

На фиг. 3 представлены распределения: 1 — средней концентрации, 2 — средне-квадратичной концентрации. Видно, что распределение величины σ имеет характерный минимум при $r = 0$.

Здесь r — расстояние от оси струи.

На фиг. 2, б приведены результаты измерений вероятностей концентрации в области, где градиент средней концентрации близок к максимальному: точки 1, 2, 3 соответствуют значениям $r/x = 0.033, 0.067, 0.100$. Проведенные эксперименты свидетельствуют о том, что в этой области вероятность концентрации распределена по нормальному закону (сплошная линия на фиг. 2, б соответствует нормальному закону).

Автор благодарит С. Ю. Крашенинникова и А. Н. Секундова за внимание к работе и участие в обсуждении ее результатов.

Поступило 7 VIII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. Р. О плотности вероятности разности скоростей в двух точках однородного, изотропного турбулентного потока. ПММ, 1967, т. 31, вып. 6.
2. Ибрагимов М. Х., Петрищева Г. А., Таранов Г. С. Исследование турбулентных характеристик свободной круглой струи несжимаемого газа. Инж.-физ. ж., 1968, т. 14, № 3.
3. Хинце И. О. Турбулентность. Ее механизм и теория. М., Физматгиз, 1963.
4. Захаров Ю. Г. Анемометр с тлеющим разрядом. Ж. техн. физ., 1939, т. 9, вып. 21.
5. Corrsin S., Uberoi M. S. Spectra and diffusion in a round turbulent jet. NASA Rept, 1951, No. 1040.
6. Sunavala P. D., Hulse C., Thring M. W. Mixing and combustion in free and enclosed turbulent jet diffusion flames. Combustion and Flame, 1957, vol. 1, No. 2.
7. Corrsin S., Uberoi M. S. Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet. NASA Rept 1950, No. 998.

О ВОЗДЕЙСТВИИ НА СТРУЮ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, НАПРАВЛЕННОГО ВДОЛЬ ОСИ СТРУИ

С. И. ИСАТАЕВ, С. Б. ТАРАСОВ

(Алма-Ата)

Приводятся результаты экспериментального исследования влияния продольного акустического воздействия на распределения средней скорости, интенсивности турбулентности и энергетических спектров в круглой струе. Показано, что при таком воздействии доля энергии дискретных вихрей в начальном участке струи может достигать 97% при интенсивности турбулентности порядка 16%.

Воздействие на струю акустического поля, направленного поперек оси струи [1, 2] с частотой, которая совпадает с собственной частотой колебаний в струе, обусловленных образованием дискретных вихрей в начальном участке, вызывает изменение в осредненных и пульсационных характеристиках течения. Скорость вдоль оси струи падает быстрее, интенсивность турбулентности в начальном участке возрастает. В визуальной картине течения наблюдается более четкое формирование дискретных вихрей и более ранний переход к турбулентности [3]. Воздействие на струю звуком высокой частоты [2] называется обратный эффект. В этом случае осевая скорость падает медленнее и интенсивность турбулентности в начальном участке уменьшается. Значительные изменения структуры турбулентной струи вызывают пульсации скорости, создаваемые механическим турбулизатором — диском, установленным в сопле [4, 5].

Опыты проводились на струе, истекающей из круглого сопла диаметром 10 мм, со степенью поджатия 400 и длиной образующей 150 мм. На фиг. 1 приведена схема экспериментальной установки. В успокоительной камере 2 против сопла 1 расположен в конусе 4 акустический излучатель 3 мощностью 10 вт; установка снабжалась успокоительными сетками 5, для уменьшения интенсивности стоячих акустических волн стенки успокоительной камеры покрыты пористой резиной. Были также приняты меры для исключения передачи механической вибрации от вентилятора к диффузору и успокоительной камере. Измерения пульсаций скорости проводились электротермоанемометром постоянной температуры. Нить насадка термоанемометра имела толщину 7 мк и длину 1.5 мм. Энергетические спектры турбулентных

пульсаций измерялись многоканальным частотным анализатором спектра, описанным авторами в работе [8].

Пограничный слой на стенках сопла в эксперименте оставался ламинарным и на кромке сопла составлял 0.08 радиуса выходного сечения.

