

УДК 532.546:536.25

© 2001 г. О.А. БЕССОНОВ, В.А. БРАЙЛОВСКАЯ

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ В ЗАЗОРЕ МЕЖДУ ГОРИЗОНТАЛЬНЫМИ КОАКСИАЛЬНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ С АНИЗОТРОПНЫМ ПОРИСТЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Представлены результаты расчета конвективного течения в цилиндрических пористых прослойках в зависимости от числа Рэлея, толщины прослойки и анизотропии проницаемости по трем направлениям при различных способах задания температуры на цилиндрических поверхностях. Проведен анализ влияния пространственных эффектов на структуру течения и теплообмен. Установлено существование одно- и многовихревых режимов конвекции, исследованы условия перехода к колебательным и нестационарным режимам течения в зависимости от основных параметров.

Появление значительного количества исследований [1–11] по численному моделированию естественной конвекции в зазоре между двумя горизонтальными коаксиальными цилиндрами, заполненном пористым веществом, инициировано важными технологическими приложениями. Они выполнены главным образом на основе численного решения двумерных уравнений Дарси – Буссинеска. Хотя при достаточно большом отношении длины цилиндров к толщине зазора пространственные эффекты в верхней части кольцевого канала возникают даже при низких числах Рэлея Ra , как показано в [1], где получены критические числа Ra (в зависимости от отношения радиусов внешнего и внутреннего цилиндров r_2/r_1), при которых режимы регулярной двумерной конвекции переходят в нестационарные трехмерные течения.

В [1–7] рассматривалась конвекция в цилиндрических изотропных пористых слоях, однако пористые материалы обладают существенной анизотропией проницаемости. В [13] на основе линейризованных уравнений найдено критическое число Рэлея, при котором возникает конвекция в бесконечном горизонтальном слое пористого анизотропного материала. Численное моделирование конвекции в плоских пористых слоях с учетом анизотропии проницаемости проведено в [14]. В кольцевых пористых прослойках исследование влияния анизотропии проницаемости на структуру фильтрационного течения и теплообмен выполнено в [8], где представлены также средние и локальные характеристики конвекции при различных значениях числа Ra и r_2/r_1 .

Существование в определенных условиях вторичных структур при конвективном течении в изотропной пористой прослойке показано в [5], где выполнены исследования границ таких режимов в зависимости от числа Ra и толщины прослойки. Появление вторичных структур при некоторых условиях в однородных пористых прослойках подтверждается как в экспериментах, так и в численных расчетах [7].

В [9], являющейся продолжением [2–4, 8], в рамках двумерной модели выполнено численное моделирование структуры течения и теплопередачи через кольцевые пористые анизотропные прослойки, подтверждено появление вторичных структур и в этих условиях. Особое внимание уделено исследованию влияния анизотропии проницаемости на характер течения, а именно на процесс перестройки одновихревых течений в мультивихревые и обратно.

Моделирование трехмерной конвекции в изотропной пористой цилиндрической прослойке на основе решения уравнений Дарси – Буссинеска в переменных температура – векторный потенциал выполнено в [10] для отношения радиусов $r_2/r_1 = 2$ и удлинения (отношение длины к радиусу внутреннего цилиндра) $L/r_1 = 2$ при числах Ra от 60 до 150. В [11] исследованы как двумерная, так и трехмерная модели свободной конвекции в цилиндрическом канале кольцевого сечения с изотропным пористым заполнением.

В данной работе в трехмерной постановке проводится численное моделирование конвекции в анизотропной пористой цилиндрической прослойке большого удлинения ($L/r_1 = 16$) в условиях внутреннего подогрева, т.е. когда внутренний цилиндр имеет большую температуру, чем наружный. Изучаются как стационарные режимы, так и колебательные, а также переходы к нестационарным течениям в зависимости от числа Ra и соотношения коэффициентов проницаемости по пространственным направлениям в двух различных по толщине цилиндрических прослойках ($r_2/r_1 = 2$ и $\sqrt{2}$).

1. Постановка задачи. Уравнения свободной конвекции в анизотропной пористой цилиндрической прослойке при использовании линейного закона Дарси и аппроксимации подъемных сил в приближении Буссинеска в переменных \mathbf{V} , p и T (скорость, давление и температура соответственно) имеют вид

$$\mathbf{V} = \frac{K}{\mu} (-\nabla p - \rho_0 \mathbf{g} \beta T) \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \rho_0 c_p [\nabla \cdot (\mathbf{V}T)] = \lambda^* \nabla^2 T \quad (1.3)$$

$$K = E[k_\varphi, k_z, k_r]^T$$

Здесь K – тензор проницаемости, E – единичный тензор, ρ_0 – плотность жидкости, заполняющей поры, β – коэффициент температурного расширения, c_p – удельная теплоемкость жидкости, λ^* – эффективная теплопроводность пористой среды без учета конвекции, μ – динамическая вязкость, k_r, k_φ, k_z – коэффициенты проницаемости пористой среды в радиальном, азимутальном и продольном направлениях соответственно.

