

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В НАНОЖИДКОСТЯХ В УСЛОВИЯХ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Козлова С.В., Рыжков И.И.

*Институт вычислительного
моделирования СО РАН*

В последние десятилетия активно развиваются системы охлаждения и обогрева, основанные на жидких теплоносителях. В качестве теплоносителей выступают вода, этиленгликоль, машинное масло и жидкие смеси, а также немало внимания уделяется исследованию и внедрению наножидкостей [1]. Добавление в жидкие теплоносители наночастиц с большой теплопроводностью повышает интенсивность теплообмена по сравнению с базовыми жидкостями. Анализ теплообменных систем приводит к решению дифференциальных уравнений с заданными граничными условиями. В данной работе представлены результаты аналитического и численного исследования вынужденной конвекции в цилиндрической трубе для воды и наножидкости вода/ Al_2O_3 .

Аналитическое решение задачи Греча для цилиндрической трубы

Рассмотрим установившееся ламинарное течение жидкости с постоянными физическими свойствами в круглой цилиндрической трубе. Жидкость движется с заданным параболическим профилем скорости

$$V(R) = V_0 \left(1 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \right),$$

ось координат Z совпадает с осью трубы (рис. 1). На участке конечной длины $0 \leq Z \leq l$ поддерживается постоянная температура стенки T_w , на остальной части трубы при $Z < 0$ и $Z > l$ температура стенки равна T_0 . Физические свойства среды (плотность, динамическая вязкость, теплопроводность и теплоемкость жидкости) постоянны, профиль скорости симметричен относительно оси трубы. Уравнение переноса тепла в цилиндрических координатах и граничные условия заданы следующим образом

$$\rho c_p V(R) \frac{\partial T}{\partial R} = \frac{k}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial T}{\partial R} \right) + k \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2},$$

$$0 \leq R \leq R_0, \quad -\infty < Z < \infty, \quad (1)$$

$$\lim_{R \rightarrow 0} \frac{\partial T}{\partial R} = 0, \quad \text{для любого } Z, \quad (2)$$

$$\lim_{Z \rightarrow \pm\infty} T = T_0, \quad \text{для любого } R, \quad (3)$$

$$R = R_0 : \quad T = \begin{cases} T_0, & Z < 0, \\ T_w, & 0 \leq Z \leq l, \\ T_0, & Z > l. \end{cases} \quad (4)$$

Ранее была решена задача для цилиндрической трубы, в которой на полубесконечном участке задана постоянная температура стенки, отличная от температуры в остальной части [2]. В данной работе рассмотрена труба, в которой участок с постоянной температурой имеет конечную длину.

Перепишем задачу (1)-(4) в безразмерной форме

$$v(r) \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{\text{Pe}^2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2}, \quad 0 \leq r \leq 1,$$

$$-\infty < z < \infty, \quad (5)$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{\partial \Theta}{\partial r} = 0, \quad \text{для любого } z, \quad (6)$$

$$\lim_{z \rightarrow \pm\infty} \Theta = 1, \quad \text{для любого } r, \quad (7)$$

$$r = 1 : \quad \Theta = \begin{cases} 1, & z < 0, \\ 0, & 0 \leq z \leq L, \\ 1, & z > L, \end{cases} \quad (8)$$

где безразмерные переменные вводятся как

$$\Theta \equiv \frac{T - T_w}{T_0 - T_w}, \quad z \equiv \frac{Z}{\text{Pe} R_0}, \quad r \equiv \frac{R}{R_0},$$

$$L \equiv \frac{l}{\text{Pe} R_0}, \quad v(r) \equiv \frac{V(R)}{V_0},$$

$$\text{Pe} \equiv \frac{\rho c_p V_0 R_0}{k} - \text{число Пекле},$$

V_0 — характеристическая (максимальная) скорость. Необходимо найти распределение температуры в трубе.

Для решения поставленной задачи преобразуем в безразмерных координатах уравнение переноса тепла (5) в систему дифференциальных уравнений первого порядка

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \text{Pe}^2 v(r) \Theta(z, r) - \frac{\text{Pe}^2}{2r} \frac{\partial \Sigma}{\partial r},$$

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial z} = 2r \frac{\partial \Theta}{\partial r}$$