На расстоянии 2—3 диаметров сопла вниз по течению в энергетическом спектре турбулентности наблюдается «пик» на определенной частоте, которая связана с наличием регулярно образующихся в начальном участке струи энергосодержащих вихрей. Эту частоту уместно было бы назвать естественной частотой образования дискретных вихрей, так как она регистрируется при естественном (без воздействия) переходе к турбулентности.

Определим долю энергии дискретных вихрей в области пика энергетического спектра турбулентности соотношением

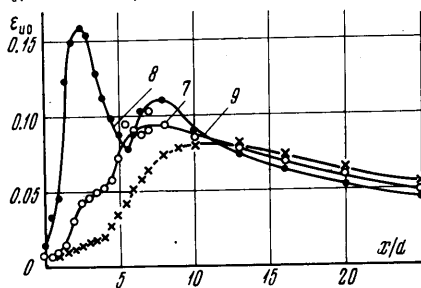
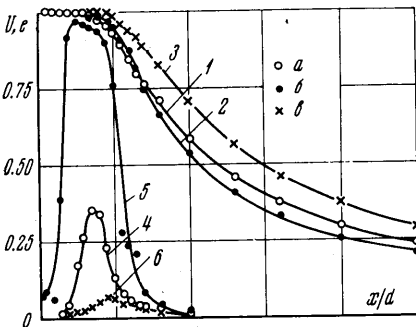
$$e = \frac{1}{e_\infty} \int_{n_1}^{n_2} E(n) dn, \quad e_\infty = \int_0^\infty E(n) dn \quad (1)$$

Здесь $E(n)$ — спектральная функция распределения кинетической энергии турбулентности по частотам; разность $n_2 - n_1$ соответствует узкой полосе частот, в которой наблюдается пик энергии.

Из энергетического спектра, который получен при помощи анализатора, имеющего набор фильтров с определенной полосой пропускания, можно вычислить долю энергии дискретных вихрей, используя соотношение (1), которое в этом случае имеет вид

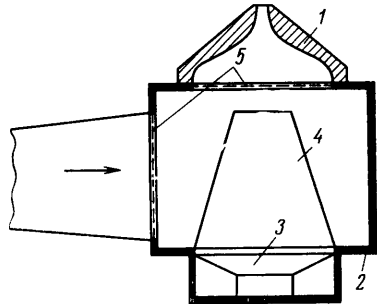
$$e = \frac{E_i \Delta n_i}{\Sigma}, \quad \Sigma = \sum_{k=1}^m E_k \Delta n_k \quad (2)$$

Здесь E_i — значение спектральной функции, вычисленное по показанию фильтра с максимальной величиной спектральной плотности напряжения; E_k — значение спектральной функции, соответствующее k -му фильтру; Δn_k — полоса пропускания k -го фильтра; m — число фильтров анализатора.



Фиг. 2

интенсивности турбулентности в струе. Режим насыщения наступал при звуковом давлении на кромке сопла, начиная с 60 дб.



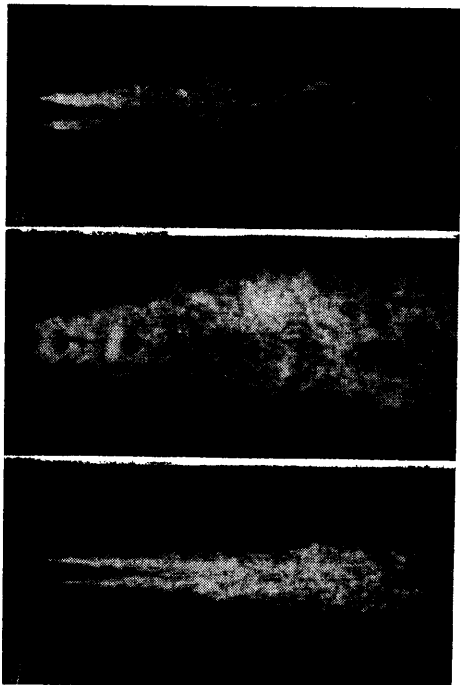
Фиг. 1

Для более точного определения энергии дискретных вихрей скорость струи подбиралась таким образом, чтобы пик в энергетическом спектре турбулентности без акустического воздействия строго совпадал с резонансной частотой одного из фильтров анализатора. При выбранной в приведенном случае скорости 30.5 м/сек пик энергетического спектра соответствовал частоте 1140 гц и строго совпадал с резонансной частотой 11-го фильтра анализатора. Полоса пропускания каждого фильтра частотного анализатора составляет 0.1 резонансной частоты.

