

ЛИТЕРАТУРА

1. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford: Clarendon Press, 1961. 652 p.
2. Nakagawa Y., Frenzen P. A theoretical and experimental study of cellular convection in rotating fluids // *Tellus*. 1955. V. 7. № 1. P. 1–21.
3. Бубнов Б. М., Сенаторский А. О. Влияние граничных условий на конвективную устойчивость вращающегося горизонтального слоя жидкости // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1988. № 3. С. 124–129.
4. Rossby H. T. A study of Benard convection with and without rotation // *J. Fluid Mech.* 1969. V. 36. Pt2. P. 309–335.
5. Boubnov B. M., Golitsin G. S. Experimental study of convective structures in rotating fluids // *J. Fluid Mech.* 1986. V. 167. P. 503–531.

Москва

Поступила в редакцию
29.IV.1988

УДК 532.516

ВАСИЛЬЕВ С. А.

РАСЧЕТ ТРЕХМЕРНОГО ТЕЧЕНИЯ В НЕПОДВИЖНЫХ И ВРАЩАЮЩИХСЯ КАНАЛАХ С ПРОНИЦАЕМЫМИ СТЕНКАМИ

Для стационарного ламинарного течения несжимаемой вязкой жидкости во вращающемся канале квадратного поперечного сечения с заглушенным концом и двумя перпендикулярными к оси вращения проницаемыми стенками представлены результаты численного интегрирования полных уравнений Навье – Стокса. Отмечено образование зон возвратного течения.

Рассмотрим установившееся во времени течение несжимаемой вязкой жидкости в канале квадратного поперечного сечения $2h \times 2h$, который вращается с постоянной угловой скоростью ω вокруг поперечной оси. Стенки канала попарно перпендикулярны или параллельны оси вращения, а одна или несколько стенок проницаемы и через них осуществляется отсос жидкости.

Введем декартову систему координат x, y, z , жестко связанную с каналом и ориентированную так, чтобы ось y была направлена по оси вращения, ось z – параллельно ограничивающим стенкам в сторону течения; начало координат расположим в центре входного сечения. Уравнения относительного движения запишем в безразмерном виде, выбирая за масштабы размер h и среднерасходную скорость W_m на входе в канал

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p_* - 2K \frac{\omega}{\omega} \times \mathbf{V} + \frac{1}{\text{Re}} \Delta \mathbf{V} \quad (1)$$

$$p_* = p - \frac{\rho \omega^2 r^2}{2}, \quad \text{Re} = \frac{W_m h}{\nu}, \quad K = \frac{\omega h}{W_m}, \quad \text{div } \mathbf{V} = 0 \quad (2)$$

где \mathbf{V} – вектор скорости с компонентами u, v, w ; p_* – модифицированное давление, p – давление, r – расстояние до оси вращения; Re – число Рейнольдса, K – параметр вращения.

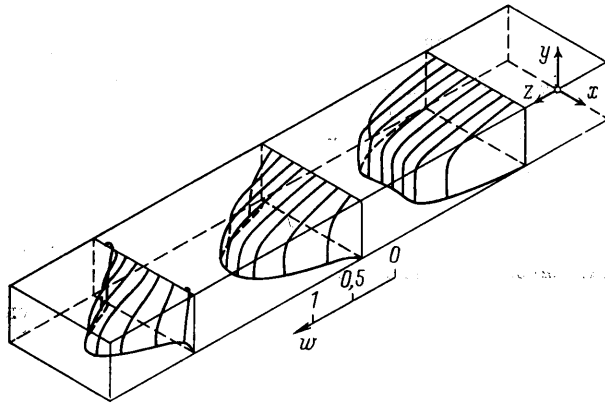
На всех ограничивающих непроницаемых стенках задается условие прилипания, на проницаемых – распределение скорости отсоса. Задача доопределяется условиями на входе и выходе из канала или на заглушенном торце.