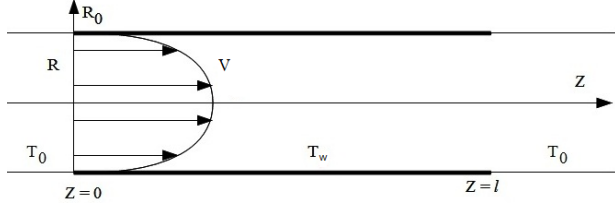


Рис. 1: Схема течения жидкости в круглой цилиндрической трубе

где в безразмерных переменных введена функция

$$\Sigma(z, r) = \int_0^r \left[-\frac{1}{\text{Pe}^2} \frac{\partial \Theta}{\partial z} + v(r') \Theta(z, r') \right] 2\pi r' dr',$$

$$\Sigma(z, 0) = 0, \quad -\infty < z < \infty, \quad (9)$$

$$\lim_{z \rightarrow \pm\infty} \Sigma(z, r) = 0, \quad 0 \leq r \leq 1. \quad (10)$$

Перепишем систему уравнений в операторном виде

$$\frac{d}{dz} \mathbf{F}(z) = \mathbf{L} \mathbf{F}(z), \quad (11)$$

где

$$\mathbf{F}(z) = \begin{bmatrix} \Theta(z, r) \\ \Sigma(z, r) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{L} = \begin{bmatrix} \text{Pe}^2 v(r) & -\frac{\text{Pe}^2}{2r} \frac{\partial}{\partial r} \\ 2r \frac{\partial}{\partial r} & 0 \end{bmatrix}.$$

Далее будем решать задачу нахождения функций $\Theta(z, r)$ и $\Sigma(z, r)$, удовлетворяющих условиям (6)-(8), (9), (10). Для оператора \mathbf{L} , действующего в гильбертовом пространстве вектор-функций (можно показать, что он самосопряженный), может быть поставлена задача Штурма-Лиувилля

$$\mathbf{L} \phi_j = \lambda_j \phi_j. \quad (12)$$

где условия для компонент вектора ϕ_j следуют из граничных условий (6), (7), (9), (10). Как показывают расчеты, оператор \mathbf{L} имеет положительные и отрицательные собственные значения λ_j^+ , λ_j^- , которым соответствуют собственные функции ϕ_j^+ , ϕ_j^- . Пространство собственных функций образует ортогональный базис, поэтому решение задачи (12) можно найти в виде ряда

$$\mathbf{f} = \sum_{j=1}^{\infty} \left[\frac{\langle \mathbf{f}, \phi_j^+ \rangle}{\|\phi_j^+\|^2} \phi_j^+ + \frac{\langle \mathbf{f}, \phi_j^- \rangle}{\|\phi_j^-\|^2} \phi_j^- \right],$$

$$\|\phi\|^2 = \langle \phi, \phi \rangle, \quad \phi_1(1) = \phi_2(0) = 0.$$

С помощью свойств самосопряженности оператора \mathbf{L} , уравнения (12) и граничных условий

(6), (7), (9), (10) коэффициенты разложения, находятся из обыкновенного дифференциального уравнения

$$\frac{d}{dz} \langle \mathbf{F}, \phi_j \rangle = \lambda_j \langle \mathbf{F}, \mathbf{L} \phi_j \rangle + 2\phi_{j2}(1) \omega(z).$$

раздельно для положительных и отрицательных собственных значений оператора \mathbf{L} .

Данная постановка задачи является расширенной, так как в ней учтена теплопроводность в осевом направлении. В классической постановке она не учитывается. Метод решения классической задачи основывается на принципе разделения переменных и выражении искомой функции температуры в виде ряда. Такой метод приводит к задаче с некоторым самосопряженным оператором, однако при учете теплопроводности в осевом направлении этот оператор самосопряженным не является, поэтому пространство собственных функций оператора может быть не полно. Этого удалось избежать благодаря преобразованию уравнения переноса тепла в систему дифференциальных уравнений первого порядка. В итоге была получена задача с самосопряженным оператором, который порождает базис из ортогональных вектор-функций.

В результате произведенных вычислений были получены следующие выражения для температуры на трех участках трубы:

$$\Theta^-(z, r) = 1 + \sum_{j=1}^{\infty} A_j^+ e^{\mu_j^{+2} z} \left(1 - e^{-\mu_j^{+2} L} \right) \phi_{j1}^+(r),$$

$$z < 0,$$

$$\Theta^L(z, r) = \sum_{j=1}^{\infty} A_j^- e^{-\mu_j^{-2} z} \phi_{j1}^-(r) - \sum_{j=1}^{\infty} A_j^+ e^{\mu_j^{+2}(z-L)} \phi_{j1}^+(r), \quad 0 \leq z \leq L,$$

$$\Theta^+(z, r) = 1 + \sum_{j=1}^{\infty} A_j^- e^{-\mu_j^{-2} z} \left(1 - e^{\mu_j^{-2} L} \right) \phi_{j1}^-(r),$$

$$z > L.$$

Здесь коэффициенты A_j^+ и A_j^- задаются функциями

$$A_j^- = -2 \left[\mu_j^- \frac{d\phi_{j1}^-(1)}{d\mu_j^-} \right]^{-1}, \quad A_j^+ = 2 \left[\mu_j^+ \frac{d\phi_{j1}^+(1)}{d\mu_j^+} \right]^{-1},$$

