

ЛИТЕРАТУРА

1. Inger G. R. An analogy between boundary layer pressure gradient and chemical reaction-rate effects // J. of the Aerospace Sciences.— 1960.— V. 27, N 12.
2. Доброчеев О. В. Исследование пограничного слоя слабоионизированного газа с неравновесной рекомбинацией частиц: Автореф. дис.... канд. техн. наук.— М.: ЭНИИ, 1979.
3. Певлев В. М. Турбулентные течения высокотемпературных сплошных сред.— М.: Наука, 1975.
4. Леонтьев А. М., Обливин А. Н., Романенко П. И. Исследование сопротивления и теплообмена при турбулентном течении воздуха в осесимметричных каналах с продольным градиентом давления // ПМТФ.— 1961.— № 5.
5. Доброчеев О. В., Мотулевич В. П., Сергиевский Э. Д. Сравнительный анализ методов расчета неравновесного пограничного слоя // Тр. МЭИ.— 1979.— Вып. 395.
6. Мотулевич В. П., Доброчеев О. В., Хандуров Н. В. Химически неравновесный турбулентный пограничный слой слабоионизированного газа // Тр. МЛТИ.— 1978.— Вып. 112.
7. Роганов П. С. Экспериментальное исследование процессов переноса тепла в заторможенном пограничном слое: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— М.: МВТУ, 1979.
8. Гаряев А. Б., Доброчеев О. В., Мотулевич В. П. Модель для расчета пульсаций продольной скорости на пластине // ИФЖ.— 1985.— Т. 49, № 5.

Поступила 3/X 1986 г.

УДК 536.255 ÷ 66.067.1

ТЕПЛООБМЕН ПРИ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПОМЕЩЕННОЙ В ПОРИСТУЮ СРЕДУ, ПРИ ОТКЛОНЕНИИ ОТ ЗАКОНА ДАРСИ

*А. В. Горин, В. Е. Накоряков,
А. Г. Хоруженко, О. Н. Цой*

(Новосибирск)

В последние годы требования современной технологии стимулировали интерес к изучению течений, которые включают взаимодействие нескольких явлений. Одна из таких задач — теплообмен при смешанной естественной и вынужденной конвекции в пористых средах. Необходимость решения этих задач определяется широким применением зернистых сред в химической технологии (зернистые слои катализаторов), использованием геотермальных источников энергии, методов интенсификации добычи нефти и газа, основанных на организации движущегося очага горения, либо закачки горячей воды или пара, тепловых труб и т. д.

В этих случаях реализуются тепловые конвективные токи в пористых средах, когда нагретый (или охлажденный) объект помещен в жидкость, плотность которой изменяется с температурой. Вынужденная конвекция возникает при обтекании поверхности внешним потоком.

К настоящему времени наиболее подробно исследованы проблемы теплообмена при свободной и смешанной конвекции в приближении закона Дарси. Рассмотрены различные геометрии теплоотдающих поверхностей (пластина, цилиндр, течение вдоль внутренней поверхности цилиндра) и ориентации их в пространстве — вертикальные, горизонтальные и наклонные пластины. Подробный обзор задач приведен в [1]. Они решаются в приближении пограничного слоя и основаны на модели течения Дарси. Определены условия существования автомодельных решений для соответствующих способов задания граничных условий, найдены соотношения для показателей степеней в степенных законах распределения внешнего потока и температуры стенки.

Но следует указать на достаточно узкий диапазон применимости закона Дарси [2]. Он ограничен пределом числа Рейнольдса $Re = u\sqrt{\Pi}/\nu \leq O(1)$, построенного по скорости фильтрации u и масштабу пор, пропорциональному $\sqrt{\Pi}$ (Π — проницаемость, ν — кинематическая вязкость). Для практических приложений больший интерес представляет нелинейный режим фильтрации. Более того, он приобретает принципиальное значение с точки зрения использования приближения пограничного слоя. А именно (на этот факт указывается в работе [3]): в любой ограниченной пористой системе приближение пограничного слоя приемлемо при достаточно больших числах Рэлея $Ra = g\beta\Delta TL^3/(va)(g$ — ускорение силы тяжести, β — коэффициент объемного расширения, L — характерная длина, a — температуропроводность, $\Delta T = T_w - T_\infty$, здесь и далее индексы w и ∞ означают параметры на пластине и на бесконечности соответственно, T — температура). Это приводит к отказу от закона Дарси, так как масштаб скорости увеличивается с ростом Ra , т. е. приближение Дарси ухудшается по мере того, как улучшается приближение пограничного слоя.

