

К ВОПРОСУ О ФАЗОВОМ ЭФФЕКТЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ ТЕПЛОТДАЧИ

Розглянуто питання теплообміну між стінкою труби та турбулентною течією рідини при пульсаціях швидкості. Показано, що зниження тепловіддачі при пульсаціях швидкості малої частоти, може бути пояснене зсувом фаз між коливаннями швидкості та температурного напору від стінки до рідини. Для перетворення цього ефекту в позитивний запропоновано використовувати теплове навантаження, яке змінюється з часом по закону, що залежить від форми коливань швидкості.

Введение. В литературе по теплофизике принято считать, что пульсации скорости теплоносителя улучшают теплообмен между стенкой и жидкостью. Но в некоторых случаях наблюдается заметное понижение теплоотдачи за счет таких пульсаций по сравнению со стационарным режимом. В частности, такой результат обнаружен автором в исследовании теплоотдачи к турбулентному потоку жидкости при частоте колебаний скорости от 20 до 50 Гц и относительной амплитуде 0,5...1,0, когда скорость изменялась по закону [1]

$$v(\tau) = v_0(1 + v_1 \sin \omega \tau), \quad (0,5 \leq v_1 \leq 1,0).$$

Нагревательным элементом служила трубка из нержавеющей стали с толщиной стенки 0,1 мм, через которую пропускался постоянный ток, обеспечивающий стабильные тепловые потоки на уровне $3 \cdot 10^6 \dots 7 \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^2 \text{ с}$. Наружная поверхность трубки охлаждалась дистиллированной обескислороженной водой при значениях числа $Re = (0,8 \dots 1,4) \cdot 10^4$. В большинстве опытов наложение пульсаций скорости понижало осредненную по времени теплоотдачу на 5...24% по сравнению со стационарным режимом, при равных средних расходах жидкости, притом, тем сильнее, чем больше амплитуда колебаний скорости.

Причиной такого действия пульсаций может служить то обстоятельство, что колебания скорости (а также коэффициента теплоотдачи) и температурного напора между стенкой и жидкостью находятся в противофазе. В таком случае эффект пульсаций можно назвать фазовым эффектом (ФЭ).

Теоретическая оценка ФЭ привела к результатам, несколько заниженным по сравнению с опытом, но отклонения не превышали 15%. Следует заметить, что метод теоретической оценки ФЭ основан на принципе квазистационарности: при малых частотах и турбулентном режиме коэффициент теплоотдачи α и скорость жидкости v соотносятся как и в стационарном случае: $\alpha \sim v^{0,8}$. Отсюда следует, что если коэффициент теплоотдачи представить в виде $\alpha = \alpha_0(1 + \alpha_1 \sin \omega t)$, то на амплитуду колебаний коэффициента теплоотдачи α_1 имеется ограничение, а именно: поскольку $v(\tau) = v_0(1 + v_1 \sin \omega \tau)$, то $\alpha(\tau)$ пропорционально функции

$$(1 + v_1 \sin \omega \tau)^{0,8} \approx 1 + 0,8v_1 \sin \omega \tau,$$

откуда $\alpha_1 \approx 0,8v_1$.

Вполне возможно, что колебания скорости повышают характеристики переноса в пристеночном слое и, увеличивая тем самым эффективную теплоемкость потока жидкости, приводят к повышению показателя степени в зависимости $\alpha(v)$, и учет этого фактора, очевидно, может улучшить сходимость расчетных результатов с данными опытов.

Оценка фазового эффекта. Ниже рассмотрим схему выявления и методы количественной оценки ФЭ, а также способы его практического применения для интенсификации теплообмена. Сделаем это на примере охлаждения тонкой стенки пульсирующим турбулентным потоком жидкости при относительной амплитуде пульсаций $\alpha_1 \approx 0,65$. Стенку можно считать тонкой, если толщина ее не превышает половины длины температурной волны в ней, при пульсациях скорости на уровне 0,1...10 Гц (для стали $\sim 1...2$ мм), [2]. В этом случае импульс тепла, поглощаемого или отдаваемого за полупериод, составляет не более 0,1...0,05 от количества тепла, поступающего за это время в жидкость за счет среднего температурного напора и в первом приближении его можно не учитывать.

