дачи ε в исследуемом диапазоне $\bar{l}$ для всех значений параметра $\bar{S}$ возрастает незначительно.

ВЫВОДЫ

1. При больших $\bar{l}$ влияние центральной струи на интенсификацию теплоотдачи более значительно, чем соседних боковых струй. Это объясняется выравниванием скорости истечения воздуха из щелей решетки.

2. При малых $\bar{l}$ влияние центральной струи снижается, а роль соседних боковых струй возрастает, так как имеется неравномерность скоростей истечения между центральной и боковыми струями. Эта неравномерность объясняется тем, что центральная струя имеет гораздо большее сопротивление на пути истечения потока воздуха.

3. Рост $Re_н$ усиливает влияние соседних боковых струй на интенсификацию теплоотдачи при малых $\bar{l}$. Это влияние более значительно для малых $\bar{S}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Роткоп Л. Л., Спокойный Ю. Е. Обеспечение тепловых режимов при конструировании радиоэлектронной аппаратуры. – М.: Сов. радио, 1976. – 232 с.
2. Дыбан Е. П., Мазур А. И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. – Киев: Наукова думка, 1982. – 303 с.
3. Экспериментальное исследование теплоотдачи и сопротивления пучков АВО из биметаллических труб / В. Б. Кунтыш, А. Э. Пиир, А. И. Егоров и др. // Энергетика... (Изв. высших учеб. заведений). — 1977. — № 12. — С. 89—93.
4. Кунтыш В. Б., Кузнецов Н. М. Тепловой и аэродинамический расчеты оребренных теплообменников воздушного охлаждения. — С.-Петербург.: Энергоатомиздат, 1992. – 280 с.

Представлена кафедрой
промышленной теплоэнергетики

Поступила 27.12.1996

УДК 532.516

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН И ВИХРЕВАЯ ДИНАМИКА В УСЛОВИЯХ ПРИСТЕНОЧНОГО СКОЛЬЖЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Докт. физ.-мат. наук, проф. ШАБЛОВСКИЙ О. Н.

Гомельский политехнический институт

Одно из перспективных направлений интенсификации теплообмена в каналах связано с управлением течением и теплообменом с помощью формирования организованных крупномасштабных вихревых структур. В данной статье изложены результаты исследования гидродинамических и тепловых эффектов, проявляющихся при двумерном нестационарном течении вязкой жидкости, когда на внутренней стенке трубы имеется скольжение и температурный скачок. Явление пристеночного скольжения наблюдается как при движении ньютоновских жидкостей вдоль пористой стенки, так и при течении некоторых неньютоновских жидкостей. Представленные результаты важны при исследовании энергетической эффективности охлаждения в теплообменных аппаратах различного назначения.

Плоское двумерное неустановившееся течение несжимаемой жидкости определяется уравнениями [1]:

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{i\kappa}}{\partial x_\kappa}; \quad \frac{dv_\kappa}{dx_\kappa} = 0; \quad i, \ \kappa = 1{,}2; \quad x_1 = x; \quad x_2 = y;$$

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = -\frac{\partial q_\kappa}{\partial x_\kappa} + \Phi; \quad q_i = -\lambda \frac{dT}{\partial x_i}; \quad \rho, c_p - \text{const}. \tag{1}$$

Здесь Ф — диссипативная функция; по повторяющемуся индексу к проводится суммирование; остальные обозначения – общепринятые.

Классическая модель вязкой ньютоновской несжимаемой жидкости имеет вид

$$\tau_{ij} = 2\mu e_{ij}.$$

Реологическое уравнение состояния жидкости с релаксирующими вязкими напряжениями (модель Максвелла) возьмем в форме записи:

$$\tau_{ij} + \gamma \frac{d\tau_{ij}}{dt} = 2\mu e_{ij}; \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_\kappa \frac{\partial}{\partial x_\kappa}, \tag{2}$$

используя оператор субстанциональной производной; γ — время релаксации.

