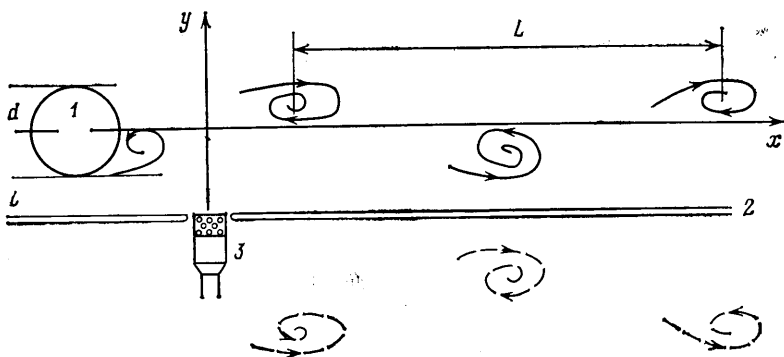


О ПУЛЬСАЦИЯХ ДАВЛЕНИЯ НА ЖЕСТКОЙ СТЕНКЕ, ВЫЗВАННЫХ ВИХРЕВОЙ ДОРОЖКОЙ

ЕЗЕРСКИЙ А. Б.

Очевидный интерес представляет исследование взаимодействия вихревого следа за плохообтекаемыми телами с близко расположенными объектами, в частности плоскими поверхностями. Наиболее подробно сейчас в подобных течениях исследованы характеристики поля скорости вихрей [1, 2]. Ниже основное внимание уделяется изучению пульсаций давления на стенке, вызванных срывом вихрей с расположенного рядом цилиндра. Этот вопрос представляется особенно важным с точки зрения определения вибраций и шумов, обусловленных телами, помещенными у жесткой границы потока.

Эксперименты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе с закрытой рабочей частью сечением 30×30 см² и длиной 120 см. Схема установки приведена на фиг. 1. Цилиндры 1 длиной 20 см помещались у боковой стенки 2 трубы



Фиг. 1

на расстоянии 60 см от конфузора. Максимальное загромождение рабочей части трубы в ходе эксперимента составляло 10%. Координатная система позволяла менять положение цилиндра относительно микрофона 3, заделанного заподлицо со стенкой. Измерения давления на стенке p_c проводились конденсаторными микрофонами размером 1 и $1/2$ дюйма фирмы RFT.

Для обработки сигналов использовался анализатор СК-4-72. Как показали измерения, в проведенных экспериментах толщина пограничного слоя на стенке была в 2–5 раз меньше зазора между стенкой и цилиндром, поэтому на цилиндр набегал поток без сдвига скорости.

Энергетические спектры пульсаций давления $A(f)$ (f – частота) при числе Рейнольдса $Re=10^5$ ($Re=U_0 d/\nu$, U_0 – скорость потока, d – диаметр цилиндра, ν – кинематическая вязкость) для различных расстояний l между цилиндром и стенкой приведены на фиг. 2. На верхнем рисунке фиг. 2 пунктиром показан спектр пульсаций давления на стенке в отсутствие цилиндра. С уменьшением безразмерного расстояния l/d максимум спектра, полученного усреднением по 64 реализациям, смещается в сторону больших частот, что говорит об увеличении средней частоты срыва вихрей f_1 . Соответствующие изменения чисел Струхала для различных чисел Рейнольдса показаны на фиг. 3 (1 – $Re=10^5$, 2 – $Re=6 \cdot 10^4$, 3 – $Re=2,5 \cdot 10^4$). На фиг. 3 $S=f_1 d/U_0$, а $S_0=f_0 d/U_0$, f_0 – частота срыва вихрей при удалении цилиндра от стенки на расстояние, значительно большее его диаметра. Отметим, что в данном эксперименте при удалении цилиндра от стенки на расстояние $l=0,5d$ увеличение частоты пульсаций давления достигало 20%, а ширина Δf энергетического спектра $A(f)$ на уровне $0,7A_{\max}(f_1)$ составляла $\Delta f=0,3f_1$. Вид спектров пульсаций давления отличается от спектров пульсаций скорости, приведенных в работах [1, 2]. Так, в [2] смещение спектрального пика при приближении цилиндра к стенке составляло лишь 10%, в то время как ширина спектра была на порядок меньше: $\Delta f \approx 0,03f_1$. Эти различия обусловлены тем, что в данном эксперименте измеряется давление на стенке, а в пристеночной области существенно взаимодействие вихрей с пограничным слоем. В работе [2] анализировалось поле скорости вихрей вне пограничного слоя.