В литературе известны лишь работы [3, 4], в которых рассмотрена естественная конвекция на вертикальной пластине в зернистой среде в условиях нелинейной фильтрации, рассчитываемой по уравнению Форштеймера

$$(1) \quad u\mu/\Pi + b\rho u^2 = -[\nabla p + \rho g],$$

где μ — динамическая вязкость; ρ — плотность жидкости; b — коэффициент пропорциональности; ∇p — градиент давления. В постановке задачи эти работы не отличаются. Авторы показали, что автомодельные решения существуют в случае изотермической стенки [3, 4] и постоянного теплового потока на стенке [3]. Отклонение от режима Дарси характеризуется модифицированным критерием Грасгофа $Gr_b = g\beta\Delta T b\Pi^2/\nu^2$ (при $Gr_b \rightarrow 0$ имеем режим линейной фильтрации, при $Gr_b \rightarrow \infty$ — максимальное отклонение от закона Дарси). Результаты исследований [3, 4] показывают, что в условиях свободной конвекции в пористой среде учет нелинейных эффектов фильтрации приводит к уменьшению теплоотдачи.

В настоящей работе рассматривается задача теплообмена при смешанной конвекции на вертикальной пластине, помещенной в пористую среду, при отклонении режима фильтрации от закона Дарси.

Постановка задачи. Макроскопические уравнения сохранения массы и переноса тепла в зернистых слоях, моделирующих пористые среды, для стационарных условий запишем в виде [1]

$$(2) \quad \partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0;$$

$$(3) \quad u\partial T/\partial x + v\partial T/\partial y = a\partial^2 T/\partial y^2.$$

В качестве уравнения фильтрационного движения в области чисел Рейнольдса, больших единицы, примем (1). Используя приближение Буссинеска $\rho = \rho_\infty[1 - \beta(T - T_\infty)]$, после перекрестного дифференцирования из (1) исключим давление

$$(4) \quad \frac{\partial}{\partial y} [f(w^0)u] - \frac{\partial}{\partial x} [f(w^0)v] = \pm \frac{\Pi}{\mu} \rho_\infty g \beta \frac{\partial T}{\partial y}.$$

Здесь $f(w^0) = 1 + b\Pi\rho w^0/\mu$; w^0 — локальная скорость; знаки $+$ и $-$ соответствуют условиям $T_w > T_\infty$ и $T_w < T_\infty$.

В общем случае степенных зависимостей температуры стенки T_w и скорости внешнего потока U_∞ от продольной координаты x граничные условия имеют вид $T = T_w = T_\infty + Ax^\lambda$, $v = 0$ при $y = 0$, $T = T_\infty$, $u = U_\infty = Bx^n$ при $y \rightarrow \infty$. Коэффициенты A и B считаются положительными. Определив обычным способом функцию тока Ψ ($u = \partial\Psi/\partial y$, $v = -\partial\Psi/\partial x$), в приближении пограничного слоя задачу теплообмена сформулируем следующим образом:

$$(5) \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{b\Pi\rho_\infty}{\mu} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial y} \right)^2 = \pm \frac{\Pi}{\mu} \rho_\infty g \beta \frac{\partial T}{\partial y};$$

$$(6) \quad \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2};$$

$$(7) \quad T = T_w = T_\infty + Ax^\lambda, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0 \text{ при } y = 0;$$

$$(8) \quad T = T_\infty, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial y} = Bx^n \text{ при } y \rightarrow \infty.$$

Рассмотрим возможность получения автомодельных решений для уравнений (5) и (6) с граничными условиями (7) и (8). Вид автомодельных переменных можно найти, следуя процедуре, описанной в [5]: $\eta = \left(\frac{U_\infty}{ax}\right)^{1/2} y$, $\Psi = (aU_\infty x)^{1/2} F(\eta)$, $\Theta(\eta) = \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty}$. После подстановки их в (5)–(8) (штрихи означают дифференцирование по η) имеем

$$(9) \quad F'' + \text{Re}_b (F')^2 = \pm \frac{Gr_b}{\text{Re}_b} \Theta';$$

$$(10) \quad \Theta'' + \frac{n+1}{2} F\Theta' - \lambda F'\Theta = 0;$$

$$(11) \quad \eta = 0, \quad \Theta(0) = 1, \quad F'(0) = 0;$$

$$(12) \quad \eta \rightarrow \infty, \quad \Theta(\infty) = 0, \quad F'(\infty) = 1,$$

где $Re_b = U_\infty b \Pi / \nu$ — модифицированное число Рейнольдса, характеризующее отклонение режима фильтрации от закона Дарси; комплекс Gr_b/Re_b — параметр смешанной конвекции.

