

дальнейшем небольшом увеличении расхода газа короткие волны становятся трехмерными и поверхность пленки приобретает так называемую «галечную» структуру.

Причина одновременного существования двух групп волн не объясняется в рамках линейной теории и заключается, по-видимому, в нелинейном перераспределении энергии между гармониками.

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса по газу для длинных волн независимо от расхода жидкости начинает выполняться критерий неустойчивости Кельвина — Гельмгольца (пунктирная кривая 3 на фиг. 3). Кривая 4 соответствует выполнению условия неустойчивости для коротких волн.

При увеличении числа Рейнольдса по газу безразмерные скорости как длинных, так и коротких волн уменьшаются, но длинные волны всегда движутся медленнее коротких. При этом наблюдается больший разброс экспериментальных значений скоростей и длин волн, чем вблизи нейтральной кривой, что вызвано расширением зоны волновых чисел, при которых наступает неустойчивость.

При дальнейшем увеличении расхода газа происходило только увеличение крутизны волн, усиливалась их нерегулярность, новых же качественных изменений не наблюдалось. Визуально в этой области (начиная с чисел Рейнольдса $3 \cdot 10^4$ — $5 \cdot 10^4$) структура жидкого потока имела так называемый «шквальный» характер. Кривая 5 соответствовала началу срыва капель жидкости газом.

Авторы благодарят В. Я. Шкадова и А. А. Зайцева за ряд полезных замечаний и внимание к работе.

Поступила 25 VII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Craik A. D. D. Wind-generated waves in thin liquid films. J. Fluid Mech., 1966, vol. 26, pt 2.
2. Craik A. D. D. Wind-generated waves in contaminated liquid films. J. Fluid Mech., 1968, vol. 31, pt 1.
3. Benjamin T. B. Shearing flow over a wavy boundary. J. Fluid Mech., 1959, vol. 6, pt. 2.
4. Конобеев В. И., Жаворонков Н. М. Гидравлические сопротивления в трубах с волнистой шероховатостью. Хим. машиностроение, 1962, № 1.
5. Smith T. N., Tait R. W. F. Interfacial shear stress and momentum transfer in horizontal gas-liquid flow. Chem. Engng Sci., 1966, vol. 21, No. 1.
6. Cohen L. S., Hanratty T. J. Generation of waves in the concurrent flow of air and a liquid. A.I.Gh.E. Journal, 1965, vol. 31, No. 1.
7. Milis I. W. The hydrodynamic stability of a thin film of liquid in uniform shearing motion. J. Fluid Mech., 1960, vol. 8, pt 4.
8. Saric W. S., Marshall B. W. An experimental investigation of the stability of a thin liquid layer adjacent to a supersonic stream. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 8.

УДК 533.6.011.55

ТЕПЛООБМЕН В КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ И ЕЕ ОКРЕСТНОСТИ ПРИ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ

В. А. КАРПОВ

(Москва)

Приведены результаты экспериментальных исследований теплообмена в окрестности критической точки при обтекании тел турбулентным струйным потоком. Предполагается, что внешний поток способен турбулизовать пограничный слой на всей поверхности тела, т. е. выдвигается гипотеза о существовании «турбулентной» критической точки. С применением метода интегральных соотношений [1] и закона теплообмена на пластине, трансформированного таким образом, чтобы удовлетворить условиям теплопередачи в критической точке, получены простые формулы для расчета тепловых потоков.

1. На фиг. 1 представлены данные экспериментов по исследованию распределения коэффициента теплопередачи α_w на плоской преграде при поперечном обтекании дозвуковой турбулентной струей. В экспериментах варьировалось характерное число R_0 , построенное по параметрам на срезе сошла. Остальные величины, определяющие теплообмен, оставались неизменными. Кривым 1, 2, 3 на фигуре соответствуют зависимости $\alpha_w = \alpha_w(x)$ при $R_0 = 3.2 \cdot 10^4$; $4.5 \cdot 10^4$ и 10^5 ; кривой 4 — зависимость $\alpha_w R_0^{-0.8} = f(x)$. Координата x отсчитывается от критической точки. Из анализа фиг. 1 можно заключить, что на всей поверхности преграды, включая окрестность критической точки, зависимость тепловых потоков от характерного числа R_0 близка к закону турбулентного теплообмена, в зависимости от продольной координаты x — к ламинарному. Аналогичные результаты получены в [2].

