

менее интенсивном нагреве — охлаждении  $A = -0,2$  (кривые 2), естественно, стабилизация не столь велика, но все же очень значительна ( $Re_{min}$  возрастает приблизительно в 8 раз).

Интересно сопоставление первого случая с третьим, отвечающим охлаждению всей поверхности при  $x = L$ . Видно, что характеристики устойчивости почти одинаковы.

Таким образом, показано, что одновременный нагрев — охлаждение поверхности является эффективным способом повышения устойчивости ламинарного пограничного слоя. Ее степень в значительной мере зависит от глубины нагрева — охлаждения, в чем можно убедиться, сопоставляя результаты расчетов для первого и второго случаев.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Laminar-turbulent transition: IUTAM Symp., Novosibirsk, USSR, 1984.— Berlin: Springer, 1984.
2. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое.— Новосибирск: Наука, 1982.
3. Струминский В. В., Лебедев Ю. Б., Фомичев В. М. Влияние градиента температуры вдоль поверхности на протяженность ламинарного пограничного слоя газа // ДАН СССР.— 1986.— Т. 289, № 4.
4. Казаков А. В., Коган М. Н., Купарев В. А. О повышении устойчивости дозвукового пограничного слоя при нагреве поверхности вблизи передней кромки // ДАН СССР.— 1985.— Т. 283, № 2.
5. Лебедев Ю. Б., Фомичев В. М. Влияние протяженности обогреваемого участка поверхности на характеристики устойчивости ламинарного пограничного слоя газа // Изв. СО АН СССР.— 1988.— № 21. Сер. техн. наук.— Вып. 6.
6. Струминский В. В., Довгаль А. В., Лебедев Ю. Б. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование устойчивости пограничного слоя при неравномерном нагревании поверхности.— Новосибирск, 1987.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т теорет. и прикл. механики; № 3—87).
7. Лебедев Ю. Б., Фомичев В. М. Влияние неравномерности распределения температуры поверхности на устойчивость ламинарного пограничного слоя // ПМТФ.— 1987.— № 2.

г. Москва

Поступила 24/IV 1987 г.,  
в окончательном варианте — 23/I 1989 г.

УДК 532.516:532.526

А. Б. Езерский

### ОТРЫВНОЕ ОБТЕКАНИЕ НАГРЕТОГО ЦИЛИНДРА ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ МАХА

Обтекание нагретых тел потоками жидкости и газа интенсивно исследуется в связи с проблемами теплообмена. К настоящему времени подробно изучен вопрос о том, как влияет вынужденная конвекция на теплоперенос. Воздействие теплопередачи на характеристики самих гидродинамических течений рассматривалось в основном

© 1990 Езерский А. Б.

56

для сверхзвуковых потоков (см. [1, т. 3]). Для течений с малыми числами Маха обычно влияние температуры на другие параметры потока при вынужденной конвекции не учитывается, а тепловое поле при этом характеризуется полями скорости и давления [2]. Между тем при обтекании нагретых или охлажденных тел благодаря изменению вязкости жидкости в пограничном слое [2] возможна перестройка всего течения. Именно такой механизм воздействия теплопередачи на гидродинамические потоки исследуется в настоящей работе на примере обтекания цилиндра.

Как известно [3], характер следа за цилиндром определяется числом Рейнольдса  $Re = v_0 d / \nu_0$  ( $\nu_0$  — скорость набегающего потока,  $d$  — диаметр цилиндра,  $\nu_0$  — кинематическая вязкость). При малых  $Re$ ,  $Re < Re_1$  ( $Re_1 \sim 40$ ) режим стационарного вязкого обтекания устойчив; при  $Re_1 < Re < Re_2$  ( $Re_2 \sim 150$ ) за цилиндром возникает регулярная вихревая дорожка. Эмпирически установлено [1, т. 2], что безразмерная частота срыва вихрей (число Струхала)  $Sh = fd/\nu_0$  ( $f$  — частота в герцах) определяется в этом интервале  $Re$  зависимостью

$$(1) \quad \ddagger Sh = 0,212(1 - 21,2/Re).$$

При  $Re_3 < Re < 10^4$  ( $Re_3 \sim 300$ ) срыв вихрей становится квазиперегулярным, и если под  $f$  понимать частоту, соответствующую максимуму частотного спектра пульсаций скорости, то

$$(2) \quad Sh = 0,212(1 - 12,7/Re).$$

В промежуточном интервале  $Re_2 < Re < Re_3$  вследствие неустойчивости вихревого следа к внешним возмущениям (вибрационный фон, акустические шумы, пульсации скорости набегающего потока) определенных закономерностей в зависимости  $Sh$  от  $Re$  не установлено.