Представляется интересным изучить предельный случай наибольшего отклонения от закона Дарси ($Re_b \rightarrow \infty$), являющийся асимптотикой рассматриваемой задачи. Это позволит установить основные критериальные зависимости для теплообмена в явном виде, которые могут быть исходными для анализа более общих ситуаций. Кроме того, подобного сорта автомодельные решения позволяют легко провести расчеты осредненных параметров, что особенно ценно на первом этапе инженерных расчетов.

Граничные условия первого рода. В предельном случае, когда Re_b достаточно велико, первым членом в уравнении (9) можно пренебречь. Очевидно, что свободная конвекция оказывает влияние на движение, если $Gr_b \sim O(Re_b^2)$.

Автомодельное решение имеет место, когда комплекс Gr_b/Re_b^2 не зависит от x , т. е. $\lambda = 2n$. И задачу запишем как

$$(13) \quad (F'^2)' = \pm (Gr_b/Re_b^2) \Theta';$$

$$(14) \quad \Theta'' + \frac{1}{4}(n+2)F\Theta' - \lambda F'\Theta = 0$$

с граничными условиями (11) и (12). Уравнение (13) можно один раз проинтегрировать так, что с учетом граничного условия (12) оно примет вид

$$(15) \quad (F')^2 = \pm (Gr_b/Re_b^2) \Theta + 1.$$

Таким образом, (14) и (15) с граничными условиями (11), (12) описывают теплообмен при смешанной конвекции при максимальном отклонении режима фильтрации от закона Дарси.

Полезно отметить следующее обстоятельство: комплекс Gr_b/Re_b^2 можно рассматривать как специфическое для неизотермического движения жидкости число Фруда, модифицированное на случай нелинейной фильтрации: $\frac{Gr_b}{Re_b^2} = \frac{g\beta\Delta T}{b} \frac{1}{U_\infty^2} = Fr_b^{-1}$, так что уравнение (15) преобразуется:

$$(F')^2 = Fr_b^{-1} \Theta + 1.$$

Локальный тепловой поток на пластине

$$q_w = -\Lambda(\partial T/\partial y)_{y=0} = \Lambda\Delta T(U_\infty/ax)^{1/2}[-\Theta'(0)],$$

а коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \Lambda(U_\infty/ax)^{1/2}[-\Theta'(0)]$$

или в безразмерном виде

$$(16) \quad Nu_x/Pe_x^{1/2} = -\Theta'(0),$$

где $Nu_x = \alpha x/\Lambda$ — число Нуссельта; $Pe_x = U_\infty x/a$ — число Пекле; Λ — коэффициент эффективной теплопроводности фильтрующейся жидкости; значения $[-\Theta'(0)]$ — функция комплекса Gr_b/Re_b^2 .

Граничные условия второго рода. В этом случае $q_w = -\Lambda(\partial T/\partial y)_{y=0} = \text{const.}$ Отсюда для характерного перепада температур ΔT и толщины пограничного слоя δ следуют оценки $q_w/\Lambda \sim \Delta T/\delta$, $\Delta T \sim \sim q_w\delta/\Lambda$, $\delta \sim Pe_x^{-1/2}$.

