

оценить влияние турбулентности на их движение. Процесс движения до остановки характеризуется незначительным изменением формы и размера вихревой пары во всем исследованном диапазоне чисел Фруда и Рейнольдса, а безразмерные величины времени движения до остановки и максимального вертикального смещения лишь слабо зависят от числа Фруда. Сравнение с невязкими моделями показывает, что предположения о сохранении формы и размера [6] при движении пары вихрей до остановки реалистичны. Модель [7], которая при тех же значениях числа Фруда предсказывает сильное изменение формы и движение без остановки, не соответствует результатам экспериментов. Как показали прямые численные расчеты [8] и анализ экспериментальных данных, сближающее действие вихревой пелены, по-видимому, компенсируется влиянием вязкой диффузии, приводящей к уносу завихренности из вихревой пелены в след.

ЛИТЕРАТУРА

1. Уиднелл Ш. Структура и динамика вихревых нитей // Вихревые движения жидкости. М.: Мир, 1979. С. 126–159.
2. Hecht A. M., Bilanin A. J., Hirsh J. E., Snedecker R. S. Turbulent vortices in stratified fluids // AIAA Journal. 1980. № 7. V. 18. P. 738–746. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика. 1980.)
3. Hecht A. M., Bilanin A. J., Hirsh J. E. Turbulent trailing vortices in stratified fluids // AIAA Journal. 1981. № 6. V. 19. P. 691–698. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика. 1981.)
4. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977. 431 с.
5. Tulin M. P., Schwartz J. Hydrodynamic aspects of waste discharge // J. Hydronaut. 1972. V. 6. № 1. P. 8–15.
6. Saffman P. G. The motion of a vortex pair in a stratified atmosphere // Studies in Appl. Math. 1972. V. 11. № 2. P. 107–119.
7. Hill F. M. A numerical study of the descent of a vortex pair in a stably stratified atmosphere // J. Fluid. Mech. 1975. V. 7. № 1. P. 1–13.
8. Пискарев А. Л. Эволюция термиков в устойчиво стратифицированной среде: Препринт № 119. Горький: Ин-т прикл. физики АН СССР, 1985.
9. Идельчик И. Е. Аэрогидродинамика технологических аппаратов. М.: Машиностроение, 1983. 351 с.
10. Преснухин Л. Н., Шаньгин В. Ф., Шагалов Ю. А. Муаровые растровые датчики положения и их применение. М.: Машиностроение, 1969. 203 с.

Горький

Поступила в редакцию
17.IV.1986

УДК 532.542:536.42

ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ КАНАЛОВ С ИНТЕНСИВНЫМ ВДУВОМ

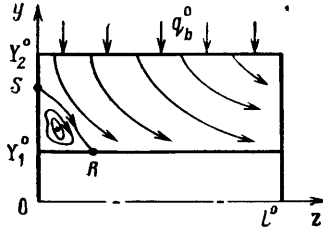
ЛЕБЕДЕВ А. С., СПИРИДОНОВ Ф. Ф.

Течения в каналах с интенсивным вдувом со стенок реализуются в процессах современной технологии. Развитые ламинарные и турбулентные течения такого типа изучались в [1–8]. При этом было установлено [5–8], что распределенный вдув в канал в несколько раз увеличивает значение характерного числа Рейнольдса перехода от ламинарного режима течения к турбулентному по сравнению с течением в канале с непроницаемыми стенками. Кроме того, было обнаружено, что на переход влияют условия на начальном участке у закрытого переднего торца канала. Характер течения в начальном участке плоского канала исследован в [9] численным интегрированием уравнений Навье – Стокса в диапазоне изменения числа Рейнольдса вдува Re_b от 10 до 300.

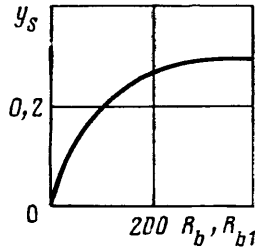
В данной работе численным интегрированием уравнений Навье – Стокса в диапазоне $10 \leq Re_b \leq 3000$ решены задачи о течениях в начальных участках плоского,

круглого и кольцевого каналов. За начальный участок принята часть течения, где локальное число Рейнольдса не превосходит критического значения [5-8].

