

импульса и диффузионный перенос массы. Это проявляется, в частности, в том, что все параметры течения в задачах о «вертикальных и горизонтальных слоях» при малых значениях числа Ag практически совпадают между собой (см. фиг. 3).

Второй режим реализуется при значениях числа Ag порядка 10^4 . Он характеризуется возникновением течения с одним или двумя (в случае, если задача симметрична относительно вертикальной плоскости) основными вихрями (см. фиг. 1, 2). Затухание течения такого типа происходит несколько медленнее, чем при «диффузионном» режиме течения (см. фиг. 3), однако конфигурация изолиний концентрации, как и в первом случае, меняется незначительно, что свидетельствует об относительно низкой интенсивности конвекции при значениях числа Ag порядка 10^4 .

Наконец, при значениях числа Ag порядка 10^5 и более имеет место третий — «многоциркуляционный» режим течения, при котором определяющим является конвективный перенос массы и импульса. При этом на начальной стадии, как и в предыдущем случае, возникает один или два основных вихря. Однако они оказываются более интенсивными, чем при «одноциркуляционном» режиме. Вследствие этого происходит значительная деформация изолиний концентрации (см. фиг. 4, 5), распределение плотности смеси в горизонтальных плоскостях становится немонокотным, что приводит к образованию дополнительных вихрей, которые в дальнейшем развиваются и взаимодействуют между собой. При этом происходит «дробление» объема легкого газа и, следовательно, улучшаются условия для диффузионного переноса массы. Именно этим объясняется увеличение скорости перемешивания (перегиб на кривой b на фиг. 3), имеющее место при переходе от «одно- к многоциркуляционному» режиму течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никулин Д. А., Потехин Г. С., Стрелец М. Х. Приближенная система уравнений для описания нестационарной концентрационной естественной конвекции в бинарных газовых смесях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5, с. 57—61.
2. Никулин Д. А., Стрелец М. Х. Расчет нестационарной концентрационной естественной конвекции в бинарных смесях газов с произвольным отношением плотностей.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 4, с. 27—31.
3. Ramshaw J. D., Trapp J. A. A numerical technique for Low-speed homogeneous two-phase flow with sharp interfaces.— J. Comput. Phys., 1976, v. 21, № 4, p. 438—453.
4. Суегин П. Е., Волобуев П. В. Барозффе́кт при взаимной диффузии газов в области высоких давлений.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Т. 4. Минск: Наука и техника, 1966, с. 132—142.

Ленинград

Поступила в редакцию
17.XI.1981

УДК 532.522.2

АВТОКОЛЕБАНИЯ ПЛОСКИХ ВСТРЕЧНЫХ СТРУЙ

ДЕНЩИКОВ В. А., КОНДРАТЬЕВ В. Н., РОМАШОВ А. Н.,
ЧУБАРОВ В. М.

Настоящая работа является продолжением [4], в которой было обнаружено явление автоколебания двух встречных плоских затопленных струй. Наличие или отсутствие автоколебаний наблюдалось визуально и регистрировалось на кинолентку при взаимодействии водяных струй в бассейне с прозрачными стенками в лабораторных условиях. Для визуализации струи подкрашивались путем добавления обычных чернил. Одиночная струя имеет устойчивое положение в плоскости истечения. Включение встречной струи приводит вначале к их столкновению, а затем струи начинают отклоняться в противоположные стороны. Амплитуда этого отклонения довольно значительна: в плоскости встречи она достигает величины порядка расстояния между соплами (5—20 см). По достижении максимального отклонения от начального положения начинается обратное движение струй. Двигаясь навстречу друг другу, они взовь сталкиваются в первоначальной плоскости, как бы по инерции проходят это положение и отклоняются в противоположные стороны. По существу, наблюдаются автоколебания, поскольку внешние условия не меняются, хотя первопричина этих колебаний пока не ясна.

Наряду с регулярным отклонением плоских струй от плоскости истечения происходит закручивание концов отклоненных струй: при нахождении правой струи вверху, а левой внизу, закручивание происходит по часовой стрелке; при противоположном положении струй — против часовой стрелки. В результате с обеих сторон от плоскости истечения формируются вихри, которые периодически меняют направление вращения.