Вводя автомодельные переменные $\eta = (U_\infty/ax)^{1/2}y$, $\Psi = (aU_\infty x)^{1/2} \times \times F(\eta)$, $\Theta = \frac{T-T_\infty}{q_w} \frac{\Lambda}{x} Pe_x^{1/2}$, получим преобразованные уравнения (5), (6):

$$(17) \quad (F'^2)' = \pm (Ra_b^*/Pe_x^{5/2}) \Theta';$$

$$(18) \quad \Theta'' + \frac{1}{2}(n+1)F\Theta' - \frac{1}{2}(1-n)F'\Theta = 0$$

с граничными условиями

$$(19) \quad \Theta'(0) = -1, \quad F(0) = 0 \quad \text{при } \eta = 0;$$

$$(20) \quad \Theta(\infty) = 0, \quad F'(\infty) = 1 \quad \text{при } \eta \rightarrow \infty.$$

Здесь $Ra_b^* = g\beta q_w x^3 / (\Lambda b a^2)$ — модифицированное число Рэлея; комплекс $Ra_b^* / Pe_x^{5/2}$ — параметр смешанной конвекции. При $n = 1/5$ он не зависит от x и задача становится автомодельной. Интегрируя один раз уравнение (17) с учетом граничного условия (20), получим

$$(21) \quad (F')^2 = \pm (Ra_b^* / Pe_x^{5/2}) \Theta + 1.$$

Таким образом, автомодельная задача (18)–(21) описывает теплообмен при смешанной конвекции в зернистой среде в условиях максимального отклонения режима фильтрации от закона Дарси при граничных условиях второго рода.

Для локального числа Нуссельта справедливо соотношение

$$(22) \quad Nu_x = \frac{q_w}{T - T_\infty} \frac{x}{\Lambda} = Pe_x^{1/2} [\Theta(0)]^{-1}.$$

Значения $\Theta(0)$ — функция комплекса $Ra_b^* / Pe_x^{5/2}$.

Промежуточный режим. Когда все члены в (9) актуальны, автомодельное решение возможно лишь при $\lambda = n = 0$, т. е. для изотермической стенки и внешнего потока, движущегося с постоянной скоростью; при этом вид уравнения (9) сохраняется, а (10) может быть упрощено:

$$(23) \quad \Theta'' + \frac{1}{2} F \Theta' = 0.$$

Граничные условия (11) и (12) также справедливы для рассматриваемой задачи. Соответствующие критерии примут вид $Re_b = Bb\Pi/\nu$, $Gr_b/Re_b = g\beta A\Pi/\nu B$. В соотношении (16) для локального числа Нуссельта значения $\Theta'(0)$ будут зависеть уже от двух параметров: Re_b и Gr_b/Re_b .

Анализ результатов. Полученные системы обыкновенных дифференциальных уравнений (11), (12), (14), (15); (18)–(21); (9), (11), (12), (23) решались численными методами — был использован метод суперпозиции для сведения краевой задачи к задаче Коши, последняя решалась методом Рунге — Кутты четвертого порядка точности.

Характерные профили безразмерных скорости и температур в пограничном слое при смешанной конвекции в условиях $T_w > T_\infty$ и $T_w < T_\infty$ приведены на рис. 1 для разных значений контрольных параметров G , по которым имеется расслоение вышеуказанных профилей. Представлены случаи граничных условий первого рода для промежуточного режима ($a - Re_b = 0, 10$, $G \equiv Gr_b/Re_b$), для максимального отклонения от режима Дарси ($b - \lambda = 1/3$, $G \equiv Gr_b/Re_b^2$), а также граничных условий второго рода при $Re_b \rightarrow \infty$ ($c - G \equiv Ra_b^*/Pe_x^{5/2}$); штриховые линии — рассчитанные профили температур и скоростей для противоположно направленных течений естественной и вынужденной конвекций ($T_w < T_\infty$); кривые 1–4 построены для контрольных параметров 100; 10; 1; 0,1 соответственно, 5, 6 на рис. 1, а и б — для $G = 0,5$ и $G = 1,0$, а 5, 6 на рис. 1, в — для $G = 0,3$ и $G = 0,6$.

Изменение критерия G позволяет установить влияние естественной конвекции на движение. Большие значения отношений Gr_b/Re_b и Gr_b/Re_b^2 указывают на преимущественное влияние естественной конвекции. Противоположное направление естественной конвекции с ростом G увеличивает влияние тормозящих эффектов на движение. Профили безразмерной избыточной температуры имеют вид, аналогичный для свободной или вынужденной конвекции. Можно также отметить подобный характер профилей температур во всех исследованных областях изменения параметров Gr_b/Re_b , Gr_b/Re_b^2 , $Ra_b^*/Pe_x^{5/2}$.