В настоящей статье при исследовании влияния нагрева цилиндра на режим обтекания основное внимание уделяется перестройкам следа, происходящим при  $Re = Re_{1-3}$ . Эксперимент, схема которого представлена на рис. 1, проводился в малотурбулентной аэродинамической трубе с рабочей частью  $30 \times 30$  см и длиной 120 см. Скорость потока  $v_0$  достигала 30 м/с, а уровень турбулентных пульсаций составлял менее 0,15 %. Обтекаемый цилиндр — нихромовая проволока различных диаметров ( $d = 0,1; 0,3; 0,8$  мм) длиной  $l = 30$  см, натянутая вертикально на расстоянии 30 см от конфузора аэродинамической трубы. Выбор материала проволоки связан с большим удельным сопротивлением нихрома и сравнительно малой зависимостью его сопротивления от температуры. Проволока зажималась медными держателями, вмонтированными в стенки рабочей части трубы. Чтобы исключить влияние пограничного слоя стенок на отрыв вихрей, использовался обычный метод концевых шайб [4]. На расстоянии, большем толщины пограничного слоя  $\delta$  ( $\delta \sim 1$  см), у стенки помещались тонкие шайбы Ш (см. рис. 1) диаметром  $D_{Ш} \gg \delta$  ( $D_{Ш} \approx 10$  см), экранирующие вихревую дорожку от пристеночных турбулентных пульсаций. Нагрев цилиндра осуществлялся постоянным током. По измерению силы тока и приложенного напряжения рассчитывалась тепловая мощность  $Q$ , выделяющаяся на цилиндре.

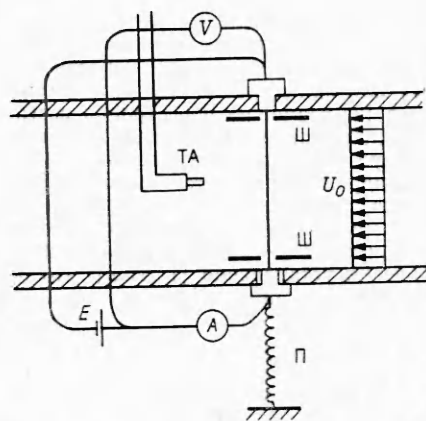
По известной теплопередаче, эмпирически установленной для круглого цилиндра [1], зависимость  $Nu = 0,36Re^{1/2} + 0,057Re^{2/3}$  определялась разностью температур

$$\Delta T \approx Q/\pi\lambda_0 Nu(Re).$$

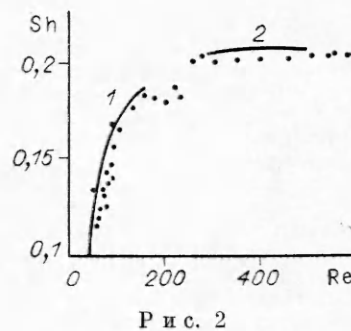
Здесь  $Re = v_0 d / \nu_0$ ,  $\nu_0$  — кинематическая вязкость и  $\lambda_0$  — теплопроводность при температуре набегающего на цилиндр потока. Строго говоря, при нахождении  $Re$  и  $Nu$  вязкость и теплопроводность среды необходимо брать при температуре, равной среднеарифметическому значению температуры цилиндра и набегающего потока [5]. Если аппроксимировать зависимость  $\lambda$  и  $\nu$  от  $T$  линейной, то уточненная разность температур  $\Delta T$  будет

$$(3) \quad \Delta T = \Delta T_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dT} - \frac{1}{Nu} \frac{dNu}{dRe} \frac{Re}{\nu} \frac{d\nu}{dT} \right) \Delta T_0 \right)^{-1}.$$

При температурах, реализующихся в эксперименте, линейная аппроксимация  $\lambda(T)$  и  $\nu(T)$  с использованием (3) дает точность определения  $\Delta T$  порядка 1 %.