Будем полагать, что удельный тепловой поток от стенки не изменяется во времени (например, при нагреве ее постоянным током). При этом колебания скорости и коэффициента теплоотдачи вызовут колебания температурного напора $\theta(\tau)$ вида

$$\theta(\tau) = q_0 / \alpha_0 (1 + \alpha_1 \sin \omega \tau).$$

Разлагая это выражение в ряд Фурье, получим [3]

$$\theta(\tau) = \frac{\theta_0}{\sqrt{\Delta}} + \frac{2\theta_0}{\sqrt{\Delta}} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1 - \sqrt{\Delta}}{\alpha_1} \right)^n \cdot \sin(n\omega\tau + \phi_n), \quad (1)$$

где $\theta_0 = q_0 / \alpha_0$ – температурный напор, реализуемый при стационарном режиме, когда $\alpha = \alpha_0 = \text{const}$; $\Delta = 1 - \alpha_1^2$; $\phi_n = (n+1)\pi/2$.

Из формулы (1) следует, что при $q_0 = \text{const}$ пульсации скорости (и коэффициента теплоотдачи) формируют такие колебания температурного напора $\theta(\tau)$, при которых среднее по времени значение $\bar{\theta}(\tau) / \theta_0 = 1 / \sqrt{\Delta} > 1$. Например, при $\alpha_1 = 0,65$ имеем $\bar{\theta} / \theta_0 = 1,316$, то есть пульсации α повышают средний температурный напор по сравнению со стационарным случаем в 1,316 раз, или почти на 32%. С другой стороны, из равенств $q_0 = \bar{\theta} \cdot \alpha_{эф} = 1,316\theta_0 \cdot \alpha_{эф}$ следует, что удержать $\bar{\theta}(\tau)$ на уровне θ_0 можно либо за счет снижения теплового потока до $q_0 / 1,316$ (при $\alpha_{эф} = \alpha_0$), либо, при сохранении теплового потока q_0 , за счет увеличения значения $\alpha_{эф}$ до величины $1,316\alpha_0$ (увеличивая скорость жидкости). Для количественной оценки фазового эффекта снижения теплоотдачи можно взять либо коэффициент $\psi_\theta = \bar{\theta} / \theta_0 > 1$, либо коэффициент $\psi_q = 1 / \psi_\theta = \sqrt{\Delta} < 1$. Для выбранного примера $\alpha_1 = 0,65$ имеем $\psi_\theta \approx 1,316$; $\psi_q = 0,76$.

На рис. 1 приведен график $\theta(\tau) / \theta_0$, построенный с учетом трех первых гармоник при $\alpha_1 = 0,65$, когда из формулы (1) следует, что

$$\theta(\tau)/\theta_0 = 2,632(0,5 - 0,3692 \sin \omega\tau - 0,136 \cos 2\omega\tau + 0,0503 \sin 3\omega\tau + \dots). \quad (2)$$

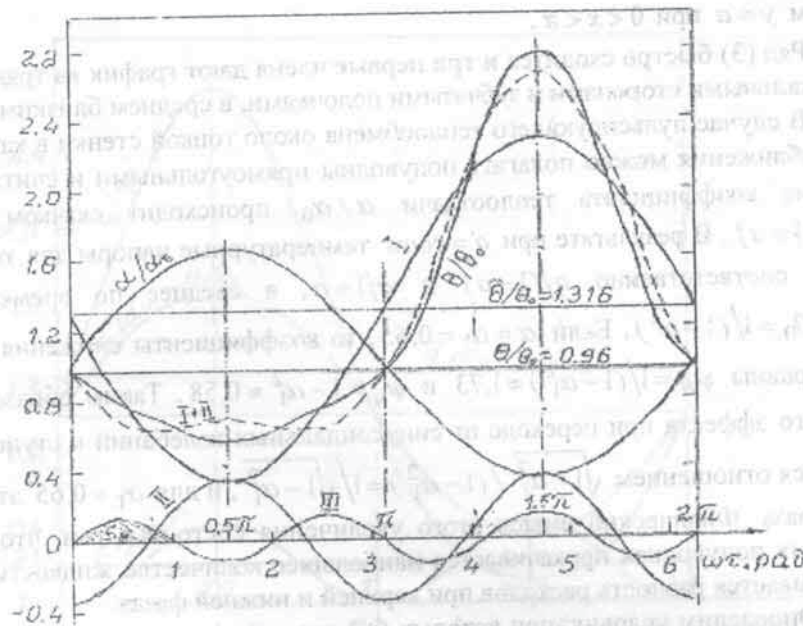


Рис. 1. Графики колебаний коэффициента теплоотдачи, температурного напора и гармоник температурного напора (отрицательный ФЭ)