Рассматривается задача о тепловой конвекции в цилиндрической прослойке $r_1 \leq r \leq r_2$ длиной L (фиг. 1) на основе уравнений (1.1)–(1.3). Граничные условия в общем случае имеют вид

$$r = r_i, \quad i = 1, 2, \quad T_i(z) = \langle T_i \rangle + (zL^{-1} - 0,5)\Delta T_i, \quad V_r = 0$$

$$z = 0, L: \quad V_z = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

где ΔT_i – продольный перепад температур на внутренней и внешней ($i = 1, 2$) стенках.

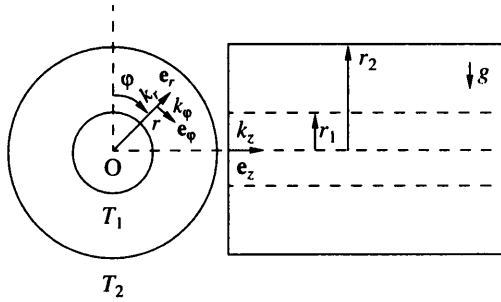
Для исследования влияния пространственных эффектов используются четыре типа граничных условий для температуры

$$\Gamma_1: \quad \Delta T_1 = \Delta T_2 = 0, \quad \langle T_1 \rangle - \langle T_2 \rangle = 1 \quad (1.4)$$

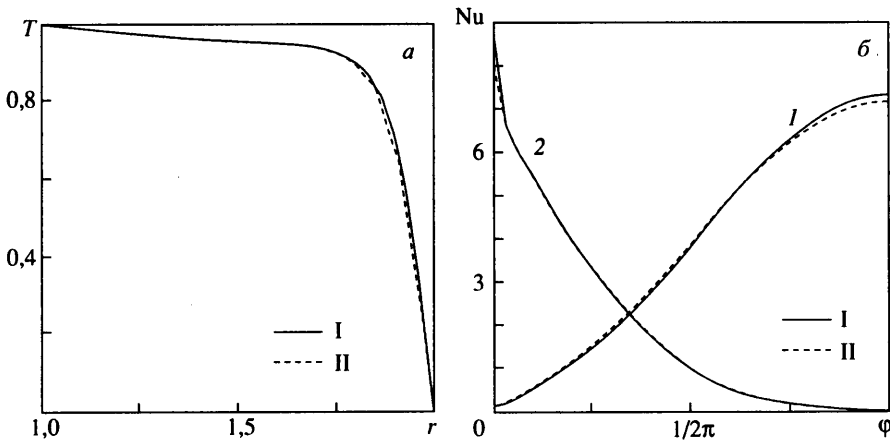
$$\Gamma_2: \quad \Delta T_1 = \Delta T_2 = 0, 2, \quad \langle T_1 \rangle - \langle T_2 \rangle = 1 \quad (1.5)$$

$$\Gamma_3: \quad \Delta T_1 = 0, 2, \quad \Delta T_2 = 0, \quad \langle T_1 \rangle - \langle T_2 \rangle = 1 \quad (1.6)$$

$$\Gamma_4: \quad \Delta T_1 = \Delta T_2 = 0, 2, \quad \langle T_1 \rangle - \langle T_2 \rangle = 0 \quad (1.7)$$



Фиг. 1. Схема расчета течения в канале



Фиг. 2. Профили температуры $T(r)$ (а) и зависимости $Nu_i(\varphi)$ (б) на внутренней и внешней (кривые I и 2) границах канала в срединном сечении $z = 8$ при $Ra = 200$, граничных условиях Γ_1 , вариант а (I и II – сетки $64 \times 128 \times 32$ и $64 \times 128 \times 16$)

При приведении системы (1.1)–(1.3) к безразмерному виду принимаются следующие масштабы: длины r_1 (радиус внутреннего цилиндра), скорости $\lambda^*/(c_p \rho_0 L)$, температуры $(\langle T_1 \rangle - \langle T_2 \rangle)$, давления $\lambda^* \mu / (c_p \rho_0 k_0)$, проницаемости $k_0 = \max(k_\varphi, k_z, k_r)$

Получим систему уравнений

$$\mathbf{V} = K(-\nabla p + Ra^* \mathbf{e}_g T) \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V} T) = \nabla^2 T \quad (1.9)$$

$$Ra = \frac{\rho^2 g \beta (\langle T_1 \rangle - \langle T_2 \rangle) r_1 c_p k_0}{(\mu \lambda^*)}$$

Здесь Ra – фильтрационное число Рейля, $\mathbf{e}_g = \mathbf{g}/|\mathbf{g}|$ – единичный вектор силы тяжести, \mathbf{V} , p и T – безразмерные скорость, давление и температура.

