

свидетельствуют о том, что путем вариаций состава разделительных немагнитных слоев можно решить эту проблему.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 95-02-05601) и Международного научного фонда (грант J9C100).

ЛИТЕРАТУРА

1. Onsager L.//Phys. Rev. 1944. 65, N 3 and 4. P. 117.
2. Mermin N. D., Wagner H.//Phys. Rev. Lett. 1966. 17, N 22. P. 1133.
3. Kaufman B., Onsager L.//Phys. Rev. 1949. 76, N 8. P. 1244.
4. Yang C. N.//Phys. Rev. 1952. 85, N 5. P. 808.
5. Fu C. L., Freeman A. J., Oguchi T.//Phys. Rev. Lett. 1985. 54, N 25. P. 2700.
6. Richter R., Gray T. G., Smith J. R.//Phys. Rev. Lett. 1985. 54, N 25. P. 2704.
7. Blugel S., Weinert M., Dederichs P. H.//Ibid. 1988. 60, N 11. P. 1077.
8. Кринчик Г. С., Чепурова Е. Е., Ахматова О. П., Пономарев Б. К., Жуков А. П.//ФТТ. 1986. 28. С. 2862.
9. Кринчик Г. С., Чепурова Е. Е., Эгамов Ш. В.//ЖЭТФ. 1978. 74, № 2. С. 714.
10. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971.
11. Кринчик Г. С., Чепурова Е. Е., Парсанов А. П.//ФТТ. 1969. 11, № 7. С. 2029.
12. Gautier F., Stoeffler D.//J. Magn. and Magn. Mat. 1991. 93. P. 10.
13. Luborsky F. E., Morelock C. R.//J. Appl. Phys. 1964. 35, N 7—8. P. 2055.
14. Moog E. R., Liu C., Bader S. D., Zak J.//Phys. Rev. 1989. B39, N 10. P. 6949.
15. Traeger G., Wensel L., Hubert A.//Phys. Stat. Solidi (a). 1991. 131. P. 201.
16. Кринчик Г. С., Зубов В. Е., Лысков В. А.//Опт. и спектр. 1983. 55, № 1. С. 204.
17. Кринчик Г. С., Нурмухамедов Г. М.//ЖЭТФ. 1965. 48, № 1. С. 34.
18. Кринчик Г. С., Чепурова Е. Е., Краева Т. И.//ЖЭТФ. 1985. 89, № 7. С. 277.

Поступила в редакцию
08.02.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 5

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.515.3:551.8

ТУРБУЛЕНТНАЯ СТРУКТУРА ИНТЕНСИВНОГО КОНВЕКТИВНОГО ВИХРЯ ВЛАЖНОГО ТИПА (лабораторное моделирование)

Е. П. Анисимова, С. С. Матхеев, Л. И. Милехин, А. А. Сперанская

(кафедра физики моря и вод суши)

Приводятся результаты инструментального исследования турбулентной структуры модельных интенсивных конвективных вихрей влажного типа, подобных центральной части нижней тропосферы тропических циклонов. Получены параметризации дисперсий пульсаций горизонтальных составляющих скорости и вертикального турбулентного потока импульса; выявлены механизмы генерации турбулентности в различных районах вихревой системы.

Существуют различные виды лабораторного моделирования природных интенсивных конвективных вихрей (ИКВ). Экспериментальная установка, созданная на физическом факультете, позволяет моделировать воздушные ИКВ влажного типа, подобные природным тропическим циклонам (ТЦ), и детально изучить их кинематическую, динамическую и турбулентную структуру.

Для создания в лабораторных условиях аналога атмосферного ИКВ были смоделированы основные силы, формирующие поля физических величин в вихрях упомянутого класса: подъемная сила, обеспечивающая отвод воздушных масс от подстилающей поверхности, и сила Кориолиса, обуславливающая угловой момент на периферии вихревой системы. С учетом специфики реальных ТЦ подъемная сила моделировалась конвективным способом, для чего в качестве подстилающей поверхности использовалась вода, температура которой превышала температуру окружающего воздуха. Аналогом параметра Кориолиса для лабораторной модели воздушного ИКВ является величина $v_{\varphi\infty}/R$, где $v_{\varphi\infty}$ — циркуляционная (тангенциальная) скорость на внешней границе установки, R — радиус последней. Такая модель соответствует области реального ТЦ, на внешней границе которой число Россби $Ro \approx 1$.