Исследование возникновения и распространения завихренности ω на основе модели (2) принципиально важно с методологической позиции, а именно: учет релаксации вязких напряжений позволяет рассмотреть эволюцию гидродинамических параметров под влиянием конечной скорости распространения возмущений [2, 3]. Условия скольжения и температурного скачка применяем в достаточно общем виде, по своей структуре аналогичном тому, что получен в кинетической теории газов:

$$\vec{v} - \zeta \frac{\partial \vec{v}_\tau}{\partial n} - \zeta_v \frac{\partial T}{\partial \vec{\tau}} = \vec{v}_w; \quad T = T_w + \zeta_T \frac{\partial T}{\partial n} - \chi \frac{\partial v_\tau}{\partial \tau}, \tag{3}$$

где $\vec{v}_w, T_w$ – скорость и температура границы;

коэффициенты $\zeta, \zeta_v, \zeta_T, \chi$ зависят от свойств жидкости и стенки и характеризуют модель скольжения;

$\vec{\tau}, \vec{n}$ – единичные векторы касательной и нормали в точке границы.

При обезразмеривании уравнений применяем масштабы величин, допускающие инвариантность размерной и безразмерной форм записи.

Для полных уравнений движения (1) вязкой жидкости можно построить скалярный потенциал $\xi = \xi(x, y, t)$ – независимую переменную лагранжева типа – аналог функции тока:

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} \equiv \xi_x = -v_1 - \frac{\partial A}{\partial y}; \quad \frac{\partial \xi}{\partial y} = -v_2 \neq 0;$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} \equiv \xi_t = \left(p' - \tau_{22}\right)\rho^{-1} + v_2^2 + \frac{\partial \eta}{\partial x}; \tag{4}$$

$$y + \int\limits_{\xi_0}^{\xi} \frac{d\xi}{v_2(x, \xi, t)} = y_0(x, t); \quad \frac{\partial y_0}{\partial x} = \left(\frac{\xi_x}{v_2}\right)_{\xi = \xi_0}; \quad \frac{\partial y_0}{\partial t} = \left(\frac{\xi_t}{v_2}\right)_{\xi = \xi_0},$$

где $p = p' + \rho D(t)$; A, η — вспомогательные функции.

Подробные формулы преобразования уравнений (1) к переменным x, ξ, t имеются в [4]. Отметим свойства функций $A(x,y,t), \xi(x,y,t)$:

1) для завихренности жидкости имеем $2\omega = \partial^2 A / \partial y^2$;

2) условие непротекания $v_n = 0$: $\left(v_1\xi_x + v_2\xi_y + \xi_t\right)_{\xi=\xi_0} = 0$ соответствует условию полной интегрируемости уравнения $d\xi = 0$;

3) вдоль непроницаемой линии $\xi = \xi_0 \equiv \text{const}$ выполняется условие прилипания $v_t = 0$, если $(\partial A / \partial y)_{\xi=\xi_0} = 0$.

Применение скалярного потенциала вида (4) в качестве независимой переменной позволило рассмотреть некоторые внутренние течения вязких жидкостей и обнаружить новые свойства вихря скорости, проявляющиеся на фоне эффекта пристеночного скольжения. Приведем здесь, опустив промежуточные выкладки, основные результаты.

Изотермическое скольжение ньютоновской жидкости вдоль неподвижной стенки $x = 0$: на линии скалярного потенциала $\xi = \xi_i \equiv \text{const}$ качественное поведение завихренности $\omega_i = \omega(\xi_i, 0, t)$ определяется решением типа фундаментального решения уравнения теплопроводности

$$\omega_i \sim \frac{a_1}{(\pi \nu t)^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-y_1^2 / 4\nu t\right); \; a_1, y_1 - \text{const}.$$

Это означает, что связь ω_i с кинематической вязкостью $\nu = \mu / \rho$ имеет ясно выраженный немонотонный характер. С ростом $\nu > 0$ завихренность сначала увеличивается, достигает максимума, после чего плавно уменьшается. На стенке зависимость завихренности ω_i от вязкого касательного напряжения $(\tau_{12})_{x=0}$ монотонно возрастающая и близка к линейной.

Неизотермическая автомодельная стадия вязкой релаксации. Вязкоупругая жидкость (2) движется в плоском кольцевом секторе; применяются полярные координаты r, φ. Рассматривается температурный интервал, в котором ρ, c_p, μ, λ можно считать постоянными, а время релаксации вязких напряжений зависит от температуры

$$\gamma = \gamma_0 \left[1 - \exp \gamma_1 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right]; \; \lambda_1 (T_0 - T) \le 0; \; \gamma_0, \gamma_1 - \text{const}.$$

