

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

Yu. B. Zudin, Расчет осредненного коэффициента теплоотдачи в процессах теплообмена с периодической интенсивностью,
TVT, 1991, Volume 29, Issue 2, 395–397

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt3954>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.82

May 15, 2025, 19:50:01



щий факт. В чистом газе максимальные напряжения и мощность генерируются в районе кризиса течения. В двухфазной среде кризис течения наступает существенно раньше, а максимум интегральных характеристик достигается при сверхкритических режимах работы МГДГ. При сверхкритических режимах работы происходит полное срабатывание скоростной неравновесности двухфазного потока. Если при докритических режимах скорость частиц больше скорости газа по всей длине канала [2-4], то при сверхкритических режимах за время пребывания в электродной зоне частицы успевают полностью отдать избыточную кинетическую энергию газу (рис. 1), увеличивая эффект преобразования суммарной энергии двухфазной среды в электрическую.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреев В. В., Губарев А. В., Панченко В. П. Сверхзвуковые МГД-генераторы. М.: Энергоатомиздат, 1988.
2. Венгерский В. В., Бабаков Ю. П., Ральченко М. И. // ТВТ. 1984. Т. 22. № 1. С. 144.
3. Головин А. П., Догадаев Р. В., Панченко В. П., Якушев А. А. // В кн.: IX международная конференция по МГД-преобразованию энергии. Япония. 1986. Т. 1. С. 206.
4. Домбровский Л. А., Юкина Э. П., Иванов В. А. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 1. С. 136.
5. Виноградова Г. Н., Губарев А. В., Панченко В. П. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 2. С. 383.
6. Стернин Л. Е., Маслов Б. Н., Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
7. Вулис Л. А., Генкин А. Л., Фоменко Б. А. Теория и расчет МГД-течений в каналах. М.: Атомиздат, 1971.
8. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численные решения многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.

НИИ тепловых процессов

Поступило в редакцию
14.03.90

УДК 66.045

© 1991 г.

Ю. Б. Зудин

РАСЧЕТ ОСРЕДНЕННОГО КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ В ПРОЦЕССАХ ТЕПЛОБМЕНА С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ

В работе [1] разработан метод расчета влияния теплофизических свойств и толщины стенки на осредненные коэффициенты теплоотдачи применительно к процессам теплообмена с периодической интенсивностью. Метод [1] заключается в замене сопряженной задачи теплоноситель — стенка на краевую задачу для уравнения теплопроводности в стенке. Заданной величиной является при этом «истинный» коэффициент теплоотдачи, отражающий специфику гидродинамических пульсаций в теплоносителе. Искомая величина — «экспериментальный» коэффициент теплоотдачи, определяемый из решения уравнения теплопроводности и равный отношению осредненной плотности теплового потока на поверхности теплообмена к осредненному перепаду температур стенка — жидкость ($\alpha_m = \langle q_s \rangle / \langle \theta_s \rangle$).

В [1] получены точные решения для трех видов функций $\alpha(\tau)$ — косинусоидальной, обращенной косинусоидальной и ступенчатой. Решения [1] являются, однако, громоздкими; для функций $\alpha(\tau)$ произвольного вида построение точного решения, по-видимому, невозможно. Ниже предлагается простой алгоритм приближенного расчета экспериментального коэффициента теплоотдачи в общем случае произвольных временных пульсаций истинного коэффициента теплоотдачи.

Рассматривается уравнение теплопроводности для плоской пластины толщиной δ

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + q \nu / (c\rho). \quad (1)$$

При $x=0$ (внешняя граница пластины) задаются граничные условия двух типов: а) $T_0 = \text{const}$ — постоянная температура, б) $q_0 = \text{const}$ — постоянная плотность теплового потока. Важный для практики случай $q_0=0$ ($q_\nu = \text{const}$) — адиабатная поверхность $x=0$ (постоянная плотность тепловых источников) — эквивалентен случаю $q_0 = \text{const}$ по отношению к полю температурных пульсаций.

Вследствие линейности (1) решение представляется в виде суперпозиции стационарной части $\langle \theta \rangle(x)$, удовлетворяющей уравнению

$$\lambda \frac{d^2 \langle \theta \rangle}{dx^2} + q_\nu = 0 \quad (2)$$

и граничному условию при $x=0$, и пульсационной составляющей $\hat{\vartheta}(\bar{x}, t)$, описываемой уравнением

$$\frac{\partial \hat{\vartheta}}{\partial t} = \frac{\partial^2 \hat{\vartheta}}{\partial \bar{x}^2}. \quad (3)$$

Здесь $\bar{x} = x/\sqrt{\alpha\tau_0}$, $t = \tau/\tau_0$ — безразмерные поперечная координата и время; τ_0 — период пульсаций истинного коэффициента теплоотдачи.

Термические граничные условия при $x=0$ для уравнения (3) запишутся в виде: а) $\hat{\vartheta}=0$ при $T_0=\text{const}$; б) $\partial \hat{\vartheta}/\partial x=0$ при $q_0=\text{const}$.