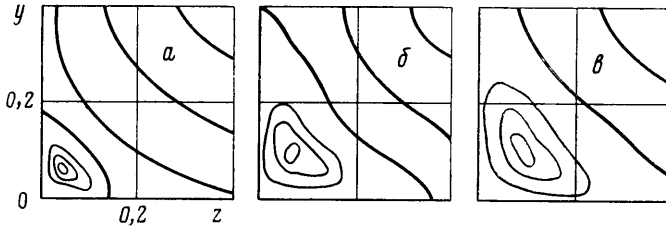
1. Рассматривается стационарное течение вязкой несжимаемой жидкости в канале, показанном на фиг. 1. Верхняя стенка канала проницаемая и через нее осуществляется вдув жидкости с постоянной скоростью q_b° . Предполагается, что $L^\circ \gg \Delta^\circ$, где $\Delta^\circ = Y_2^\circ - Y_1^\circ$.



Фиг. 1



Фиг. 3



Фиг. 2

Уравнения, описывающие течение и граничные условия в безразмерной форме, имеют вид

$$y^{2\nu} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\omega}{y^\nu} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\omega}{y^\nu} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] - R_b^{-1} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left[y^{3\nu} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\omega}{y^\nu} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[y^{3\nu} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\omega}{y^\nu} \right) \right] \right\} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{y^\nu} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{y^\nu} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = -\omega \quad \left(R_b = \frac{\rho^\circ q_b^\circ \Delta^\circ}{\mu^\circ} \right)$$

$$\psi = 0 \quad (y = Y_1), \quad \psi = \psi(0, Y_2) - q_b Y_2^\nu z \quad (y = Y_2), \quad \psi = \int_{Y_1}^y w_0 y_1^\nu dy_1 \quad (z = 0) \quad (1.2)$$

Здесь ω – завихренность, ψ – функция тока, w_0 – скорость вдува с переднего торца, ρ° – плотность, μ° – коэффициент динамической вязкости, z и y – координаты вдоль и поперек канала, $\nu = 0$ в плоском случае и $\nu = 1$ – в осесимметричном, индексом градус помечены размерные величины.

В качестве масштабов длины и скорости в (1.1), (1.2) используются ширина канала Δ° и скорость вдува q_b° .

Граничные условия для ψ и ω на границе $z=L$ находятся экстраполяцией из расчетной области, значения ω на проницаемой ($y=Y_2$) и непроницаемых границах вычисляются в процессе решения с использованием условия отсутствия скольжения. В случае, когда $y=Y_1$ – плоскость или ось симметрии, полагается $\omega(z, 0) = 0$.

2. Задача (1.1), (1.2) решалась численно известным конечно-разностным методом [6] на неравномерных сетках в диапазоне $10 \leq R_b \leq 3000$ при $0 \leq Y_1 \leq 1000$. Скорость сходимости была существенно повышена за счет организации релаксационного циклического процесса с параметрами Чебышева для ψ . Значения ω в поле течения

рассчитывались с коэффициентом релаксации 0,5 и на границах — с коэффициентом релаксации 0,1, что стабилизировало вычислительный процесс. Устойчивые, не зависящие от размеров сетки решения были получены на сетках 40×50 на ЭЦВМ БЭСМ-6. Критерием сходимости служила максимальная относительная невязка завихренности на двух последующих итерациях: $|\delta\omega| \leq 1 \cdot 10^{-4}$. Дополнительно на границе $z=L$ полученное решение контролировалось на соответствие с известными аналитическими решениями [1, 2, 7].

3. В результате расчетов течения в плоском канале для случая $w_0=0$ получена структура потока, в целом аналогичная приведенной в [5] (см. фиг. 1). Вблизи угла при $y=Y_1$ наблюдается рециркуляционное течение, которое отделено от регулярного течения типа Бермана сепаратрисой SR . Наличие данной сепаратрисы в потоке не отмечено в [5]. Характер развития течения при изменении числа Рейнольдса вдува показан на фиг. 2, $a - в$ для значений $R_b=10, 100$ и ≥ 300 .

В процессе вычислений выяснено, что замена плоскости симметрии непроницаемой границей не изменяет характера течения при $v=0$.

В осесимметричном случае при $Y_1=0$ вне зависимости от того, является ли z осью симметрии или непроницаемой границей, в указанном диапазоне изменения R_b рециркуляционное течение обнаружено не было. Кроме того, для осесимметричного случая в результате расчетов было установлено, что влияние изменения положения непроницаемой границы $y=Y_1$ при фиксированной скорости вдува ($R_b = \text{const}$) на величину рециркуляционной зоны аналогично влиянию изменения величины R_b (изменения скорости вдува) в плоском случае. Так, при $R_b=100$ и значениях $Y_1=0,1; 1,0$ и $Y_1 \geq 3,0$ картина течения при $v=1$ практически совпадает с показанной на фиг. 2.

