

УДК 536.24

Давыденко Б.В.

Институт технической теплофизики НАН Украины

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ЗАЗОРЕ МЕЖДУ ВРАЩАЮЩИМСЯ ВНУТРЕННИМ И НЕПОДВИЖНЫМ ВНЕШНИМ КОАКСИАЛЬНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ

Числовим методом досліджено теплоперенос в зазорі між внутрішнім циліндром, що обертається, та нерухомим зовнішнім коаксіальними циліндрами. Для умов дисипації енергії в зазорі одержано залежності чисел Нуссельта від чисел Тейлора та Прандтля.

Численным методом исследован теплоперенос в зазоре между вращающимся внутренним и неподвижным внешним коаксиальными цилиндрами. Для условий диссипации энергии в зазоре получены зависимости чисел Нуссельта от чисел Тейлора и Прандтля.

By numerical method, a convective heat transfer in gap between rotating inner and stationary outer coaxial cylinders is explored. For the conditions of energy dissipation in a gap the Nusselt numbers dependences on Taylor and Prandtl numbers are obtained.

C_p – теплоемкость при постоянном давлении;

F – безразмерная плотность источников диссипативного тепловыделения;

l – длина цилиндра;

Nu – число Нуссельта;

p – давление;

Pr – число Прандтля;

Q – суммарная мощность источников тепловыделения;

\bar{q}_v – средняя плотность источников тепловыделения;

r_0 – радиус внутреннего цилиндра;

r_1 – радиус наружного цилиндра;

r – радиальная координата;

Re – число Рейнольдса;

T – температура;

Ta – число Тейлора;

z – осевая координата;

v_r – радиальная составляющая скорости;

v_z – осевая составляющая скорости;

Δ^z – безразмерная ширина зазора;

θ ; ϑ – безразмерная температура;

λ – коэффициент теплопроводности;

μ – динамический коэффициент вязкости;

ν – кинематический коэффициент вязкости;

ρ – плотность;

Φ – диссипативная функция;

ω – угловая скорость;

ω_0 – угловая скорость вращения ротора.

Индексы нижние:

0 – внутренний цилиндр;

1 – внешний цилиндр;

c – критическое значение;

dis – диссипативный;

m – модифицированный;

max – максимальный.

Как известно, характер ламинарного течения в зазоре между внутренним вращающимся и внешним неподвижным коаксиальными цилиндрами зависит от значения числа Тейлора (Ta), величина которого определяет возможность существования устойчивого режима течения. При устойчивом режиме, когда числа Тейлора не превышают критическое значение $Ta_c \approx 41,3$, траектории частиц жидкости в зазоре имеют вид концентрических окружностей, расположенных в плоскостях, перпендикулярных оси цилиндров. Течение в радиальном и осевом направлениях практически отсутствует. При $Ta > Ta_c$ поток теряет устойчивость, в результате чего в зазоре

образуются чередующиеся разнонаправленные тороидальные вихревые структуры (вихри Тейлора). Структура потока жидкости в значительной степени определяет характер протекания процессов теплопереноса в зазоре. В условиях устойчивого режима имеет место лишь кондуктивный перенос теплоты. После потери потоком устойчивости образовавшиеся вихри способствуют перемешиванию жидкости в зазоре, что ведет к повышению интенсивности теплообменных процессов.

Вопросам гидродинамической неустойчивости течения жидкости в зазорах посвящены многочисленные теоретические и экс-

периментальные исследования. Проблемы теплопереноса в зазорах при наличии вихрей Тейлора исследовались преимущественно экспериментальными методами. В экспериментах обычно рассматривается теплообмен между цилиндрическими поверхностями, имеющими различные температуры. Обобщенные результаты таких исследований рассмотрены в монографиях [1, 2]. Они представлены в виде степенных зависимостей чисел Нуссельта от чисел Тейлора и Прандтля, относящихся к некоторому интервалу отношений ширины зазора к радиусу внутреннего цилиндра. Следует отметить, что при уменьшении ширины зазора и увеличении угловой скорости вращения внутреннего цилиндра интенсифицируются тепловыделения в жидкости вследствие диссипации механической энергии. Дополнительные тепловыделения могут существенно

изменить характер теплообменных процессов в зазоре между цилиндрами, что необходимо учитывать при анализе температурных режимов различных технических устройств (роторно-пульсационных аппаратов, гидродинамических теплогенераторов и т.п). В условиях потери течением устойчивости влияние данного фактора усиливается вследствие значительного изменения структуры потока и интенсификации диссипативных тепловыделений.