где приняты обозначения:

$$\lambda_j^- = -(\mu_j^-)^2, \quad \lambda_j^+ = (\mu_j^+)^2.$$

Собственные функции находятся из уравнения

$$\frac{1}{r}(r\phi'_{j1})' + \left[\frac{\lambda_j}{\text{Pe}^2} - v(r) \right] \lambda_j \phi_{j1} = 0$$

в виде

$$\phi_{j1}^- = \exp\left(-\frac{\mu_j^-}{2}r^2\right)M(a_j^-, 1, \mu_j^-r^2),$$

$$a_j^-(r) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\mu_j^-}{2} - \frac{(\mu_j^-)^3}{2\text{Pe}^2} \right),$$

$$\phi_{j1}^+ = \exp\left(-\frac{i\mu_j^+}{2}r^2\right)M(a_j^+, 1, i\mu_j^+r^2),$$

$$a_j^+(r) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{i\mu_j^+}{2} - \frac{(i\mu_j^+)^3}{2\text{Pe}^2} \right).$$

Здесь $M(a_j^\pm, 1, \mu_j^\pm)$ — функции Куммера. Из характеристического уравнения $M(a_j^\pm, 1, \mu_j^\pm) = 0$ находятся собственные значения оператора.

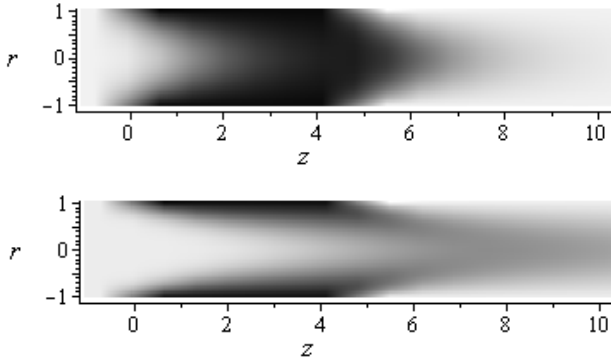


Рис. 2: Распределение температуры в трубе для чисел Пекле $\text{Pe}=10$ (а), $\text{Pe}=50$ (б)

Результаты решения задачи приведены на рисунках 2 и 3. В безразмерных координатах длина обогреваемой секции $L = 5$. Рассмотрены случаи для чисел Пекле $\text{Pe}=10$, $\text{Pe}=50$. На рисунке 2 показано распределение температуры в трубе, где темным участкам соответствуют области с более высокой температурой. Можно отметить, что чем выше скорость течения, тем больше конвективный перенос тепла преобладает над теплопередачей за счет теплопроводности в осевом направлении. Это подтверждает и рисунок 3. На нем изображены

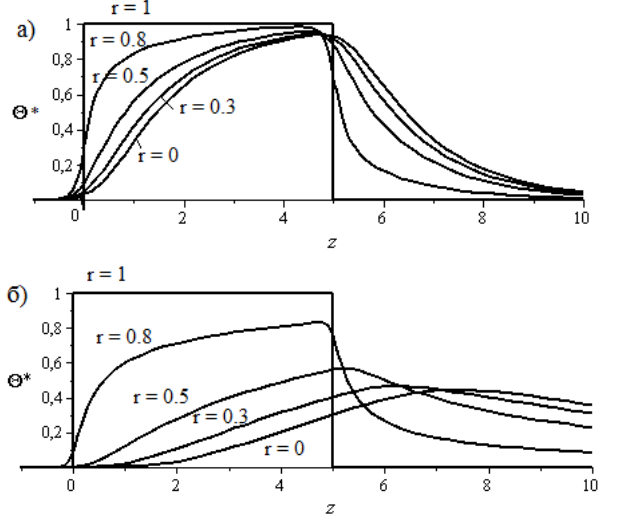


Рис. 3: Профили температуры в продольном сечении трубы для чисел Пекле $\text{Pe}=10$ (а), $\text{Pe}=50$ (б)

графики профилей температуры (в безразмерных координатах) в продольном сечении трубы для тех же чисел Пекле. Кривые, построенные для разных значений радиуса, показывают интенсивность прогрева жидкости вдоль трубы.