Из рис. 1 видно, что узловые точки функции $\theta(\tau)/\theta_0$ ($\omega\tau = 0; \pi; 2\pi$) лежат на линии $\theta(\tau)/\theta_0 \approx 0,96 < 1$, поскольку не учтены более высокие гармоники. Кривые $\theta(\tau)$ и $\alpha(\tau)$ находятся строго в противофазе вследствие не учета пульсаций тепла в стенке. Здесь же приведены графики трех гармоник. Первая – в виде суммы с постоянной составляющей $\bar{\theta}(\tau)/\theta_0 \approx 1,316$ – ее можно рассматривать, как первое приближение к $\theta(\tau)/\theta_0$. Учет третьей и особенно второй гармоник заметно влияет на форму кривой $\theta(\tau)/\theta_0$: верхняя полуволна выше нижней и заужена по высоте. По кривой третьей гармоники можно оценить ее вклад в $\theta(\tau)/\theta_0$, сравнивая площади S_3 под полуволной и прямоугольником со сторонами 1,316 и $2\pi/6$ единиц. Сравнение показывает, что эта доля не превышает 5%.

Пульсации скорости, наряду со снижением теплоотдачи, приводят к периодическому перегреву горячей стенки в фазу минимальных значений коэффициента теплоотдачи. Из рис. 1 следует, что при $\alpha_1 = 0,65$ температурный напор на короткое время увеличивается в 2,8 раза по сравнению со стационарным режимом, что может привести к закипанию жидкости и прогару стенки.

Помимо амплитуды и частоты, на величину ФЭ влияет и форма колебаний коэффициента теплоотдачи. Для примера, рассмотрим ступенчатые колебания, когда полуволны имеют вид прямоугольных трапеций. Аналитически они представляются рядом:

$$y = \frac{4a}{\pi} (\sin x + \frac{1}{3} \sin 3x + \frac{1}{5} \sin 5x + \dots), \quad (3)$$

причем $y = a$ при $0 < x < \pi$.

Ряд (3) быстро сходится и три первые члена дают график из трапеций с почти вертикальными сторонами и зубчатыми полочками, в среднем близкими к $\pm a$.

В случае пульсирующего теплообмена около тонкой стенки в качестве первого приближения можно полагать полуволны прямоугольными и считать, что изменение коэффициента теплоотдачи α/α_0 происходит скачком в пределах $[1-a; 1+a]$. В результате при $q = const$ температурные напоры для этих фаз будут равны соответственно $q/(1-a)$ и $q/1+a$, а среднее по времени значение $\bar{\theta}(\tau)/\theta_0 = 1/(1-a^2)$. Если $\alpha = \alpha_1 = 0,65$, то коэффициенты снижения теплоотдачи будут равны $\psi_\theta = 1/(1-\alpha_1^2) \approx 1,73$ и $\psi_q = 1-\alpha_1^2 \approx 0,58$. Таким образом, усиление фазового эффекта при переходе от синусоидальных колебаний к ступенчатым, выражается отношением $\sqrt{1-\alpha_1^2}/(1-\alpha_1^2) = 1/\sqrt{1-\alpha_1^2}$, и для $\alpha_1 = 0,65$ это составляет 1,316 раза. Физический смысл этого увеличения состоит в том, что при прямоугольных полуволнах прокачивается наибольшее количество жидкости (и тепла) и увеличивается разность расходов при верхней и нижней фазах.