Обсудим кратко один из возможных механизмов изменения частоты следования вихрей при приближении цилиндра к стенке. Аппроксимируем сдвиговый поток за цилиндром профилем скорости $U(y)$ с тангенциальными разрывами вида: $U(y)=U_0$ при $y>d/2$; $U(y)=0$ при $-d/2<y<d/2$; $U(y)=U_0$ при $-l-d/2<y<-d/2$. Можно по-

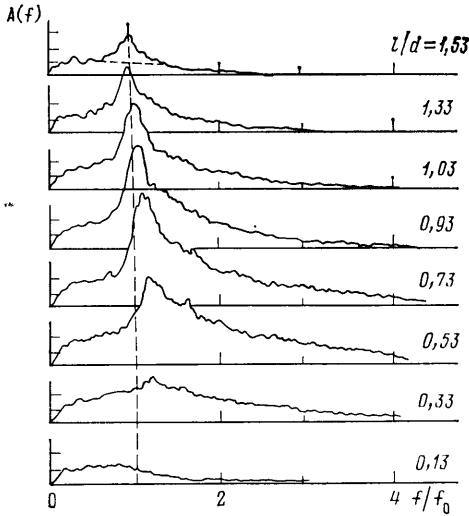
лучить, что фазовая скорость c для моды, нарастание которой приводит к образованию вихревой дорожки с шахматным расположением вихрей, имеет вид

$$\text{Im } c = U_0 m / (1 + m^2), \quad \text{Re } c = U_0 / (1 + m^2)$$

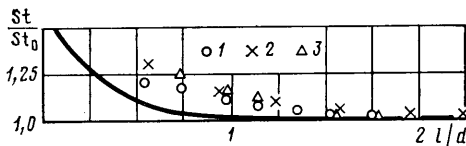
$$m = \frac{\{\text{ch } kd - [\text{ch}^2 kd - \text{sh}^2 kd (1 - e^{-kl})]^{1/2}\}^{1/2}}{(1 + e^{-kl}) \text{sh } kd}$$

где $k = 2\pi/L$, L — период волны.

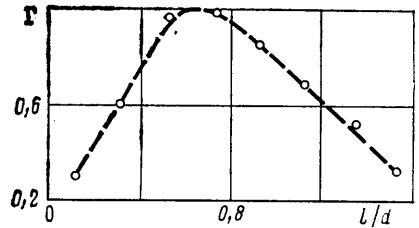
Предположим, что пространственный масштаб вихревой дорожки не зависит от того, на каком расстоянии от стенки находится цилиндр (это предположение нуждается в прямой экспериментальной проверке). Положим, согласно [3], $L = 4,5d$. Фазовая скорость волны с таким периодом увеличивается при уменьшении расстояния l .



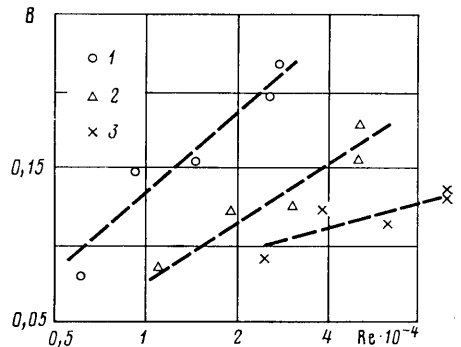
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Относительное изменение частоты волны, равное относительному изменению числа St , показано на фиг. 3 (сплошная линия). Обсудим качественно, как влияет на частоту волны увеличение ее амплитуды, которое приводит к локализации завихренности, распределенной первоначально по тангенциальным разрывам скорости, в концентрированные вихри. Очевидно, что гидродинамическое поле дорожки при наличии жесткой стенки эквивалентно полям двух зеркально-симметричных относительно плоскости $y = -l - d/2$ вихревых дорожек (см. фиг. 1). Видно, что внутренний ряд вихрей ускоряет движение «зеркальной» дорожки, а внешний — замедляет. Благодаря тому что внутренний ряд находится ближе к стенке, фазовая скорость и частота волны с ростом амплитуды увеличиваются.

Представляет интерес зависимость интенсивности спектров пульсаций давления от положения цилиндра. Для чисел $Re \sim 10^5$ зависимость $\Gamma = \langle p_c^2 \rangle^{1/2} / \langle p_c^2 \rangle_{\max}^{1/2}$ от l/d показана на фиг. 4. Микрофон при измерениях находился на расстоянии $x = 2,5d$ от оси цилиндра ниже по потолку. Как видно, при величине зазора $l/d = 0,75$ среднеквадратичные пульсации имеют максимальное значение. Отметим, что при меньших числах Рейнольдса, вплоть до $Re = 5 \cdot 10^3$, небольшая интенсивность пульсаций наблюдалась при тех же значениях x/d и l/d .

