется. Но изменения  $R_0$ , конечно, приводят к изменениям  $E$ .

Полученные выше результаты дают возможность исследовать обширный круг «приливно-электрических» явлений на планетах и звездах.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Lines F.//Met. Z. 1988. 4. P. 345.
- [2] Wilson C. T. R.//Phys. Trans. 1920. A221. P. 73.
- [3] Швейдлер Э. Сохранение электрического заряда Земли. М., 1936.
- [4] Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. Л.; М., 1949.
- [5] Краев А. П. Основы геоэлектрики. М.; Л., 1951.
- [6] Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Л., 1972.
- [7] Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество. Л., 1974.
- [8] Григорьев В. И., Григорьева Е. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. 37, № 5. С. 45.
- [9] Григорьев В. И., Григорьева Е. В., Ростовский В. С.//Изв. АН СССР, Физика Земли. 1990. № 2. С. 3.

Поступила в редакцию  
25.01.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 1

УДК 551.8

#### РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ВЯЗКОСТИ В ИНТЕНСИВНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ВИХРЯХ

Е. П. Анисимова, Родригес де Армас Кармен \*), А. А. Сперанская, В. С. Шандия  
(кафедра физики моря и вод суши)

Приводятся результаты аналитического расчета коэффициента горизонтальной турбулентной вязкости в центральной части интенсивных конвективных вихрей. В рассматриваемых вихревых системах выявлено наличие механизма отрицательной вязкости и определена область его локализации.

В последние годы в геофизической гидродинамике все большее внимание уделяется изучению интенсивных вихревых структур синоптического масштаба. Применительно к атмосфере такими вихрями являются тропические циклоны. Сейчас к наиболее изученным характеристикам интенсивных атмосферных вихрей следует отнести осредненные поля скорости, температуры и влажности, к наименее изученным — их турбулентную структуру. Это объясняется тем, что измерение турбулентных характеристик непосредственно в ураганах и тайфунах на

\*) Куба.

сегодняшний день практически неосуществимо, а композиционный анализ [1], оказавшийся весьма плодотворным при исследовании полей осредненных значений скорости и плотности, для оценки вихревых моментов неприменим.

Авторами данной работы создана физическая модель интенсивного конвективного атмосферного вихря влажного типа, по основным термодинамическим критериям подобная центральной части нижней тропосферы тропического циклона [2]. В модельном вихре инструментально были исследованы поля всех трех компонент средней скорости, температуры и влажности, а также структура турбулентности [3].

Как показал анализ экспериментальных данных, апробированных на материалах натуральных наблюдений, структура интенсивных конвективных вихрей определяется тепловым числом Фруда [4]:

$$Fr^* = \frac{v_{\varphi\infty}^2}{Rg \Delta T / T_{\infty}} \quad (1)$$

Здесь  $v_{\varphi\infty}$  — тангенциальная составляющая скорости на периферии вихревой системы,  $R$  — радиус вихря,  $T_{\infty}$  — фоновая температура,  $\Delta T$  — разность между температурой поверхности воды в вихре и фоновым ее значением;  $g$  — ускорение силы тяжести.

Тепловое число Фруда применительно к вихрям рассматриваемого класса можно интерпретировать как соотношение между центробежной силой на периферии вихревой системы и радиальным градиентом давления в ней — основными силами, формирующими интенсивные конвективные вихри [4].

В диапазоне чисел Фруда  $Fr^*$  от 0,005 до 0,065 вихри имеют наибольшую интенсивность и четко выраженное центральное ядро — «глаз», а радиальные профили тангенциальной скорости  $v_{\varphi}(r)$  характеризуются острым максимумом (рис. 1, а). Аналогичного вида профили  $v_{\varphi}(r)$  наблюдаются и в наиболее мощных природных ураганах, где реализуются так называемые суперградиентные ветры.