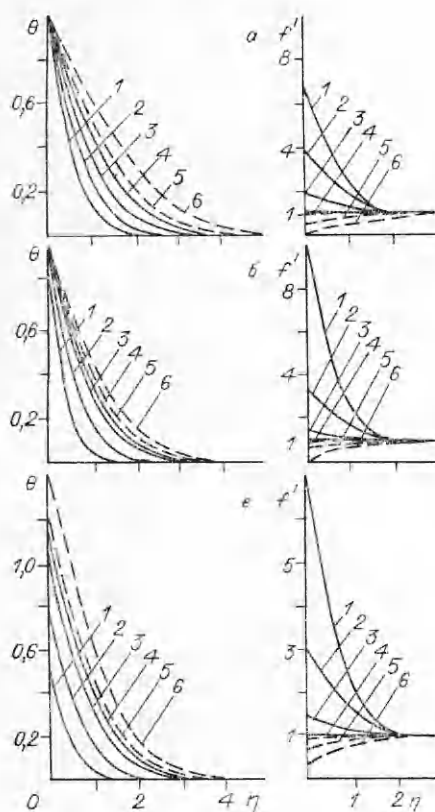


Рис. 1

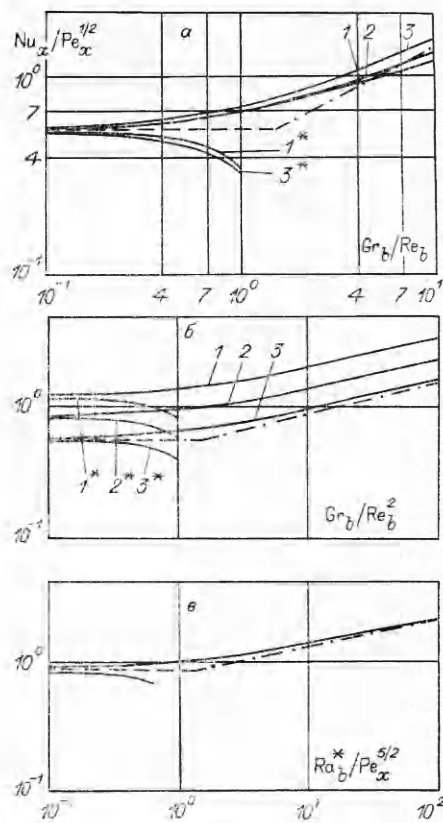


Рис. 2

Рис. 2 характеризует изменение безразмерного коэффициента теплоотдачи $Nu_x/Pe_x^{1/2}$, полученного из соотношений (16) и (22), в зависимости от соответствующих контрольных параметров G для каждого из случаев: a — промежуточный режим, когда отклонение от закона Дарси невелико, с граничными условиями первого рода; $б$ — граничные условия первого рода при максимальном отклонении от режима Дарси; $в$ — граничные условия второго рода (постоянный тепловой поток на стенке) при $Re_b \rightarrow \infty$.

На рис. 2, a графики 1—3 выполнены для $Re_b = 0,10; 0,05$ и 0 (т. е. для линейной фильтрации по закону Дарси), а на рис. 2, $б$ — для $\lambda = 1; 1/3$ и 0 соответственно. Расчеты для противоположно направленных потоков отмечены на рис. 2, $a, б$ звездочкой. На рис. 2, $в$ аналогичные данные представлены короткой ветвью кривой, указывающей на уменьшение теплоотдачи с ростом параметра $Ra_b^*/Pe_x^{5/2}$.

Для коэффициента теплоотдачи при свободной конвекции на изотермической стенке в условиях максимального отклонения от режима Дарси и $T_w > T_\infty$ в [3] получено соотношение $Nu_x/Ra_b^{1/4} = -\Theta'(0)$, которое можно представить в виде $Nu_x/Pe_x^{1/2} = (Gr_b/Re_b^2)^{1/4} [-\Theta'(0)]$, где $\Theta'(0) = -0,494$ и служит асимптотикой полученного нами решения при преобладающем влиянии свободной конвекции при $\lambda = 0$ (на рис. 2, $б$ она показана штрихпунктирной линией).

Асимптотику вынужденной конвекции (штриховая линия на рис. 2, $б$) можно получить, решив уравнения (13) и (14) для изотермической стенки ($\lambda = 0$) при $Gr_b/Re_b^2 = 0$. Система примет вид $(F')^2 = 1$, $\Theta'' + F\Theta'/2 = 0$. Отсюда с учетом граничных условий (11), (12) следует $\Theta = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \times \int_0^\eta \exp(-\eta^2/2) d\eta + 1$. Соответственно $\Theta'(0) = -1/\sqrt{\pi} = -0,5642$.