Величина среднеквадратичных пульсаций давления, отнесенная к динамическому напору $B = \langle p_c^2 \rangle^{1/2} / (1/2 \rho U_0^2)$, представлена на фиг. 5. В связи с тем что размер измерительного микрофона был сравним с периодом вихревой дорожки, в эксперименте фиксировалось давление, усредненное по площади S , равной диаметру микрофона. Если у стенки давление изменяется как $p = p_0 \cos(\omega t - kx)$, где $k = 2\pi/L$,

то усредненная по площадке S радиуса R величина давления будет равна

$$p_c = \frac{p_0}{\pi R^2} \iint_S \cos(\omega t - kx) dS = \alpha p_0 \cos \omega t$$

$$\alpha = J_0(kR) + J_2(kR)$$

где J_0 , J_2 — функции Бесселя. Поэтому на фиг. 5 среднеквадратичные пульсации давления нормированы на коэффициент α . Характерно, что интенсивность пульсаций зависит от числа Маха $M = U_0/c$, c — скорость звука в воздухе (см. фиг. 5; 1 — $M = 0,022$; 2 — $M = 0,044$; 3 — $M = 0,09$). От скорости потока зависит также и интенсивность фоновых пульсаций на стенке p_Φ в отсутствие цилиндра. Однако их величина, как показали измерения, мала по сравнению с пульсациями, обусловленными вихревой дорожкой. Так, фоновые среднеквадратичные пульсации давления, отнесенные к гидродинамическому напору $\beta = \langle p_\Phi^2 \rangle^{1/2} / (1/2 \rho U_0^2)$, составляют 0,035 при $M = 0,022$; 0,02 при $M = 0,044$ и 0,015 при $M = 0,09$.

В заключение отметим наиболее важные экспериментальные результаты. При приближении цилиндра к стенке частота пульсаций давления возрастает. Такой эффект наблюдается вплоть до $Re = 10^5$. Максимальная интенсивность пульсаций на стенке наблюдается, когда цилиндр удален от нее на расстояние, равное полутора радиусам, а максимальная амплитуда пульсаций давления на стенке может достигать 20% от динамического напора.

Автор выражает признательность М. И. Рабиновичу за обсуждение результатов, П. Р. Громову и А. Б. Зобнину за помощь при проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bearman P. W., Zdravkovich M. M. Flow around a circular cylinder near a plane boundary. — J. Fluid Mech., 1978, v. 89, Pt. 1, p. 33–47.
2. Ангрилли, Бергамаски, Коссалтер. Исследование изменений процесса срыва вихрей с кругового цилиндра, обусловленных влиянием стенки. — Тр. амер. о-ва инж.-мех. Теорет. основы инж. расчетов, 1982, № 4, с. 189–194.
3. Chen Y. N. 60 Jahre Forschung über Karmanchen wirbelsstrassen — Eih Rücklich Schweizerische Bauzeitung. 1978, 21, № 44, p. 1079–1096.

Горький

Поступила в редакцию
25.V.1984

УДК 532.529.5

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ЯДРООБРАЗОВАНИЕ В ПЕРЕОХЛАЖДЕННОМ ПАРЕ: АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ И ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

ШНЕЙДМАН В. А., ШУБЕНКО А. Л.

При описании процесса образования зародышей новой фазы в потоке переохлажденного пара традиционно предполагают применимость квазистационарного приближения, когда скорость ядрообразования определяется из стационарного решения кинетического уравнения для функции распределения зародышей по размерам. Такое приближение, однако, может оказаться неприменимым при быстром изменении температуры пара вдоль линий тока в сверхзвуковых соплах.

Нестационарное ядрообразование впервые рассматривалось в [1]. Последующие работы сводились главным образом к аналитическому и численному изучению релаксации к стационарному распределению (см. обзор в [2]), но не была изучена ситуация, когда температура системы изменяется столь быстро, что квазистационарное решение оказывается неприменимым. В [3] численно решалось нестационарное уравнение ядрообразования в быстро расширяющемся потоке без учета обратного влияния образующихся зародышей на параметры течения.

Цель настоящей работы — аналитическое определение нестационарного потока зародышей в пространстве размеров, численное решение уравнения ядрообразования в расширяющемся объеме пара с учетом выделения тепла при росте образующихся зародышей и сравнение аналитических результатов с численными.

Уравнение нестационарного ядрообразования представим в виде [1]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{\partial i}{\partial g}, \quad i = -D(g)n(g) \frac{\partial}{\partial g} \frac{f}{n} \quad (1)$$