В наиболее интенсивных модельных вихрях была выявлена область, где имеет место механизм отрицательной вязкости [3, 5]. В этой области вихря знаки горизонтального и вертикального турбулентных потоков импульса противоположны знаку соответствующих градиентов скорости. Указанная область локализуется в центральной части вихря на некотором удалении от его оси и от подстилающей водной поверхности\*). Ниже области отрицательной вязкости и во внешнем районе вихря знаки турбулентных потоков импульса и соответствующих градиентов скорости совпадают, что говорит о реализации здесь механизма переноса импульса, свойственного мелкомасштабной турбулентности [5]. Совместный анализ полей скорости, температуры и влажности показал, что область вихря, где наблюдается эффект отрицательной вязкости, совпадает с областью плотностной неустойчивости, формирующейся в центральной части вихря над слоем с инверсионным ходом температуры и влажности [5]. В этом же районе вихря, согласно данным инструментальных измерений, располагается и область аномального хода турбулентных потоков тепла и влаги: потоки имеют тот же знак, что и градиенты осредненных значений температуры и влажности соответственно [3, 5], т. е. здесь имеют место также и отрицательные значения коэффициентов турбулентной теплопроводности

\* Область вихря, где эффект отрицательной вязкости был выявлен инструментально, прослеживалась на всех исследованных высотах выше слоя инверсии температуры и влажности.

сти и турбулентной диффузии водяного пара. Процесс реализации плотностной неустойчивости носит квазипериодический характер и сопровождается возникновением когерентных конвективных вихревых структур. Вихри, попадая в восходящий поток, имеющий здесь наибольшую скорость [6], отдают ему свой импульс, передавая таким об-

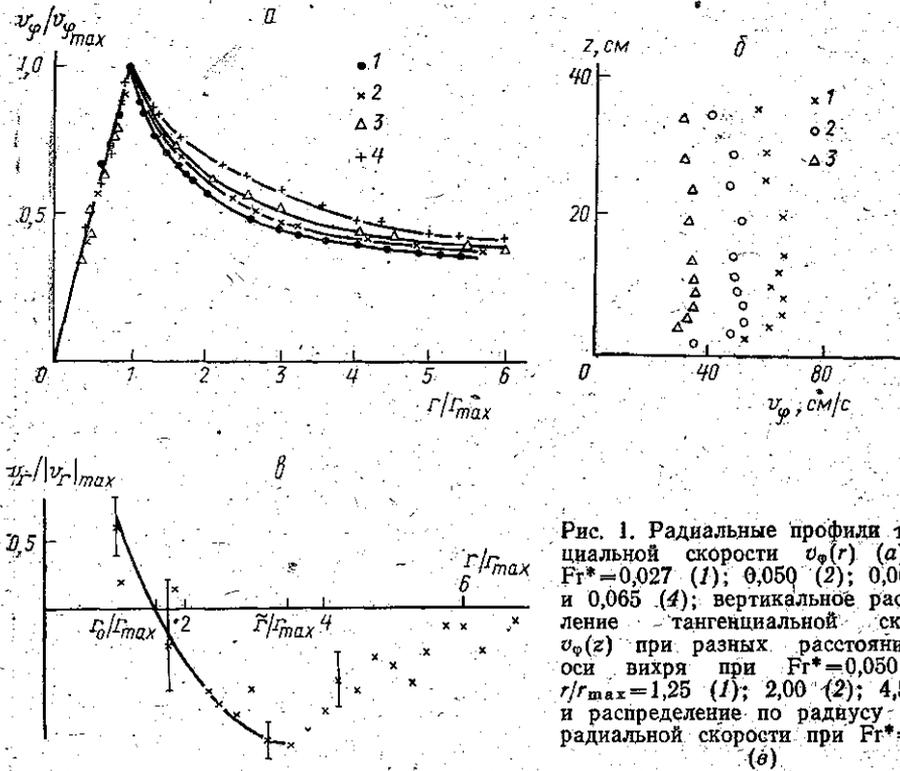


Рис. 1. Радиальные профили тангенциальной скорости  $v_\phi(r)$  (а) при  $Fr^* = 0,027$  (1); 0,050 (2); 0,060 (3) и 0,065 (4); вертикальное распределение тангенциальной скорости  $v_\phi(z)$  при разных расстояниях от оси вихря при  $Fr^* = 0,050$  (б):  $r/r_{max} = 1,25$  (1); 2,00 (2); 4,50 (3) и распределение по радиусу вихря радиальной скорости при  $Fr^* = 0,060$  (в)

разом энергию крупномасштабного пульсационного движения осредненному полю скорости [5]. Эффектом перекачки энергии от когерентных конвективных структур к осредненному полю скорости можно объяснить наличие суперградиентных ветров, наблюдающихся в районе «стены глаза» наиболее интенсивных ураганов\*).