При больших скоростях течения ($\text{Pe} > 100$) влиянием теплопроводности в осевом направлении можно пренебречь. При медленном течении тепло из обогреваемой секции проникает во входящий в секцию поток и изменяет его температуру, поэтому, как можно заметить из рис. 3 (а), температура жидкости отлична от нуля при $z < 0$. При увеличении скорости течения этот эффект снижается (рис. 3(б)).

Численное моделирование для однокомпонентной жидкости

Аналитическое описание физических процессов не всегда возможно. Сложная геометрия изучаемого объекта и соответствующие граничные условия для исследуемой области вызывают определенные трудности при решении задач. В таких случаях описание изучаемого явления возможно благодаря численному моделированию. Рассмотрим осесимметричную задачу для теплообмена в круглой цилиндрической трубе для однокомпонентной среды. В качестве рабочей жидкости была взята вода. Для данной задачи уравнения импульса, энергии и неразрывности имеют вид:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla p + \nabla \cdot \Pi, \quad (13)$$

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} H) = \nabla \cdot (k \nabla T), \quad (14)$$

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (15)$$

$$\Pi = \mu(\nabla \mathbf{V} + \nabla \mathbf{V}^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{V} \mathbf{I}), \quad H = \int_{T_0}^T c_p dT.$$

Здесь \mathbf{V} – вектор скорости течения, μ – динамическая вязкость, ρ – плотность, p – давление, Π – тензор напряжений, $\mathbf{V} \mathbf{V}$, $\nabla \mathbf{V}$ – диадные произведения, \mathbf{I} – единичный тензор, H – энтальпия, c_p – теплоемкость, k – коэффициент теплопроводности. Если теплоемкость c_p постоянна, то энтальпия $H = c_p(T - T_0)$.

В дальнейшем мы будем рассматривать уравнения (13)-(15) в цилиндрических координатах, в которых вектор скорости имеет вид $\mathbf{V} = (U, V)$, где U и V – радиальная и осевая компоненты вектора скорости.

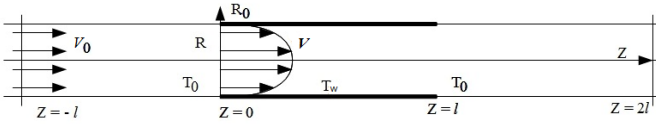


Рис. 4: Схема движения жидкости

Жидкость входит в трубу в постоянной осевой скоростью V_0 при температуре T_0 . На участке $0 < Z < l$ стенка трубы нагрета до постоянной температуры T_w , на внешних участках при $Z < 0$ и $Z > l$ ее температура равна T_0 . На стенке задано условие прилипания. На выходе из трубы равны нулю производные температуры и скорости по осевой координате. Необходимо построить распределение температуры в круглой цилиндрической трубе. Данные для расчета и параметры трубы приведены в таблице 1, схема трубы показана на рис. 4.

Свойства воды (динамическая вязкость, коэффициент теплопроводности, плотность, теплоемкость) были представлены функциями, зависящими от температуры, с помощью экспериментальных данных из NIST Chemistry WebBook [3]:

$$\begin{aligned} \mu = & 1.7825 \cdot 10^{-3} - 5.8439 \cdot 10^{-5}T + \\ & + 1.2592 \cdot 10^{-6}T^2 - 1.6986 \cdot 10^{-8}T^3 + \\ & + 1.2480 \cdot 10^{-10}T^4 - 3.7458 \cdot 10^{-13}T^5; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k = & 0.5609 + 1.9488 \cdot 10^{-3}T - 1.0133 \cdot 10^{-6}T^2 - \\ & - 1.2840 \cdot 10^{-7}T^3 + 6.2118 \cdot 10^{-10}T^4; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho = & 999.86 + 6.1238 \cdot 10^{-2}T - \\ & - 8.3131 \cdot 10^{-3}T^2 + 6.4236 \cdot 10^{-5}T^3 - \\ & - 3.9530 \cdot 10^{-7}T^4 + 1.0808 \cdot 10^{-9}T^5; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c_p = & 4218.79 - 3.1667 \cdot T + \\ & + 9.5040 \cdot 10^{-2}T^2 - 1.3890 \cdot 10^{-3}T^3 + \\ & + 1.0722 \cdot 10^{-5}T^4 - 3.2042 \cdot 10^{-8}T^5; \end{aligned}$$

Расчетная сетка для нахождения численного решения была выполнена в программе Gambit, вычисления выполнены в программе ANSYS FLUENT 14. Автор выражает благодарность доценту кафедры теплофизики института инженерной физики и радиоэлектроники Минакову Андрею Викторовичу за оказанную возможность использовать пакет ANSYS FLUENT 14.

