

3. Полученный результат позволяет объяснить эксперимент по ограничению частоты импульсно-периодического CO_2 -лазера [2]. Частота работы такого лазера при малых энерговкладах примерно в 2 раза меньше теоретической, определяемой смесью рабочей среды в разрядном промежутке и равной обратному времени пролета. Такое уменьшение частоты может быть обусловлено необходимостью выноса продуктов плазмохимических реакций из пограничного слоя в разрядном промежутке, что требует времени, близкого к времени формирования пограничного слоя на пластине. Как было показано выше, это время для ламинарного пограничного слоя в 2,6 раза больше времени пролета. Следует отметить, что для обеспечения устойчивости электрического разряда может сказаться достаточным обновления только основной части пограничного слоя, т. е. допустимое время должно быть несколько меньше времени $2,6 \cdot t_f$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой. М.: Физматгиз, 1962. 479 с.
2. Dzakovic G. S., Wutzke S. A. High-pulse-rate glow-discharge stabilization by gas flow.— J. Appl. Phys., 1973, v. 44, № 11, p. 5061—5063.
3. Oliver D. A. The prediction of interelectrode breakdown in magnetohydrodynamic generators.— Proc. 14-th Symp. on Engr. Aspects of MHD, Tullahoma, Tenn., April, 1974, VIII.6.1 — VIII.6.7.
4. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
5. Unsteady Turbulent Shear Flows. Symp., Toulouse, May 5—8, 1981. Ed. Michel R. e. a., Berlin e. a.: Springer, 1981, XXII. 424 p.
6. Шолохович Н. Ф. Модульный анализ и генерация программ решения задач теории пограничного слоя.— В кн.: Численные методы в аэродинамике. М., 1980, с. 83—94.
7. Cousteix J., Le Balleur J.-C., Houdeville R. Calcul des couches limites turbulentes instationnaires en mode direct ou inverse, écoulements de retour inclus.— Analyse des singularités.— Recherche Aérospatiale, 1980, № 3, p. 147—157.
8. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 342 с.

Москва

Поступила в редакцию
22.XII.1983

УДК 532.526.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРЫВА ВИХРЕЙ С НАКЛОННЫХ И ИЗОГНУТЫХ КРУГОВЫХ ЦИЛИНДРОВ

БЕГАК М. В., ДЕВНИН С. И., ЗАВАДОВСКАЯ Л. Г.

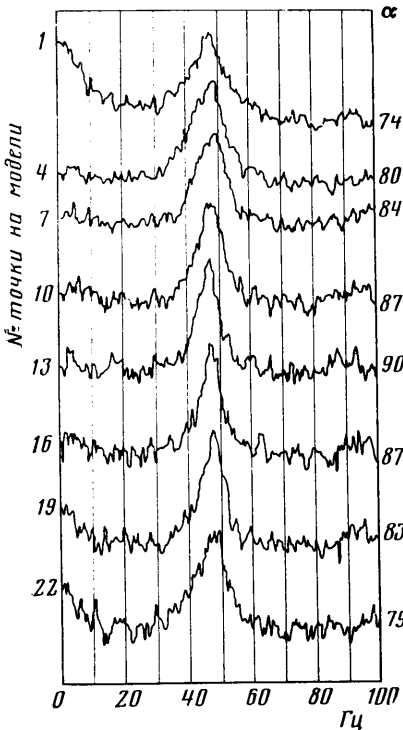
Исследование частоты отрыва вихрей с наклонных и изогнутых цилиндров проводилось в аэродинамической трубе, имеющей степень турбулентности 0,5%, с помощью термоанемометрической аппаратуры DISA55D01. Испытывались три модели одинакового диаметра: прямолинейная длиной 3,3 м; с осью постоянной кривизны (радиус кривизны 4,3 м, максимальная стрелка прогиба 0,33 м); с криволинейной осью, имеющей два радиуса кривизны (1,56 м и 3,64 м, максимальная стрелка прогиба оси модели равна 0,66 м, отстоит от одного из концов модели на 63% длины хорды). При этом хорды второй и третьей модели составляли 3,3 м. Каждая из моделей располагалась в рабочей части аэротрубы на поворотном круге, позволяющем ориентировать их различным образом в потоке. При этом угол натекания α измерялся как острый угол между касательной в исследуемой точке и направлением скорости V . Все модели были замаркированы в 24 точках. В следе за этими точками производились замеры пульсации скорости с помощью проволочных датчиков упомянутого термоанемометра. Частота отрыва вихрей определялась по записям узкополосных энергетических спектров продольных пульсаций скорости в следе за моделями. Испытания проводились в автоматической докритической области коэффициента силы лобового сопротивления ($Re=5 \cdot 10^4$).

