КУЙБЫШЕВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
ТРУДЫ. ВЫПУСК XXIV. 1966 г.
Вопросы механики жидкостей и газов

А. Ф. БОЧКАРЕВ, И. А. ГУСЕВ

ТЕПЛООБМЕН СФЕРЫ В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Вопрос о влиянии скоростной нестационарности неограниченного потока на теплоотдачу рассматривался в работе [1].

На основании теоретического и экспериментального исследования удалось показать возможную физико-математическую формулировку теплообмена в пульсирующем потоке и вскрыть физическую сущность его интенсификации. При этом был использован математический аппарат современной теории турбулентности применительно к регулярным пульсациям. Метод интегральных соотношений позволил получить общий вид критериальной связи в виде:

$$Nu = cRe_{\infty}^{n} Pr^{m} f(H_{0\infty}) \qquad (1)$$

на основании ее опытным путем получено расчетное соотношение:

$$Nu = 3{,}68\, Re^{0.405} H_{0}^{0.125}. \qquad (2)$$

Следует отметить, что пульсации потока осуществлялись обтюратором за счет перекрытия с заданной частотой выходного сечения аэродинамической трубы, перекрытие при этом происходило подобно заслонке. В предлагаемой работе пульсационная схема изменена — вместо обтюратора используются жалюзи.

Следовательно, возникает вопрос о влиянии на характер теплообмена способа задания пульсаций потоку, так как при этом должно изменяться распределение пульсационной скорости по сечению трубы, т. е. меняется скоростная эпюра. Кроме того, в условиях нашей задачи, когда пульсирующая скорость набегающего потока изменяется от нуля до максимума, коэффициент теплоотдачи в отдельные моменты времени меняется. Поэтому, необходимо рассмотреть применимость метода регулярного теплового режима для экспериментальных исследований нестационарного теплообмена.

Оценка степени отклонения действительного процесса охлаждения от регулярного показана в работе [2].

В общем случае, когда коэффициент теплообмена зависит от времени, система дифференциальных уравнений для температурного поля сферического тела имеет вид:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial\Theta}{\partial F_0} = \frac{1}{r_1^2}\frac{\partial}{\partial r_1}\left(r_1^2\frac{\partial\Theta}{\partial r_1}\right); && (a)\\ &F_0 = 0, \quad \Theta_0 = 1; && (b)\\ &-\left(\frac{\partial\Theta}{\partial r_1}\right)_{r_1=1} = Bi\Theta_{r_1=1} && (c)\\ &Bi = Bi\,(F_0), && (d)\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

где

$$Bi = \frac{\alpha r_0}{\lambda}, \quad F_0 = \frac{a\tau}{r^2}.$$

Приближенно эта система может быть решена при использовании интегрального соотношения Л. С. Лейбензона [3].

$$\frac{\partial}{\partial F_0}\int_0^1 \Theta r_1^2\,dr_1 = \left(\frac{\partial\Theta}{\partial r_1}\right)_{r=1}. \qquad (4)$$

Решение будем искать в виде:

$$\Theta = A\,(1 - Br_1^2), \qquad (5)$$

Используя (3 c), имеем:

$$B = \frac{Bi}{2 + Bi}, \qquad (6)$$

а (3д) показывает, что $B = B\,(F_0)$.

Подставим (5) в (4) и проинтегрируем, в результате имеем:

$$A = A_0 \exp\left[-\left(2\int_0^{F_0}\frac{B\,dF_0}{1/3 - B/5} - \frac{1}{5}\int_0^{F_0}\frac{\frac{dB}{dF_0}\,dF_0}{1/3 - B/5}\right)\right]. \qquad (7)$$

Далее, подставляя (7) в (5), получим:

$$\Theta = A_0 \exp\left[-\left(2\int_0^{F_0}\frac{B\,dF_0}{1/3 - B/5} - \frac{1}{5}\int_0^{F_0}\frac{\frac{dB}{dF_0}\,dF_0}{1/3 - B/5}\right)\right](1 - Br_1^2). \qquad (8)$$