Детальное исследование полей скорости, температуры и влажности в модельных влажных ИКВ и проведение на основе полученных данных критериального анализа [1] показали, что созданный в лаборатории вихрь является физической моделью центральной части нижней тропосферы ТЦ (без слоя оттока). Это обстоятельство сделало возможным изучение механизмов обмена, свойственных ТЦ, на созданной установке.

Основными внешними параметрами модели являются температура поверхности воды T_s и угол поворота тангенциальных окон α [2], характеризующий отношение тангенциальной $v_{\varphi\infty}$ и радиальной $v_{r\infty}$ составляющих скорости на периферии установки.

В качестве основного метода измерений был выбран метод визуализации, который заключался в фоторегистрации трассирующих частиц мелкодисперсной алюминиевой пыли, вводимых в поток с помощью распылителей. Используемая методика съемки трассирующих частиц позволила определять мгновенные значения тангенциальной и радиальной составляющих скорости в вихре. Полученные в результате обработки ряды мгновенных значений тангенциальной v_{φ} и радиальной v_r составляющих скорости осреднялись в пределах каждого из интервалов значений радиуса вихря:

$$\Delta r = \begin{cases} 0,005 \text{ м при } r \leq 0,1 \text{ м,} \\ 0,010 \text{ м при } r > 0,1 \text{ м.} \end{cases}$$

Полученные результаты показали, что основным критерием подобия, определяющим структуру влажных ИКВ, является тепловое число

$$\text{Фруда } Fr^* = \frac{v_{\varphi\infty}^2}{gR \frac{\Delta T}{T_{\infty}}} \quad (g - \text{ускорение силы тяжести, } T_{\infty} - \text{температура}$$

окружающего воздуха, $\Delta T = T_s - T_{\infty}$), значением которого в дальнейшем будем характеризовать режимы конвективной вихревой системы [3]. Анализ измеренных горизонтальных составляющих скорости в вихре показывает, что в проведенных экспериментах наблюдались два типа вихревых систем: при $Fr^* < Fr^*_{cr}$ и при $Fr^* > Fr^*_{cr}$ ($Fr^*_{cr} \approx 0,065$). В первом случае на внешней границе вихревой системы преобладала тангенциальная, а во втором — радиальная составляющая скорости.

Радиальные распределения $v_{\varphi}(r)$ для всех режимов вихревой системы имеют характерные черты. На некотором расстоянии от центра (обозначим его r_{max}) значение v_{φ} максимально. В центральной части вихря на радиусах $r/r_{max} \leq 1$ v_{φ} линейно растет с ростом радиуса: $v_{\varphi} = \omega r$, что присуще твердотельному вращению. На расстояниях $r >$

$>r_{\max}$ значения v_ϕ монотонно уменьшаются при удалении от центра вихря. На дальней периферии вихревой системы ($r/r_{\max} \approx 7-10$) распределение тангенциальной скорости по радиусу близко к закону, справедливому для потенциального вихря: $v_\phi \sim (r/r_{\max})^{-1}$. Однако на меньших расстояниях от центра вихря этот закон не выполняется, и для различных режимов вихревой системы степень отклонения v_ϕ от указанной зависимости несколько различна.

В области вихря, ограниченной с одной стороны радиусом r_{\max} , а с другой — радиусами, где для $v_\phi(r)$ справедлива зависимость $v_\phi \sim (r/r_{\max})^{-1}$, распределение $v_\phi(r)$ с точностью до 10% аппроксимируется следующим образом:

$$v_\phi = Ar^{-n}; \quad v_\phi/v_{\phi \max} = (r/r_{\max})^{-n}, \quad (1)$$

где A и n — эмпирические коэффициенты. Расчеты показали, что для модельных вихрей, так же как и для ТЦ, значения показателя n лежат в пределах $0,3 \div 0,7$.

В режимах вихря при $Fr^* < Fr^*_{cr}$ во всех районах вихревой системы выше приводного пограничного слоя скорость v_ϕ почти не меняется с высотой, т. е. $\partial v_\phi / \partial z \approx 0$. При $Fr^* > Fr^*_{cr}$ такой характер изменения v_ϕ по высоте наблюдается только в ядре вихря ($r/r_{\max} < 1$) и в периферической области вихря ($r/r_{\max} \geq 3$). При $r \approx r_{\max}$ в этом случае v_ϕ заметно падает при удалении от подстилающей поверхности почти по линейному закону.