Р и с. 1



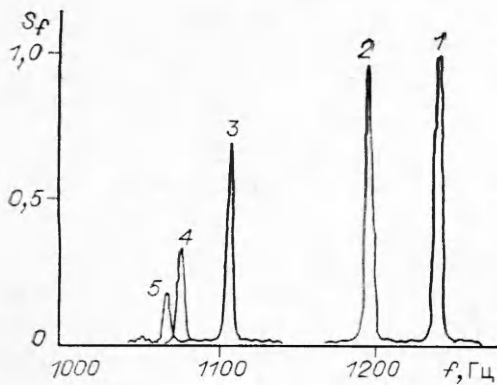
Р и с. 2

Измерение пульсаций скорости проводилось термоанемометром (ТА) марки DISA 55M с датчиком Р 11. Нить датчика помещалась вертикально на расстоянии 2 мм от цилиндра. Сигнал обрабатывался на многоканальном анализаторе 2034 фирмы Брюль и Кьер непосредственно в ходе измерения. Средняя скорость потока определялась трубкой Пито, соединенной с жидкостным микроанометром. В отсутствие нагрева зависимость  $Sh$  от  $Re$  представлена на рис. 2. Сплошными линиями показаны зависимости (1) и (2). В диапазоне  $160 < Re < 250$  срыв вихрей был неустойчивым, а частота схода вихрей находилась при достаточно большом усреднении.

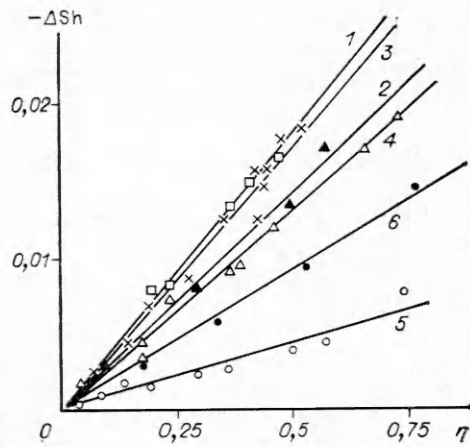
Характерное изменение спектра среднеквадратичных пульсаций скорости  $S_f$  при нагреве цилиндра в диапазоне  $40 < Re < 150$  для различных температур перегрева цилиндра  $\eta = \Delta T/T_0$  ( $T_0$  — абсолютная температура потока) показано на рис. 3. Здесь срыв вихрей при отсутствии нагрева (кривая 1) происходил на частоте  $f_0 = 1240$  Гц ( $v_0 = 3$  м/с,  $d = 0,3$  мм,  $Re = 60$ ), а ширина спектра по уровню 0,7 равнялась  $\Delta f = 3$  Гц или  $\Delta f/f_0 = 2,4 \cdot 10^{-3}$ . Кривая 2 соответствует разности температур воздуха и цилиндра  $\Delta T = 43$  °С и частоте срыва вихрей  $f = 1197$  Гц, 3 —  $\Delta T = 111$  °С,  $f = 1071$  Гц. При  $\Delta T = 142$  °С срыв вихрей прекращался — среднеквадратичная амплитуда пульсаций падала приблизительно на 40 дБ по сравнению с обтеканием ненагретого цилиндра и становилась сравнимой с турбулентностью потока. Прежде чем дать качественное объяснение полученным результатам и подробно исследовать это явление, сделаем два замечания.

Во-первых, нагрев проволоки, достигающий в эксперименте 350 °С, приводит к изменению ее длины  $\Delta l$  ( $\Delta l \sim 2$  мм) и натяжения  $P$ , что может влиять на частоту схода вихрей, если она близка к частоте собственных колебаний [6]. Поэтому в эксперименте принимались меры для исключения подобных эффектов. Выбиралось такое натяжение проволоки, при котором собственная частота  $f_1$  колебаний первой наиболее опасной изгибной моды была на порядок меньше частоты схода вихрей. К тому же в эксперименте использовалось устройство (пружины П, см. рис. 1), которое обеспечивало уменьшение натяжения порядка нескольких процентов даже при максимальном нагреве проволоки. Как показали измерения, изменение натяжения более чем вдвое не влияло на частоту срыва вихрей. Следовательно, воздействием удлинения проволоки из-за нагрева на частоту срыва вихрей можно пренебречь.

