

образований путем вдува нейтрального газа с поверхности с последующей ионизацией его электронным ударом структура таких образований существенно зависит от потенциала тела и его элементов.

Поступила 1 XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

- Губин В. В., Ковтуненко В. М., Резниченко Н. П., Шувалов В. А. Генерирование плазменных образований у поверхности тел в потоке частично ионизованного газа.— ТВТ, 1977, т. 15, № 4.
- Хазен А. М., Шувалов В. А. Определение параметров частично ионизованного газа термоанемометром.— ЖТФ, 1966, т. 36, № 2.
- Sanmartin I. R. End effect in langmuir probe response under ionospheric satellite conditions.— Phys. Fluids, 1972, vol. 15, N 6.

УДК 532.526 + 532.527

ТРЕХМЕРНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В КАВЕРНАХ

В. Д. Жак, В. А. Мухин, В. Е. Накоряков

(Новосибирск)

В настоящее время в теоретических работах, посвященных исследованию течения жидкости в плоской каверне, используются два основных подхода.

Первое направление рассматривает движение идеальной жидкости. Прандтль впервые высказал предположение о постоянстве завихренности в зоне с замкнутыми линиями тока. Это допущение впоследствии было строго доказано в работе [1] для двумерной области. Возникает задача о склейке внешнего потенциального течения над каверной и течения с постоянной завихренностью в каверне (задача [2]). В такой постановке решение получено в работе [3].

Второе направление учитывает влияние вязкости в зоне смешения (над верхним срезом трапецией) и в пограничных слоях (вдоль всех стенок каверны). В этом случае завихренность определяется из рассмотрения баланса сил на подвижной и неподвижной границах вихря [4—6]. Проведены и численные решения уравнений Навье—Стокса, но только в двумерной постановке. Данные же многих экспериментальных работ указывают на существование трехмерных течений в плоских кавернах за уступами, перед выступами. В [7, 8] измерено распределение давления на дне и передней стенке каверни с визуализацией течения на дне сажемасляной смесью, обнаружены трехмерные структуры для неглубоких каверн $H/L > 0,4$ при турбулентном режиме течения. Здесь H , L — глубина и хорда каверн. В [9] на основании измерений профилей скорости методом стробоскопической визуализации за уступом, а в [10] лазерно-допплеровским измерителем скорости в каверне были сделаны выводы о существовании трехмерных течений как при ламинарном, так и при турбулентном течении. Структура трехмерных образований остается неясной. Данная работа предпринята с целью изучения вихревых течений в двумерных кавернах.

Экспериментальное исследование проведено на установке с плоским каналом сечением 10×100 мм ($h = 10$, $B = 100$ мм). Движение рабочей жидкости (дистиллированная вода) в канале осуществлялось за счет перепада высот верхнего и нижнего баков постоянного уровня. Вода из верхнего бака через успокоительную камеру (сечением 120×100 мм) с хонейкомбом и конфузором попадала в рабочий канал, длина которого 2000 мм. Хонейкомб изготовлен из тонкостенных никелевых трубочек (толщина стенок 0,1 мм, диаметр 5 мм, длина 50 мм). Каверна образована внезапным расширением одной из стенок рабочего канала на расстоянии 1500 мм от входа. Расход воды измерялся диафрагмой, установленной за рабочим участком перед сливом жидкости в нижний бак. Температура воды в контуре поддерживалась постоянной.

Для визуализации течения в воду добавлялась алюминиевая пудра со средним размером частиц 30 мкм. С помощью плоского «светового ножа» (толщина которого ~ 2 мм) можно было рассматривать и фотографировать течение в различных плоскостях, параллельных дну каверны. Используя вкладыши, изменяли глубину каверны при неизменной хорде $L = 40$ мм (хорда L — размер каверны в направлении потока). Схема опытной каверны показана на фиг. 1.