Помимо характеристик течения и поля температур определяются локальные и средние числа Нуссельта на внутренней и внешней стенках области в срединном поперечном сечении $z = L/2$

$$r = r_i, \quad Nu_i(\varphi) = \frac{\partial T}{\partial r}, \quad \langle Nu_i \rangle = \frac{1}{2\pi} r_i \int_0^{2\pi} Nu_i(\varphi) d\varphi, \quad i = 1, 2 \quad (1.10)$$

В качестве начальных условий предполагаются линейное по радиусу распределение температуры и нулевое поле скорости внутри цилиндрического канала.

2. Метод решения. Для решения уравнений (1.8), (1.9) используется метод конечных объемов. Применяются разнесенные равномерные сетки. Для дискретизации конвективных членов в уравнении для температуры (1.9) используются центральные разности, обеспечивающие второй порядок точности.

Уравнения (1.8)–(1.9) решаются раздельно, с использованием метода проекций, модифицированного для уравнения Дарси – Буссинеска.

Расчетная схема алгоритма состоит из следующих этапов: вычисление промежуточной скорости из конечно-разностного аналога уравнения (1.8); решение уравнения Пуассона для давления и коррекция поля скорости; определение поля температуры по полученным значениям скорости.

Интегрирование по времени конечно-разностной системы уравнений для температуры производится неявным методом Кранка – Николсона. Для решения уравнения Пуассона используется метод Фурье. Выбранный прямой метод решения обеспечивает высокую вычислительную эффективность алгоритма, что позволяет проводить численное моделирование пространственных нестационарных процессов на сетках размером $64 \times 128 \times 32$ (по направлениям φ , z , r соответственно). Характерное время счета одного варианта задачи на такой сетке на персональной ЭВМ класса PentiumPro не превышает 1 ч. В отличие от цитируемых во Введении работ задача решается во всей области без дополнительных предположений о симметрии. Стационарные решения получают симметричными относительно вертикальной диаметральной плоскости ($\varphi = 0$). При этом нарушение симметрии является одним из первых признаков перехода к нестационарному режиму течения.

Тестирование метода проводилось сопоставлением расчетов на сетках $64 \times 128 \times 16$ и $64 \times 128 \times 32$. На фиг. 2, *a* и *б* представлены результаты расчетов варианта *a* ($k_r = k_\varphi = k_z = 1$, граничные условия Γ_1 , $Ra = 200$) в срединном поперечном сечении ($z = 8$) – профиль температуры $T(r)$ при $\varphi = 0$ и локальные числа Нуссельта Nu_1 и Nu_2 на внутренней и внешней поверхностях. Результаты расчетов на этих сетках (кривые *I*, *II*) достаточно близки (максимальное различие составляет 2,5%). Поэтому для основных расчетов использовалась более экономичная сетка $64 \times 128 \times 16$, которая также обеспечивает хорошее пространственное разрешение пограничных слоев вблизи $r = r_1$ и r_2 .

3. Результаты параметрических исследований. Результаты выполненных параметрических исследований в виде средних значений чисел Нуссельта $\langle Nu_1 \rangle$ на внутренней цилиндрической поверхности ($r = r_1$) в сечении $z = 8$ сведены в табл. 1.

Буквами *a–f* в табл. 1 обозначены варианты с различным распределением безразмерных коэффициентов проницаемости по направлениям k_r , k_φ , k_z , буквами Γ_1 , Γ_2 , Γ_3 , Γ_4 – граничные условия на цилиндрических поверхностях (1.4)–(1.7). Для вариантов со стационарным режимом течения показаны установившиеся значения $\langle Nu_1 \rangle$, а для вариантов с периодическими колебаниями – минимальные и максимальные значения $\langle Nu_1 \rangle$. Нестационарные режимы с непериодическими (хаотическими) колебаниями обозначены в таблицах как "Нест". Таким образом, табл. 1 представляет карту режимов течения в широком диапазоне параметров.

Для оценки влияния пространственных эффектов представляет интерес сопоставить аналогичные по параметрам варианты с граничными условиями Γ_2 и Γ_1 . Последний фактически реализует двумерную постановку задачи, поскольку в ней отсутствует горизонтальный градиент температуры на поверхностях цилиндров и полагается $k_z = 0$. Изменение $k_z = 0$ на $k_z = 1$ при граничных условиях Γ_1 не меняет ни режима течения, ни его характеристик. Разность температур ΔT между цилиндрическими поверхностями вызывает конвективное течение, одинаковое во всех кольцевых сечениях, перпендикулярных оси z .