Второе замечание относится к оценке величины термогравитационных эффектов. Отношение инерционных сил к силам, возникающим из-за изменения плотности, характеризуется числом Фруда  $Fr^2 = v_0^2/g\beta\Delta T\delta$  ( $g$  — ускорение силы тяжести,  $\beta$  — объемный коэффициент температурного расширения). Для условий нашего эксперимента  $Fr^2 \sim 10^3 \div 10^5$ , т. е. воздействием сил тяжести на отрывное обтекание можно пренебречь. Анализ влияния нагрева цилиндра на режим течения в следе проводился



Р и с. 3



Р и с. 4

в рамках модели нестационарного движения вязкой жидкости, обтекающей горячее тело. При этом необходимо учитывать зависимость динамической вязкости  $\mu$ , теплопроводности  $\lambda$  и плотности  $\rho$  от температуры. Пользуясь [7], можно указать систему параметров, определяющих это явление (здесь их 12), и, основываясь на  $\pi$ -теореме, описать движение жидкости восьмью безразмерными параметрами. Некоторые из них изменить в эксперименте нельзя (они зависят от сорта газа, например, число Прандтля), другие близки к нулю (например, число Маха), поэтому изучалась наиболее важная, на наш взгляд, зависимость  $Sh$  от  $Re$  и относительного перегрева  $\eta$ . Пример таких зависимостей показан на рис. 4. В ходе эксперимента изменялись диаметр проволоки, скорость потока и электрическая мощность, рассеиваемая проволокой. Линии 1 и 2 получены для  $d = 0,1$  мм и отвечают  $Re = 60$  и  $77$ ; 3, 4, 5 —  $d = 0,3$  мм,  $Re = 60, 80, 117$ ; 6 —  $d = 0,8$  мм,  $Re = 106$ . При нагреве цилиндра растет температура газа в пограничном слое и следе. При этом  $\mu$  увеличивается,  $\rho$  уменьшается, а кинематическая вязкость  $\nu = \mu/\rho$  возрастает, что эквивалентно уменьшению  $Re$ .

Если бы весь газ нагревался до температуры цилиндра, то влияние нагрева было бы другим. Определим эффективный перегрев  $\eta_{эф}$ , показывающий во сколько раз больше надо нагреть весь газ, чтобы получить такой же эффект уменьшения частоты, что и при нагреве цилиндра на  $\Delta T$ . Для этого оценим величину  $\left(\frac{\partial \eta}{\partial Re}\right)_s = \frac{\partial \eta}{\partial Sh} \frac{\partial Sh}{\partial Re}$  по экспериментальным данным,  $\partial \eta / \partial Sh$  — по наклону прямых на рис. 4, а  $\partial Sh / \partial Re$  найдем из (1). С другой стороны, считая, что от температуры зависит лишь кинематическая вязкость, теоретическая оценка для  $\partial \eta / \partial Re$  будет

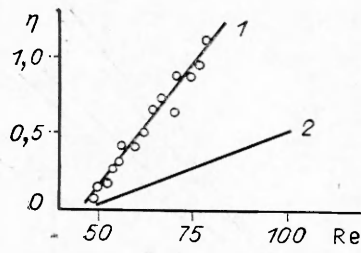
$$(4) \quad \left(\frac{\partial \eta}{\partial Re}\right)_T = -\frac{\nu}{Re T_0} \left(\frac{\partial \nu}{\partial T}\right)^{-1}.$$

Сравнивая полученные в эксперименте и рассчитанные по (4) значения  $\partial \eta / \partial Re$ , получаем

$$\eta_{эф} = (\partial \eta / \partial Re)_s / (\partial \eta / \partial Re)_T$$

( $\eta_{эф} = 0,224; 0,218; 0,228; 0,206; 0,186; 0,150$  при  $d = 0,1; 0,3; 0,1; 0,3; 0,8; 0,3$  и  $Re = 60; 60; 77; 80; 106; 117$ ).