В процессе исследований было обнаружено, что при числе Рейнольдса $Re = 500$ (Re подсчитывали по среднерасходной скорости в канале и по поперечному размеру канала h) в каверне между ядром потока и стенками возникают вторичные парные вихревые образования. Фотографии таких вихрей в плоскости, параллельной дну квадратной каверны (2 мм от дна), при $Re = 1000$ и 3000 представлены на фиг. 2, *a*, *b*. Такие вихревые шнуры видны вдоль всех стенок каверны и зоны смешения. Картина течения вблизи области смешения в плоскости, параллельной дну каверны и отстоящей от него на расстоянии 38 мм, показана на фиг. 2, *в*, *г*. Структура течения в плоскости, проходящей через ось основного вихря (20 мм от дна), при $Re = 1000$ показана на фиг. 3. В верхней части снимка отчетливо видны вторичные парные вихри на задней стенке каверны. Полученные фотографии позволяют интерпретировать обнаруженные структуры как вихри Тэйлора—Гертлера, возникающие в пристенной области за счет кривизны линий тока и действия центробежных сил. Обнаруженные вихревые шнуры медленно перемещаются по ширине каверны и несколько изменяют свои очертания. На снимке виден также трехмерный характер течения и в центре каверны.

В работе [10] проведены измерения профилей скорости в поперечном сечении каверны точно такой же конфигурации при $Re = 500$. На основании этих данных можно провести оценку числа Гертлера

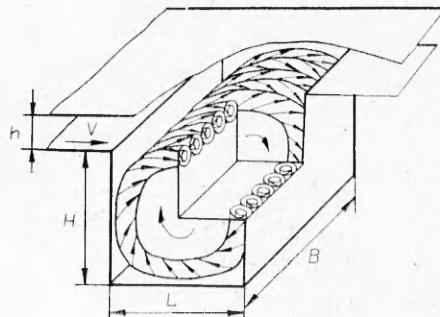
$$N = (U\delta/v)\sqrt{\delta/R} \approx 20,$$

где $U \approx 4 \cdot 10^{-3}$ м/с — скорость на границе пограничного слоя; $\delta \approx 8 \cdot 10^{-3}$ м — толщина пограничного слоя; $R \approx H/2 = 20 \cdot 10^{-3}$ м — радиус каверны; v — вязкость воды.

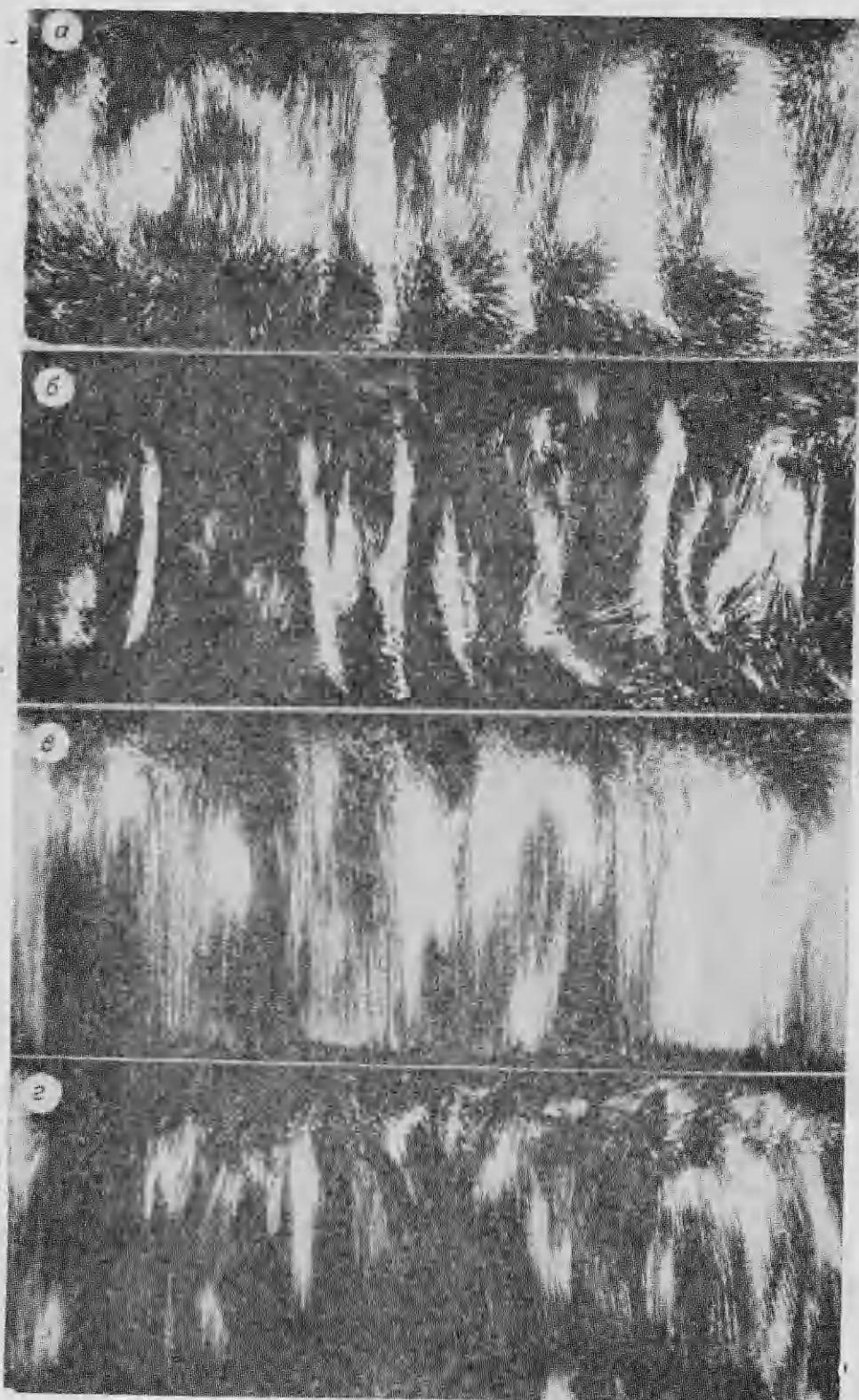
Сопоставление полученного числа Гертлера с критическим значением для вогнутых пластин $N_* = 16$ [11] показывает, что течение в каверне имеет необходимые условия для возникновения структур типа Тэйлора—Гертлера.