Радиальное распределение радиальной составляющей скорости $v_r(r)$ для всех исследованных режимов на расстояниях от оси вихря $r/R > 0,1$ характеризуется потоком воздуха, направленным к центру вихря (положительное направление оси r — от центра к периферии). В направлении от периферии вихря к его центру абсолютное значение v_r сначала возрастает, а затем падает и при некотором $r=r_0$ достигает нуля, а затем меняет знак. Радиус r_0 либо совпадает с радиусом максимальных скоростей r_{\max} , либо превышает его.

Основной радиальный поток в самом вихре существует лишь на нижних горизонтах. За толщину слоя втока z_{in} примем высоту, начиная с которой v_r либо равно нулю (при $Fr^* > Fr^*_{cr}$), либо становится малой величиной, практически не меняющейся по вертикали (при $Fr^* < Fr^*_{cr}$). В центре вихря ($r/r_{\max} < 1$) при всех исследованных режимах на всех высотах наблюдался выходной радиальный поток ($v_r > 0$).

По радиальным распределениям осредненной скорости $v_r(r)$ на различных высотах в предположении несжимаемости жидкости и осевой симметрии и с использованием уравнения неразрывности поля скорости рассчитаны вертикальные скорости v_z . Во всех исследованных режимах влажного ИКВ вблизи оси имеет место нисходящий ток воздуха — v_z здесь отрицательна. По мере удаления от центра абсолютные значения v_z падают и на некотором расстоянии $r_B < r_{\max}$ от оси v_z меняет знак, т. е. нисходящее движение воздушных масс трансформируется в восходящее, скорость которого достигает максимального значения вблизи r_{\max} . С дальнейшим ростом расстояния от центра вихря v_z уменьшается. При $Fr^* < Fr^*_{cr}$ внутренняя циркуляционная ячейка скорее всего не проникает до подстилающей поверхности, в то время как при $Fr^* > Fr^*_{cr}$ нисходящее движение воздуха наблюдается практически до поверхности воды. Сравнение с данными натурных наблюдений поля скорости в ТЦ позволяет сделать вывод, что физическая модель влажного ИКВ кинематически подобна центральной области разветвляющегося ТЦ без слоя оттока.

По данным измерений поля скорости были определены также ин-

тегральные характеристики турбулентности. Для всех исследованных режимов конвективных вихрей радиальные распределения дисперсий тангенциальной составляющей скорости σ_φ^2 на всех уровнях достигают максимального значения в области радиуса максимальных скоростей, т. е. там, где имеют место наибольшие градиенты $\partial v_\varphi / \partial r$. Величина σ_φ на всех высотах в вихре, за исключением тонкого приводного слоя, может быть аппроксимирована зависимостью вида $\sigma_\varphi = 0,15 v_\varphi$, выполняющейся при $r/r_{\max} \geq 1$.

Измерения показали, что в целом в вихревой системе среднеквадратичные значения пульсаций скорости v_r имеют тот же порядок, что и σ_φ , и для σ_r может быть предложена зависимость вида $\sigma_r = 0,19 v_\varphi$.

Максимум величины σ_r соответствует тому значению радиуса r_0 , при котором осредненная радиальная скорость меняет знак. При этом в вихревой системе происходит столкновение двух радиальных потоков: входного, идущего от периферии к центру, и выходного, направленного от центра к периферии, что и обуславливает здесь высокую интенсивность турбулентности радиальной составляющей скорости.

Таким образом, пульсации тангенциальной и радиальной компонент скорости в конвективном вихре определяются динамическими факторами и характеризуют степень турбулентности течения в вихре.

Рассмотрим теперь результаты измерения горизонтального турбулентного потока импульса $(-\rho_a \overline{v_r v_\varphi})$ в вихре. Во всех исследованных режимах конвективного вихря на нижних горизонтах, где имеет место хорошо выраженный вток воздушных масс, величина $(\overline{v_r v_\varphi})$, которая в предположении постоянства плотности воздуха характеризует величину $(-\rho_a \overline{v_r v_\varphi})$, положительна во всех областях вихря. Это значит, что в слое втока вихревой системы имеет место только градиентный механизм переноса импульса по радиусу. Здесь в некотором диапазоне значений радиусов, включающем в себя как r_{\max} , так и r_0 , величина $(\overline{v_r v_\varphi})$ достигает максимального значения, а к периферии вихревой системы монотонно падает.