Произвольную постоянную A_0 находим из условия минимума функционала

$$\delta\int_0^1 [1 - A_0(1 - B_0 r_1^2)]^2 r_1^2 dr_1 = 0, \qquad (9)$$

где

$$B_0 = \frac{Bi_0}{2 + Bi_0}. \qquad (10)$$

Из выражения (9) находим

$$A_0 = \frac{\int_0^1 (1 - B_0 r_1^2)\,r_1^2\,dr}{\int_0^1 (1 - B_0 r_1^2)\,r_1^2\,dr} = \frac{1/3 - B_0/5}{1/3 - \frac{2B_0}{5} + \frac{B_0^2}{7}} \qquad (11)$$

Подставляя (11) в (8) окончательно имеем:

$$\Theta = \frac{{}^1/_3 - B_0/5}{{}^1/_3 - \frac{2B_0}{5} + \frac{B_0^2}{7}} \exp\left[-\left(2\int_0^{F_0} \frac{B\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{1}{5}\int_0^{F_0} \frac{\frac{dB}{dF_0}\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5} \right)\right] (1 - Br_1^2). \tag{12}$$

Поскольку из (3д) и (6) видно, что $B = B(F_0)$, то нетрудно убедиться, что $\frac{1}{\Theta}\frac{\partial\Theta}{\partial F_0} \neq \text{const}$ или, иными словами, температурное поле не будет регулярным относительно числа F_0. Если же $Bi = Bi_0 = \text{const}$, то из (12) задача решается сразу в виде:

$$\Theta_A = \frac{{}^1/_3 - B_0/5}{{}^1/_3 - \frac{2B_0}{5} + \frac{B_0^2}{7}} \exp\left(-\frac{2B_0F_0}{{}^1/_3 - B_0/5} F_0 \right) (1 - B_0r_1) \tag{13}$$

и обладает свойством регулярности.

Принимая в (8) $r_1 = 0$, определим температуру в центре

$$\Theta_{r_1=0} = \frac{{}^1/_3 - B_0/5}{{}^1/_3 - \frac{2B_0}{5} + \frac{B_0^2}{7}} \exp\left[-\left(2\int_0^{F_0} \frac{B\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{1}{5}\int_0^{F_0} \frac{\frac{dB}{dF_0}\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5} \right)\right], \tag{14}$$

а из выражения (13):

$$\Theta_{r_1=0} = \frac{{}^1/_3 - B_0/5}{{}^1/_3 - \frac{2B_0}{5} + \frac{B_0^2}{7}} \exp\left(\frac{-2B_0F_0}{{}^1/_3 - B_0/5} \right). \tag{15}$$

Выражение (14) запишем в виде:

$$\Theta_{r_1=0} = \frac{{}^1/_3 - B_0/5}{{}^1/_3 - {}^2/_5 B_0 + \frac{B_0^2}{7}} \exp\left(\frac{-2B_0F_0}{{}^1/_3 - B_0/5} \cdot \beta' \right), \tag{16}$$

где

$$\beta' = \frac{2\int_0^{F_0} \frac{B\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5} - \frac{1}{5}\int_0^{F_0} \frac{dB}{dF_0}\,dF_0}{\frac{2B_0F_0}{{}^1/_3 - B_0/5}} \tag{17}$$

Учитывая выражение (17), видно, что если число Нуссельта или, что тоже самое, число Био изменяется во времени, все же на основании (6) можно утверждать, что величина коэффициента B весьма близка к нулю при изменении числа Био от нуля до максимума и коэффициент степени регулярности β^1 практически весьма близок к единице. Следовательно, в пределах точности опыта, можно считать процесс регулярным.

Еще рельефнее видна возможность применения метода тепловой регулярности при изучении теплообмена в пульсирующем потоке, если вычислить степень неравномерности температурного поля в теле опытного шара, которая, как известно, оценивается выражением:

$$\Psi = \frac{\overline{\Theta}_w}{\overline{\Theta}_v}. \tag{18}$$

Учитывая (12) легко, на основании нижеприведенного, показать, что ψ близко к единице. Если величину числа Био принять даже равной 0,1, то ψ получается порядка 0,98. В наших условиях Био равнялось 0,008, что соответственно дает ψ равным 0,998.