Для нахождения численных решений используется схема, в основе которой лежит метод установления в сочетании с методом искусственной сжимаемости. В уравнение (1) вводится член с производной по фиктивному времени установления, а уравнение несжимаемости записывается в релаксационной форме

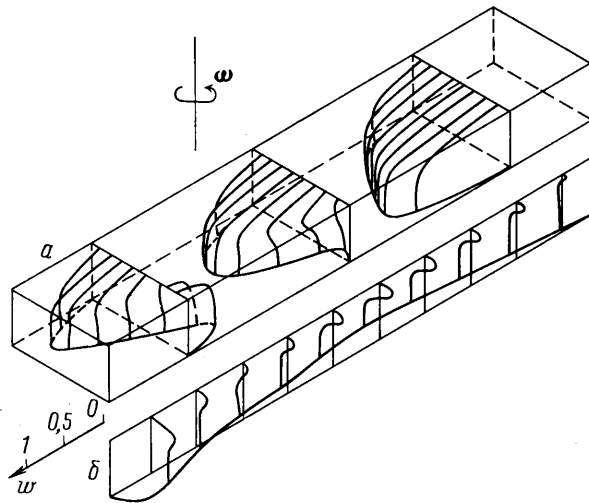
$$A \partial p_* / \partial t + \text{div } \mathbf{V} = 0$$

где A – итерационный параметр. Далее задача формулируется относительно приращений компонент скорости и давления на n -м временном слое и расщепляется по пространственным координатам. Пространственные производные аппроксимируются центральными разностями на сетке метода маркеров и ячеек со смещенными узлами. Вычисления реализуются последовательными прогонами вдоль координатных направлений. Аналогичная схема предложена ранее в [2]; новым элементом является учет действия кориолисовой силы.

В рассматриваемой задаче эффекты, обусловленные отсосом и вращением, приводят к большим градиентам скорости у стенок, перпендикулярных к оси y . Для



Фиг. 1



Фиг. 2

улучшения разрешающей способности численного метода был осуществлен переход к новой координате y_1 , связанной с y соотношением

$$y = \frac{\text{sign } y_1}{1 - \exp(-a)} |1 - \exp(-a|y_1|)|$$

Здесь a — параметр экспоненциального преобразования. Интегрирование в новых координатах x, y_1, z проводилось на равномерной сетке.

Описанная выше схема применялась для расчета течения в заглушенном канале в условиях, когда торцевая и боковые стенки (параллельные оси вращения) полагались непроницаемыми, а через стенки, перпендикулярные к оси вращения, осуществлялся равномерный отсос. Данная задача симметрична относительно плоскости $y=0$, поэтому течение рассчитывалось только в области $0 \leq y \leq 1$. Разностная сетка содержала $16 \times 16 \times 44$ узлов со значением параметра неравномерности сетки $a=1,4$.

Ниже приводятся результаты, полученные для канала длиной $L=10$ h , числа $Re=100$ и параметра вращения K , изменявшегося от 0 до 0,2. Распределения продольной составляющей скорости в отсутствие вращения ($K=0$) изображены на фиг. 1 в трех нормальных сечениях с координатами $z=5/3, 5, 25/3$. На входе задавался равномерный профиль скорости ($u=0, v=0, w=1$). Результаты указывают на образование двух зон возвратного течения у стенок $x=\pm 1$ по мере продвижения к заглушенному торцу.