По распределению скорости v_φ и величины $(\overline{v_r v_\varphi})$ определен коэффициент горизонтального турбулентного обмена $\nu_{r\varphi}$ в вихре:

$$\nu_{r\varphi} = (-\overline{v_r v_\varphi}) \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Согласно данным измерения скорости величина $(\partial v_\varphi / \partial r - v_\varphi / r)$ будет меньше нуля при $r > r_{\max}$ и равной нулю при $r < r_{\max}$. Знак величины $\nu_{r\varphi}$ полностью определяется знаком $(\overline{v_r v_\varphi})$: если $(\overline{v_r v_\varphi}) > 0$, то и $\nu_{r\varphi} > 0$, если же $(\overline{v_r v_\varphi}) < 0$, то $\nu_{r\varphi} < 0$.

В пограничном слое вихревой системы при $r > r_{\max}$ величина $(\overline{v_r v_\varphi}) > 0$. На уровнях, где средним радиальным переносом можно пренебречь $(\overline{v_r} \approx 0)$, при $r \geq r_{\max}$ отмечаются отрицательные значения величины $(\overline{v_r v_\varphi})$ (рис. 1) и в этой области вихря возможна передача энергии турбулентных вихрей в энергию осредненного движения, т. е. здесь $\nu_{r\varphi} < 0$. Таким образом, в ИКВ, начиная с некоторого горизонта в области максимальных тангенциальных скоростей, реализуется механизм отрицательной вязкости. Именно этим механизмом и можно объяснить существование суперградиентных ветров в центральной области ураганов и тайфунов. Источником турбулентности, создающей эффект отрицательной вязкости в ИКВ, служат когерентные конвективные вихревые структуры, возникающие при периодической реализа-

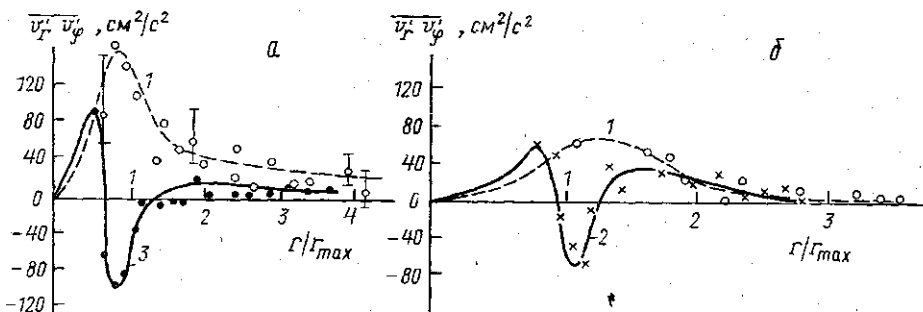


Рис. 1. Радиальные распределения величины $(\overline{v_r' v_\phi'})$ в интенсивном конвективном вихре при $Gr^* = 0,050$ (а) и $0,075$ (б): $z/z_{in} = 0,26$ (1); $0,60$ (2) и $1,00$ (3)

ции плотностной неустойчивости, наблюдающейся в той же области ИКВ, что и отрицательная вязкость [4].

Исследовано также пространственное распределение вертикального турбулентного потока импульса в ИКВ. Для определения последнего был рассмотрен баланс орбитального момента импульса m_v : $\rho_a m_v = -\rho_a r v_\phi$. Это уравнение интегрировалось с учетом трения о подстилающую поверхность. Полученные экспериментальные данные позволили рассчитать все члены уравнения, кроме $(-\rho_a m_v v_z)$, который и определялся как остаточный член. На рис. 2 представлены примеры радиаль-