Здесь $T_0(r)$ заранее неизвестна и характеризует жидкость в отрелаксировавшем состоянии: $T \to T_0\,(r)$, $\gamma \to 0$. Движение жидкости происходит между отрезками лучей $\varphi = \varphi^i$ и дугами окружностей радиусов $r = r^i$, $i = 0,1$, совершающими вращательное движение в одном направлении вокруг центра на неподвижной плоскости с постоянными угловыми скоростями $U^i / r^i \ne 0$. Внешняя и внутренняя дуги проницаемы; радиальные скорости подачи и протекания жидкости через эти границы заданы. Температура дуг Ψ^i постоянна. Условия скольжения и температурного скачка (3) записываются в форме $r = r^i$:

$$w - U^i = \zeta^i \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{a^i}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial \varphi}; \; T - \Psi^i = \beta^i \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{b^i}{r} \cdot \frac{\partial w}{\partial \varphi}, \; 0 < r^0 < r^1,$$

где w — трансверсальная компонента скорости.

Изучен автомодельный процесс, в котором все гидродинамические и тепловые параметры течения зависят от двух аргументов: радиуса r и автомодельной переменной φ — Bt типа распространяющейся волны. Решение найдено в виде локально сходящихся функциональных рядов по степеням

$$s = \alpha \exp(-\kappa\xi);\ 0 < \alpha < 1;\ \kappa < 0;\ \xi \in (-\infty,\ 0];\ \mathrm{Re} < 50;\ \mathrm{Pr} < 20.$$

Формулы нулевого приближения характеризуют распределение термогидродинамических параметров при $\gamma \to 0$. Анализ решения и числовые расчеты показали, что: 1) для рассматриваемого температурного интервала, в котором вязкость постоянна, завихренность очень слабо реагирует на неизотермичность процесса; 2) связь T / T^0 с $\tau_{r\varphi} / \tau^0_{r\varphi}$ на линии скалярного потенциала вдоль радиуса немонотонная — имеет максимум; 3) температурный скачок на границе зависит прежде всего от разности температур границ и его коэффициентов:

$$\frac{T_0(r^0) - \Psi^0}{\Psi^0} = \frac{\beta^1}{(\beta^0 - \beta^1 + r_*)}\left[\Psi^1 - \Psi^0 + 9\,\mathrm{Pr}\,\nu_* r_* - b_*\right];\quad \frac{r^0}{r^1 - r^0} > 1; \tag{5}$$

$$r_* = \frac{r^0}{3\,\mathrm{Pr}}\left[1 - \left(\frac{r^0}{r^1}\right)^{3\,\mathrm{Pr}}\right];\quad \nu_* = \frac{4\nu^2}{3(r^0)^3} + \frac{b_0^2}{5(r^0)^5};\quad b_* = b_*\left(\mathrm{Pr},\ \frac{r^0}{r^1}\right),$$

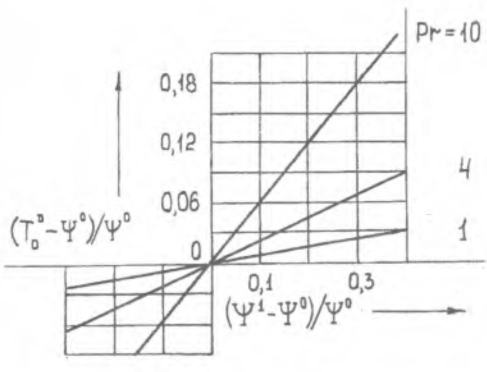

Рис. 1. Влияние разности температур стенок трубы на температурный скачок

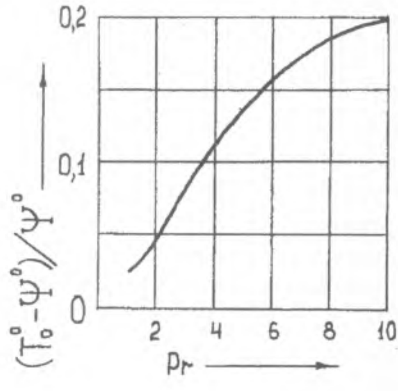

Рис. 2. Зависимость температурного скачка на стенке от числа Прандтля

в правой части (5) доминируют члены, связанные с $\Psi^1 - \Psi^0$; по мере увеличения числа Прандтля $\mathrm{Pr} = c_p\mu/\lambda$ скачок температуры монотонно возрастает (рис. 1, 2); 4) в отрелаксировавшем состоянии связь завихренности с числом Рейнольдса является линейной, $\lambda \to 0$, $\omega^0 = \mathrm{Re}(\tau_{r\varphi})^0 / 6$, $\mathrm{Re} = \rho v^0 r^0 / \mu$; 5) завихренность потока в значительной степени обусловлена кинематическим фактором — угловой скоростью граничных дуг — и монотонно растет с увеличением этой скорости; 6) с ростом коэффициента скольжения ζ модуль завихренности уменьшается; по мере удаления от стенки с бо́льшим коэффициентом скольжения зависимость ω от радиуса достигает максимума и резко возрастает у стенки, на которой эффект прилипания проявляется сильнее;