Распределение средних и пульсационных скоростей на оси струи измерялось одновременно в каждом фиксированном значении для трех режимов течения: без акустического воздействия, при акустическом воздействии с частотой, совпадающей с естественной частотой образования вихрей и превышающей ее в 9—10 раз.

Эффект возбуждения зависит от интенсивности воздействия. Измерения проводились при максимальном эффекте воздействия (насыщения), т. е. когда дальнейшее увеличение мощности звука не вызывало изменения распределения ин-

О воздействии акустического поля, направленного вдоль оси круглой струи, можно сделать заключение по данным фиг. 2, на которой при числе Рейнольдса $R = 1.7 \cdot 10^4$ кривые 1, 2, 3 дают распределение средней скорости $U = u_m / u_0$ (отношение скорости потока на оси u_m к начальной скорости); кривые 4, 5, 6 — распределение энергии пульсации дискретных вихрей $\epsilon_{\omega} = \overline{u'^2} / u_0$ кривые 7, 8, 9 — распределение интенсивности турбулентности; точки a , b , c соответствуют значениям $S = 0, 0.36, 3.05$.

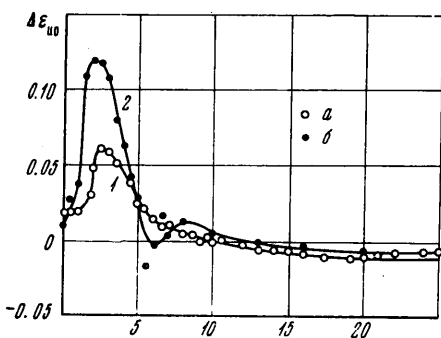


Фиг. 3

Такого довольно значительное увеличение турбулентности в начальном участке вызывает более быстрое затухание струи, как это можно заключить по фиг. 3, где даны тепловизионные искровые снимки подогретой струи воздуха $d = 10$ мм, $U_0 = 30.5$ м/сек (кадр a — без акустического воздействия, кадр b — при $S = 0.36$, кадр c — при $S = 3.05$). Начало формирования дискретных вихрей смещается ближе к срезу сопла (фиг. 3, b).

Воздействие на струю звука высокой частоты ($S = 3.05$), как и ожидалось на основании работы [2], вызывает обратный эффект (фиг. 3, c).

Наглядную картину механизма воздействия дают кривые (фиг. 2), рассчитанные по энергетическим спектрам турбулентности, снятым по оси струи. Величина ϵ , которая рассчитана по (2), показывает долю энергии пульсаций,



Фиг. 4

приходящуюся на область частот 1070—1210 гц (11-й фильтр анализатора имеет резонансную частоту 1140 гц и полосу пропускания 140 гц).

При $x/d = 3.5$ в струе без акустического воздействия доля энергии пульсаций, приходящаяся на дискретные вихри, составляет 35% всей энергии турбулентности (кривая 4). Воздействие на струю звуком частотой, совпадающей с собственной частотой образования вихрей, приводит к резкому росту (до 97%) доли энергии дискретных вихрей (кривая 5). Максимум перемещается ближе к срезу сопла до $x/d = 2.5$. Обратная картина наблюдается при воздействии на струю звуком высокой частоты (кривая 6). Максимальная доля энергии дискретных вихрей в этом случае становится равной 6.9%. Максимум перемещается дальше от кромки сопла до $x/d = 4.5$. Высокочастотный звук как бы затягивает формирование дискретных вихрей и значительно уменьшает долю их энергии, что приводит к менее интенсивному перемешиванию в начальном участке и струя затухает медленнее. На фиг. 4 представлено распределение разности $\Delta \epsilon_{\omega}$ между интенсивностью турбулентности при акустическом воздействии и без воздействия вдоль оси струи: a — при $S = 0.389$, $R = 1.35 \cdot 10^4$ (по экспериментальным данным работы [2]), b — при $S = 0.36$, $R = 1.7 \cdot 10^4$ (из эксперимента авторов).