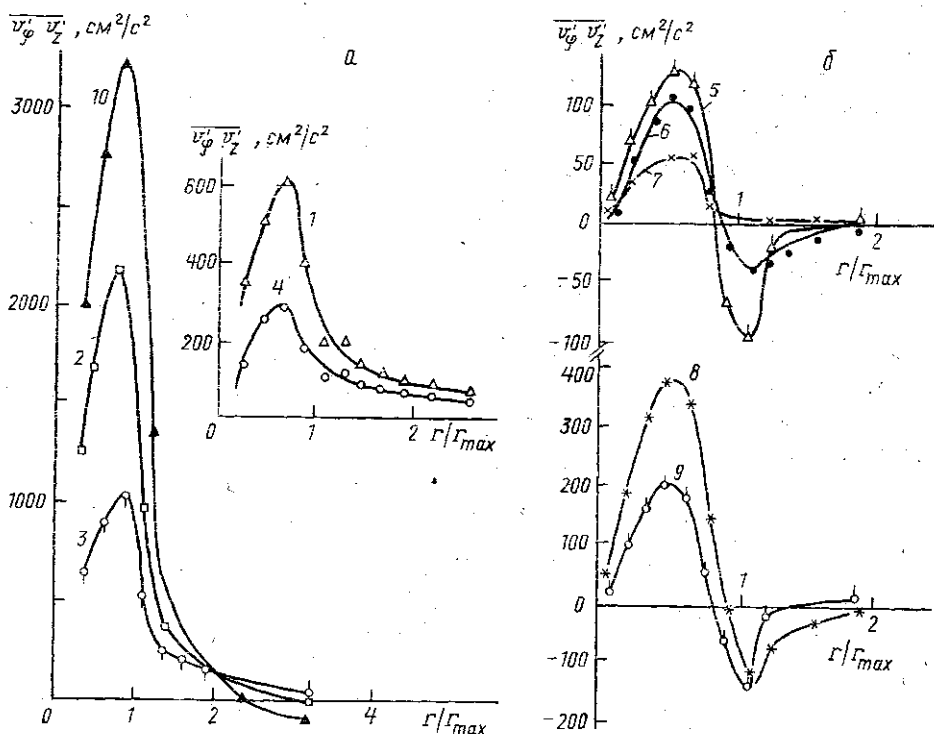


Рис. 2. Радиальные профили величины $(\overline{v_\phi' v_z'})$ в интенсивном конвективном вихре при $Gr^* = 0,050$ (а) и $0,075$ (б) на различных горизонтах ниже слоя инверсии температуры и влажности (1, 4, 7), в слое инверсии (5) и выше его (2, 3, 6, 8, 9, 10): $z/z_{in} = 0,20$ (4, 7); $0,40$ (1, 5); $0,60$ (9); $1,00$ (2); $1,20$ (8); $2,00$ (6, 3)

ных распределений величины $(\overline{v_\phi v_z})$ для различных горизонтов при $Fr^* < 0,065$ и $Fr^* > 0,065$.

Оценено соотношение средних и турбулентных потоков орбитального момента импульса и определено его пространственное распределение. Влияние горизонтального турбулентного потока импульса $(-\rho_\alpha \overline{v_\phi v_z})$ на баланс орбитального момента импульса в целом невелико и в первом приближении во всех районах вихря им можно пренебречь.

В вихревой системе потери на трение о подстилающую поверхность на радиусах $r > r_{\max}$ существенно меньше среднего потока импульса, но сравнимы с вертикальным турбулентным количеством движения. В области же $r < r_{\max}$ потери на трение много меньше и вертикального турбулентного потока импульса и здесь трением о поверхность можно пренебречь.

Из сопоставления пространственного распределения величин $(-\overline{v_\phi v_z})$ и $v_\phi(z)$ следует, что для всех режимов вихревой системы в ядре вихря ($r < r_{\max}$) и в районе $r \approx r_{\max}$ в области высот плотностной неустойчивости знаки величин $(-\rho_\alpha \overline{v_\phi v_z})$ и $\partial v_\phi / \partial z$ противоположны, т. е. в этой области влажного конвективного воздушного вихря возможен аномальный перенос импульса в вертикальном направлении. Области аномального переноса импульса $(-\rho_\alpha \overline{v_\phi v_z})$ и $(-\rho_\alpha \overline{v_r v_\phi})$ хорошо согласуются между собой, что позволяет предположить, что механизм формирования их имеет одну и ту же природу.

Для всех остальных районов вихря, за исключением вышеуказанных, знаки величин $(-\overline{v_\phi v_z})$ и $\partial v_\phi / \partial z$ совпадают и, следовательно, осуществляется градиентный механизм переноса импульса в вертикальном направлении, свойственный мелкомасштабной турбулентности.

Для ядра вихря во всех исследованных режимах величина $(-\overline{v_\phi v_z})$ может быть записана в виде

$$(-\overline{v_\phi v_z}) = -\frac{1}{r} 2\omega \Psi(r, z), \quad (3)$$

где ω — скорость вращения воздушных масс в ядре вихревой системы, $\Psi(z, r)$ — функция тока (рис. 3). Из соотношения (3) вытекает, что в ядре ИКВ вертикальный турбулентный поток импульса и средняя вертикально-радиальная циркуляция взаимно компенсируют друг друга, делая правомерным для этой области приближение твердотельного вращения воздушных масс.

