

ный рост отражения в зависимости от числа слоев, влияние согласования толщин слоев на ширину области отражения, которые необходимо учитывать для достижения высокой отражательной способности в экспериментальных установках.

Автор благодарит за участие в расчетах систем А. В. Тихонравова и А. И. Дмитриева.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М.: ГИТТЛ, 1958.
[2] Королев Ф. А., Клементьева А. Ю. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1980, 21, № 5, с. 42. [3] Клементьева А. Ю., Тихонравов А. В. Опт. и спектр., 1974, 36, с. 777.

Поступила в редакцию
23.05.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 4

УДК 551.515.2

МАКРОМАСШТАБ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В КОНВЕКТИВНОМ ВИХРЕ

С. Б. Бобошина, А. А. Соловьев

(кафедра молекулярной физики)

В настоящее время интенсивно изучаются особенности структуры атмосферных вихрей как при натуральных наблюдениях, так и в рамках лабораторного моделирования. Особый интерес представляют исследования условий, при которых в атмосферных вихрях типа тайфунов и торнадо происходит образование упорядоченных структур из нерегулярных турбулентных пульсаций. В работах [1, 2] описаны некоторые особенности поведения осредненных характеристик течения в модели конвективного вихря. При определенных режимах возбуждения вихря наблюдались нарушения монотонности изменения скорости вращения вихря в зависимости от вводимой в него энергии. В настоящей работе предпринимается попытка связать замеченные особенности с изменением макромасштаба турбулентных пульсаций в модели вихря.

Воздушный конвективный вихрь создавался в камере диаметром 50 см и высотой 20 см. Способ возбуждения вихря описан в работе [2]. Измерения скоростей производились методом лазерной анемометрии на установке, описанной в [3]. Измерялись радиальные профили тангенциальной скорости $V(r)$ и турбулентных напряжений — $\rho \overline{U'V'}$ = $f(r)$. Здесь U' , V' — соответственно радиальная и тангенциальная компоненты пульсационной скорости. Способ измерения турбулентных напряжений основан на определении уширений доплеровского сигнала при различных ориентациях потока по отношению к оптической оси лазерного анемометра [4]. В опытах изменялась температура подстилающей поверхности T . Угол входа потока в вихрь $\theta = 80^\circ$ и расстояние от подстилающей поверхности $Z = 10$ см оставались постоянными.

Нормированные радиальные профили тангенциальной скорости $V/V_m = f(r/r_m)$ показаны на рис. 1, 2. Здесь V_m — скорость, которая достигается в первом максимуме на радиусе r_m . Получено два типа профилей. В первом (см. рис. 1) скорость после достижения максимума плавно уменьшается с удалением от центра вихря. Во втором слу-

чае (см. рис. 2) тангенциальная скорость после первого максимума слегка уменьшается и затем опять начинает расти. Достигнув второго максимума, скорость резко падает и на периферии вихря постепенно уменьшается с расстоянием. Оба случая встречаются в натуральных наблюдениях. На рис. 1, 2 для сравнения показаны результаты измерений скоростей ураганов из работ [5, 6]. Вторая структурная модификация вихря наблюдается в определенном интервале температур подстилающей поверхности. В этом интервале температур скорость вра-

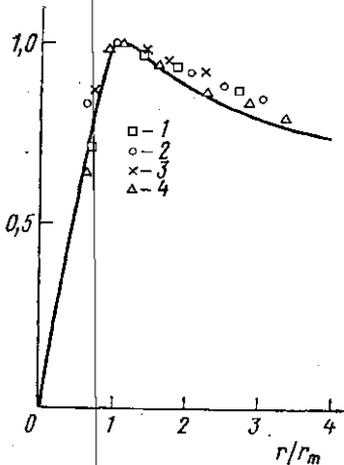


Рис. 1. Нормированные радиальные профили тангенциальной скорости в исследуемой модели вихря и урагане (первая структурная модификация): □ — $T=135^{\circ}\text{C}$, $V_m=32$ см/с, $r_m=1,1$ см; ○ — $T=175^{\circ}\text{C}$, $V_m=48,5$ см/с, $r_m=0,9$ см; × — $T=235^{\circ}\text{C}$, $V_m=52$ см/с, $r_m=0,9$ см; △ — $T=277^{\circ}\text{C}$, $V_m=58$ см/с, $r_m=0,9$ см. Сплошная кривая — ураган по данным [5], $V_m=35$ см/с, $r_m=55$ км