По диапазонам параметра Gr_b/Re_b^2 можно выделить следующие режимы (с точностью до 5%) для изотермической стенки: $0 < Gr_b/Re_b^2 < 0,4$ — вынужденная конвекция, $0,4 < Gr_b/Re_b^2 < 7$ — смешанная конвекция, $Gr_b/Re_b^2 > 7$ — свободная конвекция.

Для граничных условий второго рода в случае максимального отклонения от режима Дарси (рис. 2, в) асимптотика преобладающего влияния свободной конвекции [3] может быть представлена в виде (штрихпунктирная линия) $Nu_x/Pe_x^{1/2} = [\Theta(0)]^{-1}(Ra_b^*/Pe_x^{5/2})^{1/5}$. Расчеты [3] дают значение $\Theta(0) = 1,243$.

В случае преобладающего влияния вынужденной конвекции решение системы (18)–(21) при $Ra_b^*/Pe_x^{5/2} \rightarrow 0$ приводит к закону теплообмена (штриховая линия) $Nu_x/Pe_x^{1/2} = 0,8641$. Для практических расчетов можно рекомендовать следующие режимы теплообмена по параметру $Ra_b^*/Pe_x^{5/2}$: $0 < Ra_b^*/Pe_x^{5/2} < 0,35$ — вынужденная конвекция, $0,35 < Ra_b^*/Pe_x^{5/2} < 5$ — смешанная конвекция, $Ra_b^*/Pe_x^{5/2} > 5$ — свободная конвекция.

Как показывает анализ проведенных расчетов теплообмена в промежуточном режиме (когда учитываются все члены в уравнении движения (9)), при малых значениях контрольного параметра Gr_b/Re_b расслоение коэффициента теплоотдачи по числу Re_b практически отсутствует (рис. 2, а). Так что в диапазоне $0 < Gr_b/Re_b < 0,2$ для расчета теплообмена можно использовать асимптотику вынужденной конвекции (штриховая линия на рис. 2, а): $Nu_x/Pe_x^{1/2} = 0,5642$. С увеличением Gr_b/Re_b расслоение по числу Re_b становится заметным — на рис. 2, а приведены расчеты для $Re_b = 0,05$ и $0,10$. Штрихпунктирной линией показана асимптотика свободноконвективного теплообмена в режиме фильтрации Дарси [1]

$$Nu_x/Pe_x^{1/2} = 0,444 (Gr_b/Re_b)^{1/2}.$$

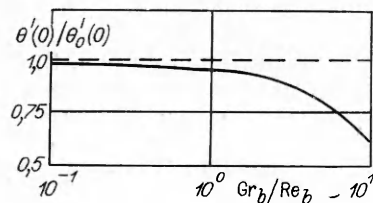
При малых значениях Re_b (в данном случае уже при $Re_b \leq 0,05$), начиная с $Gr_b/Re_b \geq 4,5$, с точностью до 5% теплообмен можно рассчитать по свободной конвекции при линейной фильтрации.

Влияние отклонения режима фильтрации от закона Дарси на теплоотдачу при смешанной конвекции показано на рис. 3, где $\Theta'_0(0)$ — теплообмен в режиме Дарси [6], $\Theta'(0)$ — настоящий расчет для промежуточного режима при $Re_b = 0,10$.

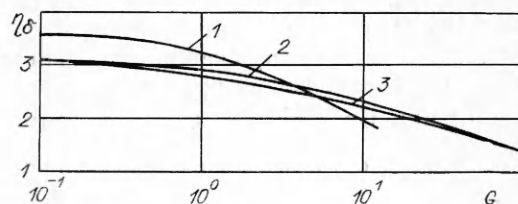
На рис. 4 представлено изменение безразмерной толщины пограничного слоя η_δ рассмотренных трех задач в зависимости от соответствующих контрольных параметров G : кривая 1 — $G \equiv Gr_b/Re_b$, 2 — $G \equiv Gr_b/Re_b^2$, 3 — $G \equiv Ra_b^*/Pe_x^{5/2}$.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что теплообмен смешанной конвекцией на вертикальной пластине, погруженной в зернистый слой, при учете вклада инерционного члена в закон сопротивления определяется соотношением двух критериев (граничные условия первого рода) — Gr_b (введено в [3, 4]) и Re_b .