Определим условия, при которых ФЭ пульсаций становится положительным, то есть, когда пульсации будут увеличивать теплоотдачу. Такой результат получим, реализуя синфазные колебания $\alpha(\tau)$ и $\theta(\tau)$. В [3] было показано, что для этого необходимо иметь переменную во времени тепловую нагрузку $q(\tau)$. Пусть, например:

$$\alpha(\tau) = \alpha_0(1 + \beta_1 \sin \omega\tau) \text{ и } \theta(\tau) = (1 + \beta_2 \sin \omega\tau).$$

Тогда при $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ будем иметь $q(\tau) = q_0(1 + \beta \sin \omega\tau)^2$, или, после преобразований:

$$q(\tau) = q_0(1 + 0,5\beta^2 + 2\beta \sin \omega\tau - 0,5\beta^2 \cos 2\omega\tau). \quad (4)$$

Осреднение выражения (3) по времени дает $\bar{q}(\tau)/q_0 = \psi_q = 1 + 0,5\beta^2 > 1$. Отсюда следует, что пульсации скорости при тепловом потоке $q(\tau)$ вида (3) приводят к повышению среднего теплового потока по сравнению со стационарным случаем при $\bar{\alpha}(\tau) = \alpha_0$ (при том же среднем расходе жидкости). Например, при относительной амплитуде $\beta = 0,65$, величина $\psi_q \approx 1,211$, так что средняя теплоотдача увеличивается на 21 %, по сравнению со стационарным уровнем. При сохранении величины $\bar{q}(\tau)$ на уровне q_0 , положительный ФЭ проявится в уменьшении в той же степени значения α_0 (или соответствующего ему среднего расхода жидкости).

Результаты расчетов по формуле (3) приведены на рис. 2 в виде зависимости $q(\tau)/q_0$ и положительной составляющей $\beta^2 \sin^2 \omega\tau$. График последней – косину-

соида частоты 2ω , с нулевой осью $q(\tau)/q_0 = 0,211$, то есть именно эта составляющая зависимости $q(\tau)/q_0$ и обеспечивает прирост теплоотдачи.

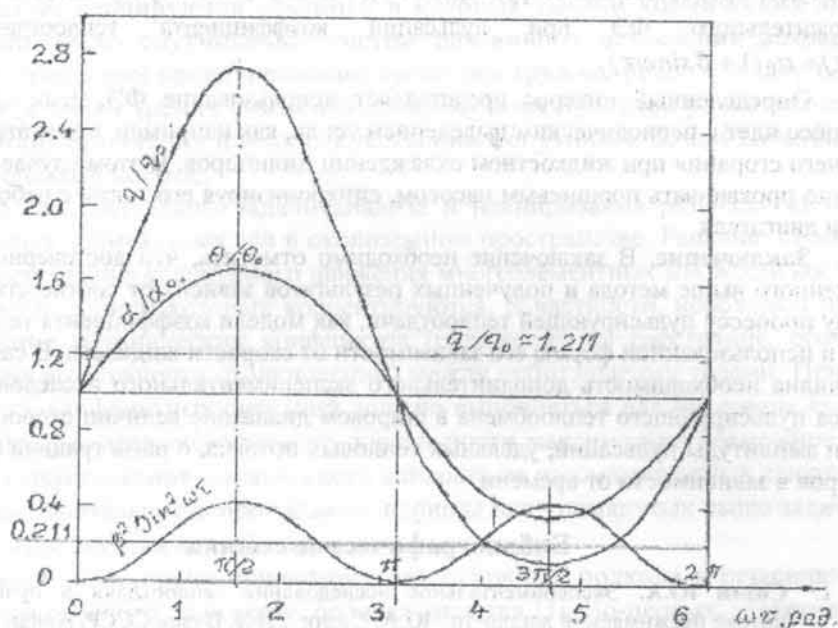


Рис. 2. Колебание удельного теплового потока, коэффициента теплоотдачи и температурного напора (положительный ФЭ)

Заметим, что возможности применения этого метода интенсификации теплоотдачи ограничены повышением температурного напора и температуры стенки в фазе малой скорости: при $\beta = 0,65$ будет $(\bar{\theta}(\tau)/\theta_0)_{max} \approx 1,65$, что значительно меньше, чем при отрицательном ФЭ, когда $(\bar{\theta}(\tau)/\theta_0)_{max} \approx 2,8$.