В данной работе представлены результаты численного моделирования течения жидкости и теплопереноса в зазоре между внутренним вращающимся и наружным неподвижным цилиндрами при наличии тороидальных вихрей Тейлора. Численная модель строится на основании конечно-разностного решения обезразмеренной системы уравнений:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial(V_R R)}{\partial R} + \frac{\partial V_Z}{\partial Z} = 0; \quad (1)$$

$$V_R \frac{\partial V_R}{\partial R} + V_Z \frac{\partial V_R}{\partial Z} - \Omega^2 R = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V_R}{\partial R} \right) - \frac{V_R}{R^2} + \frac{\partial^2 V_R}{\partial Z^2} \right); \quad (2)$$

$$V_R \frac{\partial V_Z}{\partial R} + V_Z \frac{\partial V_Z}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial V_Z}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 V_Z}{\partial Z^2} \right); \quad (3)$$

$$\frac{V_R}{R^2} \frac{\partial(R^2 \Omega)}{\partial R} + V_Z \frac{\partial \Omega}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{R^3} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^3 \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} \right). \quad (4)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial(R V_R \Theta)}{\partial R} + \frac{\partial(V_Z \Theta)}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Re Pr}} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} \right) + \eta \Phi, \quad (5)$$

где

$$\Phi = 2 \left(\frac{\partial V_R}{\partial R} \right)^2 + 2 \left(\frac{V_R}{R} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V_Z}{\partial R} \right)^2 + \left(R \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right)^2 + \left(R \frac{\partial \Omega}{\partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_R}{\partial Z} + \frac{\partial V_Z}{\partial R} \right)^2,$$

$$R=r/r_0; \quad Z=z/r_0; \quad V_R = v_r/(\omega_0 r_0); \quad V_Z = v_z/(\omega_0 r_0); \quad \Omega = \omega/\omega_0; \quad P=p/(\rho \omega_0^2 r_0^2).$$

В данной модели теплофизические свойства жидкости считаются постоянными, влияние термогравитационной конвекции не учитывается. Безразмерными параметрами, определяющими характер течения жидкости и теплопереноса в зазоре, являются числа $Re = \omega_0 r_0^2 / \nu$; Pr ; $\Delta = (r_1 - r_0) / r_0$; $L = l / r_0$, а также параметр η , характеризующий интенсивность протекания диссипативных процессов в зазоре. Число Тейлора

$Ta = \frac{\omega_0 r_0 (r_1 - r_0)}{\nu} \sqrt{\Delta}$, являющееся критерием устойчивости течения в зазоре, может быть представлено в виде $Ta = Re \sqrt{\Delta^3}$.

В случае $T_0 > T_1$ безразмерная температура в уравнении (5) задается, как $\vartheta = (T - T_1) / (T_0 - T_1)$, а параметр η при диссипативной функции Φ имеет вид:

$$\eta = \frac{\nu \omega_0}{C_p (T_0 - T_1)}.$$

Граничные условия для системы уравнений (1) – (5) имеют вид:

при $R = 1$: $V_R = 0$; $V_z = 0$; $\Omega = 1$; $\vartheta = 1$;

при $R = 1 + \Delta$: $V_R = 0$; $V_z = 0$; $\Omega = 0$; $\vartheta = 0$;

при $Z = 0$: $V_R = 0$; $V_z = 0$; $\frac{\partial \Omega}{\partial Z} = 0$; $\frac{\partial \vartheta}{\partial Z} = 0$;

при $Z = L$: $V_R = 0$; $V_z = 0$; $\frac{\partial \Omega}{\partial Z} = 0$; $\frac{\partial \vartheta}{\partial Z} = 0$.

