

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА ЕСТЕСТВЕННУЮ КОНВЕКЦИЮ У НАГРЕТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. И. ЛЕОНТЬЕВ, В. М. ФОМИЧЕВ

(Москва)

Теоретически исследовано влияние периодических пульсаций давления на естественную конвекцию. Проведен детальный анализ естественной конвекции вблизи нижней лобовой точки горизонтального цилиндра. Рассмотрены случаи, когда направление пульсаций совпадает с направлением естественной конвекции и перпендикулярно этому направлению. Результаты хорошо соответствуют экспериментальным данным других авторов.

Задача о влиянии периодических пульсаций давления на естественную конвекцию представляет большой практический и научный интерес [1-3]. Наиболее полно исследован естественный конвективный теплообмен горизонтального цилиндра в поперечном звуковом поле. В [4, 5] приведены экспериментальные данные, полученные для круглого цилиндра диаметром 19 мм, который был помещен в пучность стоячей звуковой волны с направлением колебаний, перпендикулярным оси цилиндра и направлению естественной конвекции (горизонтальные колебания). Характерное распределение локального коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  (ккал/м<sup>2</sup>·час·град) по окружности цилиндра при наличии звукового поля (сплошная кривая) и его отсутствии (пунктирная сердцевидная кривая) приведено на фигуре. Частота колебаний 1500 гц, уровень звукового давления 146 дб. Температурный напор поддерживался постоянным (94.1±0.25°С).

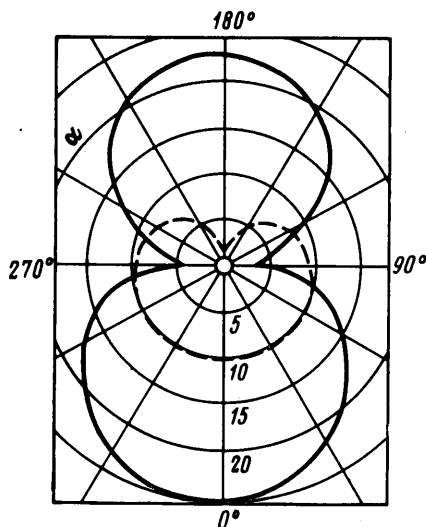
Горизонтальные колебания значительно увеличивают теплоотдачу в нижней и верхней частях цилиндра и уменьшают ее с боковой поверхности. Например, в нижней лобовой точке теплоотдача возрастает в 2.5 раза.

Улучшение теплоотдачи в верхней части цилиндра авторы связывают с вихреобразованием в этой области, которое наблюдалось визуально. Для эффекта улучшения теплоотдачи в нижней части, где течение носит ламинарный характер, не было предложено никакого объяснения.

Впоследствии была отмечена интересная особенность рассматриваемого явления, которая имеет место при смене ориентации звукового поля [6, 7]. Колебания, направление которых совпадает с направлением естественной конвекции (вертикальные колебания), уменьшают теплоотдачу в нижней части цилиндра. При достаточно высокой интенсивности звука (в условиях эксперимента она составляла 137 дб) вблизи нижней лобовой точки возникает область возвратного течения.

Неоднократно предпринимались попытки дать теоретическое объяснение исследуемому явлению. Наиболее совершенный анализ предложен в [8, 9]. В его основу были положены уравнения нестационарного пограничного слоя несжимаемой жидкости с постоянными физическими свойствами. Переменность плотности учитывалась только посредством члена, описывающего подъемную силу. Авторы качественно объяснили различный характер влияния горизонтальных и вертикальных колебаний на естественную конвекцию, однако в количественном отношении результаты анализа дали пренебрежимо малый эффект.

В предлагаемой работе теоретическое исследование выполнено на основании более корректной математической модели, в которой в отличие от [8, 9] учтены переменность физических свойств газа, его сжимаемость при описании пульсирующего течения и ряд других факторов. Использование такой модели для расчета вынужденной ламинарной конвекции в присутствии пульсаций привело к качественно новому представлению о характере их воздействия на трение и теплообмен [10, 11]. Детально



проанализировано влияние стоячих звуковых волн на естественную конвекцию вблизи нижней лобовой точки горизонтального цилиндра.