Как видно из табл. 1, при $Ra = 200$ и 300 ($r_2/r_1 = 2$) для $k_z = 0,2$ значения $\langle Nu_1 \rangle$ практически равны между собой для граничных условий Γ_1 (вариант *b*) и Γ_2 (*b* и *c*), а

Таблица 1

Γ_i	N	k_r	k_ϕ	k_z	Ra ($r_2/r_1 = 2$)					Ra ($r_2/r_1 = \sqrt{2}$)					
					200	300	500	800	1200	200	300	500	800	1200	
Γ_1	a	1	1	0	3,846	Нест.	-	-	-	-	4,369	5,369	-	-	-
Γ_1	a	1	1	1	3,846	Нест.	-	-	-	-	4,369	5,369	-	-	-
Γ_1	b	0,2	1	0	3,549	4,417	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Γ_1	b	0,2	1	1	3,549	4,417	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Γ_2	a	1	1	1	Нест.	Нест.	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Γ_2	a	1	1	0,2	3,848	Нест.	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Γ_2	b	0,2	1	1	3,556	4,437	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Γ_2	c	0,2	1	0,2	3,551	4,419	5,785	7,350	8,967	-	-	5,355	6,84	-	-
Γ_2	d	0,2	0,6	0,6	2,813	3,493	4,574	5,825	Нест.	-	-	4,229	5,31	Нест.	-
Γ_2	e	0,2	0,2	1	1,705–2,338	2,022–2,917	-	-	-	2,924	2,812–3,285	-	-	-	-
Γ_2	f	0,2	1	0,6	3,554	4,424	5,792	7,360	8,970	-	-	-	-	-	-
Γ_3	a	1	1	1	Нест.	Нест.	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Γ_3	b	0,2	1	1	3,549	Нест.	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Γ_3	e	0,2	0,2	1	1,701–2,327	2,021–2,866	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Γ_i	N	k_r	k_ϕ	k_z	Ra ($r_2/r_1 = 2$)					
					200		300		500	
					$\langle Nu_1 \rangle$	V_z	$\langle Nu_1 \rangle$	V_z	$\langle Nu_1 \rangle$	V_z
Γ_2	c	0,2	1	0,2	3,55	1	4,42	1,49	5,78	2,48
Γ_2	f	0,2	1	0,6	3,55	2,89	4,24	4,25	5,79	6,84
Γ_2	d	0,2	0,6	0,6	2,81	2,85	3,49	4,16	4,57	6,63
Γ_4	d	0,2	0,6	0,6	—	—	—	—	—	—

при $k_z = 1$ (b для условий Γ_2) $\langle Nu_1 \rangle$ в трехмерной постановке превышает соответствующее значение для Γ_1 всего на 0,5% при прочих равных значениях коэффициентов проницаемости. Таким образом, при умеренных числах Рэлея двумерная постановка данной задачи вполне оправдана для расчета инженерных характеристик теплообмена.

С другой стороны, в отсутствие разности температур ($\Delta T = 0$) между цилиндрическими поверхностями, но при поддержании постоянного горизонтального градиента температур ($\Delta T_1 = \Delta T_2 = 0,2$ – граничные условия Γ_4 , табл. 2), т.е. при наличии линейной зависимости $T(z)$ на внешней и внутренней границах, возникают конвективные течения вдоль z вправо в верхней части канала и влево в нижней его половине. Об этом можно судить по картинам изолиний температуры в срединном кольцевом и вертикальном продольном сечениях (фиг. 3, a и b). Величины локальных чисел Нуссельта на внутренней и внешней границах кольцевого канала в срединном вертикальном сечении цилиндра (фиг. 3, θ) на порядок меньше аналогичных значений Nu_i (ϕ) для граничных условий Γ_2 . Симметричное поведение кривых относительно нуля дает значение $\langle Nu \rangle$, равное нулю (табл. 1, граничное условие Γ_4).

Таким образом, при наличии как продольных, так и радиальных градиентов температуры (условия Γ_2) объемное конвективное движение в пористой среде между цилиндрами представляет суперпозицию описанных выше течений, соответствующих граничным условиям Γ_1 и Γ_4 .

Граничные условия Γ_3 являются частным случаем условий Γ_2 , при которых внешняя цилиндрическая поверхность является изотермической (1.7). В табл. 1 приведены максимальные и минимальные значения $\langle Nu_1 \rangle$ при периодических колебаниях для условий Γ_2 и Γ_3 . Существенных различий нет ни в качественном отношении (сохраняются оба режима – периодический и нестационарный), ни в количественном. Максимальная разница для $\langle Nu_1 \rangle$ в вариантах Γ_2 и Γ_3 как для стационарного режима ($Ra = 200$, вариант b), так и для периодического (вариант e) составляет менее 2%. Поэтому в дальнейшем рассматривается в основном режим Γ_2 .