Заметим, что в работе [2] исследовалось воздействие на струю звука, направленного поперек оси круглой струи. Более значительное увеличение интенсивности тур-

булентности в начальном участке струи ($x/d = 2-4$) в рассматриваемом случае можно объяснить тем, что звук, направленный из сопла, вдоль оси струи, вносит возмущения симметрично по всему периметру струи. Кроме того, он имеет наибольшую интенсивность у кромки сопла, следовательно, возмущения вносятся раньше и получают большее усиление уже за счет энергии струи.

Регистрируемая термоанемометром энергия пульсаций от звука на срезе сопла в режиме насыщения воздействия в проведенных опытах составляла относительно энергии струи $\sim 0.01\%$.

Поступило 7 VIII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Sato H. The stability and transition of a two-dimensional jet. J. Fluid Mech., 1960, vol. 7, pt 1.
2. Власов Е. В., Гиневский А. С. Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики турбулентной струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 4.
3. Becker H. A., Massaro T. A. Vortex evolution in a round jet. J. Fluid Mech., 1968, vol. 31, pt 3.
4. Вулис Л. А., Джаугаштин К. Е., Кельмансон И. А. Некоторые данные о влиянии турбулизатора на структуру течения в свободной струе. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1. М., «Энергия», 1968.
5. Вулис Л. А., Михасенко Ю. И., Хитриков В. А. Об аффективном «управлении» распространением свободной турбулентной струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
6. Исатаев С. И., Тарасов С. Б. Электронно-лучевой спектрометр для исследования спектра турбулентных пульсаций в потоках. В сб. «Проблемы энергетики и прикладной теплофизики», вып. 3, Алма-Ата, «Наука», 1966.

ДВИЖЕНИЕ ВЯЗКОГО ГАЗА В СЕКТОРНЫХ ГАЗОВЫХ ПОДШИПНИКАХ

В. С. ГРИГОРЬЕВ

(Ленинград)

Исследуется влияние изменения зазора во времени на аэродинамические характеристики секторного подшипника. Рассматривается цилиндрический подшипник, одна из скользящих поверхностей которого разделена осевыми канавками на ряд секторов. Поперечные размеры канавок велики по сравнению с шириной зазора в подшипнике, вследствие чего в них устанавливается давление окружающей среды. В пределах каждого сектора скользящая поверхность определенным образом профилируется. Если профиль с канавками нанесен на вращающейся поверхности (назовем такую конструкцию подшипником первого типа), то зазор зависит от времени, и задача является нестационарной. Для подшипника с канавками и профилем на неподвижной поверхности (второй тип) зазор не зависит от времени; соответствующая задача стационарна. В статье излагается метод расчета аэродинамических характеристик (коэффициента несущей способности и коэффициента момента сопротивления) указанных типов подшипников. Рассматривается плоская задача, а профиль несущей поверхности выбирается в виде синусоиды.

1. На фиг. 1 показан подшипник с профилированием вращающейся поверхности. Распределение давлений в зазоре такого подшипника описывается нестационарным уравнением Рейнольдса, которое в безразмерных величинах имеет вид [1]

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(h^3 p \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right) = \Lambda \left(2S \frac{\partial p h}{\partial t} + \frac{\partial p h}{\partial \varphi} \right) \quad \left(\Lambda = \frac{6\mu\omega R^2}{c^2 p_a}, S = \frac{n}{2\pi} \right) \quad (1.1)$$

Здесь φ — окружная координата, отсчитываемая от линии центров в направлении вращения; t — безразмерное время, отнесенное к периоду $T = 2\pi / n\omega$ (где n — число секторов, ω — угловая скорость вращения шипа); p — давление в смазочном слое, отнесенное к давлению окружающей среды p_a ; h — зазор в подшипнике, отнесенный к среднему зазору $c = R' - R$ (где R и R' — радиусы шипа и подшипника соответственно); Λ — число сжимаемости; μ — динамическая вязкость газа; S — число Струхала.

Пусть в начальный момент времени ($t = 0$) граница между двумя какими-либо секторами совпадает с направлением вектора смещения $O'O$ (фиг. 1). Первому сектору, расположенному слева от этой границы, присвоим номер 1, следующему за ним — 2 и т. д. Тогда безразмерный зазор, пренебрегая шириной канавки по сравнению