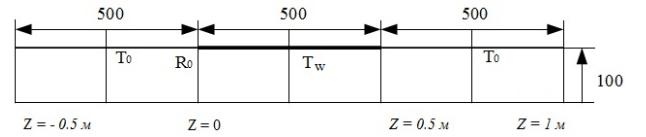


Рис. 5: Схема расчетной сетки

Схема расчетной сетки для численного моделирования приведена на рисунке 5. Каждая из трех секций содержит по 500×100 ячеек, со сгущением к границам секций, что вызвано необходимостью повышения точности вычислений в областях температурных скачков. Направления сгущения ячеек на схеме указаны стрелками.

Таблица 1 – Параметры численного расчета

Параметр	Значение
l , м	1 м
R_0 , м	0.005
T_0 , °C	20
T_w , °C	80
T_0 , °C	20
V_0 , м/с	0.02
Re	641.518
Pr	3.558
Re	180.297

Указанные в таблице числа Рейнольдса и Прандтля – это безразмерные параметры, которые вычисляются из известных нам величин таким образом:

$$Pr = \frac{c_p \mu}{k} \text{ – число Прандтля,}$$

$$Re = \frac{V_0 R_0 \rho}{\mu} \text{ — число Рейнольдса,} \quad (16)$$

Граничные условия для температуры и скорости течения записываются так:

$$R = 0 : \quad \frac{\partial T}{\partial R} = \frac{\partial U}{\partial R} = \frac{\partial V}{\partial R} = 0,$$

$$R = R_0 : \quad U = V = 0, \quad T = \begin{cases} T_0, & Z < 0, \\ T_w, & 0 \leq Z \leq l, \\ T_0, & Z > l. \end{cases}$$

$$Z = -l : \quad U = 0, \quad V = V_0, \quad T = T_0.$$

$$Z = 2l : \quad \frac{dU}{dZ} = \frac{dV}{dZ} = \frac{dT}{dZ} = 0.$$

Стационарная задача решалась итерационным методом SIMPLEC (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations – Consistent) с использованием более 5000 итераций.

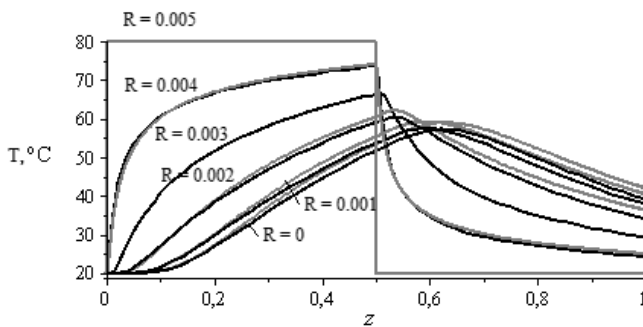


Рис. 6: Профили температуры по результатам численного моделирования течения с переменными физическими свойствами (серые линии) и аналитического решения (черные линии)

Результат численного моделирования показан на рисунке 6, где показаны профили температуры в продольном сечении трубы и соответствующее ему точное решение задачи Греча, построенное для воды при температуре 50°C. Свойства воды при указанной температуре приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Свойства воды при температуре 50°C

Параметр	Значение
ρ , кг/м ³	988.032
μ , Па·с	0.000548
c_p , Дж/кг·К	4181.429
k , Вт/м·К	0.644