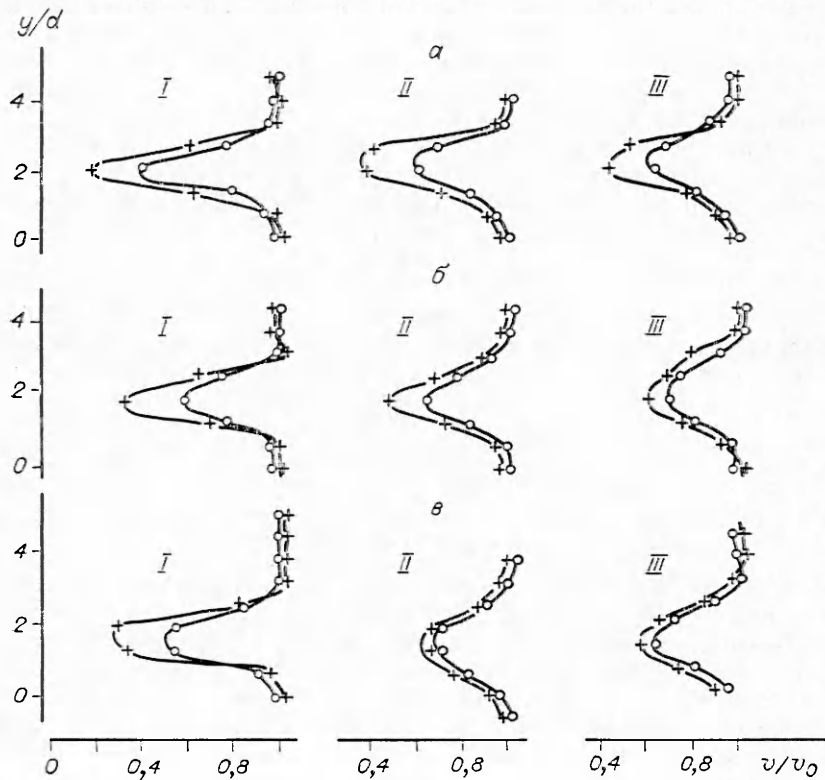
Эффективный перегрев можно определить и по другому. На рис. 5 представлена зависимость нагрева цилиндра, при котором прекращается срыв вихрей, от  $Re$  (линия 1). Если бы весь газ нагревался, то прекращение срыва вихрей происходило бы при температуре воздуха, вызывающей понижение  $Re$  от  $Re_1$  (2). Зная наклоны прямых 1 и 2, можно найти  $\eta_{эф}$ . В данном случае  $\eta_{эф} = 0,23$ , что хорошо согласуется со способом определения по уменьшению частоты срыва вихрей.