Таким образом, введением модифицированного числа Рейнольдса $R_{b1}=Y_1R_b$ течения в плоском и осесимметричном кольцевом каналах могут быть отождествлены. Общая для обоих случаев зависимость положения точки S от величины числа Рейнольдса вдува показана на фиг. 3. Здесь необходимо отметить, что априорное введение числа R_{b1} как характерного для течения в кольцевом канале со вдувом отнюдь не очевидно.

В обоих случаях вдув через границу Y_1Y_2 со скоростью $w_0 \leq 0,1$ практически не изменяет картину течения. При увеличении значения скорости вдува через эту границу до $w_0 \approx 0,5$ происходит резкая перестройка течения, вихревая зона исчезает. Точное значение w_0 , при котором происходит указанная перестройка течения, расчетами получено не было.

В заключение необходимо обратить внимание на топологический аспект рассматриваемого движения жидкости, указывающий на необходимость существования в потоке сепаратрисы SR , отделяющей рециркуляционное течение от течения типа Бермана. В [8] показано, что течения вязкой жидкости должны удовлетворять некоторым топологическим равенствам. В частности, общее число особых точек векторного поля скорости в произвольном плоском сечении потока подчиняется соотношению

$$(\Sigma_N + 1/2 \Sigma_{N'}) - (\Sigma_S + 1/2 \Sigma_{S'}) = 1 - n \quad (3.1)$$

где n — порядок связности области, Σ_N, Σ_S — количества особых точек типа полюса или седла соответственно, $\Sigma_{N'}, \Sigma_{S'}$ — количества особых точек типа полуполюса или полуседла по терминологии [8] соответственно.

В рассматриваемом случае $\Sigma_N=1$ (центр вращения вихря), $\Sigma_{N'}=\Sigma_S=0$. Поэтому из (3.1) следует $\Sigma_{S'}=2$. Действительно, наличие сепаратрисы SR в потоке порождает две особые точки векторного поля скорости типа полуседла (точки S и R). Интересно то обстоятельство, что изменение геометрии — переход от плоского канала к осесимметричному, а также от круглого канала к кольцевому — приводит к изменению топологии течения в силу соотношения (3.1). С практической точки зрения наличие на границе Y_1Y_2 точки типа S (точки отрыва потока) позволяет сделать вывод о возможности здесь повышенных значений тепловых потоков в реальных конструкциях технологических аппаратов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Berman A. S.* Laminar flow in channels with porous walls.— J. Appl. Phys., 1953, v. 24, № 9, p. 1232—1235.
2. *Taylor G.* Fluid flow in regions bounded by porous surfaces.— Proc. Roy. Soc., London, Ser. A, 1956, v. 234, № 1199, p. 456—475.
3. *Yuan S. W.* Turbulent flow in channels with porous walls.— J. Math. and Phys., 1959, v. 38, № 3, p. 166—171.
4. *Олсон, Эккерт.* Экспериментальное исследование турбулентного течения в пористой круглой трубе с равномерным вдувом газа через стенку.— Тр. Америк.-ва инж.-мех. Сер. Е, Прикл. механика, 1966, т. 38, № 1, с. 7—20.
5. *Варапаев В. Н., Ягодкин В. И.* Об устойчивости течения в канале с проницаемыми стенками.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 5, с. 91—95.

6. *Варапаев В. Н., Ягодкин В. И.* Об устойчивости некоторых непараллельных течений вязкой несжимаемой жидкости в канале.— Изв. АН СССР. МЖТ, 1970, № 4, с. 125—129.
7. *Свириденков А. А., Ягодкин В. И.* О течениях в начальных участках каналов с проницаемыми стенками.— Изв. АН СССР. МЖТ, 1976, № 5, с. 43—48.
8. *Ерошенко В. М., Зайчик Л. П., Рабовский В. Б.* Расчет устойчивости течения в круглой трубе со вдувом.— ПМТФ, 1984, № 3, с. 82—86.
9. *Варапаев В. Н.* Течение вязкой жидкости в начальном участке плоского канала с пористыми стенками.— Изв. АН СССР. МЖТ, 1969, № 4, с. 178—181.
10. *Госмен А. Д., Пан В. М., Ранчел А. К. и др.* Численные методы исследования течений вязкой жидкости. М.: Мир, 1972. 324 с.
11. *Terrill R. M.* Flow through a porous annulus.— Appl. Scient. Res., 1967, v. 17, № 3, p. 204—222.
12. *Hunt J. C. R., Abell C. J., Peterka J. A., Woo H.* Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization.— J. Fluid Mech., 1978, v. 86, pt 1, p. 179—200.

Бийск

Поступила в редакцию
25.II.1985