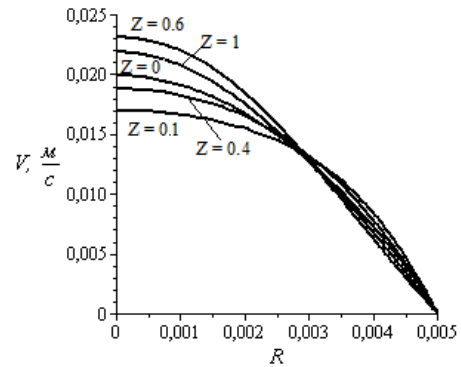


Рис. 7: Эволюция профиля осевой скорости в обогреваемой секции трубы

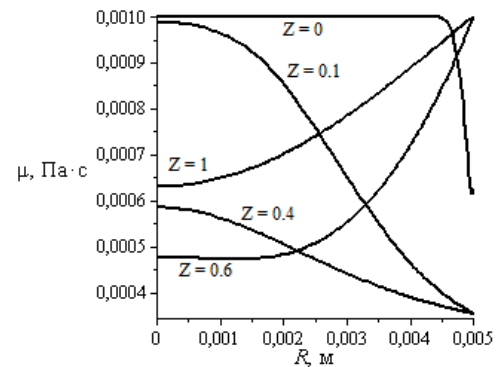


Рис. 8: Эволюция динамической вязкости жидкости в обогреваемой секции трубы

Из данного графика следует, что численное решение отклоняется от точного, и отклонение увеличивается ближе к оси трубы. Отклонение можно объяснить с помощью рисунков 7 и 8, где изображены профили скорости течения в обогреваемой секции трубы и профили динамической вязкости для различных продольных координат. На входе в обогреваемую секцию ($Z = 0$) профиль скорости имеет правильную параболическую форму. Поступающее от стенки тепло нагревает жидкость и снижает ее вязкость, что приводит к повышению скорости течения в областях с более высокой температурой. Особенность распределения тепла в жидкости (темные области на рис. 2) объясняет повышение (понижение) скорости течения у стенки и соответствующее ее снижение (повышение) у оси трубы в связи с постоянным массовым расходом через поперечное сечение.

Как следует из полиномиальной зависимости физических свойств среды от температуры, при нагревании жидкости повышается ее теплопроводность, и тепло быстрее проникает во внутренние слои жидкости. Поэтому в численном решении температура на выходе из

трубы становится выше температуры в точном решении. Из данных соображений, а также вследствие ускорения течения из-за снижения вязкости можно заключить, что для детального изучения теплообмена в жидкостях необходимо учитывать зависимость физических свойств среды от температуры.

Численное моделирование вынужденной конвекции наножидкости

Эффективность теплообмена в жидкостях можно повысить благодаря использованию наножидкостей – теплоносителей, состоящих из базовой жидкости и наночастиц с более высокой теплопроводностью. На следующем этапе численного моделирования был выполнен расчет для наножидкости вода – оксид алюминия. Для данной смеси была рассмотрена осесимметрическая задача о теплообмене к круглой цилиндрической трубе, в которой жидкость движется по описанной выше схеме (рис. 4).

Особенность наножидкостей состоит в том, что их свойства зависят не только от температуры, но и от концентрации наночастиц. Плотность и теплоемкость наножидкости описываются так:

$$\rho(\varphi, T) = \varphi \rho_p + (1 - \varphi) \rho_{bf}(T)$$

$$c_p(\varphi, T) = \frac{\varphi \rho_p c_{p,p}(T) + (1 - \varphi) \rho_{bf}(T) c_{p,bf}(T)}{\rho(\varphi, T)}$$

Для описания вязкости и теплопроводности исследуемой смеси вода/Al₂O₃, а также теплоемкости наночастиц алюминия из [4] взяты следующие выражения:

$$c_{p,p}(T) = 1044.6 + 0.1742T - \frac{2.796 \cdot 10^7}{T^2}$$

$$\mu(\varphi, T) = \mu_{bf}(T)(1 + 7.3\varphi + 123\varphi^2)$$

$$k(\varphi, T) = k_{bf}(T)(1 + 2.72\varphi + 4.97\varphi^2)$$

Введены обозначения: ρ_p – плотность наночастиц, ρ_{bf} – плотность базовой жидкости, φ – объемная доля твердых частиц в наножидкости, $c_{p,p}$ – теплоемкость наночастиц, $c_{p,bf}$ – теплоемкость базовой жидкости, μ_{bf} и k_{bf} – динамическая вязкость и коэффициент теплопроводности базовой жидкости соответственно.

Параметры трубы, краевые условия, схема течения, расчетная сетки и полиномиальное приближение свойств базовой жидкости взяты

из предыдущего расчета. Плотность наночастиц $\rho_p = 3920 \text{ кг/м}^3$. Начальная скорость течения наножидкости была вычислена по формуле (16) для каждого из чисел Рейнольдса (100, 200, 400, 600, 800 и 1000) и концентрации наночастиц (0% (чистая вода) 1%, 3% и 5%). Зависимости физических свойств наножидкости от концентрации наночастиц изображены на рисунке 9. Можно отметить повышение динамической вязкости, плотности и коэффициента теплопроводности наножидкости по отношению к параметрам базовой жидкости, а также снижение теплоемкости. Поскольку изменение теплоемкости при изменении температуры незначительно, мы им пренебрегаем, учитывая лишь зависимость от концентрации наночастиц.