Более высокий положительный ФЭ можно получить при ступенчатых синхронных колебаниях $\alpha(\tau)$ и $\theta(\tau)$, когда $\alpha(\tau)/\alpha_0 = \theta(\tau)/\theta_0 = 1 \pm \beta$. В течение периода величина $q(\tau)/q_0$ будет изменяться от $(1-\beta)^2$ до $(1+\beta)^2$, а среднее значение окажется равным

$$\bar{q}(\tau)/q_0 = 1 + \beta^2 = \psi_q \quad (5)$$

Для $\beta = 0,65$ имеем $\psi_q \approx 1,423$, то есть в идеальном варианте прямоугольных полувольт средняя теплоотдача увеличивается по сравнению со стационарным режимом на 42 %. Сравнение формул для ψ_q при синусоидальных колебаниях ($\psi_q' = 1 + 0,5\beta^2$) и ступенчатых ($\psi_q'' = 1 + \beta^2$), показывает, что прирост теплоотдачи в этих случаях – двукратный.

На практике в силу тепловой инерции теплообменника прямоугольные полувольты сглаживаются до овальных и ФЭ несколько уменьшится, оставаясь, тем ни менее, более высоким, чем при синусоидальных колебаниях.

Что касается реализации положительного ФЭ, то наиболее просто это осуществляется при обогреве стенки электрическим током, когда выделяемое тепло пропор-

ционально квадрату силы тока I^2 . Если использовать ток $I(\tau) = I_0(1 + \beta \sin \omega \tau)$, то $q(\tau)$ будет пропорционально функции $(1 + \beta \sin \omega \tau)^2$, что и требуется для получения положительного ФЭ при пульсации коэффициента теплоотдачи вида $\alpha(\tau) = \alpha_0(1 + \beta \sin \omega \tau)$.

Определенный интерес представляет использование ФЭ, если какой-либо процесс идет с периодическим выделением тепла, как например, в двигателях внутреннего сгорания при жидкостном охлаждении цилиндров. В этом случае жидкость можно прокачивать поршневым насосом, синхронизируя его такты с рабочими тактами двигателя.

Заключение. В заключение необходимо отметить, что достоверность предложенного выше метода и полученных результатов зависит от соответствия реальному процессу пульсирующей теплоотдачи, как модели коэффициента теплоотдачи, так и использованной формы его зависимости от скорости жидкости. В связи с этим очевидна необходимость дополнительного экспериментального исследования процесса пульсирующего теплообмена в широком диапазоне величин скорости, частоты и амплитуды пульсаций, удельных тепловых потоков, с регистрацией всех параметров в зависимости от времени.

Библиографические ссылки

1. Созин Ю.А. Экспериментальное исследование теплоотдачи в пульсирующем потоке несжимаемой жидкости / Ю.А. Созин // Изв. Вузов СССР, Авиац. Техника. – 1969, №3.
2. Созин Ю.А. Фазовый эффект пульсирующей теплоотдачи около тонкой стенки / Ю.А. Созин // Изв. Вузов СССР, Энергетика. – 1976, №6.
3. Созин Ю.А. Пульсирующая теплоотдача от предельно тонкой стенки / Ю.А. Созин // Изв. Вузов СССР, Энергетика. – 1980, №9.

Надійшла до редколегії 20.04.08

УДК 629.783

Т. В. Лабуткина

Днепропетровский национальный университет им. Олеся Гончара

МЕТОД ДОЛГОСРОЧНОГО ПРОГНОЗА МЕХАНИЧЕСКИХ КОНФЛИКТОВ МЕЖДУ ОРБИТАЛЬНЫМИ ОБЪЕКТАМИ С КОРРЕКТИРУЕМЫМИ ТРАЕКТОРИЯМИ

Запропоновано ефективний, за зменшенням витрат часу на розрахунки, метод довготермінового прогнозування механічних конфліктів (зближень на відстань, небезпечну з точки зору можливості виникнення зіткнень) орбітальних тіл, траєкторій яких коректуються за деякими параметрами. Метод призначений для прогнозу в задачах планування розвитку багатоеlementної множини керованих орбітальних об'єктів.

Введение. Вследствие возрастающей практической активности человечества в космосе проблема заполнения околоземного пространства управляемыми объектами (космическими аппаратами различного назначения, орбиты которых корректируются) становится все более острой. Следует предположить,

© Т.В. Лабуткина, 2009