На фиг. 4, *а*, *б* представлены картины течения у дна прямоугольной каверны с отношением $H/L = 0,875$ при $Re = 1000$; 3000, а на фиг. 4, *в*, *г* — для каверны малой глубины $H/L = 0,525$ ($Re = 1000$; 3000 соответственно). В случае каверны малой глубины основной вихрь занимает только часть поперечного сечения и примыкает к задней стенке каверны. На фотографии видно, что вторичные вихри образуются только в области основного вихря. При увеличении Re от 500 до 3000 расстояние между соседними парами колец λ уменьшается. С уменьшением глубины каверны (при одинаковых хордах и числах Re) λ также уменьшается. Так, для $H/L = 0,875$ при $Re = 1000$ $\lambda = 16$ мм, а при том же значении Re для $H/L = 0,525$ $\lambda = 10$ мм.

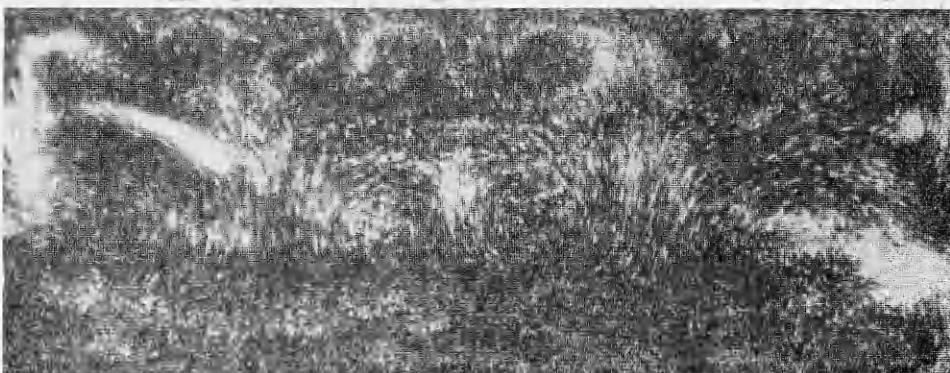
В исследованном диапазоне чисел Re были проведены опыты на квадратной каверне $H/L = 1$ меньшей ширины при той же ширине канала



Фиг. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3

(ширина каверны и канала 70 и 100 мм соответственно). Для этого в каверну по торцам вставлялись прозрачные вкладыши. Эти опыты показали, что общее число вихрей уменьшается в соответствии с уменьшением ширины каверны, а расстояние между соседними парами вихрей остается таким же, как и в каверне шириной 100 мм.