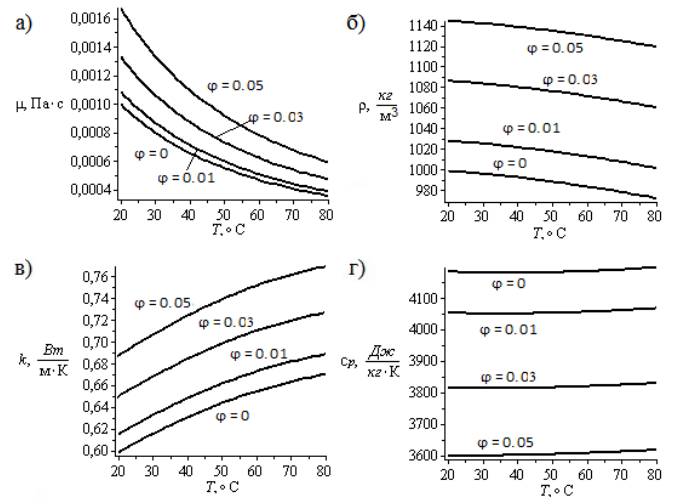


Рис. 9: Зависимость физических свойств среды от температуры для наножидкостей: а) динамическая вязкость, б) плотность, в) коэффициент теплопроводности, г) теплоемкость

Для каждого из набора начальных данных (число Рейнольдса – концентрация) было необходимо построить численное решение для температуры жидкости в трубе. Средняя температура T_b по сечению трубы определяется как

$$T_b(Z) = \frac{\int_0^{R_0} T(Z, R) V(R) R dR}{\int_0^{R_0} V(R) R dR},$$

что в безразмерной форме может быть записано в виде

$$\Theta_b(z) = 4 \int_0^1 \Theta(z, r) v(r) r dr.$$

Далее, для оценки эффективности теплообмена был вычислен коэффициент теплоотдачи h

по формуле

$$h = \frac{q}{T_w - T_b}, \quad (17)$$

где q – вычисленный тепловой поток на стенке.

Результаты численного моделирования для наножидкости иллюстрирует рисунок 10. Сперва проведем анализ построенного численного решения для чистой воды ($\varphi = 0\%$).

На рисунке 10 показана средняя температура жидкости по поперечному сечению в обогреваемой секции трубы в зависимости от скорости течения жидкости. Как видно из графика, при увеличении числа Рейнольдса, определяющего начальную скорость течения, средняя температура жидкости в трубе снижается. Это означает, что меньшее количества тепла проникает к оси трубы, поскольку оно быстрее отводится конвективным потоком.

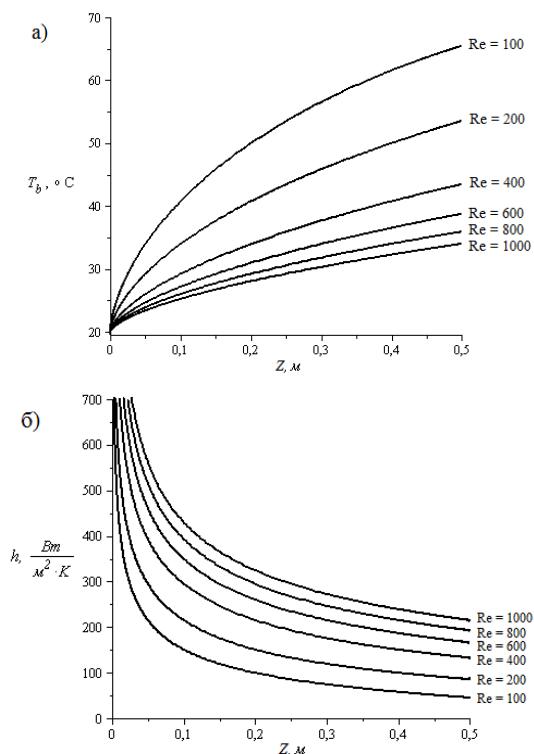


Рис. 10: Средняя температура в поперечном сечении для воды в обогреваемой секции трубы (а), коэффициент теплоотдачи для воды (б) в зависимости от числа Рейнольдса

Коэффициент теплоотдачи снижается с увеличением расстояния от входа в обогреваемую секцию трубы и достигает наименьшего значения на выходе из нее. С ростом продольной координаты происходит увеличение средней температуры жидкости по сечению, что приводит к уменьшению разности температур стенки и

средней температуры $T_w - T_b$, см. (17). При этом тепловой поток q , поступающий от стенки, снижается быстрее, чем данная разность температур, в связи с чем происходит уменьшение коэффициента теплоотдачи вдоль осевого направления трубы.