Для прямолинейной модели число Струхала, подсчитанное по скорости $V_n = V \sin \alpha$, диаметру цилиндра и частоте отрыва вихрей для этой модели при различных углах натекания, остается практически постоянным и равным 0,19. Однако сказанное справедливо до значений угла натекания $\alpha=55^\circ$, при меньших значениях α в спектре отсутствуют максимумы.

Данные, полученные для криволинейных моделей, свидетельствуют о том, что при одном и том же общем направлении скорости набегающего потока частота отрыва вихрей во всех точках конструкции остается практически постоянной и не зависит от местного значения угла натекания. На фиг. 1 показана зависимость спектральной плотности пульсаций скорости в следе за цилиндром, изогнутым с постоянным

радиусом кривизны ($R=1,3$), от частоты пульсаций при заданных углах наклона хорды модели к вектору скорости α (градусы). Вызванные таким вихревым следом гидродинамические силы возбуждают вибрацию цилиндра с той же частотой.

Однако кривизна средней линии цилиндра оказывает влияние на ширину максимума спектра. Так, для модели с постоянным радиусом кривизны при углах натекания, меньших 64° , острый максимум сменяется тупым. Такое же явление наблюдается и для третьей модели. Назовем угол натекания, при котором происходит такое изменение формы спектра, предельным углом. При дальнейшем уменьшении угла натекания максимум спектра постепенно расплывается вплоть до полного исчезновения при углах натекания, меньших 55° , как это было при испытаниях прямой модели. Эти данные обобщены на графике фиг. 2, где по оси абсцисс отложен радиус кривизны цилиндрической конструкции, а по оси ординат — значение предельного угла. С помощью этого графика можно определить, в зону какого типа спектра пульсаций скорости в следе попадает реальная конструкция, имеющая тот или иной радиус кривизны.



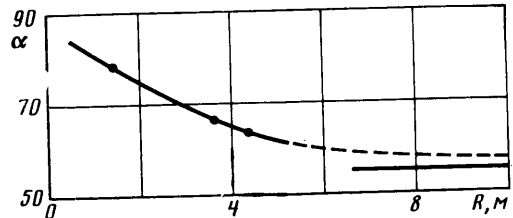
Фиг. 1

Сравнение спектров, полученных в одной и той же точке изогнутых моделей при изменении общего направления скорости набегающего потока, выявляет тенденцию уменьшения частоты с уменьшением угла общего направления скорости, которая была отмечена и для прямолинейной модели.

Таким образом, число Струхали зависит от кривизны конструкции двояко: во-первых, чем меньше радиус кривизны, тем меньше значение числа Струхали в точке, где касательная перпендикулярна вектору скорости; может быть предложена эмпирическая формула этой зависимости

$$Sh(R) = 0,19 - \frac{1}{1,4R^3}$$

во-вторых, при постоянной скорости набегающего потока уменьшение угла α между вектором скорости и касательной к оси модели, вызванное кривизной конструкции, влечет за собой при постоянстве частоты отрыва вихрей вдоль модели увеличение числа



Фиг. 2

Струхали обратно пропорционально $\sin \alpha$, т. е.

$$Sh_n = Sh(R) / \sin \alpha.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ван Атта. Экспериментальное исследование срыва вихрей с наклонных круговых цилиндров. — Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 5, с. 217–219.
2. Хэнсон. Срыв вихрей со стреловидных цилиндров. — Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 4, с. 231–232.
3. Кинг. Колебания наклонных круговых цилиндров вследствие срыва вихрей. — Теор. основы инж. расчетов, № 3, 1977, с. 155–164.

Ленинград

Поступила в редакцию
2.IV.1984