

в этой связи содержатся, например, в работе [7]. В нашем случае рождение тяжелых кварков учитывается явно сечением $\hat{\sigma}$, а не с привлечением плохо известной функции распределения.

Более отчетливо разница между подпроцессами второго и третьего порядка по константе $\alpha(Q^2)$ проявляется при рассмотрении инклюзивных спектров c -кварков (рис. 3). Оказалось, что в то время как спектр $d\sigma/dx$ (x — фейнмановская переменная) с учетом только подпроцессов $2 \rightarrow 2$ ведет себя как $(1-x)^2$ [1], спектр с учетом только подпроцесса $qg \rightarrow c\bar{c}q$ падает с ростом x медленнее, чем $x^{-1} (1-x)^5$. Последний факт хорошо согласуется с феноменологическими выражениями, исползуемыми при описании опытов по наблюдению очарованных мезонов, поскольку известно [8], что спектр мезонов практически повторяет спектр тяжелых кварков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К., Слабоспицкий С. Р. Ядерная физика, 1978, 28, № 5, с. 1315; Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К., Слабоспицкий С. Р. Ядерная физика, 1980, 32, № 1, с. 236; Georgi H. M., Glashow S. L. et al. Ann. of Phys., 1978, 114, N 1-2, p. 273; Babcock J., Silvers D., Wolfram S. Phys. Rev., 1978, D18, N 1, p. 162. [2] Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М.: Мир, 1975. [3] Дубинин М. Н., Славнов Д. А. Ядерная физика, 1982, 35, № 3, с. 736. [4] Dubinin M. N., Slavnov D. A. IHEP preprint 82-112, 1982. [5] Altarelli P., Ellis R. K., Martinelli G. Nucl. Phys., 1979, B157, N 3, p. 461. [6] Combridge V. L. Nucl. Phys., 1979, B151, N 2, p. 429. [7] Michael S., Winder R. Nucl. Phys., 1980, B173, N 1, p. 59. [8] Suzuki M. Phys. Lett., 1977, 71B, N 1, p. 139. [9] Phillips R. J. N. In: Proc. High Energy Physics conf. 1980. N. Y., 1981, p. 1470.

Поступила в редакцию
09.04.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 551.515.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ МОДЕЛИ РАЗВИВАЮЩЕГОСЯ КОНВЕКТИВНОГО ВИХРЯ

С. Б. Бобошина, А. А. Соловьев

(кафедра молекулярной физики)

В последние годы интенсивно изучаются лабораторные аналоги атмосферных вихрей с преобладающим влиянием тепловых эффектов [1, 2, 3]. Ранее теоретически предсказывалось, что интенсивность атмосферного вихря немонотонно изменяется с температурой поверхности [4, 5]. В работе [3] экспериментально установлены условия, при которых это явление может наблюдаться для модели вихря. Оказалось, что существует интервал температур, при которых, несмотря на рост подводимой энергии, тангенциальная скорость в вихре постоянна. Оставалось неясным, каким образом при этом формируются осевые потоки и каков баланс энергии в системе.

Конвективный вихрь создавался в камере, аналогичной [1]. Диаметр камеры — 20 см, высота — 20 см, число тангенциальных окон — шестнадцать (рис. 1). Температура поверхности изменялась электроннагревателями, расположенными равномерно с нижней стороны дна камеры. Нагреваемый воздух поднимался внутри камеры. На его место поступал более холодный, который входил в камеру через боковую поверхность. После прохождения тангенциальных окон воздух приобретал

углового момента. В результате в центре камеры возникал вихрь с вертикальной осью.

Измерения скоростей производились методом лазерной анемометрии на установке, описанной в [6]. Измерялись радиальные профили тангенциальной $v(r)$ и осевой $w(r)$ скоростей на расстоянии 10 см от дна камеры.

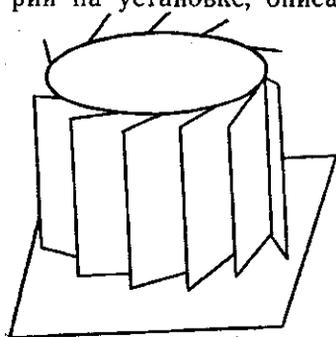


Рис. 1. Вихревая камера

На рис. 2 кривые 1, 2 построены по данным измерений максимальных значений скоростей, взятых из профилей $v(r)$ и $w(r)$. Видно, что зависимости $w/v=f(S)$, построенные по данным настоящей работы (1) и по данным [7] для модели неконвективного вихря (2), находятся в качественном согласии. Вихревое отношение S' (аналог числа Россби) в наших измерениях рассчитывалось по формуле, предложенной в [1]:

$$S' = \frac{\Delta T}{T_0 \cdot \text{tg}^2 \theta}.$$

Здесь $\Delta T = T - T_0$ — разность температур нагретой поверхности и окружающего воздуха в градусах Кельвина, $\theta = \text{arctg}(v_\infty/u_\infty)$, v_∞ , u_∞ — тангенциальная и радиальная скорости на границе вихревой камеры.