В работе [1] была предложена полумпирическая формула для периода автоколебаний в зависимости от длин струй и скоростей истечения из сопел. Однако

длины струй в экспериментах определяются приближенно и являются производными величинами от граничных условий задачи, т. е. от взаимного расположения сопел, их геометрических размеров и полей скоростей на их срезах и на бесконечно большом удалении от них. Поэтому в данной работе сделана попытка получить формулу для периода автоколебаний как функцию граничных условий и свойств среды.

При нахождении периода автоколебаний T от параметров задачи обратимся к теории подобия и размерностей в механике [2]. Будем считать $T = T(u_1, u_2, \delta_1, \delta_2, L, \rho, \eta)$, где u_1, u_2 — скорость истечения жидкости из сопел, δ_1, δ_2 — поперечные размеры сопел, L — расстояние между соплами, ρ и η — соответственно плотность и коэффициент динамической вязкости жидкости. Образует из них следующие независимые безразмерные комбинации (критерии подобия):

$$\frac{\rho u_1 \delta_1}{\eta}, \quad \frac{\rho u_2 \delta_2}{\eta}, \quad \frac{\delta_1}{L}, \quad \frac{\delta_2}{L}$$

Первые два из них можно рассматривать как числа Рейнольдса Re_1 и Re_2 для каждой из струй. Следуя л-теореме [2], будем иметь

$$\frac{T}{T^*} = f \left(Re_1, Re_2, \frac{\delta_1}{L}, \frac{\delta_2}{L} \right), \quad T^* = \frac{\rho L^2}{\eta} \quad (1)$$

Найдем зависимость (1) экспериментальным путем.

Экспериментальная установка с водой в качестве рабочего вещества представляет собой несколько модернизированную установку, использованную в работе [1]. Например, сопла были профилированы по кривой Витошинского [3], что обеспечивало на выходе сопла более равномерный профиль средней скорости и подавляло турбулентные пульсации. С этой же целью в ресивере сопла устанавливались пластинка-рассекатель и хонейкомб (прокладка из тонкой слутанной проволоки). Специальные измерения поля течения из одиночного сопла при $\delta = 0,3$ см при помощи лазерного доплеровского измерителя скорости показали, что вблизи выходного сечения профиль средней скорости с точностью 5% имеет вид, близкий к прямоугольному, а величина пульсационных составляющих скорости не превышает 2% от средней величины. Средняя скорость истечения из сопла измерялась по расходу воды. Величина скорости истечения в опытах изменялась от нескольких сантиметров в секунду примерно до 100 см/с.

При наблюдении за автоколебаниями было замечено, что период T/T^* принимал максимальные значения, когда длины обеих струй l_1 и l_2 при встрече на оси симметрии были примерно одинаковы. Оказалось, что с точностью до погрешностей опыта (средняя квадратичная ошибка $\sim 7\%$) равенство длин струй наблюдается при равенстве их импульсов: $I_1 = \rho \delta_1 u_1^2 = \rho \delta_2 u_2^2 = I_2$. Заметим, что в случае одиночной плоской струи в сечениях, перпендикулярных к ее оси, величина импульса сохраняется [4].

Исходя из найденного условия симметрии течения, можно искать зависимость (1) не во всем диапазоне изменения критериев подобия, а лишь когда $I_1 \leq I_2$. Здесь и в дальнейшем условимся приписывать индекс 1 параметрам струи с меньшим удельным импульсом, т. е. $I_1 \leq I_2$.

На основании серий измерений искомую зависимость можно представить в виде

$$\frac{T}{T^*} = 0,34 Re_1^{1,40} Re_2^{-2,40} \left(\frac{\delta_1}{L} \right)^{-0,70} \left(\frac{\delta_2}{L} \right)^{1,15} = 0,34Z \quad (2)$$

Разброс экспериментальных данных относительно кривой 2 (фиг. 1) составляет около 22%, а средняя квадратичная ошибка $\sim 9\%$.

В случае автоколебаний двух равных струй ($\delta_1 = \delta_2, u_1 = u_2$) формула (2) переходит в

$$\frac{T}{T^*} = 0,34 Re^{-1,0} \left(\frac{\delta}{L} \right)^{0,45} \quad (3)$$

Формула (2) допускает следующую интерпретацию. Экспериментально найденные показатели степеней оказались связанными между собой таким образом, что формулу (3) можно записать в виде

$$\frac{T}{T^*} = 0,34 \left(\frac{\rho L I_1}{\eta^2} \right)^{0,70} \left(\frac{\rho L I_2}{\eta^2} \right)^{-1,20} \quad (4)$$