Расчеты течения во вращающемся канале проводились для линейного входного профиля продольной составляющей скорости $w=1+2Kx$, соответствующего течению с близкой к нулю абсолютной завихренностью на входе. Поле течения при $K=0,2$ иллюстрируется на фиг. 2; распределения $w(x, y)$ (а) изображены для значений z , указанных выше для фиг. 1; профили $u(y)$ в плоскости $x=0$ (б) приведены для значений z с шагом 20/21, начиная с $z=25/42$; масштаб для w и u один и тот же. Сравнение фиг. 2, а с фиг. 1 показывает, что влияние вращения существенно: отрыв от стенки $x=-1$ подавляется, а у стенки $x=1$ развивается обширная зона с большими отрицательными значениями скорости. Максимальная скорость возвратного течения при $K=0; 0,1; 0,2$ составляет 11, 38, 48% W_m . Расстояние от точки отрыва до торцевой стенки в плоскости $y=0$, которое можно рассматривать как протяженность зоны возвратного течения, для тех же значений K соответственно равняется 3,8; 5,7; 6,4. С ростом K наблюдается тенденция к установлению однородности поля w вдоль оси вращения y , характерная для течений вращающейся жидкости, в том числе для течений во вращающихся каналах [3]. Фигура 2, б показывает, что в формировании поля течения важную роль играет перетекание жидкости в направлении оси x .

Автор признателен Е. М. Смирнову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев С. А., Смирнов Е. М. Течение вязкой жидкости во вращающемся канале с проницаемыми стенками (двумерное приближение) // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 5. С. 30–34.
2. Егоров Ю. Э., Колешко С. Б. Применение метода дробных шагов для численного решения уравнений несжимаемой вязкой жидкости в естественных переменных // Газодинамика и теплообмен. Л.: Изд-во ЛГУ, 1984. Вып. 8. С. 80–92.
3. Смирнов Е. М., Юркин С. В. О течении жидкости по вращающемуся каналу квадратного поперечного сечения // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 24–30.

Ленинград

Поступила в редакцию
25.IV.1988

УДК 532.517.2

ГЛАГОЛЕВ А. И., ЗУБКОВ А. И., ЛЯГУШИН Б. Е., ПАНОВ Ю. А.

ОБТЕКАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ПРЕПЯТСТВИЙ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА РЕБРАХ ДВУГРАННЫХ УГЛОВ

Проведено исследование обтекания сверхзвуковым потоком с числом $M=3$ и $P_0=1,2$ МПа цилиндрических препятствий, расположенных в плоскости симметрии на ребрах внешних и внутренних двугранных углов на расстоянии $l_0=140$ мм от передней кромки модели, состоящей из двух пересекающихся плоских заостренных пластин, при наличии турбулентного пограничного слоя на гранях угла. Линейный угол двугранного угла моделей γ изменялся дискретно от 45 до 310°. Использовались сменные цилиндры с диаметрами $d=16$ и 10 мм и переменной высотой $h=0-64$ мм. Модели были дренированы вдоль оси симметрии и лучей, исходящих из центра основания цилиндра и наклоненных к ребру модели под углами $\varphi=30, 60$ и 90°. Давление измерялось датчиками ИКД. Результаты измерения обрабатывались с помощью вычислительного комплекса ИВК-1. Обтекание модели фотографировалось через прибор Теплера. Перед экспериментом поверхность модели покрывалась маслосажевым раствором. После эксперимента распределение визуализирующего состава фотографировалось и проводились измерения размеров области отрывного течения, возникающего вблизи препятствия.

Обтекание сверхзвуковым потоком трехмерных препятствий на плоских и криволинейных поверхностях довольно хорошо изучено. Описание схемы течения и ее особенностей можно, например, найти в работах [1–3] и др. В общих чертах схема обтекания препятствий, расположенных на ребрах двугранных углов, остается такой же, как и обтекание препятствия на плоской пластине. Перед препятствием вследствие взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем происходит отрыв пограничного слоя и образование незамкнутого пространственного отрывного течения. На плоской пластине пограничный слой в каждом сечении однороден. Как показали исследования, результаты которых изложены, например, в [4–5], течение в пограничном слое в окрестности ребра носит сложный характер. Оно характеризуется не только утолщением пограничного слоя, но и образованием систем продольных вихрей. Характер пограничного слоя влияет на его взаимодействие со скачком уплотнения. Кроме того, затруднение растекания из области отрывного те-