

ния пластины это явление исчезает и энергетические характеристики становятся значительно меньше. В водных кавернах порога значения кинетической энергии существенно меньше, локальные максимумы E_1 , E_2 соответствуют окнам прозрачности аналогично распространению волн над траншеей [1]. Отметим, что очень близкие к представленным на рис. 5, 6 значения E_1 и E_2 имеют место при $l_1 = l_2 = H_1$, а также E_1 при $l_1 = 5H_1$, $l_2 = 0$ и E_2 при $l_1 = 0$, $l_2 = 5H_1$.

Выполненные исследования рассеяния волн различными препятствиями прямоугольной формы подтверждают большие возможности изменения характеристик отраженных и проходящих волн путем варьирования геометрии препятствия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стурова П. В. Распространение плоских поверхностных волн над прямоугольной траншеей, частично закрытой крышкой // ПМТФ.— 1991.— № 5.
2. Takano K. The effects of rectangular obstacle on wave propagation // Houille Blanche.— 1960.— N 3.
3. Mei C. C., Black J. L. Scattering of surface waves by rectangular obstacles in waters of finite depth // J. Fluid Mech.— 1969.— V. 38.— Pt 3.
4. Newman J. N. Propagation of water waves past long two-dimensional obstacles // J. Fluid Mech.— 1965.— V. 23.— Pt 1.
5. Войт С. С. Переход плоских волн через мелководную зону // Тр. Мор. гидрофиз. ин-та АН СССР.— 1959.— Т. 15.
6. Кононова Г. Е., Воронин Л. М., Показеев К. В. Отражение длинных волн подводными препятствиями // Теор. и эксперим. исслед. длинноволн. процессов. Сб. ДВНЦ АН СССР.— Владивосток, 1985.
7. Стокер Дж. Волны на воде.— М.: ИЛ, 1959.
8. Massel S. O pewnym dwuwymiarowym zagadnieniu dyfrakcyjnym dla fal powierzchniowych // Rozpr. hydrotechn.— 1986.— N 48.

г. Новосибирск

Поступила 12/IV 1990 г.

УДК 532.546

С. А. Сафонов

СМЕШАННАЯ КОНВЕКЦИЯ ОКОЛО КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА В ЯЧЕЙКЕ ХИЛ-ШОУ

Хорошо известно устройство (ячейка) Хил-Шоу, представляющее собой две близкорасположенные параллельные пластины, пространство между которыми заполнено жидкостью. Размеры ячейки в плоскости ограничивающих ее пластин много больше расстояния между ними — толщины ячейки. Течение жидкости в ячейке Хил-Шоу при малых скоростях потока моделирует двумерное потенциальное течение и является гидродинамическим аналогом однофазной фильтрации жидкости в пористой среде [1]. Эта аналогия основана на совпадении соответствующих уравнений движения (закона Дарси). В ряде важных технических приложений, где встречается течение жидкости в щелевых каналах, оно может происходить не только с малыми, но и с большими скоростями.

Одно из них — течение в трещинах гидравлического разрыва, который считается наиболее перспективным способом создания замкнутых циркуляционных систем при извлечении геотермальной энергии [2]. Если вдали от скважины реализуется ползущее течение, то по мере приближения к скважине все более проявляются инерционные эффекты. При этом может реализовываться не только идеальный случай симметричного радиального течения, но и несимметричное струйное течение, обтекание непроницаемых включений. Истечение струй и обтекание цилиндра в щелевом канале исследованы в [3—5].

Современные быстродействующие высокоинтегрированные ЧИПы характеризуются высоким тепловыделением ($\sim 10^2$ Вт/см²). Охлаждение плат со встроенными в них ЧИПами осуществляется путем погружения их в поток охлаждающей жидкости [6]. При плотном монтаже плат в данном случае также реализуется течение в щелевом канале переменной толщины.

В настоящей работе предлагается решение стационарной задачи ламинарного обтекания потоком вязкой несжимаемой жидкости кругового цилиндра с внутренними источниками тепла в ячейке Хил-Шоу с теплоизолированными стенками (образующие

цилиндра перпендикулярны плоскостям ячейки). Предлагаемая задача моделирует обтекание тепловыделяющего элемента в щелевом канале. В целях ее упрощения будем считать, что высота цилиндра равна толщине ячейки, и рассматривать задачу в двумерном приближении.