Рассмотрим произвольным образом ориентированную в пространстве поверхность. Предположим, что длина волны пульсации много больше толщины пограничного слоя естественной конвекции, а их направление на внешней границе этого слоя параллельно поверхности. Тогда можно принять, что давление зависит только от продольной координаты и времени, и, следовательно, провести исследование в приближении пограничного слоя.

1. Уравнения нестационарного плоского пограничного слоя и граничные условия имеют вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0$$

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) +$$

$$+ \rho_e \left( \frac{\partial u_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} \right) + g_x(\rho_e - \rho)$$

$$c_p \rho \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) +$$

$$+ j \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2$$

$$(1.2) \quad u=0, \quad v=0, \quad L[T]=0 \quad (y=0)$$

$$u=u_e', \quad T=T_e \quad (y=\infty)$$

Здесь  $g_x$  — проекция ускорения свободного падения на ось  $x$ , остальные обозначения общепринятые. Оператор  $L$  определяется из решения сопряженной задачи: уравнений (1.1) и уравнения теплопроводности для поверхности с учетом непрерывности температуры и теплового потока при  $y=0$ . Газ считается совершенным, его теплоемкость постоянной.

Предположим, что мгновенные значения давления, скорости, температуры и физических свойств газа могут быть представлены в виде суперпозиции осредненной и периодической составляющих

$$p = \langle p \rangle + p', \quad u = \langle u \rangle + u', \quad v = \langle v \rangle + v', \quad T = \langle T \rangle + T'$$

$$\rho = \langle \rho \rangle + \rho', \quad \mu = \langle \mu \rangle + \mu', \quad \lambda = \langle \lambda \rangle + \lambda'$$

Осредним уравнения (1.1) и граничные условия (1.2) во времени за период пульсаций

$$(1.3) \quad \frac{\partial}{\partial x}(\langle \rho \rangle \langle u \rangle) + \frac{\partial}{\partial y}(\langle \rho \rangle \langle v \rangle) = 0$$

$$\langle \rho \rangle \left( \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial y} \left( \langle \mu \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right) + g_x(\langle \rho_e \rangle - \langle \rho \rangle)$$

$$c_p \langle \rho \rangle \left( \langle u \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \langle \lambda \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \right)$$

$$(1.4) \quad \langle u \rangle = 0, \quad \langle v \rangle = 0, \quad \langle L[T] \rangle = 0 \quad (y=0)$$

$$\langle u \rangle = 0, \quad \langle T \rangle = \langle T_e \rangle \quad (y=\infty)$$

$$f_1 = - \frac{\partial}{\partial x}(\langle \rho' u' \rangle) - \frac{\partial}{\partial y}(\langle \rho' v' \rangle)$$

$$f_2 = \left\langle \rho_e' \frac{\partial u_e'}{\partial t} \right\rangle - \left\langle \rho' \frac{\partial u'}{\partial t} \right\rangle + \langle \rho_e \rangle \left\langle u_e' \frac{\partial u_e'}{\partial x} \right\rangle -$$