При устойчивом режиме течения в зазоре ($Ta < Ta_c$) скорости V_R ; V_z равны нулю, а величины P ; Ω и ϑ зависят лишь от радиуса R . Для таких условий решение задачи о течении жидкости в зазоре имеет вид:

$$\Omega(R) = \frac{1}{((1 + \Delta)^2 - 1)^2} \left[\frac{(1 + \Delta)^2}{R^2} - 1 \right]. \quad (6)$$

В случае $(T_0 - T_1) \gg \nu \omega_0 / C_p$ слагаемым $\eta \Phi$ в правой части уравнения энергии (5) можно

пренебречь. Влияние диссипативных тепловыделений на теплообмен в зазоре при этом не учитывается. В этом случае решение уравнения (5) при ($Ta < Ta_c$) имеет вид:

$$\vartheta(R) = 1 - \frac{\ln(R)}{\ln(1 + \Delta)}, \quad (7)$$

а числа Нуссельта, представленные, как:

$$Nu_i = -\ln(1 + \Delta) R_i \left. \frac{\partial \vartheta}{\partial R} \right|_{R=R_i}, \quad (8)$$

где $i=0; 1$, оказываются при ($Ta < Ta_c$) равными единице.

При ($Ta > Ta_c$) течение в зазоре теряет устойчивость. При этом на основное окружное течение накладывается вторичное вихревое движение в осевых сечениях зазора между цилиндрами, вследствие чего траектории частиц жидкости в зазоре становятся спиралевидными. Поля скорости и температуры в этом случае могут быть найдены из конечно-разностного решения системы уравнений (1)-(5). Для исследования закономерностей теплообмена в зазоре между цилиндрами при наличии в потоке вихрей Тейлора решение рассматриваемой задачи выполняется для $40 < Ta < 350$; $0,1 < \Delta < 0,001$; $L/\Delta = 6; 8$; $Pr = 0,7$ (воздух); $4,5$ (вода); 160 (масло). Система дифференциальных уравнений (1)-(5) записывается в конечно-разностной форме. Система разностных уравнений решается методом матричной прогонки [3].

Как показали результаты численных исследований, при $Ta < 41$ вихреобразование в осевом сечении цилиндра практически не наблюдается. При $Ta > 41$ в зазоре начинают генерироваться чередующиеся тороидальные вихри. Количество вихрей оказывается равным отношению L/Δ (в рассматриваемой задаче L/Δ – целое число). Вихри имеют приблизительно одинаковый размер и оказываются несимметричными относительно полюса вращения. На перифериях вихрей векторы скорости, направленные в сторону неподвижного внешнего ци-

линдра, по модулю оказываются большими, чем векторы скорости, направленные в противоположную сторону. Максимальные значения радиальной составляющей скорости на перифериях вихрей $(V_R)_{\max}$ увеличиваются с ростом числа Ta . Наиболее интенсивный рост $(V_R)_{\max}$ наблюдается при $50 < Ta < 55$. Так при $Ta=50$ значение данной скорости составляет лишь $(V_R)_{\max} \sim 10^{-6}$, а при $Ta=55$ оно уже оказывается равным 0,011. При $Ta=150$ значение $(V_R)_{\max}$ увеличивается до 0,032.

Характер конвективного теплопереноса в зазоре существенно зависит от структуры течения жидкости. Как следует из результатов численного решения уравнения энергии (5),

полученных без учета влияния диссипативных тепловыделений ($\eta=0$), при $Ta < 50$ зависимость температуры жидкости от радиальной координаты практически точно описывается выражением (6). Изотермы, построенные в осевом сечении зазора, имеют вид прямых, параллельных образующим цилиндров. В интервале $50 < Ta < 55$ вследствие значительного увеличения завихрения потока, температурное поле в зазоре начинает существенно деформироваться, а конвективный теплоперенос при этом значительно интенсифицируется. Изотермы в осевом сечении становятся волнообразными линиями. При дальнейшем увеличении чисел Ta формы изотерм приобретают более сложный периодический характер (рис.1).