В табл. 2 приведены $\langle Nu_1 \rangle$ вместе с максимальными значениями горизонтальной скорости V_z в срединном сечении $z = 8$ для нескольких вариантов расчетов. Варианты c и f могут соответствовать использованию в качестве изоляции тканевой намотки пористого материала с азимутальной ориентацией волокон, а вариант d – чередующейся азимутальной и продольной ориентацией.

С увеличением Ra растут $|V_z|_{\max}$ и средние числа Нуссельта во всех вариантах (c , d и f), причем для более узких прослоев с $r_2/r_1 = \sqrt{2}$ средний тепловой поток на цилиндрической поверхности всегда меньше, чем для $r_2/r_1 = 2$.

Сравнение вариантов c , d и f дает возможность оценить роль распределения коэф-

Ra ($r_2/r_1 = 2$)				Ra ($r_2/r_1 = \sqrt{2}$)			
800		1200		500		800	
$\langle Nu_1 \rangle$	V_z	$\langle Nu_1 \rangle$	V_z	$\langle Nu_1 \rangle$	V_z	$\langle Nu_1 \rangle$	V_z
7,35	3,92	8,97	5,82	5,35	1,77	6,84	2,83
7,36	10,5	8,97	15,1	–	–	–	–
5,82	10,1	Нест.	–	4,23	5,25	5,31	8,32
0	11,8	–	–	–	–	–	–

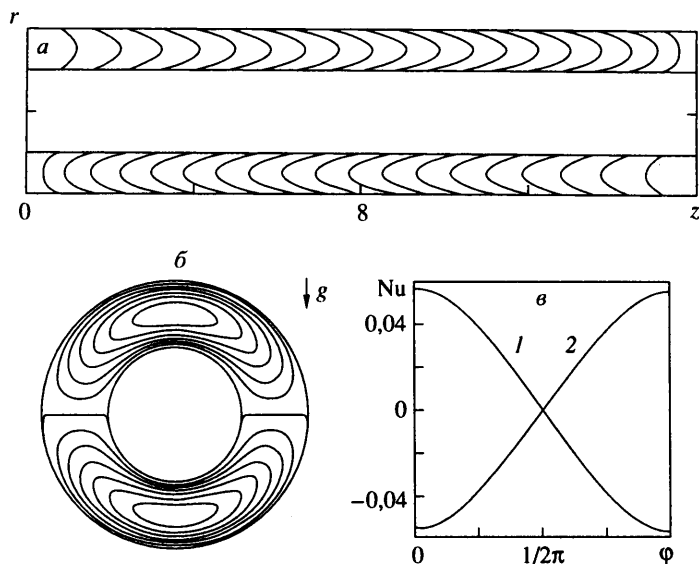
фициентов проницаемости по направлениям. С увеличением k_ϕ при прочих равных условиях (варианты d и f) растет $\langle Nu_1 \rangle$, так как интенсифицируются течение по угловой координате и теплообмен, а скорость V_z увеличивается незначительно. Интересно отметить, что переход к нестационарному режиму при $Ra = 1200$ наступает в условиях меньшего коэффициента проницаемости по углу $k_\phi = 0,6$ (вариант d) по сравнению с $k_\phi = 1$ (f), когда более интенсивные течения и теплообмен в поперечном сечении оказывают стабилизирующее влияние на суммарное конвективное течение в объеме. Проницаемость же k_z влияет в основном на величину скорости V_z и устойчивость течения. В частности, увеличение k_z с 0,2 (вариант c) до 0,6 (f) приводит к практически трехкратному росту максимальной горизонтальной скорости V_z , т.е. почти линейно, не влияя при этом на соответствующие максимальные значения $\langle Nu_1 \rangle$.

Таким образом, анизотропия проницаемости приводит не только к количественным изменениям интенсивности конвекции (выраженным здесь через $\langle Nu_1 \rangle$), но и, что более существенно, к качественным изменениям, а именно смене режимов. В частности, если для $Ra = 200$ (граничные условия Γ_2) в изотропных прослойках (вариант a) для $k_z = 1$ реализуется нестационарный режим конвекции, при котором можно отслеживать только мгновенные значения $\langle Nu_1 \rangle$, то уменьшение k_z до 0,2 приводит к стационарному режиму.