Для внешнего района вихря, в который входят «стена глаза» и периферия вихря (при $Fr^* < Fr^*_{cr}$), и для его периферии (при $Fr^* > Fr^*_{cr}$) величина $(-\overline{v_\phi v_z})$ может быть выражена зависимостью

$$(-\overline{v_\phi v_z}) = -\frac{1}{r} \text{rot}_z v \Psi(r, z) + u_*^2 \quad (4)$$

(u_* — динамическая скорость).

Величину $\text{rot}_z v$ в этом случае нельзя считать постоянной, а следует рассматривать как функцию радиуса и высоты.

В области радиуса максимальных скоростей при $Fr^* > Fr^*_{cr}$ выражение (4) неприменимо и здесь имеет место соотношение

$$(-\overline{v_\phi v_z}) = \left[\int_0^z v_z dz + \frac{u_*^2}{B'} \right] \frac{\partial v_\phi}{\partial z}, \quad \text{где } B' = B'(r). \quad (5)$$

Формулы (3)–(5) являются способами параметризации величины $(-\overline{v_\varphi v_z})$ для различных районов ИКВ.

Таким образом, инструментально с использованием метода балансов исследована турбулентная структура поля скорости в модельных ИКВ влажного типа. Для различных областей ИКВ предложены параметризации вертикального турбулентного потока импульса и дисперсий горизонтальных составляющих скорости. Обнаружены зоны максимальной интенсивности турбулентности для полей тангенциальной и радиальной составляющих скорости в ИКВ и выявлены причины их формирования. Обнаружены области аномального переноса импульса в ИКВ, что позволило объяснить наличие суперградиентных ветров в вихревых системах типа ТЦ. Показано, что в ядре влажной конвективной вихревой системы турбулентность балансируется вертикально-радиальной циркуляцией, что и обуславливает твердотельный характер вращения воздушных масс в этой области вихря.

Полученные в настоящей работе результаты могут быть полезны при интерпретации данных натуральных наблюдений за тропическими циклонами и разработке их математических моделей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимова Е. П., Милехин Л. И., Сперанская А. А., Шандин В. С. // Тропическая метеорология. Л., 1987. С. 97.
2. Fitzjarrald D. E. // J. Atmos. Sci. 1973. 30. P. 894.
3. Анисимова Е. П., Сперанская А. А., Чернышев О. Н. Структура интенсивных конвективных вихрей влажного типа: Деп. ВИНТИ № 5679–В90. М., 1990.
4. Анисимова Е. П., Иванов В. Н., Милехин Л. И., Сперанская А. А. // Тропическая метеорология. Л., 1989. С. 67.

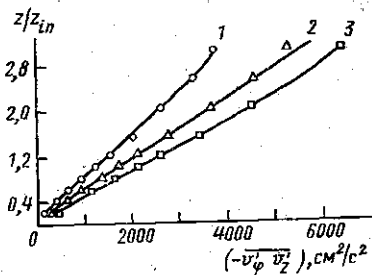


Рис. 3. Сравнение величин $(\overline{v_\varphi v_z})$ рассчитанных из баланса орбитального момента импульса (значки) и по формуле (3) (сплошные линии) для ядра интенсивного конвективного вихря влажного типа при $Fr^* = 0,050$ и $r/r_{max} = 0,25 \div 0,50$ (1), $0,50 \div 0,75$ (2) и $0,75 \div 1,00$ (3)

Поступила в редакцию
09.11.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 5

УДК 551.465.552

ДИФфуЗИОННЫЙ ТРИПЛЕТ В СУСПЕНЗИОННОМ ТЕЧЕНИИ

Б. И. Самолюбов, Л. В. Силаева

(кафедра физики моря и вод суши)

Предлагается новый подход к моделированию диффузии взвеси в турбулентном суспензионном течении. Анализируются материалы детальных экспедиционных измерений. Учитывается влияние процессов обмена в сдвиговых слоях и ядре потока. Выявлено и представлено аналитически распределение коэффициента диффузии — диффузионный триплет. Теоретические распределения отражают реальные профили и пригодны для описания эпюр концентрации различной кривизны, а также ступенчатых.