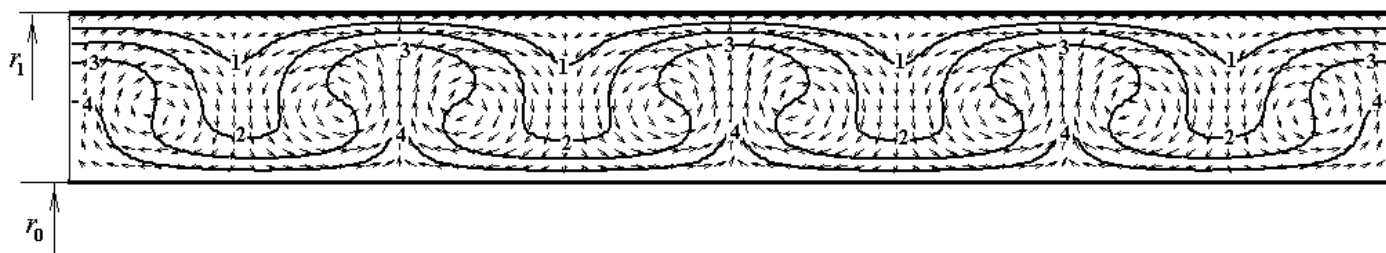


Рис. 1. Структура течения и температурное поле в зазоре между цилиндрами при $Ta=65$; $\Delta=0,1$; $Pr=4,5$: 1 – $\theta=0,2$; 2 – $0,4$; 3 – $0,6$; 4 – $0,8$.

Как видно из рис. 1, величины радиальных градиентов температуры у поверхностей цилиндров периодически изменяются в осевом направлении. Участки поверхностей, около которых изотермы сгущаются и радиальные градиенты температуры максимальны, сменяются участками, на которых значения градиентов температуры убывают. В соответствии с этим изменяются вдоль поверхностей внутреннего и наружного цилиндров локальные числа Нуссельта, рассчитанные по формуле (8). Как видно из (рис. 2), характер изменения чисел $Nu(Z)$ вдоль поверхности – периодический. Кривая (1), относящаяся к теплоотдаче с поверхности внутреннего цилиндра, более пологая, чем кривая (2), соответствующая теплоотдаче к поверхности внешнего цилиндра. Максимумы на

кривой (1) соответствуют тем значениям Z , при которых наблюдаются минимумы на кривой (2). Максимальные значения чисел Nu для внутренней цилиндрической поверхности оказываются на 25 % меньше максимальных значений Nu для наружной поверхности.

Зависимости от числа Тейлора осредненных по поверхностям цилиндров чисел Нуссельта (\overline{Nu}) для различных значений Pr и Δ представлены на рис. 3. По оси абсцисс вместо числа Ta отложены соответственные значения $Ta_m = Ta/\sqrt{f_g}$, где, согласно [4],

$$f_g = \frac{0,05766(1 + \Delta/2)}{0,0571(1 - 0,652\Delta) + 0,00056(1 - 0,652\Delta)^{-1}},$$

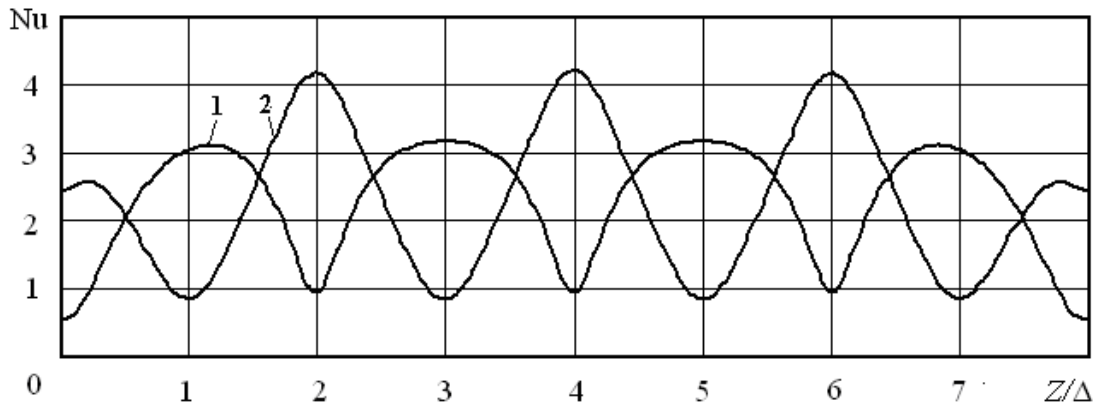


Рис. 2. Изменение чисел Нуссельта вдоль поверхностей внутреннего (1) и наружного (2) цилиндров при $Ta=65$; $\Delta=0,1$; $Pr=4,5$.

Как видно из рис. 3, при $Ta_m < 50$ для всех рассматриваемых чисел Pr и Δ значения \overline{Nu} равны единице. В интервале $50 < Ta_m < 55$ наблюдается стремительный рост величин \overline{Nu} . При $Ta_m > 55$ числа \overline{Nu} монотонно увеличиваются с ростом чисел Ta_m и Pr . Числа \overline{Nu} увеличиваются

также с уменьшением относительной ширины зазора Δ . Однако указанное влияние Δ на интенсивность теплопереноса при уменьшении данной величины ослабевает. Так, например, при уменьшении Δ от 0,1 до 0,01 число \overline{Nu} для случая $Ta=350$; $Pr=160$ увеличивается на 11 %, а при уменьшении Δ от 0,01 до 0,001 – лишь на 3,5 %.