Для неконвективного вихря параметр $S = \Gamma r_0 / (2Q)$ [7], Γ — циркуляция, r_0 — радиус зоны конвекции, Q — осевой расход через вихрь. На рис. 2 параметры S и S' приведены друг к другу таким образом, чтобы значения S для точек первого экстремума кривых совпадали. Если по-

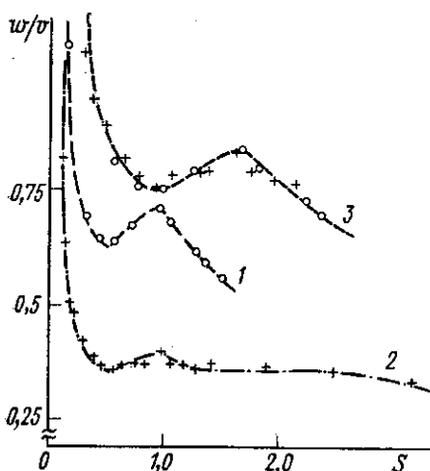


Рис. 2. Зависимость отношения максимальных осевой и тангенциальной скоростей от вихревого параметра S : \circ — измерения авторов, $+$ — данные [7]

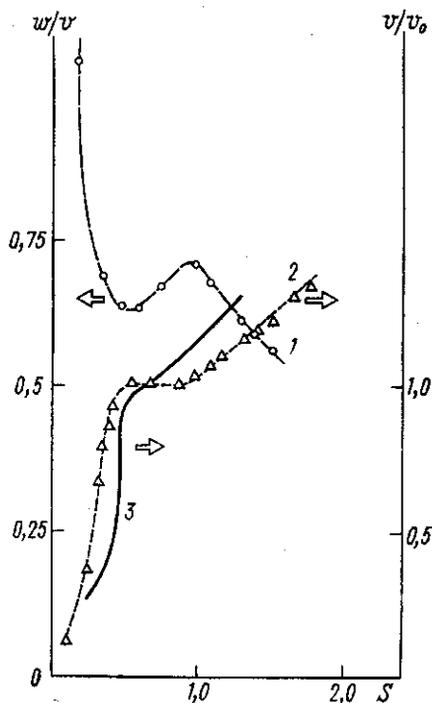


Рис. 3. Максимум нормированной тангенциальной скорости v/v_0 и отношение максимальных осевой и тангенциальной скоростей w/v при различных значениях S : \triangle , \circ — измерения авторов, сплошная кривая — данные [5]

делить данные [7] на $(\omega/v)_k=0,474$ и $S_k=0,6$, а данные авторов на $(\omega/v)'_k=0,0072$ и $S'_k=0,849$, то полученные значения ложатся на одну кривую 3 (рис. 2). По-видимому, критические величины являются неизвестными функциями числа Re , угла θ и геометрических размеров вихревых образований. Таким образом, вихри различной природы, имеющие одинаковые приведенные значения параметра S и отношения ω/v , могут быть приведены в соответственные состояния.

Для исследованного нами вихря в области значений параметра S от 0,5 до 0,9 (рис. 3, кривая 2) безразмерная тангенциальная скорость v/v_0 остается постоянной с изменением параметра S и, следовательно, температуры поверхности. Значение скорости v_0 взято при $S=0,6$. В [7] для неконвективного вихря не приводится кривой, аналогичной 2. Для сравнения на рис. 3 показана кривая 3 реального циклона, взятая из [5]. Вихревое отношение нормировано на величину S соответствующей лабораторной модели.

Лазерным анемометром измерялась также интенсивность турбулентных пульсаций в интервале S от 0,5 до 0,9. Оказалось, что поступающая в вихрь энергия идет на интенсивную генерацию турбулентных пульсаций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Fitzjarrald D. E. J. *Atm. Sci.*, 1973, 30, N 5, p. 894. [2] Анисимова Е. П. и др. *Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон.*, 1981, 22, № 3, с. 98 [3] Бодронос А. В., Соловьев А. А. *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*, 1982, 18, № 3, с. 331. [4] Шулейкин В. В. *Расчет развития, движения и затухания тропических ураганов*. Л.: Гидрометеониздат, 1978, с. 23—31. [5] Serra S. C. *Geofisica International*, 1975, 15, N 1, p. 65. [6] Баранов П. А., Соловьев А. А. *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*, 1980, 16, № 6, с. 656. [7] Baker G. L., Church C. R. *J. Atm. Sci.*, 1979, 36, N 12, p. 2413.

Поступила в редакцию
05.05.82

УДК 530.145.6

АСИМПТОТИКИ УДЕРЖИВАЮЩИХ ПОТЕНЦИАЛОВ И СПЕКТР РАДИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА. КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В. Б. Гостев, А. Р. Френкин

(кафедра квантовой теории)

В работах [1—3] методом обратной задачи рассеяния [4, 5] исследована зависимость удерживающих потенциалов центрального поля $V(r)$ ($\lim_{r \rightarrow \infty} V(r) = \infty$, $V'(r) > 0$ при $r > r_0 > 0$, $\lim_{r \rightarrow 0} r^2 V(r) = 0$) от изменений спектральных характеристик (уровней энергии E_{ln} и нормировочных постоянных c_{ln}) радиального уравнения Шредингера (УШ) при фиксированном моменте l и получены асимптотические формулы ($r \rightarrow \infty$) для поправок к потенциалу $\Delta V(r)$ в случаях изменения числа состояний и сдвига уровней энергии в любой конечной области спектра $0 < E < E_r^0$.

Покажем, что асимптотики поправок к потенциалу в этих случаях можно получить без использования стандартной техники обратной за-