Эффективность теплопереноса увеличивается с ростом скорости течения. Анализ изменения коэффициента теплоотдачи жидкости в продольном направлении трубы был проведен в зависимости от числа Рейнольдса, пропорционального скорости течения на входе в трубу. При увеличении числа Рейнольдса прослеживается уменьшение средней температуры по сечению (рис. 10) и соответственное возрастание величины $T_w - T_b$. Однако тепловой поток q возрастает быстрее, поэтому увеличивается и коэффициент теплоотдачи в формуле (17). Таким образом, максимальная эффективность теплопередачи в данном численном эксперименте для чистой воды достигается при числе Рейнольдса $Re = 1000$.

Взяв число Рейнольдса $Re = 1000$, проанализируем, как происходит теплопередача в наножидкости вода/ Al_2O_3 . На рис. 11 изображены графики зависимостей средней температуры наножидкости в поперечном сечении и коэффициента теплоотдачи от концентрации наночастиц. Линии для $\varphi = 0$ на рис. 11 соответствуют линиям для $Re = 1000$ на рис. 10. Как известно, добавление наночастиц в жидкость приводит к увеличению ее теплопроводности. При повышении теплопроводности наножидкости тепло интенсивнее проникает от стенки трубы к оси и эффективнее переносится вниз по течению, поэтому средняя температура наножидкости в каждом поперечном сечении трубы при увеличении концентрации наночастиц ниже, чем для чистой воды.

Для коэффициента теплоотдачи можно провести рассуждение, аналогичное представленному выше. Снижение средней температуры наножидкости приводит к росту знаменателя в формуле (17), однако, поскольку возрастание теплового потока q происходит быстрее, то наблюдается возрастание коэффициента теплоотдачи при увеличении объемной доли наночастиц. Таким образом, наножидкость способна отвести большее количество тепла, чем чистая вода.

На основе проведенного численного моделирования для смеси вода/ Al_2O_3 можно заклю-

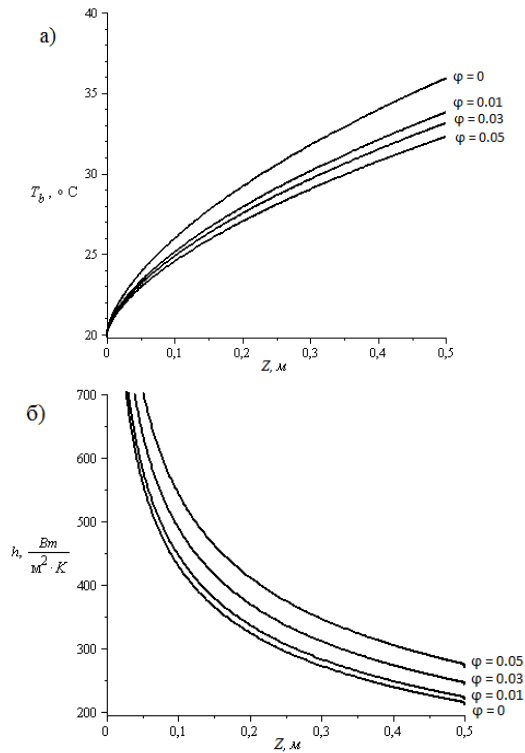


Рис. 11: Средняя температура наножидкости для $Re=1000$ (а), коэффициент теплоотдачи наножидкости при $Re=1000$ (б)

читать, что теплоперенос с использованием наножидкостей осуществляется более эффективно, чем с помощью однокомпонентной жидкой среды, и его эффективность возрастает с увеличением концентрации наночастиц.

В данной работе концентрация наночастиц постоянна. В работе [5] исследуется случай переменной концентрации наночастиц. Неоднородность концентраций возникает под действием диффузии и термофореза.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8756.

Список использованных источников

[1] S. K. Das, S. U. S. Choi, W. Yu, T. Pradeep, "Nanofluids: Science and Technology", John Wiley & Sons, Inc., 2008.

[2] Eleftherios Papoutsakis, Doraiswami Ramkrashna and Henry C. Lim. The extended Graetz problem with Dirichlet wall boundary conditions // Applied Scientific Research, №36 (1980), pp. 13-34.

[3] Nist Chemistry Webbook. URL: <http://webbook.nist.gov/chemistry/>.

[4] M. Nazifard, M. Nematollahi, K. Jafadpur and K. Y. Suh, Numerical simulation of water-based Alumina Nanofluid in Subchannel Geometry.

[5] I. I. Ryzhkov. The extended Graetz problem with prescribed wall flux for multicomponent fluids with Soret and Dufour effects // International journal of heat and mass transfer, V. 66, p. 461-471. 2013.