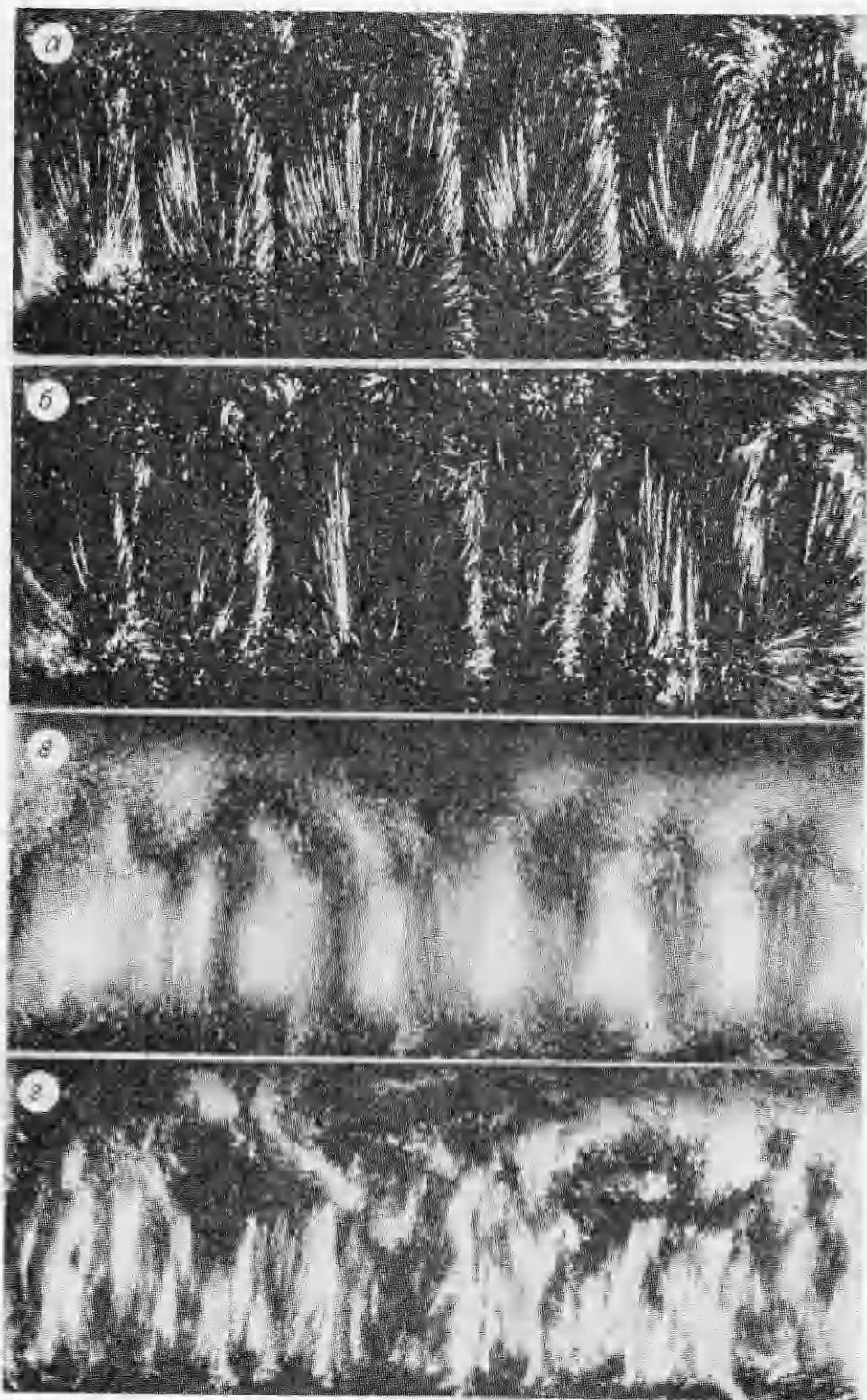
Визуализация потока в канале показывает, что при $Re \approx 3500$ течение приобретает перемежающийся характер. При прохождении турбулентного образования (турбулентного пятна) через участок канала с каверной в последней наблюдается увеличение скорости течения и распад ячеистой вихревой структуры. После прохождения турбулентной пробки в каверне восстанавливается первоначальная скорость течения и ячеистая структура. Для потока с $Re = 5000$ ячеистая структура в каверне не наблюдается.

Таким образом, проведенное экспериментальное исследование показывает, что при наличии плоского ламинарного стабилизированного (равномерного по ширине) потока в канале перед каверной (в условиях данного эксперимента в диапазоне чисел $Re = 500 - 4500$) течение в каверне имеет сугубо трехмерный характер. В пристенной зоне существуют вторичные вихревые структуры типа Тэйлора — Гертлера, аналогичные тем, которые возникают при обтекании вогнутых поверхностей.