$$\begin{aligned}
 & -\langle \rho \rangle \left( \left\langle u' \frac{\partial u'}{\partial x} \right\rangle + \left\langle v' \frac{\partial u'}{\partial y} \right\rangle \right) - \\
 & -\langle u \rangle \left\langle \rho' \frac{\partial u'}{\partial x} \right\rangle - \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} \langle \rho' u' \rangle - \langle v \rangle \left\langle \rho' \frac{\partial u'}{\partial y} \right\rangle - \\
 & - \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \langle \rho' v' \rangle + \left\langle \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu' \frac{\partial u'}{\partial y} \right) \right\rangle + \left\langle \rho_e' u_e' \frac{\partial u_e'}{\partial x} \right\rangle - \\
 & - \left\langle \rho' u' \frac{\partial u'}{\partial x} \right\rangle - \left\langle \rho' v' \frac{\partial u'}{\partial y} \right\rangle \\
 f_3 = & -c_p \left[ \langle \rho \rangle \left( \left\langle u' \frac{\partial T'}{\partial x} \right\rangle + \left\langle v' \frac{\partial T'}{\partial y} \right\rangle \right) + \langle u \rangle \left\langle \rho' \frac{\partial T'}{\partial x} \right\rangle + \right. \\
 & + \langle v \rangle \left\langle \rho' \frac{\partial T'}{\partial y} \right\rangle + \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x} \langle \rho' u' \rangle + \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} \langle \rho' v' \rangle + \left\langle \rho' u' \frac{\partial T'}{\partial x} \right\rangle + \\
 & + \left. \left\langle \rho' v' \frac{\partial T'}{\partial y} \right\rangle \right] + \left\langle \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda' \frac{\partial T'}{\partial y} \right) \right\rangle + \left\langle u' \frac{\partial p'}{\partial x} \right\rangle + \\
 & + \langle \mu \rangle \left\langle \left( \frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle + 2 \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \left\langle \mu' \frac{\partial u'}{\partial y} \right\rangle + \left\langle \mu' \left( \frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle
 \end{aligned}$$

2. Чтобы вычислить корреляционные члены  $f_1, f_2, f_3$ , нужно знать характер пульсирующего течения. Уравнения этого течения можно получить, если вычесть из исходной системы уравнений (1.1) осредненные уравнения (1.3).

Ограничимся рассмотрением высокочастотных пульсаций, для которых толщина слоя Стокса  $\sigma = (2\langle \gamma \rangle / \omega)^{1/2}$  много меньше толщины пограничного слоя  $\delta$ ; здесь  $\omega$  — частота первой гармоники пульсаций,  $\langle v \rangle = \langle \mu \rangle / \langle \rho \rangle$ . Тогда уравнения мгновенного пульсационного течения можно записать в укороченном виде [10, 11]

$$\begin{aligned}
 (2.1) \quad & \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\langle \rho \rangle u') + \frac{\partial}{\partial y} (\langle \rho \rangle v') = 0 \\
 & \langle \rho \rangle \frac{\partial u'}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \langle \mu \rangle \frac{\partial u'}{\partial y} \right) + \langle \rho_e \rangle \frac{\partial u_e'}{\partial t} \\
 c_p \langle \rho \rangle \left( \frac{\partial T'}{\partial t} + \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x} u' + \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} v' \right) & = \frac{\partial}{\partial y} \left( \langle \lambda \rangle \frac{\partial T'}{\partial y} \right) + \frac{\partial p'}{\partial t}
 \end{aligned}$$

Соответствующие граничные условия

$$(2.2) \quad u' = v' = T' = 0, \quad (y=0); \quad u' = u_e', \quad T' = p' / c_p \langle \rho_e \rangle \quad (y=\infty)$$

Решения уравнения (2.1), удовлетворяющие граничным условиям (2.2), найдены в [10] в предположении, что вязкость и теплопроводность есть линейные функции температуры. Там же обсуждены их свойства и получены асимптотические представления этих решений при  $y/\sigma > 1$ , справедливые при любом виде зависимостей  $\mu(T)$  и  $\lambda(T)$ .

Воспользовавшись этими решениями, можно вычислить корреляционные члены в уравнениях (1.3). Дальнейшее исследование сводится к интегрированию системы уравнений (1.3), которая отличается от уравнений плоского стационарного пограничного слоя наличием дополнительных членов в их правых частях. Эти члены зависят от осредненного температурного поля, частоты и амплитуды пульсации.

3. Аналогично [10, 11] с помощью интегральных соотношений можно показать, что при условии  $|(1-\psi_w)\chi| \gg 1$ , где  $|\chi| = \delta/\sigma$ ,  $\psi = \langle \rho_e \rangle / \langle \rho \rangle$ ,  $\psi_w = \psi(x, y=0)$ , основное изменение локального касательного напряжения на поверхности и естественноконвективного теплообмена под воздействием пульсаций обусловлено деформацией профиля продольной составляющей пульсации скорости, которая происходит за счет изменения плотности по толщине пограничного слоя.