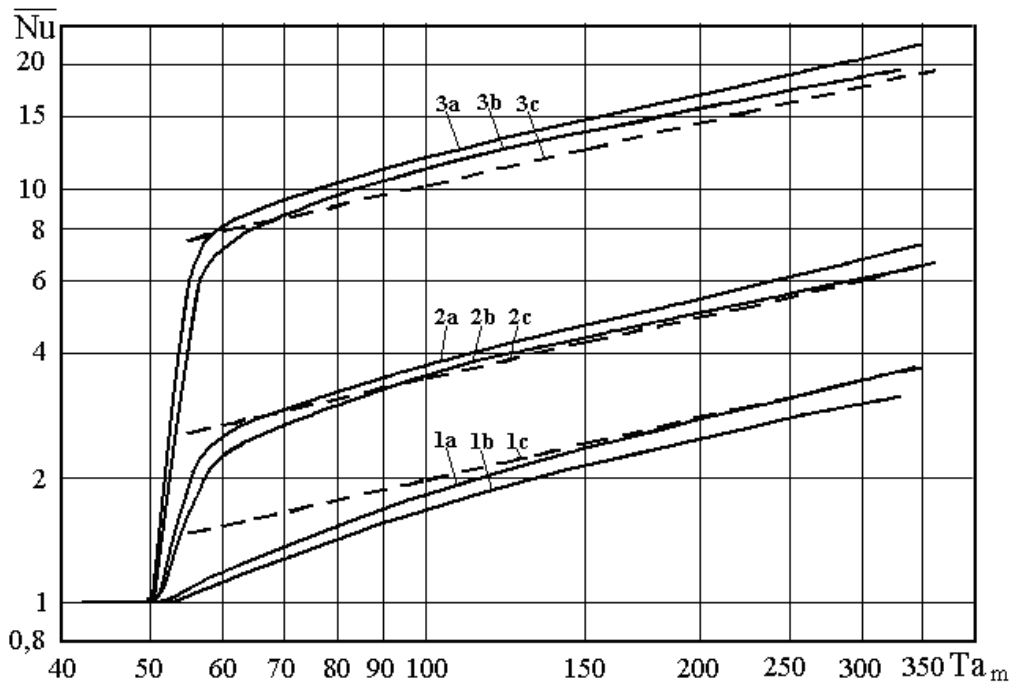


Рис. 3. Зависимости чисел \overline{Nu} от чисел Ta_m , Pr и Δ : 1 – $Pr=0,7$; 2 – 4,5; 3 – 160; а – $\Delta=0,001$; б – 0,1 (данные численного моделирования); с – результаты расчета по зависимости (9).

Полученные методом численного моделирования зависимости средних чисел \overline{Nu} от Ta_m и Pr удовлетворительно согласуются с данными экспериментальных исследований, представленных в [4], где указанная зависимость обобщена в виде уравнения подобия:

$$\overline{Nu} = 0,22 Ta_m^{0,5} Pr^{0,3} \quad (9)$$

Как видно из рис. 3, кривые $\overline{Nu}(Ta_m; Pr)$, полученные для $Pr = 0,7$, лежат несколько ниже кривых, построенных по зависимости (9). В случае же $Pr = 160$, расчетные кривые $\overline{Nu}(Ta_m; Pr)$ оказываются несколько выше

экспериментальных. Однако отмеченные различия расчетных и экспериментальных данных уменьшаются с увеличением числа Ta_m .