Периодическое решение уравнения (3) имеет вид

$$\hat{\vartheta} = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \frac{\text{sh}\sqrt{k/2}(1+i)\bar{x}}{\text{sh}\sqrt{k/2}(1+i)\bar{\delta}} e^{ikt} + A_k^* \frac{\text{sh}\sqrt{k/2}(1-i)\bar{x}}{\text{sh}\sqrt{k/2}(1-i)\bar{\delta}} e^{-ikt} \quad (4)$$

при $T_0=\text{const}$,

$$\hat{\vartheta} = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \frac{\text{ch}\sqrt{k/2}(1+i)\bar{x}}{\text{ch}\sqrt{k/2}(1+i)\bar{\delta}} e^{ikt} + A_k^* \frac{\text{ch}\sqrt{k/2}(1-i)\bar{x}}{\text{ch}\sqrt{k/2}(1-i)\bar{\delta}} e^{-ikt} \quad (5)$$

при $q_0=\text{const}$.

Здесь A_k, A_k^* — неизвестные комплексно-сопряженные коэффициенты, подлежащие определению из граничного условия при $x=\delta$

$$\alpha(\tau)\vartheta_{\delta} = -\lambda(\partial\hat{\vartheta}/\partial x)_{x=\delta}. \quad (6)$$

Записывая входящие в (6) величины в виде сумм осредненных и пульсационных частей: $\alpha = \langle \alpha \rangle (1 + \psi(t))$, $\vartheta_{\delta} = \langle \vartheta_{\delta} \rangle (1 + \theta(t))$, после простых преобразований получим две эквивалентные формы граничного условия при $x=\delta$

$$(1 + \psi)(1 + \theta) = \varepsilon - \theta' / \langle \bar{\alpha} \rangle, \quad (7a)$$

$$1 + \theta = \frac{\varepsilon}{1 + \psi} - \frac{\theta'}{\langle \bar{\alpha} \rangle (1 + \psi)}. \quad (7b)$$

Здесь $\theta = (1/\langle \vartheta_{\delta} \rangle) (d\hat{\vartheta}/d\bar{x})_{x=\delta}$ — безразмерная пульсация теплового потока при $\bar{x}=\bar{\delta}$, $\varepsilon = \alpha_m/\langle \alpha \rangle$ — отношение экспериментального коэффициента теплоотдачи к истинному осредненному (искомая величина), $\langle \bar{\alpha} \rangle = \langle \alpha \rangle \sqrt{\alpha\tau_0}/\lambda$ — число Био.

Осреднение (7a), (7b) по времени дает связь величины ε с корреляциями пульсаций ψ, θ, θ'

$$\varepsilon = 1 + \langle \psi\theta \rangle, \quad (8a)$$

$$1 = \varepsilon \left\langle \frac{1}{1 + \psi} \right\rangle - \left\langle \frac{\theta'}{1 + \psi} \right\rangle \frac{1}{\langle \bar{\alpha} \rangle}. \quad (8b)$$

Верхнее и нижнее предельные значения ε определяются доказанным в [1] неравенством

$$\left\langle \frac{1}{1 + \psi} \right\rangle^{-1} \leq \varepsilon \leq 1. \quad (9)$$

Разложение (7a) в ряд по малому параметру $\langle \bar{\alpha} \rangle \ll 1$ дает: $\theta_0 = \theta_0' = 0$, $\varepsilon_0 = 1$; $\theta_1' = -\psi$, $\varepsilon_1 = \langle \psi\theta_1 \rangle$; $\theta_2' = -\theta_1 + (\psi\theta_1 - \langle \psi\theta_1 \rangle)$, $\varepsilon_2 = \langle \psi\theta_2 \rangle$; ... $\theta_{k+1}' = -\theta_k + (\psi\theta_k - \langle \psi\theta_k \rangle)$, $\varepsilon_k = \langle \psi\theta_{k+1} \rangle$ ($k=1, 2, 3, \dots$).

Аналогично разложение (7b) по параметру $\langle \bar{\alpha} \rangle^{-1} \ll 1$ дает:

$$\theta_0 = \varphi, \quad \varepsilon_0 = \kappa, \quad \kappa\theta_1 = \varphi\varepsilon_1 - \theta_0' - (\varphi\theta_0' - \langle \varphi\theta_0' \rangle), \quad \varepsilon_1 = \langle \varphi\theta_0' \rangle, \dots \kappa\theta_k = \varphi\varepsilon_k - \theta_{k-1}' - (\varphi\theta_{k-1}' - \langle \varphi\theta_{k-1}' \rangle) \quad (k=1, 2, 3, \dots).$$