Поступила 4 VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Batchelor G. K. On steady laminar flow with close streamlines at a large Reynolds number.— *J. Fluid Mech.*, 1956, vol. 1, pt 2.
2. Лаврецьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и математические модели. М., Наука, 1973.
3. Гольдштик М. А. Математическая модель отрывных течений несжимаемой жидкости.— *ДАН СССР*, 1962, т. 147, № 6.
4. Squire H. B. Note on the motion inside a region of recirculation (cavity flow).— *J. Roy. Aeron. Soc.*, 1956, vol. 60, p. 203.
5. Mills R. D. On closed motion of a fluid in a square cavity.— *J. Roy. Aeron. Soc.*, 1965, vol. 69, p. 116.
6. Korst H. H. Dynamics and thermodynamics of flow with separation.— In: Single and multi-component flow processes. Ed. by R. L. Peskin, C. F. Chen. New Brunswick, New Jersey, 1965.
7. Kistler A. L., Tan F. C. Some properties of turbulent separated flows.— *Phys. Fluids*, 1967, vol. 10, N 9, Supplement.
8. Maull D. J., East L. F. Three-dimensional flow in cavities.— *J. Fluid Mech.*, 1963, vol. 16, pt 3.



Ф и г. 4

9. Фидман Б. А. Поле скоростей в водном потоке при внезапном увеличении глубины.— Изв. АН СССР. ОТН, 1953, № 4.
10. Богатырев В. Я., Дубнищев Ю. Н. и др. Экспериментальное исследование течения в траншее.— ПМТФ, 1976, № 2.
11. Mc Cormack P. O., Welkor M., Kolleher M. Taylor—Goertler vortices and their effect on heat transfer.— Trans. ASME. Ser. C. J. of Heat Transfer, 1970, vol. 92, N 1.

УДК 532—5

О СПЕКТРАХ ДВУМЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

A. Г. Сазонтов

(Горький)

Как известно (см., например, [1]), крупномасштабную турбулентность в океане и атмосфере можно считать квазидвумерной. Интерес к таким движениям в первую очередь определяется тем, что они обладают большой энергией и их роль в общей циркуляции является существенной. В связи с этим представляется важной задача о спектрах двумерной турбулентности.

Динамика турбулентности в плоских течениях существенно отличается от динамики трехмерных течений [2, 3]. Это связано с наличием дополнительного интеграла движения — энстрофии (равной половине средней квадратичной завихренности), который существует только в двумерном случае. При достаточно больших числах Рейнольдса становится определяющим каскадный процесс передачи энстрофии с конечной скоростью ε_2 , направленной в область малых масштабов. Тогда в инерционном интервале соображения размерности приводят к спектру турбулентности вида

$$E_k = c_2 \varepsilon_2^{2/3} k^{-3}.$$

Гипотеза о спектральном переносе энстрофии и вытекающий из нее закон «минус три» были впервые сформулированы в работе [2].

1. Получим этот результат как точное решение уравнений движения в приближении прямых взаимодействий. Запишем уравнения Эйлера в фурье-представлении

$$(1.1) \quad \frac{\partial v_{\mathbf{k}}^{\alpha}}{\partial t} = -\frac{i}{2} P_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta\gamma} \int v_{\mathbf{k}_1}^{\ast\beta} v_{\mathbf{k}_2}^{\ast\gamma} \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2,$$

где $P_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta\gamma} = k_{\gamma} \Delta_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} + k_{\beta} \Delta_{\mathbf{k}}^{\alpha\gamma}; \Delta_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - \frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{k^2};$

$v_{\mathbf{k}}$ — преобразование Фурье поля скорости.

Для исследования статистических характеристик уравнения (1.1) удобно пользоваться диаграммной техникой Уайльда [4], которая оперирует двумя рядами — для функции Грина $G_{\mathbf{k}\omega}^{\alpha\beta}$ и парного коррелятора поля скорости $J_{\mathbf{k}\omega}^{\alpha\beta}$. Первый порядок теории возмущений соответствует модели прямых взаимодействий [5]. В трехмерном случае для пространственного спектра кинетической энергии это приближение дает асимптотическую формулу $J_h \sim k^{-3/2}$, что противоречит колмогоровским гипотезам автомодельности. Недостаток этой схемы состоит в том, что она преувеличивает влияние крупномасштабных движений на эволюцию мелкомасштабных неоднородностей [6].

В работе [7] была просуммирована часть наиболее расходящихся диаграмм, описывающих чистый перенос. Улучшенные уравнения, как пока-