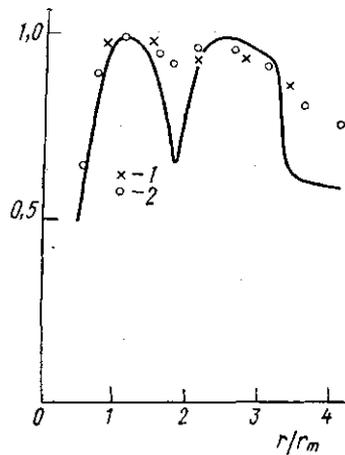


Рис. 2. Нормированные радиальные профили тангенциальной скорости в исследуемой модели вихря и урагане (вторая структурная модификация): × — $T=185^{\circ}\text{C}$, $V_m=51$ см/с, $r_m=0,75$ см; ○ — $T=200^{\circ}\text{C}$, $V_m=51$ см/с, $r_m=1$ см. Сплошная кривая — ураган по данным [6], $V_m=19$ м/с, $r_m=40$ км

щения ядра вихря V_m остается постоянной. Вихрь с одним максимумом на профилях $V/V_m=f(r/r_m)$ наблюдается в таком диапазоне температур подстилающей поверхности, где скорость вращения вихря V_m монотонно изменяется.

По данным измерений турбулентных напряжений $-\rho \overline{U'V'}$ определялся характерный линейный макромасштаб вихрей-пульсаций l , который рассчитывался по формуле

$$l = \frac{\sqrt{|\overline{U'V'}|}}{\left| \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{V}{r} \right|}. \quad (1)$$

Величина l нормировалась на значение произведения κr_m , где κ — константа Кармана, r_m — радиус ядра вихря. Значение числа Кармана κ определялось следующим образом. Для осесимметричного стационарного вихря в работе [7] в рамках модели с коэффициентом турбулентной вязкости было получено выражение

$$\frac{V}{V_\infty} = \frac{R}{r} \left\{ \frac{1 - \exp\left(-\frac{U_\infty r^2}{2(v'+v)R}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{U_\infty R}{2(v'+v)}\right)} \right\}, \quad (2)$$

где R — расстояние от центра вращения до внешней границы вихря; U_∞ , V_∞ — значения радиальной и тангенциальной компонент скорости при $r=R$; v' — коэффициент турбулентной вязкости; v — коэффициент молекулярной вязкости.

В цилиндрической системе координат, согласно полуэмпирической теории турбулентности, коэффициент турбулентной вязкости имеет вид

$$v' = -b^2 (dV/dr - V/r),$$

где

$$b = \kappa \frac{(dV/dr - V/r)}{\frac{d}{dr} \left(\frac{dV}{dr} - \frac{V}{r} \right)}.$$

При больших расстояниях от центра вихря

$$V = \frac{V_\infty R}{r}. \quad (3)$$

С учетом этого $v' = \kappa^2 V_\infty R/2$. Так как $\operatorname{tg} \theta = V_\infty/U_\infty$ и $v < v'$, то формула (2) может быть переписана в виде

$$\frac{V}{V_\infty} = \frac{R}{r} \left\{ \frac{1 - \exp\left(-\frac{r^2}{\kappa^2 R^2 \operatorname{tg} \theta}\right)}{1 - \exp(-1/(\kappa^2 \operatorname{tg} \theta))} \right\}. \quad (4)$$

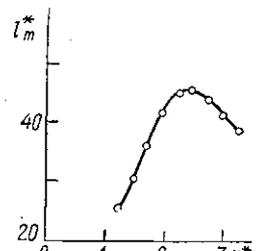
Формула (4) описывает структурную модификацию вихря с одним максимумом на радиальном профиле тангенциальной скорости. Периферийная часть вихрей первой и второй структурных модификаций, как показывают наши измерения, следует закону (3) потенциального вращения. Между значениями скорости V_m , достигаемыми в первом максимуме на расстоянии r_m , и соответствующими фоновыми величинами по нашим оценкам имеет место следующая зависимость:

$$V_m r_m = 0,63 V_\infty R. \quad (5)$$

С учетом соотношения (5) постоянная Кармана во всех опытах вычислялась из условия оптимального соответствия периферийной части экспериментальных кривых $V=f(r)$ с рассчитанными по формуле (4). Для всех температур подстилающей поверхности, при которых проводились опыты, число Кармана в среднем колебалось около значения $\kappa=0,016$.