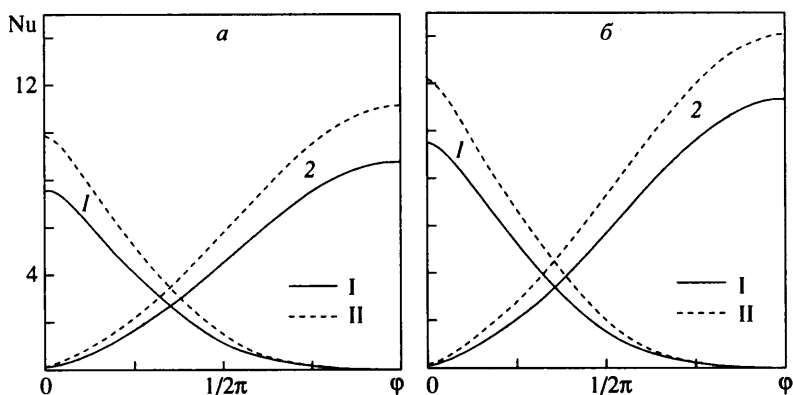
Интересно также отметить факт управления режимом течения с помощью параметра проницаемости в радиальном направлении. Уменьшение k_r до 0,2 (вариант b) по сравнению с $k_r = 1$ (a) приводит к ослаблению конвекции типа Бенара в верхней части канала и установлению стационарного режима течения и теплообмена. Для вариантов c , d и f ($k_r = 0,2$) также устанавливается стационарный режим вплоть до $Ra = 1000$ и 1200 (d и c).

При том же значении $k_r = 0,2$ в варианте e , когда $k_\phi = 0,2$, а $k_z = 1$ (в отличие от варианта c , где наоборот $k_\phi = 1$, а $k_z = 0,2$), устанавливается периодический режим, при котором $\langle Nu_1 \rangle$ колеблется около своих средних значений (равных 2,02 и 2,47 для $Ra = 200$ и 300), меньших, чем для вариантов c и d , поскольку интенсивность теплообмена определяется главным образом проницаемостью по ϕ .

Помимо средних характеристик также представляет интерес анализ локальных характеристик течения и теплообмена. На фиг. 4 сопоставляются графики изменения локальных чисел Nu_i на внутренней и внешней цилиндрических поверхностях ($i = 1, 2$) при значениях $Ra = 500$ и 800 (кривые I и II) – для двух случаев распределения коэффициента проницаемости (фиг. 4, a и b – варианты c и d). В варианте c ($k_\phi = 1$) для обоих значений Ra локальные числа Nu_i больше, чем в варианте d ($k_\phi = 0,6$), во всей области изменения ϕ . Неравномерность в распределении Nu_i (ϕ) также возрастает при большем k_ϕ независимо от k_z .



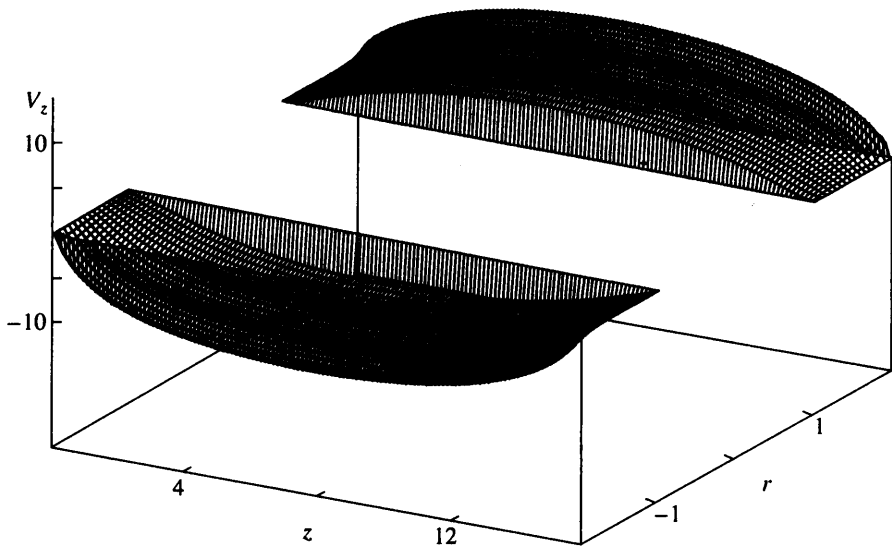
Фиг. 3. Изолинии температуры (а) и (б) в продольном сечении $\varphi = 0$ и в сечении $z = 8$ и зависимости $Nu_i(\varphi)$ (в) на внутренней и внешней (кривые 1 и 2) границах канала в сечении $z = 8$ при $Ra = 800$, условиях Γ_4 , вариант d