Рассмотренные выше результаты получены при условии, что диссипативными тепловыделениями можно пренебречь. Однако в ряде случаев уровень внутренних тепловыделений в зазоре может быть достаточно высоким. Для исследования теплопереноса в зазоре при наличии источников диссипативного тепловыделения безразмерное уравнение энергии целесообразно представить в виде:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial(RV_R\theta)}{\partial R} + \frac{\partial(V_Z\theta)}{\partial Z} = \frac{1}{RePr} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial\theta}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2\theta}{\partial Z^2} \right) + \Phi, \quad (10)$$

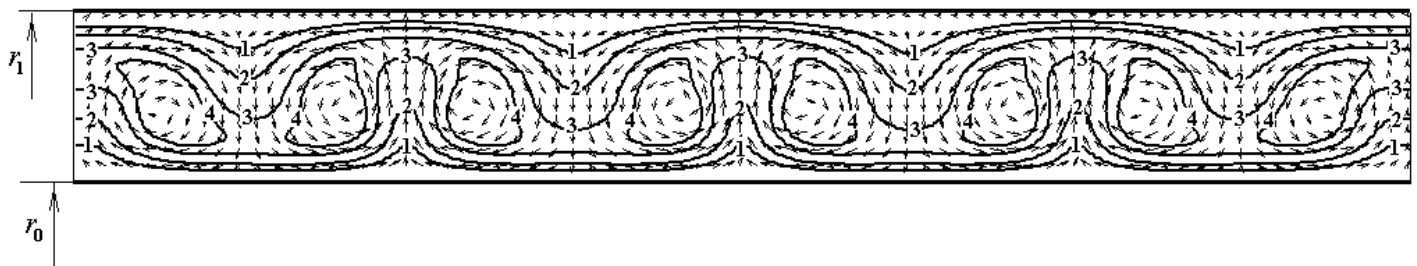
где $\theta = \frac{(T - T_1)C_p}{v\omega_0}$, и проанализировать его решения при условии $T_0 = T_1$. В этом случае теплота

от жидкости, нагретой вследствие диссипации энергии, будет передаваться обеим цилиндрическим поверхностям. При $Ta < Ta_c$ температура жидкости в зазоре изменяется лишь в направлении радиальной координаты R . Решение уравнения (10), найденное с учетом выражения (6), имеет в этом случае вид:

$$\theta = RePr \frac{(1 + \Delta)^4}{((1 + \Delta)^2 - 1)^2} \left[1 - \frac{1}{R^2} - \left(1 - \frac{1}{(1 + \Delta)^2} \right) \frac{\ln(R)}{\ln(1 + \Delta)} \right]. \quad (11)$$

При $Ta > Ta_c$ распределение температуры жидкости в зазоре может быть получено из численного решения уравнения (10) с учетом результатов расчета поля скоростей. На рис. 4 в качестве примера представлено поле темпе-

ратуры в зазоре для случая $Ta=65; \Delta=0,1; Pr=4,5$. Максимальное значение безразмерной температуры жидкости составляет в данном случае $\theta_{max} = 1130,6$.



**Рис. 4. Структура течения и поле безразмерной температуры θ в зазоре при наличии диссипативных тепловыделений: $Ta = 65; \Delta = 0,1; Pr = 4,5;$
1 – $\theta = 0,4 \theta_{max}$; 2 – $0,6 \theta_{max}$; 3 – $0,8 \theta_{max}$; 4 – $0,9 \theta_{max}$.**

Как видно из рисунка, области максимальных значений температуры примерно соответствуют центральным областям циркуляционных течений. Области же наиболее высоких плотностей диссипативных тепловыделений располагаются около цилиндрических поверхностей на тех участках, где абсолютные значения радиальных градиентов температуры максимальны.

Суммарная мощность источников диссипативных тепловыделений в зазоре определяется, как:

$$Q = 2\pi\mu\omega_0^2 r_0^3 \int_1^{1+\Delta} \int_0^L \Phi dZRdR. \quad (12)$$

Средняя же плотность источников тепловыделения может быть найдена из выражения:

$$\bar{q}_v = \frac{2\mu\omega_0^2}{L((1+\Delta)^2 - 1)} \int_1^{1+\Delta} \int_0^L \Phi dZRdR. \quad (13)$$

При $Ta < Ta_c$ выражение для \bar{q}_v , полученное с учетом (6), имеет вид:

$$\bar{q}_v = \frac{\mu\omega_0^2}{\Delta^2} \left(\frac{1+\Delta}{1+\Delta/2} \right)^2,$$

а безразмерный комплекс:

$$F = \frac{\bar{q}_v \Delta^2}{\mu\omega_0^2},$$

характеризующий среднюю плотность источ-

ников диссипативного тепловыделения, при $Ta < Ta_c$; $\Delta \ll 1$ будет приблизительно равен единице.