Учитывая выражение (12), при $r_1 = 1$ имеем:

$$\Theta_{w_{r_1=1}} = \frac{{}^1/_3 - B_0/5}{{}^1/_3 - \frac{2B_0}{5} + \frac{B_0^2}{7}} \exp\left[-\left(2\int_0^{F_0} \frac{B\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5} - \frac{1}{5}\int_0^{F_0} \frac{\frac{dB}{dF_0}\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5}\right)\right](1 - B), \tag{19}$$

соответственно:

$$\overline{\Theta}_v = 3\int_0^1 \Theta r_1^2\,dr = 3\int_0^1 \left\{\frac{{}^1/_3 - B_0/5}{{}^1/_3 - \frac{2}{5}B_0 + \frac{B_0^2}{7}} \exp\left[-\left(2\int_0^{F_0} \frac{B\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5} - {}^1/_5\int_0^{F_0} \frac{\frac{dB}{dF_0}\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5}\right)\right](1 - Br_1^2)\right\} r_1^2\,dr =$$

$$= 3\left\{\frac{{}^1/_3 - r_1^2/5}{{}^1/_3 - \frac{2}{5}B_0 + \frac{B_0^2}{5}} \exp\left[-\left(2\int_0^{F_0} \frac{B\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5} - \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. - \frac{1}{5}\int_0^{F_0} \frac{\frac{dB}{dF_0}\,dF_0}{{}^1/_3 - B/5}\right)\right]\right\}\left(\frac{1}{3} - \frac{B}{5}\right), \tag{20}$$

$$\psi = \frac{\overline{\Theta}_w}{\overline{\Theta}_v} = \frac{1 - B}{3\left(\frac{1}{3} - \frac{B}{5}\right)} = \frac{5 - 5B}{5 - 3B}, \tag{21}$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Теплообмен медного шара в пульсирующем потоке воздуха исследовался с применением в качестве пульсатора специальных жалюзи.

Стационарный поток создавался воздуходувкой с регулируемым забором воздуха. Воздушный поток через успокоительные соты направлялся к рабочему сечению трубы диаметром 200 *мм*, которое на выходе равномерно перекрывалось восемью жалюзи, имеющими общий привод.

Поворот жалюзи вдоль продольной оси и поперек ее при перекрытии осуществлялся зубчато-реечной передачей. Возвратно-поступательное движение зубчатой рейки преобразовывалось в возвратно-вращательное движение жалюзи. Движение рейка получала от приводного профилированного кулачка и возвратной пружины.

Меняя число оборотов кулачка от 60 до 600 в минуту, перекрывали сечение трубы и, следовательно, осуществляли пульсацию воздушного потока соответственно от 1 до 10 *гц*.

Опытный шар изготавливался из меди диаметром 35 *мм* с чистой полированной поверхностью.

В новых условиях теплообмен исследовался при одних и тех же значениях чисел Рейнольдса, которые принимались для обтюратора, а именно: 42600, 50400, 57200, 63100 и 68600.

Шар нагревался до 150—180°С и охлаждался пульсирующим воздушным потоком до 50—60°С. Для измерения температуры использовалась термопара (медь — константан), заделанная на поверхности шара. Изменение ЭДС термопары во времени регистрировалось зеркальным гальванометром.

Коэффициент теплоотдачи рассчитывался как среднеинтегральное за все время охлаждения шара для каждых значений частоты и скорости пульсирующего потока. Лучистым теплообменом пренебрегали по аналогии с работой [1].