Это обстоятельство позволяет ввести в рассмотрение понятие предельных зависимостей для касательного напряжения и теплообмена при  $|\chi| \rightarrow \infty$ . Погрешность расчета по этим зависимостям будет иметь порядок величины  $|(1-\psi_w)\chi|^{-1}$ .

Предельные зависимости могут быть найдены путем численного решения системы уравнений (1.3), если в ней положить  $f_1, f_3=0, f_2=\langle \rho_e \rangle \langle u_e \rangle^2 f$ , где  $f=(\psi-1)B/g_x$ ,  $B=(\sum_{n=1}^{\infty} u_n (du_n/dx))/2$ ,  $u_n$  — спектральная составляющая  $u_e'$ . Однако некоторые характерные свойства этих зависимостей могут быть установлены исходя из общих соображений.

Члены, описывающие подъемную силу и влияние периодических пульсаций, можно объединить и представить в виде

$$g_x (\langle \rho_e \rangle - \langle \rho \rangle) (1 - (\langle \rho_e \rangle / \langle \rho \rangle) B / g_x)$$

Теплообмен при естественной конвекции определяется безразмерным критерием Грасгофа  $Gr = gx^3(\psi_w - 1) / \langle v_e \rangle^2$ . При естественной конвекции и наличии высокочастотных пульсаций закон теплообмена будет определяться модифицированным критерием  $Gg_M = Gr(1 - f(\psi_w) Fv)$ , где безразмерный критерий  $Fv = B/g_x$  характеризует отношение интенсивности пульсаций к величине архимедовой подъемной силы.

Если  $Fv < 0$ , пульсации приводят к увеличению локального касательного напряжения на поверхности  $\tau_w$  и локальной теплоотдачи (числа Нуссельта  $Nu$ ), если  $Fv > 0$  — к уменьшению.

При  $Fv = f^{-1}(\psi_w)$  происходит подавление естественной конвекции. Заметим, что это равенство может рассматриваться лишь как приближенная оценка обращения в нуль  $\tau_w$  и  $Nu$ , поскольку при достаточно малых значениях  $Gg_M$  становится неприемлемым приближение пограничного слоя.

Функция  $f(\psi_w)$  является монотонно возрастающей функцией температурного фактора  $\psi_w$ , причем при  $\psi_w > 1$  имеет место  $1 < f(\psi_w) < \psi_w$ , и, следовательно, чем больше разность температур поверхности и среды, тем существеннее эффект воздействия пульсаций.

4. Указанные особенности влияния периодических пульсаций давления на ламинарную естественную конвекцию носят довольно общий характер. Проведем детальное исследование их воздействия на естественную конвекцию вблизи нижней лобовой точки горизонтального цилиндра при  $Gr \gg 1$ . Направление колебаний перпендикулярно его оси.

Ограничимся рассмотрением случая, когда длина волны пульсации много больше диаметра цилиндра. Тогда можно принять, что распределение пульсации скорости на внешней границе теплового пограничного слоя определяется законом потенциального обтекания [12]

$$u_e' = 2u_e(t) f(x/R)$$

где  $f(x/R) = \cos(x/R)$  для горизонтальных колебаний и  $f(x/R) = \sin(x/R)$  для вертикальных колебаний.

Определим предельные зависимости для касательного напряжения и теплообмена при условии, что температура поверхности цилиндра постоянна.