Для вывода расчетных формул теплопередачи в турбулентной критической точке и ее окрестности применяется метод интегральных соотношений [1]. В основе метода лежит решение уравнения энергии для пограничного слоя

$$(1.1) \quad \frac{1}{r^v} \frac{\partial}{\partial x} [r^v \rho u (H - H_w) \phi] = S$$

с использованием локального закона теплообмена

$$(1.2) \quad S = A \sigma^k \rho^m u R_0^n R_0^c (H_e - H_w)^c (H - H_w)^d$$

$$A = 0.22, \quad k = -4/3, \quad m = n = -1, \quad c = 2, \quad d = -1$$

$$A = 0.013, \quad k = -3/4, \quad m = n = -1/4, \quad c = 5/4, \quad d = -1/4$$

Здесь первый набор значений констант соответствует ламинарному, второй — турбулентному режимам течения в пограничном слое, r_0 — произвольный линейный размер, $x r_0$ — координата вдоль поверхности тела, $r r_0$ — радиус поперечного сечения тела, ϕr_0 — толщина потери энергии, a_0 — характерная скорость, ρr_0 — плотность, μ_0 — вязкость, $u a_0$ — скорость, $\psi r_0^{v+1} \rho_0 a_0$ — функция тока, $h a_0^2$ — полная энтальпия, $h a_0^2$ — статическая энтальпия, $H_e = 0.89H + 0.11h$ — энтальпия восстановления, $H_w a_0^2$ — энтальпия газа при температуре стенки T_w , $H^* = 0.5(H_w + h) + 0.22(H_e - h)$ — определяющая энтальпия по Эккерту, γ — показатель адиабаты, M — число Маха, σ — число Прандтля, R — число Рейнольдса, q — удельный тепловой поток, $S = q / \rho_0 a_0^3$ — число Стантона, $v = 0.1$ — плоский или осесимметричный случай, индекс 0 обозначает параметры в критической точке.

Исследуемая критическая точка обладает свойствами как турбулентного, так и ламинарного пограничного слоя. Для реализации этих свойств в турбулентном законе теплообмена принимается ламинарная зависимость числа S от R_0 , так как функция R_0^n в основном регулирует характер распределения тепловых потоков вдоль поверхности. Закон теплообмена для окрестности турбулентной критической точки будет иметь вид

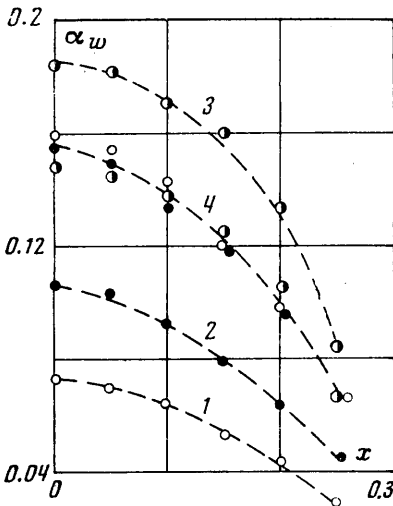
$$(1.3) \quad S = A \sigma^{-1/4} \rho^m u R_0^{-1/4} R_0^{-1} (H_e - H_w)^{5/4} (H - H_w)^{-1/4}$$

Чтобы формулу (1.3) можно было применять в различных газодинамических схемах течения с турбулентной критической точкой, необходимо унифицировать определяющие R_0 параметры. В качестве таких параметров принимаются ρ_0 , μ_0 , a_0 , ϕ_0 .

Характерная скорость a_0 определяется из уравнения Бернулли для несжимаемой жидкости

$$(1.4) \quad a_0 = \sqrt{\frac{2(p_0 - p_\infty)}{\rho_0}}$$

где p_∞ — статическое давление в дозвуковой струе или за прямым скачком уплотнения при обтекании тела сверхзвуковой струей. Для выбранных характерных параметров течения величина коэффициента A определяется с помощью эксперимен-



Фиг. 1

та. Принимая в качестве закона теплообмена (1.3), тем самым предполагаем, что структура пограничного слоя в окрестности критической точки идентична случаю пластины, а все отличие состоит в ином законе изменения толщины потери энергии. Закон изменения ϕ вдоль поверхности получается из решения уравнения (1.1) совместно с (1.3).

$$\begin{aligned} \frac{\phi}{\phi_0} &= \sqrt{2A} \sigma^{-3/5} R_0^{-1/5} [\rho_0 \bar{r}^\nu (H - H_w)]^{-1} \left[\int_0^x B d\bar{x} \right]^{1/2} \\ (1.5) \quad B &= \bar{r}^{2\nu} \rho^* \mu^* u (H_e - H_w)^{3/5} (H - H_w)^{2/5} \\ R_0 &= \frac{\rho_0 a_0 \phi_0}{\mu_0}, \quad \bar{x} = \frac{x}{\phi_0}, \quad \bar{r} = \frac{r}{\phi_0} \end{aligned}$$