Ограничиваясь случаем умеренных разностей температур в жидкости, положим в основу анализа задачи классическую модель Обербека — Буссинеска

$$(1) (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} + (1/\rho) \nabla p = \nu \Delta \mathbf{U} - g\beta(T - T_\infty), (\mathbf{U} \cdot \nabla) T = a \Delta T, \operatorname{div} \mathbf{U} = 0$$

(\mathbf{U} , \mathbf{g} — векторы скорости и силы тяжести, p — давление, T — температура жидкости, T_∞ — температура набегающего потока на бесконечности, ρ — плотность, ν — кинематическая вязкость, a — коэффициент температуропроводности, β — коэффициент объемного расширения жидкости).

На плоских поверхностях ячейки $\{z = h/2\}$ и $\{z = -h/2\}$, на боковой поверхности цилиндра выполняются условия прилипания. На бесконечном удалении от цилиндра $\mathbf{U} = (\bar{U}_0(1 - 4z^2/h^2), 0, 0)$.

Тепловая задача решается при граничных условиях первого рода $T = T_0$ на стенке цилиндра (T_0 — постоянная температура боковой поверхности цилиндра), $T = T_\infty$ на бесконечном удалении от боковой поверхности цилиндра. Ячейка расположена вертикально: z -компонента вектора силы тяжести $g_z = 0$.

Предположим, что во всей области течения температура жидкости не зависит от координаты z , движение жидкости в направлении оси z отсутствует, а для продольной и поперечной компонент скорости реализуется профиль Пуазейля

$$u(x, y, z) = u_0(x, y)(1 - 4z^2/h^2), v(x, y, z) = v_0(x, y)(1 - 4z^2/h^2).$$

Интегрируя уравнения системы (1) по z от 0 до $h/2$, получим в предположении теплоизолированности стенок ячейки следующую систему уравнений относительно скорости $\mathbf{U}_0 = (u_0, v_0)$ в плоскости симметрии ячейки, давления p и температуры T :

$$(2) (\mathbf{U}_0 \cdot \nabla) \mathbf{U}_0 + \frac{15}{8\rho} \nabla p = \frac{5}{4} \nu \left(\frac{\partial^2 \mathbf{U}_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{U}_0}{\partial y^2} \right) - \frac{15}{8} g\beta(T - T_\infty) - 15 \frac{\nu}{h^2} \mathbf{U}_0,$$

$$(\mathbf{U}_0 \cdot \nabla) T = \frac{3}{2} a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \operatorname{div} \mathbf{U}_0 = 0.$$

Система уравнений (2) в переменных функция тока ψ — завихренность ω и полярных координатах r , φ имеет безразмерный вид

$$(3) \operatorname{Re}^* (\mathbf{U}_0 \cdot \nabla) \omega + \operatorname{Gr}^* \left(r \frac{\partial \theta}{\partial r} \cos(\alpha + \varphi) - \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \sin(\alpha + \varphi) \right) = \operatorname{Da} \Delta_{r\varphi} \omega - r\omega,$$

$$\operatorname{Re}^* (\mathbf{U}_0 \cdot \nabla) \theta = \frac{6}{5} \frac{\operatorname{Da}}{\operatorname{Pr}} \Delta_{r\varphi} \theta, u_0 = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi}, v_0 = -\frac{\partial \psi}{\partial r},$$

$$\Delta_{r\varphi} \psi = r\omega, \Delta_{r\varphi} \theta = \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}.$$

Переменная r отнесена к радиусу цилиндра R ($R \gg h$), компоненты скорости u_0, v_0 — к \bar{U}_0 ($\bar{U}_0 = 1,5\bar{U}$, \bar{U} — среднерасходная скорость), ψ и ω — к $\bar{U}_0 R$ и \bar{U}_0/R , безразмерная температура $\theta = (T - T_\infty)/(T_0 - T_\infty)$.

Рассмотрим симметричное обтекание цилиндра при противоположно направленных векторах скорости набегающего потока и силы тяжести ($\alpha = 90^\circ$) и при равнонаправленных ($\alpha = -90^\circ$). Граничные условия для уравнений (3): $\theta(1, \varphi) = 1$, $\theta(\infty, \varphi) = 0$, $u_0(1, \varphi) = 0$, $v_0(1, \varphi) = 0$, $u_0(\infty, \varphi) = \cos \varphi$, $v_0(\infty, \varphi) = -\sin \varphi$.