Как показывают результаты численного моделирования, при $Ta < 50$ значения F практически равны единице. При $Ta > 50$ вследствие интенсификации тепловыделения в зазоре значения F начинают резко возрастать. Зависимость F от числа Ta представлена на рис. 5. Как видно из рисунка, с ростом чисел Ta значения F увеличиваются. Влияние же относительной ширины зазора Δ на величину F – слабое.

Результаты расчета безразмерной плотности источников диссипативного тепловыделения могут быть для $Ta > 50$ обобщены с помощью аппроксимирующей зависимости:

$$F = 3,37 \log_{10}(Ta) - 4,7. \quad (15)$$

Интенсивность теплопереноса в зазоре при наличии диссипативных тепловыделений можно оценить по величине числа Nu_{dis} , которое в данном случае целесообразно представить в виде:

$$\overline{Nu}_{dis} = \frac{Q(r_1 - r_0)}{S(\bar{T} - T_0)\lambda}, \quad (16)$$

где $S = 2\pi(r_1 + r_0)l$ – суммарная площадь обеих цилиндрических поверхностей;

$$\bar{T} = \frac{2}{L((1+\Delta)^2 - 1)} \int_1^{1+\Delta} \int_0^L T dZRdR \quad - \quad \text{среднеобъемная}$$

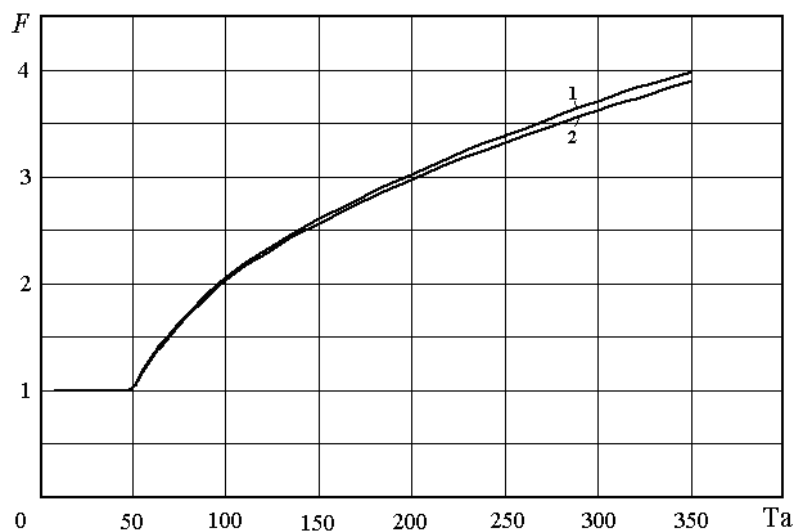


Рис. 5. Зависимость безразмерной плотности источников диссипативного тепловыделения F от числа Тейлора: 1 – $\Delta = 0,001$; 2 – $0,01$.

температура жидкости в зазоре; Q – суммарная мощность источников тепловыделения, определяемая из выражения (12).

При $Ta < Ta_c$ выражение для \overline{Nu}_{dis} можно получить, используя решение (11) уравнения энергии (10). Данное выражение имеет вид:

$$\overline{Nu}_{dis} = \frac{\Delta}{(2 + \Delta) \left[\frac{1}{4 \ln(1 + \Delta)} - \frac{(1 + \Delta)^2}{((1 + \Delta)^2 - 1)^2} \ln(1 + \Delta) \right]} \quad (17)$$

Значения чисел \overline{Nu}_{dis} , найденные из выражения (17) при $\Delta \ll 1$, приблизительно равны 6. Результаты определения \overline{Nu}_{dis} , полученные из численного решения уравнения (10), представлены на рис. 6.