При тарировке опытной трубы в условиях стационарного потока получена зависимость:

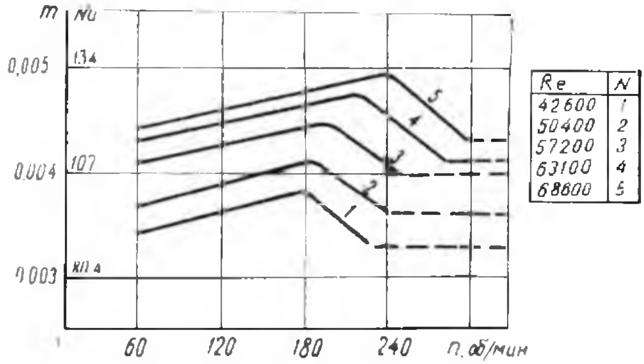
$$Nu = 0{,}487\, Re^{0{,}55}. \qquad (22)$$

Для $Re = 1{,}7\cdot10^{4} - 3\cdot10^{4}$.

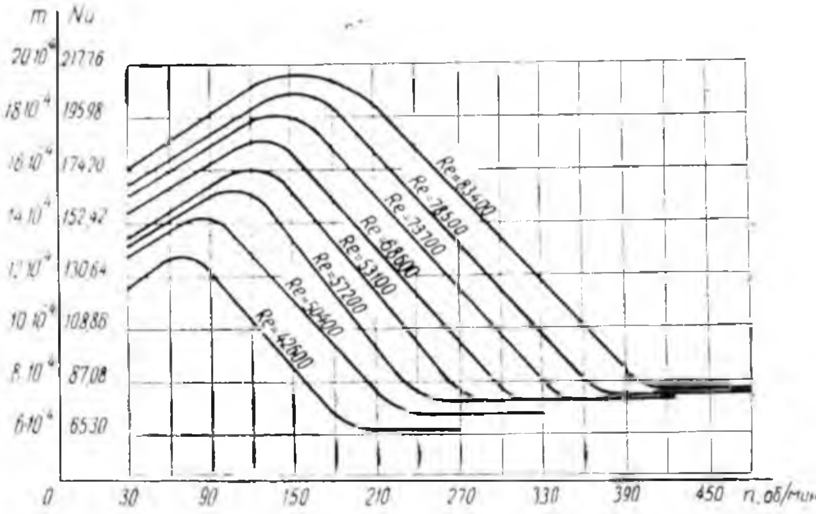
Изменение темпа охлаждения и числа Нуссельта от скорости и частоты пульсирующего потока представлено на фиг. 1. Характер изменения кривых теплоотдачи удовлетворительно согласуется с аналогичными кривыми для обтюратора, фиг. 2.

Теплообмен как в первом, так и во втором случае с увеличением частоты увеличивается, достигая максимума, а затем падает. В первом случае (фиг. 1) для Re=42600 максимум теплоотдачи отмечается для 2,5 *гц*, во втором — для 3 *гц*, (обтюратор имел два отверстия и 30 *об/мин* соответствует 1 *гц* для жалюзи 60 *об/мин* — 1 *гц*).

Уменьшение теплообмена после достижения максимума можно, по-видимому, объяснить образованием стоячих волн и перемещением точки отрыва пограничного слоя в лобовую область.



Фиг. 1.



Фиг. 2.

Для получения обобщающей зависимости теплообмена от скорости и частоты пульсирующего потока полученные опытные данные (фиг. 1) обрабатываются в следующей последовательности:

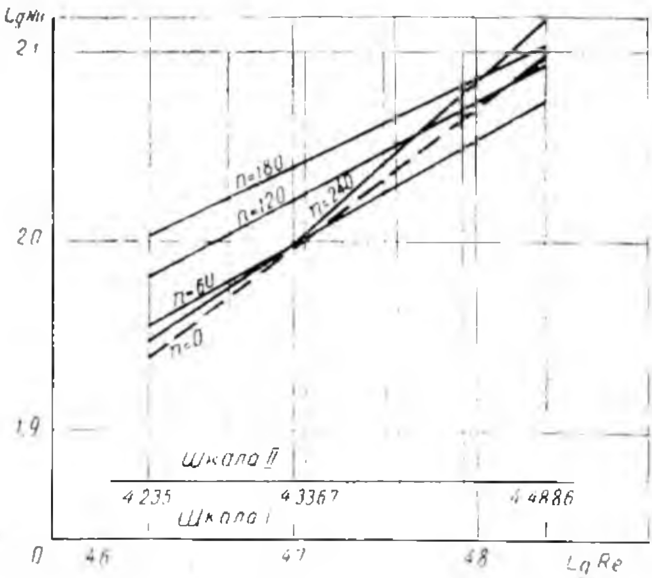
1. Перемещаясь снизу вверх от $Re=42600$ до $Re=68600$ для каждого числа оборотов (частоты), снимается с оси ординат значение чисел Нуссельта и строится зависимость вида:

$$\lg Nu = f(\lg Re), \tag{23}$$

где Nu — число Нуссельта для пульсирующего потока при $n = \text{const}$.

Вид этих зависимостей представлен на фиг. 3.

2. При задании регулярных пульсаций потоку замерялась действительная скорость его в зоне охлаждения опытного шара, т. е. за жалюзи. Скорость замерялась микроманометром. По рекомендации А. Л. Харламова [4], для используемых скоростей и частот воздушного потока ошибка в замере скорости пульсирующего потока по сравнению с термоанеомeтром могла быть не более 5—10%.



Фиг. 3.

По мере увеличения частоты величина пульсирующей скорости падала. Поэтому подсчитывалась средняя минимальная скорость на первом режиме при изменении частоты от 1 до 4 *гц* и средняя максимальная соответственно на пятом режиме. Они имели величину: минимальная — 7,13, максимальная — 13,2 *м/сек*.

3. Для указанных скоростей определялось число Рейнольдса, по тарировочной зависимости (22), подсчитывалось число Нуссельта, соответствующее стационарным условиям теплообмена и на графики функций (23) наносилась зависимость:

$$\lg Nu_0 = f_1 (\lg Re),$$

где Nu_0 — число Нуссельта для стационарного потока.

4. Шкала изменения Re пересчитывалась применительно к скоростям 7,13 и 13,2 *м/сек*, что соответственно давало значение

Re 4,2355 и 4,4886. Пересчитанную шкалу разбивали на шесть равных участков и сопоставляли теплообмен при пульсирующем и стационарном обтекании, т. е. находили отношение $\frac{Nu}{Nu_0}$ для указанных чисел оборотов от 60 до 240. Значения полученных отношений сведены в таблицу 1.

Таблица 1

n / Re	60	120	180	240
17200	1,07	1 .18	1,261	1,0
19300	1,02	1,082	1,13	1,01
21700	1,0	1,05	1,09	1,01
25000	0,982	1,032	1,069	1,023
28500	0,965	1,017	1,046	1,034
30800	0,95	0,996	1,041	1,056

Анализируя табличные значения видно, что с увеличением чисел Рейнольдса отношение $\frac{Nu}{Nu_0}$ уменьшается, а с увеличением чисел оборотов или частоты пульсаций потока увеличивается. Поэтому вид функциональной связи будет таков:

$$\frac{Nu}{Nu_0} = A\left(\frac{H_0}{Re}\right)^n.$$

Опытные точки для области увеличения теплообмена удовлетворительно аппроксимируются выражением

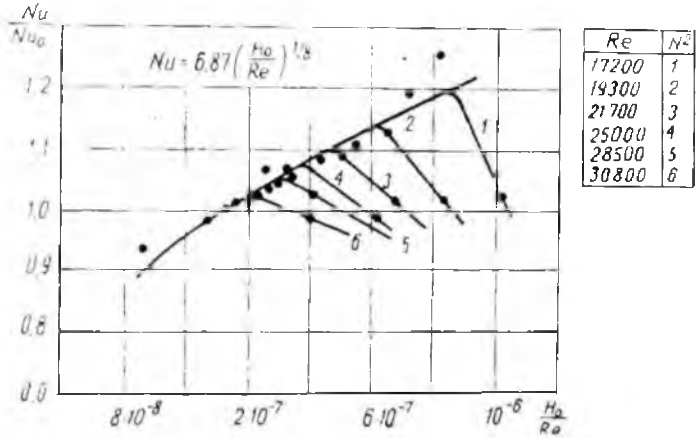
$$\frac{Nu}{Nu_0} = 6,87\left(\frac{H_0}{Re}\right)^{1/6}. \qquad (24)$$

Для обтюратора соответственно имели:

$$\frac{Nu}{Nu_0} = 6,24\left(\frac{H_0}{Re}\right)^{1/8}$$

Графики этих функций представлены на фиг. 4 и 5.