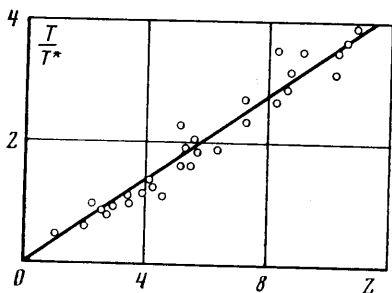
откуда для случая равных струй будем иметь

$$\frac{T}{T^*} = 0,34 \left(\frac{\rho L I}{\eta^2} \right)^{-0,50} \quad (5)$$

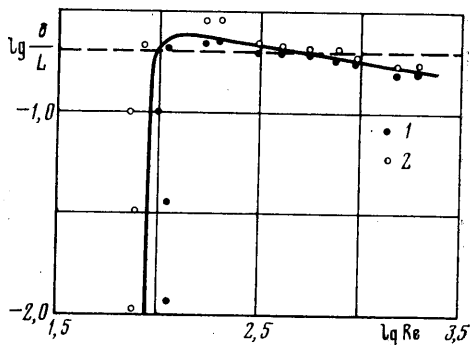
Из формул (4) и (5) следует, что величины I_1 , I_2 и L (при $\rho = \text{const}$, $\eta = \text{const}$) оказались определяющими период автоколебаний. Это согласуется с тем, что условие симметрии течения также выражается через величины импульсов: $I_1 = I_2$.

Найдем область существования автоколебаний в зависимости от значений критериев подобия. Рассмотрим случай равных струй. На фиг. 2 в координатах Re , δ/L показана граница между областями: точки 1 находятся в области существования автоколебаний, а точки 2 — где они отсутствовали. Оказалось, что при числах $Re < 90 - 100$ автоколебания отсутствуют при любом значении параметра δ/L . Здесь течение можно считать ламинарным. Сталкиваясь, струи растекаются так, как будто наталкиваются на стену, перпендикулярную направлению движения, в соответствии с решением задачи о соударении идеальных ламинарных струй [5].

При числах $100 \leq Re \leq 4800$ наблюдались или отсутствовали автоколебания в зависимости от величины параметра δ/L (увеличивать число $Re > 4800$ не позволяли параметры установки). Переходное значение отношения δ/L заключено в пределах



Фиг. 1



Фиг. 2

0,16–0,24 (или $L \approx (4-6)\delta$) для всего диапазона изменения чисел Re , т. е. место встречи струй при автоколебаниях располагалось на расстояниях не ближе $(2-3)\delta$ от среза сопла. В противном случае автоколебания прекращались, по-видимому, потому, что значительную часть длин струй начинала составлять ламинарная центральная часть — ядро. Заметим, что положение ядра свободной струи практически не зависит от скорости истечения и продолжается до значений $\approx 5\delta$ [6]. Например, при $\delta/L = 0,20$ (показано пунктиром на фиг. 2) и $Re \leq 100$ течение устойчиво, ламинарно. В диапазоне $100 \leq Re \leq 550$ — переходная к турбулентности зона с автоколебаниями, и при $Re \geq 550$ — турбулентное течение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Денчиков В. А., Кондрагьев В. Н., Ромашов А. Н. О взаимодействии двух встречных струй. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 6, с. 165–167.
2. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972, 440 с.
3. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974, 592 с.
4. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. Интегральные методы расчета. М.: Машиностроение, 1979, 400 с.
5. Биркгоф Г., Сарантонелло Э. Струи, следы и каверны. М.: Мир, 1964, 466 с.
6. Лебедев И. В. Расширение потока в ограниченном пространстве. М., 1963, 56 с.

Москва

Поступила в редакцию
7.IX.1981

УДК 532.529.4:536.25

ДЕФОРМАЦИЯ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫМ ДВИЖЕНИЕМ

ПШЕНИЧНИКОВ А. Ф., ТОКМЕНИНА Г. А.

Экспериментально и теоретически исследована термокапиллярная конвекция в тонком горизонтальном слое жидкости с деформируемой поверхностью. Показано, что термокапиллярное движение вызывает существенное искривление свободной поверхности жидкости, если средняя толщина слоя не превышает 1–2 мм.

При исследовании термокапиллярной конвекции обычно предполагается, что движение жидкости не вызывает деформацию свободной поверхности [1, 2]. В условиях наземных экспериментов это предположение хорошо выполняется, если тол-