Безразмерные комплексы: $\operatorname{Re}^* = (\bar{U}h^2)/(10\nu R)$ — приведенное число Рейнольдса, $\operatorname{Gr}^* = (|g|\beta(T_0 - T_\infty)h^2R)/(12\nu\bar{U})$ — приведенное число Грасгофа, $\operatorname{Da} = h^2/(12R^2)$ — число Дарси для ячейки Хил-Шоу — внутренне-

ние параметры задачи. Внешними параметрами задачи служат Re и Gr , построенные по толщине ячейки и среднерасходной скорости: $Re = (\bar{U}h)/\nu$, $Gr = (|g|\beta(T_0 - T_\infty)h^3)/(\bar{U}\nu)$, которые должны соответствовать ламинарному диапазону течения.

Система уравнений (3) решалась конечно-разностным методом. Использовалась консервативная разностная схема «upwind» [7], имеющая первый порядок точности аппроксимации конвективного члена и второй — аппроксимации вторых производных. Полученная система нелинейных алгебраических уравнений решалась итерационным методом Гаусса — Зейделя. Решение отыскивалось на неравномерных по координате r (со сгущением около поверхности цилиндра) и равномерных по координате φ сетках. Граничные условия при $r = \infty$ ставились при $r = 15$. В этом случае влияние внешней границы на интересующую нас область течения около боковой поверхности цилиндра было незначительным.

Основной интегральной характеристикой тепловой задачи является среднее число Нуссельта на стенке цилиндра

$$Nu = -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\partial T}{\partial r}(1, \varphi) d\varphi.$$

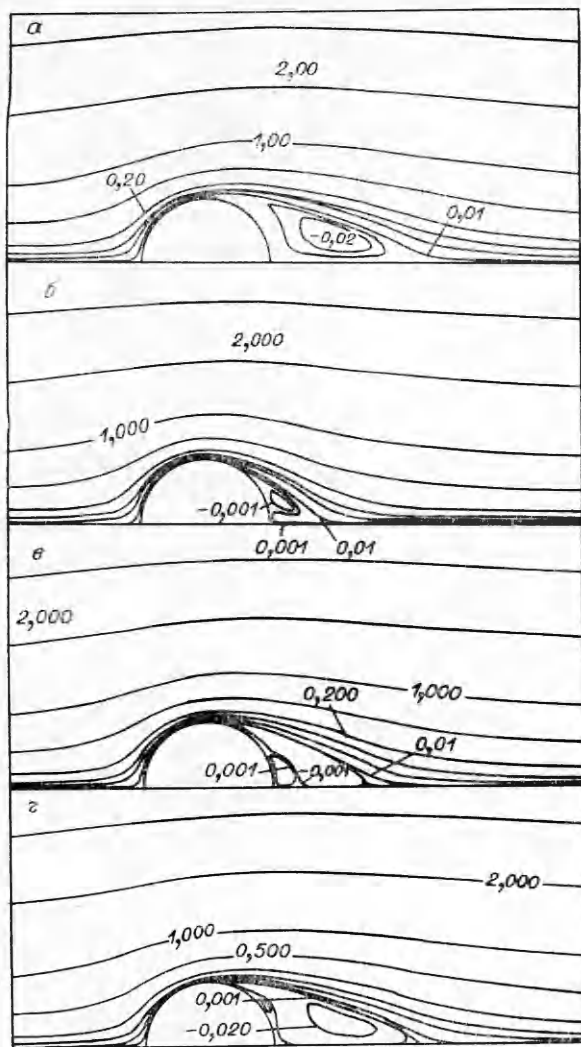
Для расчета Nu использовалась сетка 21×21 с минимальным шагом около стенки цилиндра 0,001. При переходе к более подробной сетке 61×61 Nu изменялось не более чем на 3—5 % для всех значений параметров задачи из указанных ниже диапазонов. Для получения стационарной картины течения около цилиндра применялась также сетка 61×61 .

Многовариантные вычисления проведены для значений параметров Re^* , Gr^* , Da из диапазонов $0,1 \div 10$, $0 \div 10$, $0,0001 \div 0,001$ соответственно. Число Прандтля варьировалось от 1 до 10. Подробные расчеты с шагом по $Re^* = 0,2$ позволили определить Re_0^* , при котором поток отрывается от стенки цилиндра при $Gr^* = 0$. Вне зависимости от Da $Re_0^* \simeq 1,5$. При увеличении Gr^* в интервале $Re_0^* < Re^* < 3$ безотрывное обтекание цилиндра осуществляется при $Re^* > Re_0^*$. При $Re^* > 3$ течение отрывное при всех значениях Gr^* .