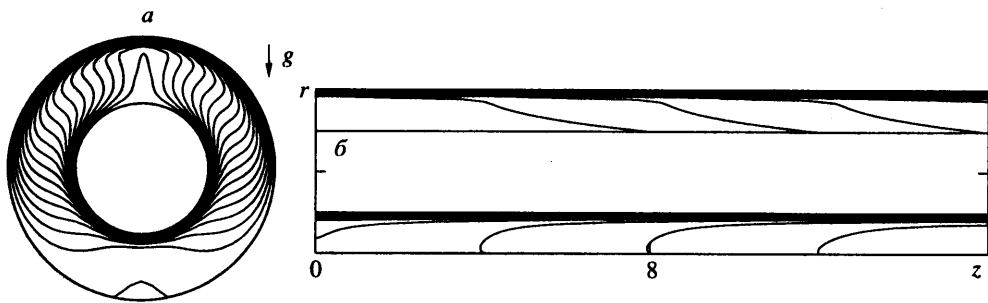
Фиг. 4. Зависимости $Nu_i(\varphi)$ (а) и (б) для вариантов d и c на внутренней и внешней (кривые 1 и 2) границах канала в сечении $z = 8$ при $Ra = 500$ (I) и 800 (II), условиях Γ_2

Увеличение проницаемости по z ведет к росту скорости V_z (табл. 2), т.е. усилению продольной горизонтальной составляющей спирального течения в зазоре между цилиндрами. Схематично распределение скорости V_z вдоль z показано на фиг. 5 для варианта d при $Ra = 800$ как функции двух переменных $V_z(z, r)$. На фиг. 6 представлены изолинии температуры в срединном поперечном сечении $z = 8$ и вертикальном продольном сечении $\varphi = 0$ соответственно.

С ростом k_z даже при меньших числах $Ra = 200$ и 300 возникает колебательное течение с образованием вторичных вихрей вдоль z в верхней части цилиндрического слоя подобно вихрям Тейлора – Гёртлера в задаче о течении жидкости в каверне, вызванном движением ее границ [12]. На фиг. 7 для этого случая показаны колебания значений $\langle Nu_i(t) \rangle$, $i = 1, 2$, во времени (кривые I и II соответственно при $Ra = 200$ и



Фиг. 5. Поля скоростей $V_z(z, r)$ вдоль z в верхней и нижней половинках канала в продольном сечении при $Ra = 800$, условиях Γ_2 , вариант d



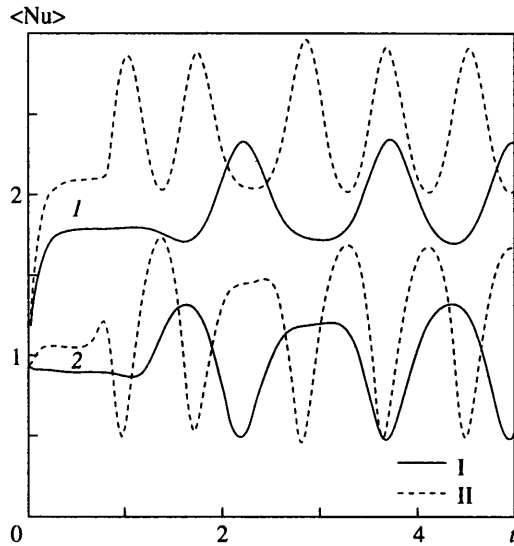
Фиг. 6. Изолинии температуры (а) и (б) в поперечном сечении $z = 8$ и в продольном сечении $\gamma = 0$ при $Ra = 800$, граничные условия Γ_2 , вариант d

300). Следовательно, с ростом Ra ускоряется процесс выхода на периодический режим и увеличивается частота колебаний.

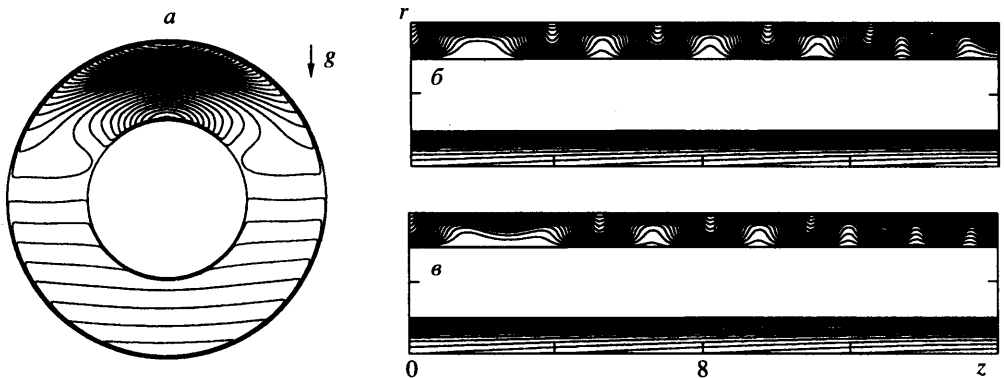
Изолинии скорости V_z в поперечном сечении $z = 8$ и температуры в вертикальном продольном сечении $\phi = 0$ для двух моментов времени ($t = 4,4$ и 10) на фиг. 8, а и б показывают, что колебательное движение жидкости в пористой среде, заполняющей верхнюю часть цилиндрического канала, приводит к периодическому изменению температуры в этой части области. Кроме того, оно влияет на распределение скорости V_z в верхней части кольцевого сечения (на фиг. 8, а) и нарушает эквидистантную слоистую структуру изолиний, характерную для нижней части.