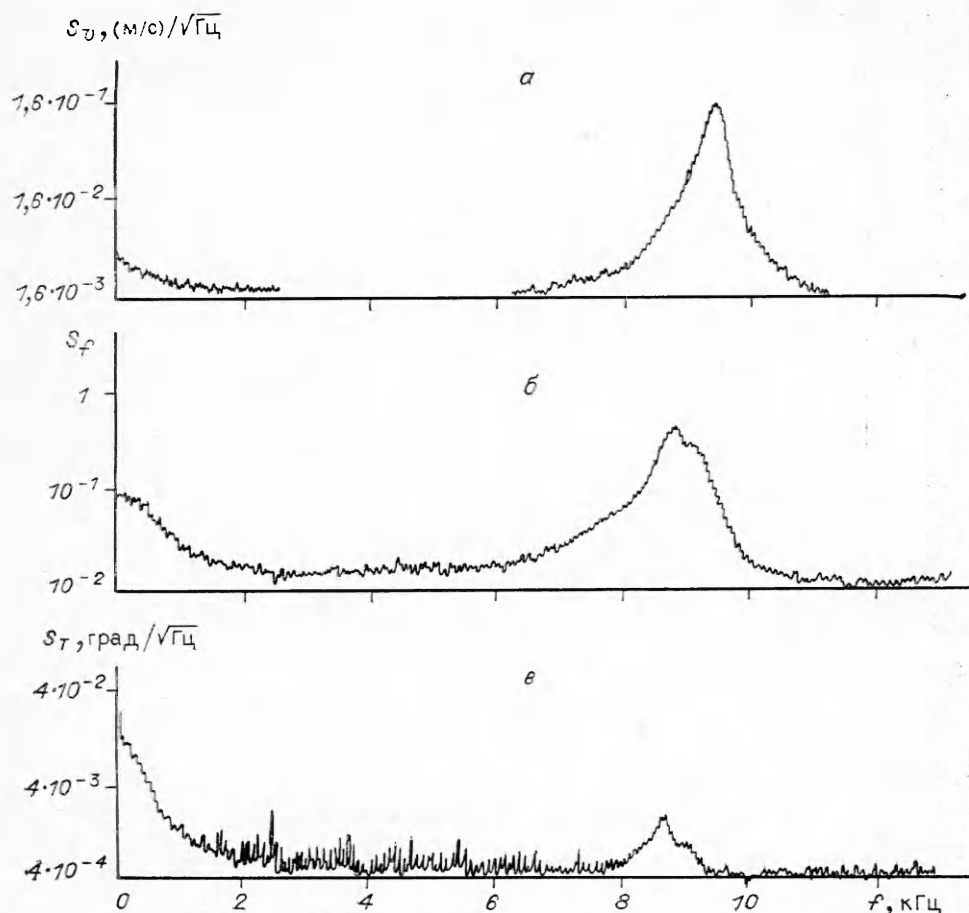
Р и с. 5

Какова причина изменения частоты вихревой дорожки? При  $Re > Re_1$  ее образование происходит из сдвигового течения, профилем которого формируется потоком, обтекающим цилиндр. Как показала визуализация (см., например, [8]), вихревая дорожка возникает из-за неустойчивости антисимметричной моды, нарастающей вниз по потоку. С изменением  $Re$  происходит деформация профиля скорости за цилиндром, и частота следования вихрей меняется. В этой связи интересно сравнить профили течений за

нагретым и ненагретым цилиндром при различных числах. Измерения проводились стандартным прибором DISA 56C — термоанемометром с системой компенсации температуры. Был использован датчик с двумя параллельными вольфрамовыми нитями толщиной 5 мкм и длиной  $\sim 3$  мм. Нити ориентировались параллельно обтекаемому цилиндру. Одна из них являлась термосопротивлением, а другая, расположенная ниже по течению на 1 мм, работала в режиме с перегревом, и с ее помощью измерялась скорость. Перемещая такой датчик в потоке, мы изучали профиль средней скорости  $v(y)$  ( $y$  — поперечная координата) на различных расстояниях от цилиндра (рис. 6). Эпюры I отвечают трем диаметрам, II — шести, III — девяти; а — в —  $Re = 60, 80, 100$ . Кружками показаны профили скорости для ненагретого цилиндра, крестиками — для нагретого до температур:  $\eta = 0,53; 0,46; 0,4$  (а — в — соответственно). Нагрев приводит к явно выраженному уменьшению скорости за цилиндром. Неточность, связанная с тем, что нить с перегревом располагается несколько ниже по течению, чем термосопротивление (там, где температура потока меньше), ведет лишь к снижению обнаруженного эффекта.