Если учесть, что  $g_x = g \sin(x/R)$  и вблизи нижней лобовой точки положить  $\sin(x/R) \approx x/R, \cos(x/R) \approx 1$ , систему уравнений (1.3) заменой переменных

$$\xi = \frac{x}{R}, \quad \eta = \frac{[Gr(1-Fv)]^{1/4}}{R} \int_0^y \frac{\langle \rho \rangle}{\langle \rho_e \rangle} dy,$$

$$\int_0^y \langle u \rangle dy = [Gr(1-Fv)]^{1/4} \langle v_e \rangle \zeta \varphi(\eta)$$

$$\Gamma(\eta) = 1 + (1 - \psi_w)(1 - \theta) Fv / (1 - Fv); \quad \theta = (\langle T \rangle - \langle T_e \rangle) / (\langle T_w \rangle - \langle T_e \rangle)$$

$$Fv = \mp 4 \sum_{n=1}^{\infty} u_n^2 / gD$$

можно привести к автомодельному виду

$$(4.1) \quad \frac{d}{d\eta} \left( \psi^{x-1} \frac{d^2 \varphi}{d\eta^2} \right) + \varphi \frac{d^2 \varphi}{d\eta^2} - \left( \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right)^2 + \theta \Gamma(\eta) = 0$$

$$\frac{d}{d\eta} \left( \psi^{x-1} \frac{d\theta}{d\eta} \right) + Pr \varphi \frac{d\theta}{d\eta} = 0$$

$$\begin{aligned} \varphi=0, \quad d\varphi/d\eta=0, \quad \theta=1 \quad (\eta=0) \\ d\varphi/d\eta=0, \quad \theta=0 \quad (\eta=\infty) \end{aligned}$$

В выражении для Fv минус отвечает случаю горизонтальных колебаний, плюс — случаю вертикальных колебаний. Предполагалось, что  $\langle \mu \rangle / \langle \mu_e \rangle = (\langle T \rangle / \langle T_e \rangle)^{\kappa-1}$ .

Значения локального касательного напряжения и числа Нуссельта определяются равенствами

$$\begin{aligned} \tau_w = \langle \mu_e \rangle \psi_w^{\kappa-1} [4 Gr(1-Fv)]^{1/4} \frac{\langle v_e \rangle}{x^2} \frac{d^2\varphi(0)}{d\eta^2} \\ Nu_0 = -\psi^{\kappa-1} \left[ \frac{1}{4} Gr(1-Fv) \right]^{1/4} \frac{d\theta(0)}{d\eta} \end{aligned}$$

Для естественной конвекции при отсутствии пульсаций

$$\tau_{w0} = \langle \mu_e \rangle \psi_w^{\kappa-1} (4 Gr)^{1/4} \frac{\langle v_e \rangle}{x^2} \frac{d^2\varphi_0(0)}{d\eta_0^2}, \quad Nu_0 = -\psi^{\kappa-1} \left( \frac{Gr}{4} \right)^{1/4} \frac{d\theta_0(0)}{d\eta_0}$$

Следовательно

$$\begin{aligned} \frac{\tau_w}{\tau_{w0}} = \left( \frac{d^2\varphi(0)}{d\eta^2} / \frac{d^2\varphi_0(0)}{d\eta_0^2} \right) (1-Fv)^{1/4} \\ \frac{Nu}{Nu_0} = \left( \frac{d\theta(0)}{d\eta} / \frac{d\theta_0(0)}{d\eta_0} \right) (1-Fv)^{1/4} \end{aligned}$$

Чтобы вычислить отношение производных в этих равенствах, необходимо решить краевую задачу (4.1) при Fv=0 и Fv≠0. Однако при небольших температурных напорах приближенно можно принять, что

$$d^2\varphi(0)/d\eta^2 \approx d^2\varphi_0(0)/d\eta_0^2, \quad d\theta(0)/d\eta \approx d\theta_0(0)/d\eta_0$$

и получить простые аналитические выражения

$$(4.2) \quad \tau_w/\tau_{w0} = (1-Fv)^{3/4}$$

$$(4.3) \quad Nu/Nu_0 = (1-Fv)^{1/4}$$

Формулы (4.2), (4.3) объясняют результаты экспериментальных исследований [4-7]. Горизонтальные колебания увеличивают теплоотдачу в нижней лобовой точке. Если же направление колебаний совпадает с направлением естественной конвекции, происходит смена знака эффекта — теплоотдача вблизи нижней лобовой точки уменьшается.