Заключение. Проведено детальное численное исследование структуры течения, полей температур и скоростей, а также средних и локальных характеристик теплообмена в пространстве между горизонтальными коаксиальными цилиндрами, заполненном анизотропным пористым веществом.

Выявлены три характерных режима течения – стационарный, колебательный и нестационарный, переходящий в хаотический, в зависимости от основных параметров – числа Рэлея, ширины прослойки и распределения коэффициентов проницаемости



Фиг. 7. Зависимости $\langle Nu \rangle (t)$ на внутренней и внешней (кривые 1 и 2) границах канала в сечении $z = 8$ при $Ra = 200$ (I) и 300 (II), условиях Γ_2 , вариант e



Фиг. 8. Изолинии V_z (a) в поперечном сечении $z = 8$ и температуры (б) в продольном сечении $\varphi = 0$ для двух моментов времени при $Ra = 200$, условиях Γ_2 , вариант e

по направлениям. Показана роль этих факторов в формировании трехмерного течения и их относительное влияние на перестройку режимов течения и теплообмена.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-00584).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Caltagirone J.-P. Thermoconvective instabilities in a porous medium bounded by two concentric horizontal cylinders // J. Fluid Mech. 1976. V. 76. pt 2. P. 337–362.
2. Брайловская В.А., Петражицкий Г.Б., Полежаев В.И. Естественная конвекция и перенос тепла в пористых прослойках между горизонтальными коаксиальными цилиндрами // ПМТФ. 1978. № 6. С. 90–96.

3. *Брайловская В.А., Петражицкий Г.Б., Полежаев В.И.* Естественная термоконвективная фильтрация в кольцевых пористых прослойках // Теплообмен 1978. Советские исследования. М.: Наука, 1980. С. 174–181.
4. *Brailovskaya V.A., Petrazhitzky G.B., Polezhaev V.I.* Natural thermoconvective filtration in circular porous interlayers // 6th Intern. Heat Transfer Conf. Canada. 1978. Ottawa, 1978. V. 2. P. 239–243.
5. *Himasekhar K., Bau H.* Two dimensional bifurcation phenomena in thermal convection in horizontal, concentric annuli containing saturated porous media // J. Fluid Mech. 1988. V. 187. P. 267–300.
6. *Rao Y.F., Fukuda K., Hasegawa S.* Steady and transient analyses of natural convection in a horizontal porous annulus with the Galerkin method // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1987. V. 109. № 4. P. 919–927.
7. *Charrier-Mojtabi M.C., Mojtabi A., Azaiez M., Labrosse G.* Numerical and experimental study of multicellular free convection flows in an annular porous layer // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1991. V. 34. № 12. P. 3061–3074.
8. *Брайловская В.А., Козан В.Р., Полежаев В.И.* Влияние анизотропии проницаемости на конвекцию и теплоперенос тепла в пористой кольцевой прослойке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 1. С. 59–64.
9. *Брайловская В.А., Феоктистова Л.В.* Структура течения и теплообмен в анизотропных пористых кольцевых прослойках // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 4. С. 122–128.
10. *Rao Y.F., Fukuda K., Hasegawa S.* A numerical study of threedimensional natural convection in a horizontal porous annulus with Galerkin method // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1988. V. 31. № 4. P. 695–707.
11. *Charrier-Mojtabi M.C.* Numerical simulation of two- and three-dimensional free convection flows in a horizontal porous annulus using a pressure and temperature formulation // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1997. V. 40. № 7. P. 1521–1533.
12. *Бессонов О.А., Брайловская В.А., Ру Б.* Численное моделирование трехмерного сдвигового течения в полости с движущимися крышками // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 3. С. 41–49.
13. *Castinel G., Combarrous M.* Critere d'apparation de la convection naturelle dans une couche poreuse anisotrope horizontale // C.r. Acad. Sci. Ser. B. 1974. V. 278. № 15. P. 701–704.
14. *Nilsen T., Storesletten L.* An analytical study on natural convection in isotropic and anisotropic porous channels // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1990. V. 112. № 2. P. 396–401.

Москва
Нижний Новгород

Поступила в редакцию
13.VI.1999