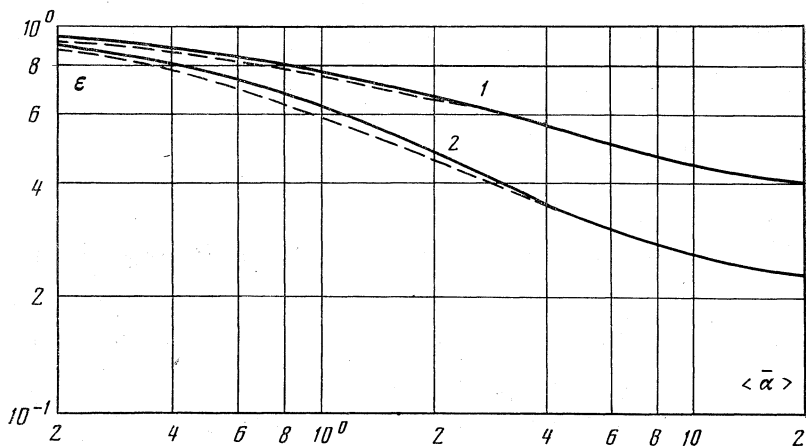
Здесь $\kappa = (1/(1 + \psi))^{-1}$.

Для косинусоидального ($1 + \psi = 1 + b \cos t$) и обращенного косинусоидального ($1 + \psi = \sqrt{1 - b^2} (1 + b \cos t)$) типов пульсаций истинного коэффициента теплоотдачи имеет место связь среднеквадратичных пульсаций температуры θ и теплового потока θ' , точная в асимптотиках

$$\langle \theta'^2 \rangle / \langle \theta^2 \rangle = \Phi. \quad (10)$$

Функция Φ имеет следующий вид:

$$\Phi = \frac{\text{ch}\sqrt{2}\bar{\delta} + \cos\sqrt{2}\bar{\delta}}{\text{ch}\sqrt{2}\bar{\delta} - \cos\sqrt{2}\bar{\delta}} \quad (T_0 = \text{const}), \quad (11a)$$



Влияние числа Био на величину ε : 1 – косинусоидальная функция $\alpha(\tau)$, 2 – обращенная косинусоидальная функция $\alpha(\tau)$; сплошные кривые – точное решение [1], штриховые – расчет по (13).

$$\Phi = \frac{\operatorname{ch}\sqrt{2}\bar{\delta} - \cos\sqrt{2}\bar{\delta}}{\operatorname{ch}\sqrt{2}\bar{\delta} + \cos\sqrt{2}\bar{\delta}} \quad (q_0 = \text{const}). \quad (116)$$

Алгоритм приближенного решения задачи следует из допущения, согласно которому локальные значения θ , θ' связаны между собой так же, как среднеквадратичные

$$\Phi = \langle \theta'^2 \rangle / \langle \theta^2 \rangle \approx (\theta' / \theta)^2. \quad (12)$$

Искомый алгоритм имеет следующий вид:

$$\varepsilon \approx \left\langle \frac{1}{1 + \psi + f} \right\rangle^{-1} - f. \quad (13)$$

Здесь $f = \Phi^{1/2} / \langle \bar{\alpha} \rangle$ – обобщенный комплекс параметров теплового влияния стенки на величину ε , включающий два основных параметра – $\langle \bar{\alpha} \rangle$, $\bar{\delta}$ (с учетом двух типов термического граничного условия при $x=0$ комплекс f включает фактически четыре параметра).

Алгоритм (13) приводит к следующим решениям:

а) косинусоидальная функция, $1 + \psi = 1 + b \cos t$

$$\varepsilon \approx \sqrt{(1+f)^2 - b^2} - f, \quad (14)$$

б) обращенная косинусоидальная функция, $1 + \psi = \sqrt{1 - b^2} / (1 + b \cos t)$

$$\varepsilon \approx f(\sqrt{1 + 2f/\sqrt{1 - b^2} + f^2} - 1)^{-1}. \quad (15)$$

На рисунке сопоставляются результаты расчета по формулам (14), (15) с точными решениями [1] для полуограниченного массива ($\bar{\delta} \rightarrow \infty$) и относительной амплитуды пульсаций $b=0,9$. Максимальное относительное отклонение приближенных решений от точных не превышает $\pm 5\%$. При увеличении амплитуды (в пределе $-b \rightarrow 1$) это отклонение растет, и при уменьшении амплитуды (в пределе $-b \rightarrow 0$) – снижается. Такое поведение является естественным, так как в первом случае тепловое влияние стенки стремится к максимально возможному, во втором – к нулю (так, что $\varepsilon \rightarrow 1$ при $b \rightarrow 0$). Величина ε , рассчитанная по приближенному алгоритму (13), может быть использована в расчетах процессов теплообмена с периодической интенсивностью в виде поправочного множителя к осредненному коэффициенту теплоотдачи, определенному без учета теплового влияния стенки

$$\alpha_m = \langle \alpha \rangle \varepsilon. \quad (16)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Лабунцов Д. А., Зудин Ю. Б. Процессы теплообмена с периодической интенсивностью. М.: Энергоатомиздат, 1984.

Московский энергетический институт

Поступило в редакцию
19.04.90