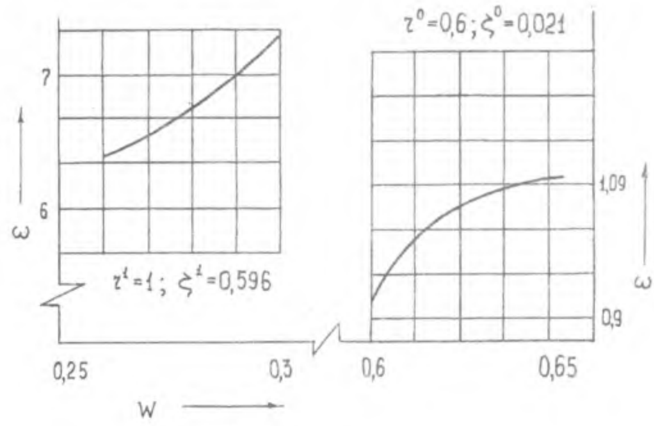

Рис. 3. Связь завихренности потока со скоростью скольжения жидкости на границах

поведение завихренности в зависимости от скорости скольжения представлено на рис. 3; 7) связь вихря скорости с вязким касательным напряжением на стенке близка к линейной как в изотермическом, так и в неизотермическом процессах.

Последние два свойства были отмечены и в случае неизотермического движения ньютоновской жидкости: течение в плоском кольцевом секторе; граничные дуги неподвижны и непроницаемы, на них происходит скольжение жидкости; коэффициенты вязкости и теплопроводности – убывающие степенные функции температуры; для построения скалярного потенциала применялись аргументы α, r, где $\alpha = (t + b)\exp(\kappa\varphi)$, $b > 0$. Среди свойств этого течения отметим еще, что профиль трансверсальной скорости в значительной степени определяется условиями скольжения на стенках, ее максимум смещен по радиусу в сторону стенки с бóльшим коэффициентом скольжения; нормальные и касательные вязкие напряжения монотонны по r, модуль касательного напряжения больше на той стенке, где скольжение невелико.

В заключение отметим, что термочувствительность вихря скорости обусловлена в первую очередь зависимостью динамической вязкости от температуры. Например, если $\mu \sim (\mu_0 + \mu_1 f)$, $f = f(T)$, то на проницаемой границе течения имеем $\omega^0 \sim \exp\left[-\mu_1 f(T^0) / \mu_0\right]$.

ВЫВОДЫ

1. Вихрь скорости в значительной степени формируется под влиянием эффекта скольжения.

2. Для ньютоновской жидкости связь завихренности с вязким касательным напряжением на стенке близка к линейной как в изотермическом, так и в неизотермическом течениях.

3. Среди нелинейных теплофизических параметров жидкости $c_p(T)$, $\mu(T)$, $\lambda(T)$, $\gamma(T)$ динамическая вязкость, зависящая от температуры, является ведущим фактором влияния неизотермичности на вихрь скорости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л о й ц я н с к и й Л. Г. Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1973. — 848 с.

2. Ш а б л о в с к и й О. Н. Влияние релаксации вязких напряжений на вихревое течение несжимаемой жидкости // Гидромеханика. — Киев: Наукова думка, 1991. — № 63. — С. 35—38.

3. Ш а б л о в с к и й О. Н. Стационарный сильный разрыв в потоке неоднородной жидкости и условия изменения типа уравнения для завихренности // Акустика неоднородных сред: Динамика сплошной среды. — Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО РАН, 1992. — Вып. 105. — С. 249—253.

4. Ш а б л о в с к и й О. Н. Класс плоских автомодельных движений неньютоновской жидкости с нелинейными теплофизическими свойствами // ИФЖ. — 1985. — Т. 48. — С. 129—136.

Представлена кафедрой
технической механики

Поступила 26.07.1996