Для граничных условий второго рода характерный параметр формируют критерии Ra_b^* и Pe_x (нетрудно показать, что $Ra_b^*/Pe_x^{5/2} \sim Gr_b/Re_b^2$).



Р и с. 3



Р и с. 4

Следует обратить внимание на особенность исследуемого класса задач: при теплообмене смешанной конвекцией однофазной жидкости около гладкой пластины единственный параметр конвекции — отношение Gr/Re^2 [5]. Для пластины в зернистом слое при максимальном отклонении от закона Дарси имеем контрольный параметр Gr_b/Re_b^2 , в случае же сопоставимого вклада линейного и квадратичного членов в уравнение (1) таким параметром является Gr_b/Re_b . Отметим также, что для зернистых слоев численные значения Gr/Re (контрольный параметр для линейного закона фильтрации, $Gr = g\beta\Delta T Px/\nu^2$, $Re = u\sqrt{P}/\nu$) и Gr_b/Re_b (при отклонении от линейного закона) тождественно равны. Это приводит к возможности использования, как отмечалось выше, асимптотики свободной конвекции, аналогичной асимптотике смешанной конвекции в условиях линейной фильтрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cheng P. Heat transfer in geothermal systems // *Advances in Heat Transfer*.— N. Y.: Acad. Press, 1978.— V. 14.
2. Fand R. M., Steinberger T. E., Cheng P. Natural convection heat transfer from a horizontal cylinder embedded in a porous medium // *Intern. J. Heat Mass Transfer*.— 1986.— V. 29, N 1.
3. Bejan A., Poulikakos D. The non-Darcy regime for vertical boundary layer natural convection in a porous medium // *Intern. J. Heat Mass Transfer*.— 1984.— V. 27, N 5.
4. Plumb O. A., Huenefeld J. C. Non-Darcy natural convection from heated surfaces in saturated porous media // *Intern. J. Heat Mass Transfer*.— 1981.— V. 24, N 4.
5. Sparrow E. M., Eichhorn R., Gregg J. L. Combined forced and free convection in a boundary layer flow // *Phys. Fluids*.— 1959.— V. 2, N 3.
6. Cheng P. Combined free and forced convection flow about inclined surfaces in porous media // *Intern. J. Heat Mass Transfer*.— 1977.— V. 20, N 8.

Поступила 28/VII 1986 г.

УДК 532.593; 539.172.16

ПЛАВЛЕНИЕ СВИНЦА ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

Ю. В. Батюков, В. Н. Герман, Р. С. Осипов,
С. А. Новиков, В. А. Цыганов

(Москва)

Переход твердого вещества при ударно-волновом сжатии в жидкую фазу (как и любой фазовый переход при ударном сжатии) происходит в некотором интервале давлений, соответствующем участку ударной адиабаты смеси двух фаз. Схемы возникающих при этом течений рассматривались, например, в [1, 2] для фазового перехода, сопровождающегося уменьшением объема, в [3] для плавления. В [3] отмечалось, что факт плавления вещества в ударной волне (УВ) не может быть зарегистрирован с помощью известных экспериментальных методов, основанных на измерении волновых и массовых скоростей, так как изменение параметров вещества при плавлении весьма мало. В известных экспериментах выводы о факте плавления в УВ делались на основании изменений вязкости металлов за фронтом волны [4] и при изучении с помощью импульсного рентгенографирования характера движения свободной поверхности образца при ударе [3].

В данной работе представлены экспериментальные результаты о плавлении свинца в УВ, полученные двумя независимыми методами: изучением зависимости динамического предела текучести Y_d от амплитуды напряжения σ_x одномерного ударно-волнового сжатия и микроструктурных изменений в сохраненных после ударно-волнового нагружения образцах.

С помощью проволоочных манганиновых датчиков напряжения, расположенных в двух взаимно перпендикулярных сечениях исследуемого образца, проведены прямые измерения продольной σ_x и поперечной σ_y составляющих напряжения ударного сжатия в диапазоне 2,0—26 ГПа. Разность этих напряжений в условиях одномерного деформирования определяет значение динамического предела текучести ($Y_d = \sigma_x - \sigma_y$), при достижении которого за фронтом плоской УВ происходит переход из упругого в пластическое состояние. С повышением напряжения ударного сжа-