Располагая данными о структуре осредненного поля скорости в модельных интенсивных конвективных вихрях влажного типа, можно попытаться рассчитать поле коэффициента горизонтальной турбулентной вязкости, используя уравнение Рейнольдса для тангенциальной составляющей скорости в вихре.

Исследование осредненных полей скорости в модельных вихрях показало, что в их центральной части тангенциальная составляющая скорости  $v_\phi$  линейно растет с ростом радиуса вихря  $r$  и при  $r = r_{max}$  достигает максимального значения  $v_{\phi max}$ . При  $r > r_{max}$  радиальное распределение  $v_\phi(r)$  хорошо аппроксимируется зависимостью вида [6]

$$v_\phi = Ar^{-n}; \quad v_\phi/v_{\phi max} = (r/r_{max})^{-n}, \quad (2)$$

где  $A$  и  $n$  — эмпирические коэффициенты.

\* Предположение о таком механизме происхождения суперградиентных ветров в ураганах было впервые высказано в работе [7].

Изменение скорости  $v_\varphi$  с высотой в вихрях, для которых тепловое число Фруда изменяется в диапазоне от 0,005 до 0,065, т. е. для наиболее интенсивных конвективных вихрей, представлено на рис. 1, б. Из приведенных данных следует, что во всех районах вихревых систем выше приводного пограничного слоя (т. е. слоя, где сказывается трение о подстилающую водную поверхность) тангенциальная скорость почти не меняется с высотой, т. е.  $\partial v_\varphi / \partial z \approx 0$ .

Пример распределения по радиусу вихря радиальной составляющей скорости  $v_r(r)$  приведен на рис. 1, в. Следует отметить, что радиус  $r_0$ , где радиальная компонента скорости меняет знак, либо совпадает с  $r_{\max}$ , либо превышает  $r_{\max}$ . Последнее характерно для наиболее интенсивных вихрей. Анализ данных инструментальных измерений позволяет предложить для области радиусов вихревой системы, ограниченной с одной стороны  $r=r_{\max}$ , а с другой — радиусом  $\tilde{r}$ , где  $v_r$  достигает максимального отрицательного значения (см. рис. 1, в), следующую аппроксимацию распределения  $v_r(r)$ :

$$v_r(r) = b \ln r_0 / r, \quad (3)$$

где  $b$  — эмпирический коэффициент.

Располагая данными о структуре осредненного поля скорости и предложенными выше аппроксимациями (2) и (3), можно рассчитать коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости  $\nu_{r\varphi}$  как функцию радиуса вихря в той его области, где эти аппроксимации справедливы. В настоящей работе такой расчет выполнен для вихревых систем, характеризующихся значениями теплового числа  $Fr^* < 0,065$ .

С этой целью рассматривалось уравнение Рейнольдса для тангенциальной составляющей скорости в вихре, записанное в цилиндрических координатах в предположении стационарности и осевой симметрии вихревой системы:

$$v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ \nu_{r\varphi} \left( \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_{z\varphi} \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right). \quad (4)$$

Здесь  $\nu_{z\varphi}$  — коэффициент вертикальной турбулентной вязкости,  $v_z$  — вертикальная составляющая скорости в вихре. Члены, включающие молекулярную вязкость, в уравнении (4) опущены.