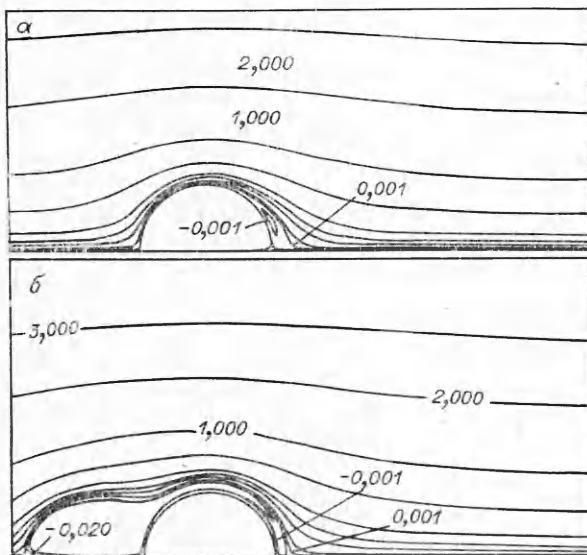
Взаимодействие сил инерции и плавучести обуславливает формирование следующих типов отрывных зон при $\alpha = 90^\circ$ в зависимости от числа нулей у завихренности на стенке цилиндра (конфигурации линий тока на рис. 1 и далее на рис. 2 отвечают $Da = 0,001$): а) один нуль — отрыв потока в отсутствие сил плавучести при $Gr^* = 0$ (рис. 1, а, $Re^* = 10$); б) два нуля — обтекание цилиндра с присоединением оторвавшегося потока к стенке цилиндра (рис. 1, б, $Re^* = 3$, $Gr^* = 1$) и с образованием двух новых вихрей (рис. 1, в, $Re^* = 6$, $Gr^* = 1$); в) три нуля — начальная стадия формирования вихрей, обусловленных конвекцией жидкости (рис. 1, г, $Re^* = 10$, $Gr^* = 1$).

Обтекание цилиндра при сонаправленных векторах силы тяжести и скорости набегающего потока при $\alpha = -90^\circ$ характеризуется образованием застойных зон около поверхности цилиндра при $Re^* < Re_0^*$ вследствие конвективного движения жидкости. Застойная зона формируется в кормовой (относительно направления набегающего потока) области у поверхности цилиндра (рис. 2, а, $Re^* = 1$, $Gr^* = 1$), при увеличении Gr^* точка отрыва потока смещается вперед, образуется обширная застойная зона в лобовой части цилиндра (рис. 2, б, $Re^* = 0,3$, $Gr^* = 10$). При увеличении Re^* застойная зона смещается к кормовой части цилиндра.

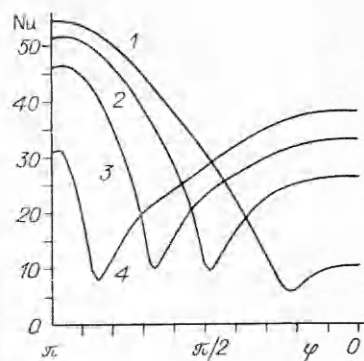
На стенке цилиндра Nu при $\alpha = -90^\circ$ практически не зависит от Gr^* для $Re^* > 1$ (при изменении Gr^* от 0 до 10 Nu уменьшается на 5—7 %). В этом случае уменьшение теплоотдачи в лобовой части цилиндра при увеличении Gr^* компенсируется повышением теплоотдачи в области застойной зоны (рис. 3, $Re^* = 3$, $Da = 0,001$, распределения локального Nu на стенке цилиндра 1—4 соответствуют $Gr^* = 1, 4, 7, 10$).



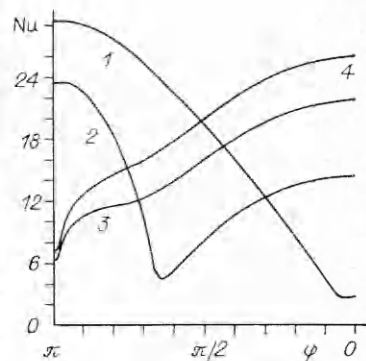
Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

На рис. 4 приведены зависимости локального числа Нуссельта на стенке цилиндра от Gr^* при $\alpha = -90^\circ$, $Da = 0,001$, $Re^* = 0,3$. Зависимости 1 — 4 отвечают $Gr^* = 0, 1, 4, 7$. При $Re^* < 1$ теплоотдача с боковой поверхности цилиндра уменьшается при росте Gr^* до тех пор, пока встречное набегающему потоку конвективное движение жидкости не сформируется вдоль всей поверхности цилиндра. При дальнейшем увеличении Gr^* теплоотдача возрастает (рис. 4, линии 3, 4).