Прежде чем провести количественное сопоставление результатов теоретического анализа с имеющимися опытными данными, следует установить правомерность использования предельных зависимостей в каждом конкретном случае. Для этого нужно оценить погрешность расчета по этим зависимостям. Можно показать, что, например, для условий эксперимента [4, 5] эта погрешность составляет ~15%.

Уровню звукового давления 146 дб отвечает амплитуда колебания скорости  $U_e = 1.375$  м/сек. Таким образом, при  $D = 0.019$  м  $Fv = -4U_e^2/gD = -41.2$  и, следовательно, увеличение локального числа Нуссельта, обусловленное наличием горизонтальных звуковых колебаний согласно формуле (4.3) равно  $Nu/Nu_0 = 2.54$ .

Обратимся теперь к рассмотрению влияния вертикальных звуковых колебаний на естественную конвекцию. В соответствии с формулами (4.2), (4.3) такие колебания уменьшают касательное напряжение и коэффициент теплоотдачи. При  $U_e = (gD/2)^{1/2}$  в нижней лобовой точке они обращаются в нуль. В [7] экспериментальное исследование выполнено для цилиндра диаметром 4.65 см. Следовательно,  $U_e = 0.337$  м/сек. Этой амплитуде колебания скорости отвечает уровень звукового давления 137 дб. Показательно, что приблизительно при таком уровне звукового давления наблюдается область возвратного течения в нижней части цилиндра [4, 7].

Таким образом, на основании предложенной теории, базирующейся на понятии предельных зависимостей для теплообмена и касательного напряжения, впервые удалось объяснить эффекты воздействия звуковых колебаний на естественную конвекцию вблизи нижней лобовой точки горизонтального цилиндра. Получено не только качественное, но также хорошее количественное соответствие с опытными данными.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Richardson P. D.* Effects of sound and vibrations on heat transfer. *Appl. Mech. Rev.*, 1967, vol. 20, No. 3.
2. Тепло- и массообмен в звуковом поле. Новосибирск, СО АН СССР, 1970.
3. *Галицейский Б. М., Рыжов Ю. А., Якуш Е. В.* Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках. М., «Машиностроение», 1977.
4. *Фанд, Кей.* Воздействие акустических колебаний на свободную конвекцию у горизонтального цилиндра. Тр. Америк. о-ва инж.-механ. Сер. С. Теплопередача, 1961, т. 83, № 2.
5. *Фанд, Рус, Ченг, Кей.* Локальные коэффициенты теплоотдачи от нагреваемого горизонтального цилиндра в интенсивном акустическом поле. Тр. Америк. о-ва инж.-механ. Сер. С. Теплопередача, 1962, т. 84, № 3.
6. *Richardson P. D.* Local details of the influence of vertical sound field on heat transfer from circular cylinder. Proc. 3-rd Intern. Heat Transfer Conference, Chicago, Ill., 1966, vol. 3. New York, N. Y., Amer. Inst. Chem. Engrs, 1966.
7. *Richardson P. D.* Local effects of horizontal and vertical sound fields on natural convection from a horizontal cylinder. *J. Sound Vibration*, 1969, vol. 10, No. 1.
8. *Davis G. de Vahl, Richardson P. D.* Interaction between a sound field and natural convection on a horizontal cylinder. In: *Rechercher recentes sur les couches limites instationnaires*, v. 2, Quebec, 1972.
9. *Davis G. de Vahl, Richardson P. D.* Natural convection in a sound field giving large streaming Reynolds numbers. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, 1973, vol. 16, No. 6.
10. *Леонтьев А. И., Фомичев В. М.* Трение и теплообмен в ламинарном пограничном слое с периодическими пульсациями давления. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 4.
11. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1974.

Технический редактор *Е. А. Красина*

Сдано в набор 16.05.79      Подписано к печати 4.10.79      Т-15121      Формат бумаги 70×108<sup>1/16</sup>  
 Высокая печать      Усл. печ. л. 18,2      Уч.-изд. л. 20,7      Бум. л. 6,5      Тираж 1990 экз. Зак. 2069

Издательство «Наука». 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21  
 2-я типография издательства «Наука», Москва, Шубинский пер., 10