По данным измерений в соответствии с формулой (1) строилось семейство зависимостей $l^* = l/(\kappa r_m)$ от температуры подстилающей по-

Рис. 3. Максимальный линейный масштаб пульсаций l_m на различных расстояниях r^* от оси вращения вихря



верхности для различных фиксированных значений $r^* = r/r_m$. Температура изменялась в пределах от 135 до 277°C. Все кривые $l^* = f(T)$ имели ярко выраженный максимум l_m^* , который приходился на интер-

вал температур 185—200° С. Максимальный макромасштаб l_m^* на рис. 3 представлен в виде функции радиуса r^* . Максимальная величина масштаба вихрей-пульсаций на кривой $l_m^* = f(r^*)$ приходится на значение радиуса $r^* = 2,5$. Именно при этом значении r^* наблюдается второй максимум на профиле тангенциальной скорости $V/V_m = f(r^*)$ (см. рис. 2).

Полученные для лабораторной модели вихря результаты свидетельствуют о том, что возникновение второго максимума на радиальных профилях тангенциальной скорости связано с процессом укрупнения турбулентных пульсаций. По-видимому, явления такого же характера происходят и в природных атмосферных вихрях типа тайфунов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бодронов А. В., Соловьев А. А. Изв. АН СССР, ФАО, 1982, 18, с. 302. [2] Бобошина С. Б., Соловьев А. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 2, с. 81. [3] Баранов П. А., Соловьев А. А. Изв. АН СССР, ФАО, 1980, 16, с. 656. [4] Дюрранн Т., Грейтид К. Лазерные системы в гидродинамических измерениях. М.: Энергия, 1978. [5] Shea D. J., Gray W. M. J. Atm. Sci., 1973, 30, p. 1544. [6] Gentry R. G. In: Weather and Climate Modification. Ed. W. N. Hess, 1974, p. 509. [7] Deissler R. G. J. Atm. Sci., 1977, 34, p. 1502.

Поступила в редакцию
12.07.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, Т. 25, № 4

УДК 530.12

КАЛИБРОВОЧНЫЕ МОДЕЛИ СО СКРЫТОЙ ТОПОЛОГИЕЙ

В. Д. Джунушалиев, Г. А. Сарданавили

(кафедра теоретической физики)

В калибровочной теории хорошо известен механизм спонтанного нарушения симметрии [1], когда физический вакуум, имеющий, в отличие от «голового» фоковского вакуума, те или иные ненулевые характеристики, моделируется включением в функционал действия S взаимодействия материальных полей φ и калибровочных потенциалов A с хиггсовским полем σ . Введение σ сохраняет ковариантность действия S , но нарушает его инвариантность как функционала полей φ и A относительно тех элементов группы симметрий G , для которых $g\sigma \neq \sigma$. Это приводит к появлению ненулевых аномальных функций Грина, т. е. g -неинвариантных вакуумных средних. Во многих случаях введение σ может быть сведено к выделению G -неинвариантной классической составляющей — фона φ_0 — материальных полей φ . Такое выделение является следствием скрытой асимметрии модели, когда описание модели вблизи состояния φ_0 не может быть получено по теории возмущений над инвариантным фоковским вакуумом или каким-либо другим состоянием φ_0 .

Мы применим эти идеи для описания калибровочных моделей со скрытыми топологическими характеристиками, когда поле φ с тривиальными топологическими характеристиками имеет топологически нетривиальную классическую хиггсовскую составляющую φ_0 .

Топологические характеристики полей в калибровочных моделях возникают при формализации этих моделей расслоениями [2].

В формализме расслоений материальные поля φ представляются глобальными сечениями некоторого векторного дифференцируемого