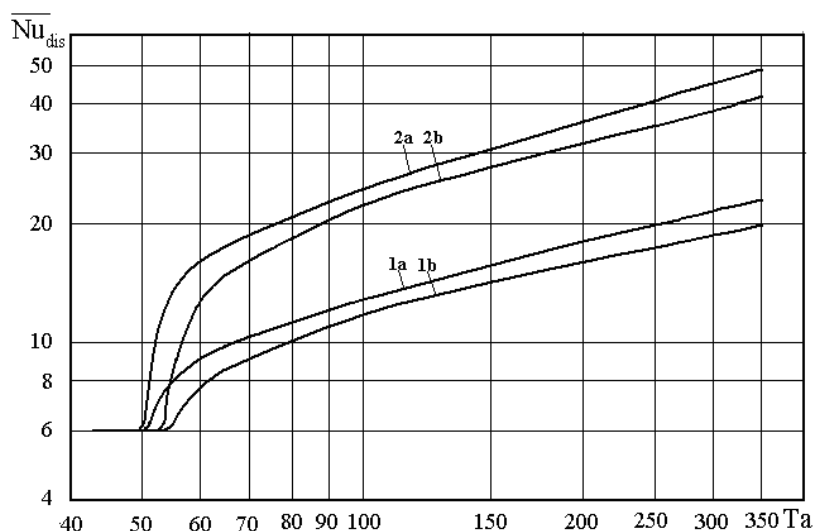


Рис. 6. Зависимости чисел \overline{Nu}_{dis} от чисел Ta , Pr и Δ : 1 – $Pr=4,5$; 2 – 160 ; а – $\Delta=0,001$; б – $0,1$.

Как видно из рис. 6, при $Ta < 50$ числа Нуссельта равны предельному значению $\overline{Nu}_{dis} = 6$, полученному из выражения (17). В интервале $50 < Ta < 55$ значения \overline{Nu}_{dis} стремительно возрастают. При $Ta > 60$ числа \overline{Nu}_{dis} монотонно увеличиваются с ростом числа Ta . Значения \overline{Nu}_{dis} увеличиваются также с увеличением числа Pr и с уменьшением относительной ширины зазора Δ . Представленные на рис. 6 результаты численного моделирования описываются приближенной аппроксимирующей зависимостью:

$$\overline{Nu}_{dis} = 0,93 Ta^{0,5} Pr^{0,2} / (1 + \Delta)^{1,5}, \quad (18)$$

которая может применяться для расчета чисел \overline{Nu}_{dis} при $100 < Ta < 350$; $4,5 < Pr < 160$; $0,1 > \Delta > 0,001$.

Значение безразмерной среднеобъемной температуры жидкости в зазоре, нагретой за счет диссипации энергии, может быть найдено из выражения:

$$\bar{\theta} = \frac{Ta Pr F}{2 \overline{Nu}_{dis} \sqrt{\Delta^3}},$$

в котором величины F и \overline{Nu}_{dis} при $Ta > 100$ могут быть найдены из выражений (15) и (18), а при $Ta < 50$ – приняты равными $\overline{Nu}_{dis} = 6$; $F = 1$.

Выводы

1. Методом численного моделирования динамики жидкости и теплопереноса в зазоре между внутренним вращающимся и наружным неподвижным коаксиальными цилиндрами исследованы распределения скорости и температуры в области течения при $Ta < 350$; $0,7 < Pr < 160$ и $0,1 > \Delta > 0,001$. При $Ta > Ta_c$ рассматриваемое течение теряет устойчивость, в результате чего в зазоре образуются тороидальные вихревые структуры. Их существенное влияние на теплоперенос отмечено при $Ta > 50$. В диапазоне чисел Тейлора $50 < Ta < 55$ резко увеличиваются как мощность источников диссипативных тепловыделений, так и значения чисел Нуссельта, отражающих интенсивность теплопереноса в зазоре.

2. Сравнение результатов расчета чисел Nu с известными экспериментальными данными, полученными в условиях теплообмена между цилиндрическими поверхностями, показало их удовлетворительное согласование.

3. В результате численного моделирования течения и теплопереноса в зазоре между цилиндрами в условиях существенного влияния диссипации энергии найдена зависимость мощно-

сти источников тепловыделения от числа Ta , а также зависимость чисел Нуссельта от чисел Ta ; Pr и Δ . Эти результаты могут использоваться для определения уровней перегрева жидкости в зазоре между цилиндрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Халатов А.А., Авраменко А.А., Шевчук И.В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. – Киев: Изд. Ин-та техн. теплофизики НАН Украины, 1996. – Т. 2. – 288 с.
2. Щукин В.К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. – М.: Машиностроение, 1980. – 240 с.
3. Давыденко Б.В. Метод матричной прогонки для решения сеточных уравнений гидродинамики // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – 2008. – № 5/5(35). – С. 7 – 11.
4. Aoki H., Nohira H., Arai H. Convective heat transfer in an annulus with an inner rotating cylinder // Bulletin of JSME – 1967. – V. 10, No 39 – P. 523 – 532.

Получено 17.12.2009 г.