Для исследования модельных вихрей при  $Fr^* < 0,065$  уравнение (4) примет вид

$$v_r \operatorname{rot}_z \mathbf{v} = \frac{\partial}{\partial r} [\nu_{r\varphi} \operatorname{rot}_z \mathbf{v}], \quad (5)$$

где  $\operatorname{rot}_z \mathbf{v}$  — вертикальная составляющая вихря скорости  $\mathbf{v}$ . В уравнении (5) учтено, что для рассматриваемых вихревых структур  $\partial v_\varphi / \partial z \approx 0$ .

В процессе расчета коэффициента турбулентной вязкости  $\nu_{r\varphi}(r)$  вихрь разбивался на коаксиальные цилиндры радиусом от  $r_i$  до  $r_{i+1} = r_i + \Delta r$  и в пределах каждого  $\Delta r$  коэффициент  $\nu_{r\varphi}$  считался постоянным. Интегрирование уравнения (5) в пределах радиусов от  $r_i$  до  $r_{i+1}$  с использованием аппроксимаций (2) и (3) позволило рассчитать  $\nu_{r\varphi}(r)$  для различных горизонтов модельных вихрей, характеризовавшихся разными значениями теплового числа Фруда, не превышавшими 0,065.

Как пример в таблице приведены результаты расчетов величины  $\nu_{r\varphi} = \frac{\nu_{r\varphi}}{|\nu_{r\varphi}|_{\max}}$  для вихрей при числе  $Fr^* = 0,027$  (высоты  $z$  нормированы на высоту  $z_{\text{inv}}$  положения слоя инверсии температуры в вихре). Анализ данных, приведенных в таблице, свидетельствует, что область,

где реализуется механизм отрицательной вязкости, сосредоточена в узком интервале радиусов вихря, ограниченном с одной стороны радиусом максимальных скоростей  $r_{\max}$ , а с другой — радиусом  $r_0$ , где

$z/z_{\text{inv}} = 1$		$z/z_{\text{inv}} = 1,5$		$z/z_{\text{inv}} = 2,5$		$z/z_{\text{inv}} = 5$	
$r/r_{\max}$	$v_{\Phi r}^*$	$r/r_{\max}$	$v_{\Phi r}^*$	$r/r_{\max}$	$v_{\Phi r}^*$	$r/r_{\max}$	$v_{\Phi r}^*$
1,0	-1,0	1,0	-1,0	1,0	-1,0	1,0	-1,0
1,2	0,0	1,1	-0,8	1,2	-0,95	1,3	-0,9
1,5	2,3	1,3	-0,5	1,5	-0,85	1,8	-0,15
1,9	6,2	1,5	-0,1	1,8	-0,65	2,2	0,00
2,2	10,6	1,7	0,0	2,2	-0,4	2,7	0,07
2,5	15,4	1,9	0,85	2,6	0,0	3,1	0,95
2,8	20,0	2,1	1,4	2,8	0,25	3,6	1,7
3,1	26,0	2,3	2,0	3,1	0,6	4,0	2,4
3,7	32,0	3,2	4,7	3,7	1,45	—	—
4,0	38,0	4,0	5,9	4,0	1,9	—	—

Подчеркнуты значения  $r_0/r_{\max}$  и соответствующие им  $v_{\Phi r}^*$ .

происходит смена знака радиальной составляющей скорости  $v_r$  (см. рис. 1, в). Область отрицательной вязкости локализована также и по вертикали. При этом она сосредоточена на высотах, расположенных непосредственно над областью инверсионного хода температуры и влажности.

Определив коэффициент  $v_{r\Phi}$  как функцию радиуса вихря и зная радиальное распределение тангенциальной составляющей скорости (2), можно рассчитать величину  $(v_r v_{\Phi})$  по формуле

$$-\overline{(v_r v_{\Phi})} = v_{r\Phi} \left( \frac{\partial v_{\Phi}}{\partial r} - \frac{v_{\Phi}}{r} \right). \quad (6)$$