При разнонаправленных векторах скорости набегающего потока и силы тяжести ($\alpha = 90^\circ$) зависимость Nu/Nu_0 (Nu_0 — среднее число Нуссельта при $Gr^* = 0$) от Gr^* имеет вид

$$(4) \quad Nu/Nu_0 = 1 + 0,08Gr^{*0,7}$$

(Nu/Nu_0 не зависит от Da).

Критериальное соотношение для Nu_0 при $Re < 1000$ ($Re^* < 300Da^{0,5}$) записывается как

$$(5) \quad Nu_0 = c Re^{*0,4} Da^{-0,5},$$

где $Re^* = Re^* Pr$ — приведенное число Пекле. При $Re^* \leq 1$ $c \simeq 0,47$, при $Re^* \geq 2$ $c \simeq 0,44$. Расчетные значения среднего числа Нуссельта и найденные по формулам (4), (5) совпадают с точностью до 7 %.

Таким образом, при параллельных векторах силы тяжести и скорости набегающего потока влияние сил плавучести на теплоотдачу с боковой поверхности цилиндра в щелевом канале сказывается только при разнонаправленных векторах. Обобщающие зависимости (4), (5), полученные на основе большого числа расчетов по предложенной модели течения, учитывающей инерционные эффекты, позволяют оценить величину суммарной теплоотдачи с боковой поверхности тепловыделяющего элемента в щелевом канале при умеренных разностях температур в жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974.
2. Крюгер П., Отто К. Геотермальная энергия. — М.: Мир, 1975.
3. Жак В. Д., Накоряков В. Е., Сафонов С. А. Обтекание цилиндра в узком зазоре при больших скоростях // ПМТФ. — 1986. — № 2.
4. Накоряков В. Е., Жак В. Д., Сафонов С. А. Обтекание цилиндра в узком зазоре в ламинарном и переходном режимах // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1988. — № 7, вып. 2.
5. Жак В. Д., Мухин В. А., Накоряков В. Е., Сафонов С. А. Распространение затопленной струи в узкой щели // ПМТФ. — 1985. — № 3.
6. Иверсен У. Р. Охлаждение логических схем суперкомпьютера методом полного погружения // Электроника. — 1981. — Т. 54, № 24.
7. Госмен А. Д., Пан В. М., Ранчел А. К. и др. Численные методы исследования течений вязкой жидкости. — М.: Мир, 1972.

г. Новосибирск

Поступила 9/VI 1989 г.,
в окончательном варианте — 12/III 1990 г.

УДК 532.526—536.24

В. П. Лебедев, В. В. Леманов, С. Я. Мисюра, В. И. Терехов

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЩЕЛЕВОЙ ЗАВЕСЫ

Во многих энергетических аппаратах рабочие поверхности испытывают воздействие высокотемпературных газовых потоков. Для тепловой защиты стенок широко используют завесы из охлаждающего газа, подаваемого вдоль обтекаемой поверхности. Степень охлаждения стенок характеризуется эффективностью газовой завесы, определяемой распределением относительной безразмерной температуры адиабатической стенки от места подачи охладителя вниз по потоку. Эффективность газовой завесы хорошо изучена в настоящее время для низкотурбулентных потоков [1]. На практике, в натуральных аппаратах, часто имеет место турбулизированное течение. Так, в камере сгорания ГТД и в газовых турбинах степень турбулентности может достигать 35 % [2]. Турбулентность потока оказывает существенное влияние на процессы трения и теплообмена в пристенных течениях [2]. Сведения о воздействии повышенной турбулентности на защитные свойства газовых завес противоречивы. В одних работах отмечается, что влияние турбулентности сильное, в других — пренебрежимо малое. Так, в [3] эффективность щелевой завесы уменьшается более чем в 2 раза, в [4, 5] — менее чем на 30 %. Причинами расхождения опытных данных могут быть разные условия проведения экспериментов. Например, в [3] в качестве адиабатической поверхности использовалась стенка металлической трубы, вдув охладителя осуществлялся вблизи турбулизирующей решетки, течение могло не сформироваться равномерное течение, а степень турбулентности в опытах определялась расчетным методом. Противоречивыми результаты могут быть также вследствие разного уровня начальной турбулентности. В [3—5] не приводятся полных данных о средних и пульсационных характеристиках на участке до рабочего канала и на его входе, что также не позволяет достаточно точно сопоставить результаты опытов разных авторов. Сказанное свидетельствует о необходимости проведения новых экспериментов, которые могли бы дополнить имеющиеся