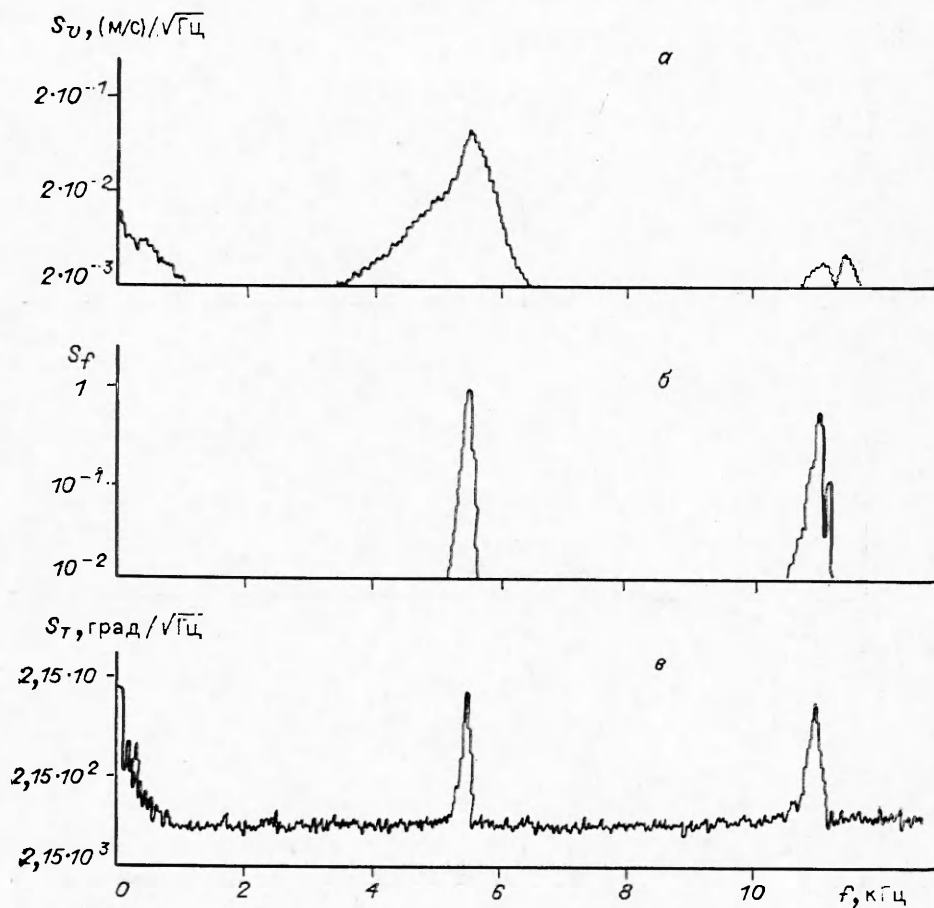


Р и с. 6



Р и с. 7

Из сравнения профилей на рис. 6 видно, что нагрев (аналогично уменьшению  $Re$ ) приводит к уменьшению скорости в следе за цилиндром. После того как выяснено, что нагрев влияет на характеристики нестационарных течений так же, как уменьшение  $Re$ , возникает вопрос о возможности управления перестройкой спектров пульсаций при  $Re \sim Re_{2,3}$ . Реализация такого управления показана на рис. 7, 8. Спектры среднеквадратичных пульсаций скорости за нагретым цилиндром (рис. 7, а и 8, а) получены при  $Re = 170$  и  $260$ . В первом случае срыв вихрей нерегулярный и ширина спектра  $\Delta f/f_0 = 0,11$ , во втором — квазирегулярный и  $\Delta f/f_0 = 0,06$ . Нагрев цилиндра ведет к существенной перестройке спектров пульсаций. Так, при  $Re = 170$  нагрев цилиндра до  $\eta = 0,64$  приводит к стабилизации схода вихрей (рис. 7, б), а при  $Re = 260$  ( $\eta = 0,54$ ) отрыв вихрей становится неустойчивым (рис. 8, б). Отметим, что при измерениях не применялась термокомпенсация, поэтому спектры рис. 7, б и 8, б, полученные при перегреве нити термоанемометра  $\Delta T_n \approx 300^\circ C$ , представляют, строго говоря, «смесь» пульсаций скорости и пульсаций температуры. Однако, как показали дополнительные измерения, сигнал, обусловленный пульсациями температуры, пренебрежительно мал. Для доказательства получены спектры пульсаций при работе термоанемометра в режиме термосопротивления ( $\Delta T_n \approx 0,02^\circ C$ ). Спектры пульсаций температуры в вихревой дорожке даны на рис. 7, в, 8, в. При  $Re = 170$  их среднеквадратичная амплитуда  $\Delta T_v \sim 1^\circ C$ . Для сравнения сигнала, обусловленного пульсациями температуры, с сигналом, вызванным пульсациями скорости, необходимо, чтобы  $\Delta T_v$  было порядка  $10^\circ C$  (в эксперименте не выполняется, поэтому спектры 7, б и 8, б отвечают пульсациям скорости).



Р и с. 8

Таким образом, экспериментально обнаружено, что при помощи нагрева цилиндра, обтекаемого потоком газа, можно эффективно управлять срывом вихрей. Это определяется, в первую очередь, зависимостью вязкости от температуры, причем, хотя тепловое воздействие сосредоточено в пограничном слое цилиндра, перестраивается весь след.

Автор благодарит М. И. Рабиновича и В. П. Реутова за полезные замечания и дискуссию, П. Р. Громова и А. Б. Зобнина — за помощь в эксперименте.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения.— М.: Мир, 1973.— Т. 1—3.
2. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках.— М.: Наука, 1982.
3. Чен И. Н. 60 лет исследования дорожек Кармана, пер. N 28967. Y. N. Chen. 60 Jahre der Forschung über die Karmanchen Winbelstrassen: Ein Rückblick // Schweiz. Bunzeitung.— 1973.— Bd 91, N 44.
4. Gerich D., Eckelmann H. Influence of end plates and free ends on the shedding frequency of circular cylinders // J. Fluid Mech.— 1982.— V. 122.— P. 109.
5. Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М. Теория тепло- и массопереноса.— Л.: Госэнергоиздат, 1961.
6. Blevins R. D. Flow-induced vibration.— N. Y.; London, 1977.
7. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1967.
8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1974.

г. Горький

Поступила 23/I 1989 г.,  
в окончательном варианте — 28/III 1989 г.