Как уже упоминалось, в модельных вихрях были проведены инструментальные измерения интегральных характеристик турбулентности, в том числе и горизонтального турбулентного потока импульса  $\tau_{r\Phi}$ . Сравнение непосредственно измеренных значений  $(v_r v_{\Phi}) = -\tau_{r\Phi}/\rho$  и рассчитанных по (6) проведено на рис. 2 для вихревой системы, характеризующейся значением теплового числа Фруда  $Fr^* = 0,06$ . Из рисунка следует, что соответствие измеренных и рассчитанных значений  $(v_r v_{\Phi})$  в той области радиусов вихря, где справедливы аппроксимации (2) и (3) для горизонтальных составляющих скорости  $v_{\Phi}$  и  $v_r$ , вполне удовлетворительно. По рис. 2 прослеживается, как трансформируется область, соответствующая механизму отрицательной вязкости, с высотой. С высотой расширяется интервал радиусов, где  $v_{r\Phi} < 0$ , что хорошо коррелирует с увеличением расстояния между точками  $r = r_{\max}$  и  $r = r_0$  по мере удаления от подстилающей поверхности.

Таким образом, в результате проделанной работы удалось как инструментально, так и методом аналитического расчета выявить эффект

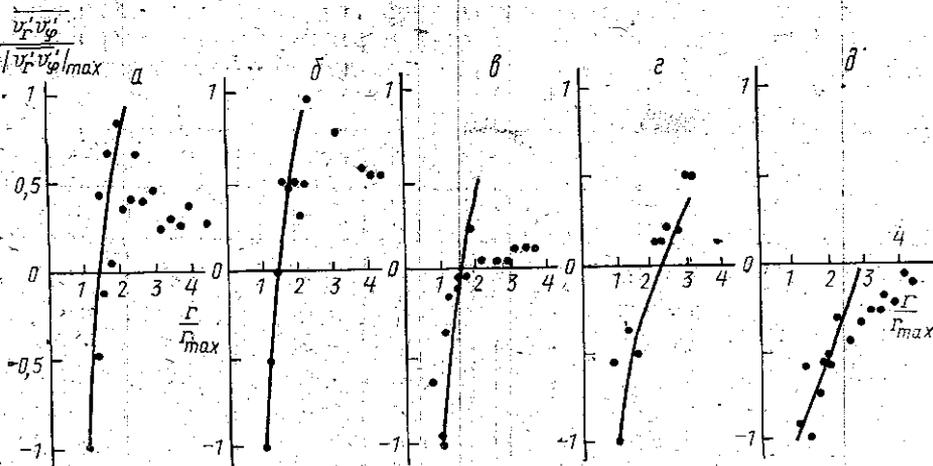


Рис. 2. Распределение по радиусу вихря величины  $(v_r'v_\phi')$  на разных удалениях от подстилающей поверхности при  $F\Gamma^* = 0,060$ :  $z/z_{inv} = 1,50$  (а); 2,00 (б); 2,50 (в); 6,25 (г) и 10,00 (д). Точки — данные инструментальных измерений величины  $(v_r'v_\phi')$ , кривая — расчет значений  $(v_r'v_\phi')$  по формуле (6)

отрицательной турбулентной вязкости в интенсивных конвективных вихрях и определить область его реализации.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Shea D. I., Gray W. M. // Atmos. Sci. 1973. 30. P. 1544.
- [2] Анисимова Е. П., Милехин Л. И., Сперанская А. А., Шандин В. С. // Труды Ин-та эксперимент. метеорологии. 1986. 39/122. С. 84.
- [3] Анисимова Е. П. Конвективный тепло- и влагообмен в системе вода—воздух: Дис. д-ра физ.-мат. наук М. (МГУ), 1992.
- [4] Анисимова Е. П., Сперанская А. А., Чернышев О. Н. Деп. ВИНТИ № 5679-90. М., 1990.
- [5] Анисимова Е. П., Матхеев С. С., Сперанская А. А. // Изв. АН СССР, ФАО. 1987. 23, № 9. С. 992.
- [6] Анисимова Е. П., Куцаев А. С., Сперанская А. А., Шандин В. С. // Изв. АН СССР, ФАО. 1982. 18, № 7. С. 761.
- [7] Gray W. M., Shea D. I. // J. Atmos. Sci. 1973. 30. P. 1565.

Поступила в редакцию  
10.02.94