Согласно расчетному соотношению (24) интенсификация в 10—15% отмечается при значениях $\frac{H_0}{Re}$ от $4 \cdot 10^{-7}$ до 10^{-6}. Эти значе ния удовлетворительно согласуются с полученными для обтюратора. На фиг. 5 интенсификация в 10—20% отмечается для отношений $\frac{H_0}{Re}$ от $1{,}62 \cdot 10^{-7}$ до $1{,}37 \cdot 10^{-6}$.

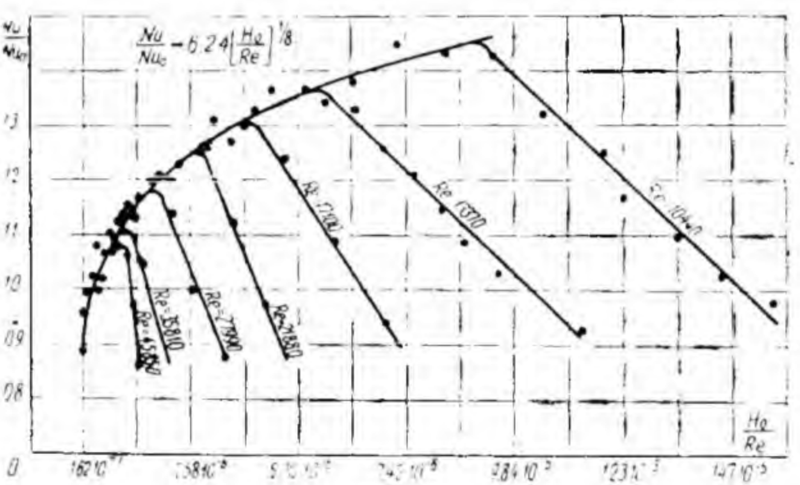


Фиг. 4.

Учитывая полученные опытным путем соотношения (22) и (24) можно получить обобщающую зависимость теплообмена при скоростной нестационарности в виде:

$$Nu = 3{,}44\ Re^{0{,}405}\ H_0^{0{,}125}, \tag{25}$$

которая отличается от выражения (1) на 6,5%.



Фиг. 5.

ВЫВОДЫ

1 Метод регулярного режима практически надежно обеспечивает исследование теплообмена в пульсирующем потоке при небольших значениях числа Био, т. к. на основании выражения (17), коэффициент степени регулярности β_1 близок к единице.

2. Степень неравномерности температурного поля ψ, рассчитанная по соотношению (12) для числа Био порядка даже 0,1, равняется 2%.

3. Изменение пульсационной схемы практически не отмечает заметного влияния на характер и величину теплообмена, поскольку критериальные зависимости (1) и (25), полученные на основании опытных данных, отличаются на 6,5%.

4. Влияние пульсаций скорости заметно интенсифицирует теплообмен также как и для первого случая исследований, при сравнительно небольших значениях числе Рейнольдса порядка 17 000 — 20 000.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Кудряшев, И. А. Гусев. Влияние скоростной нестационарности неограниченного потока на коэффициент теплоотдачи при обтекании тел. ИВУЗ «Авиационная техника», № 2, 1962.

2. Л. И. Кудряшев, И. Ю. Берзон. К исследованию сложного теплообмена при теплофизических характеристиках и наличии лучистого теплообмена Труды конференции по механике жидкостей и газов, КуАИ, вып. XV, ч. 2. г. Куйбышев, 1963.

3. Л. С. Лейбензон. Собрание трудов, том. 4. Изд. АН СССР, Москва, 1955.

4. А. А. Харламов. Об измерениях в пульсирующем воздушном потоке. Приборы и техника эксперимента, № 1, 1957.