Используя (1.5) и принимая для окрестности критической точки обычные условия $\bar{x} \sim \bar{r}$, $u = (\partial u / \partial \bar{x})_0 \bar{x}$, найдем формулу для расчета величины ϕ_0 , принятой в качестве характерного размера. Так как при $\bar{x} \rightarrow 0$ $\phi / \phi_0 \rightarrow 1$, получим

$$(1.6) \quad \frac{\phi_0}{r_0} = A^{1/5} \sigma^{-3/5} (\nu+1)^{-1/5} (\rho_0^* \mu_0^*)^{1/5} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_0^{-1/5} R_0^{-1/5}, \quad R_0 = \frac{\rho_0 a_0 r_0}{\mu_0}$$

Заменяв в формуле (1.3) функцию ϕ с помощью (1.5) и величину ϕ_0 на r_0 , с учетом (1.6) определим выражение для расчета теплового потока вдоль поверхности

$$\begin{aligned} S &= \frac{\sqrt{2}}{2} A^{1/5} \sigma^{-3/5} (\nu+1)^{-3/10} (\rho_0^* \mu_0^*)^{3/10} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_0^{3/10} R_0^{-1/5} r^{-\nu} B \left[\int_0^x B dx \right]^{-1/2} \\ (1.7) \quad B &= r^{2\nu} \rho^* \mu^* u (H_e - H_w)^{3/5} (H - H_w)^{2/5} \end{aligned}$$

При $x \rightarrow 0$, принимая $u = (\partial u / \partial x)_0 x$, $x \sim r$, получим закон теплообмена для турбулентной критической точки

$$(1.8) \quad S = A^{1/5} \sigma^{-3/5} (\nu+1)^{1/5} (\rho_0^* \mu_0^*)^{1/5} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_0^{1/5} R_0^{-1/5} (H - H_w)_0$$

Следует отметить более слабое, чем в случае ламинарной критической точки, влияние на величину S градиента скорости и осесимметричности течения.

Формула (1.8) приводится к виду эквивалентного случая плоской пластины, если в качестве аналога длины x принять величину $l = a_0 (\partial u / \partial x)_0^{-1}$

$$\begin{aligned} q_0 &= A^{1/5} (\nu+1)^{1/5} \sigma^{-3/5} \left(\frac{\rho_0^* \mu_0^*}{\rho_0 \mu_0} \right)^{1/5} \rho_0 a_0 R_l^{-1/5} (H - H_w)_0 \\ (1.9) \quad R_l &= \frac{\rho_0 a_0 l}{\mu_0} \end{aligned}$$

Для учета влияния на теплообмен поперечной неоднородности во внешнем потоке, которая всегда имеет место в струйных течениях, можно использовать метод среднemasовых величин [3].

Функция тока, определяющая расход газа через пограничный слой, в данном случае вычисляется по формуле

$$(1.10) \quad \psi_0 = 9\sqrt{2} 2^{\nu} A^{1/5} \sigma^{-3/5} (\nu+1)^{-3/10} (\rho_0^* \mu_0^*)^{3/10} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_0^{-3/10} (H - H_w)^{-1} R_0^{-1/5} \left[\int_0^x B dx \right]^{1/2}$$

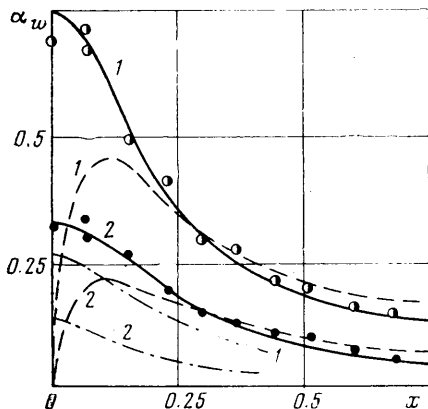
2. Для определения величины коэффициента A и проверки полученных формул были проведены экспериментальные исследования. Осесимметричная турбулентная струя натекала на плоский диск, устанавливаемый нормально к ее оси на расстоянии z от среза сопла, равном 25 его диаметрам. В экспериментах измерялись давление и тепловые потоки на диске, профили давления торможения за прямым скачком уплотнения p_0' в сечении свободной струи на расстоянии z от среза сопла, температура торможения T_m в центре струи в том же сечении и статическое дав-

ление в окружающем струю пространстве p_∞ . В экспериментах изменялось давление торможения в форкамере сопла при нерасчетности истечения $n=1$. Число Маха на срезе сопла равнялось 3.0.

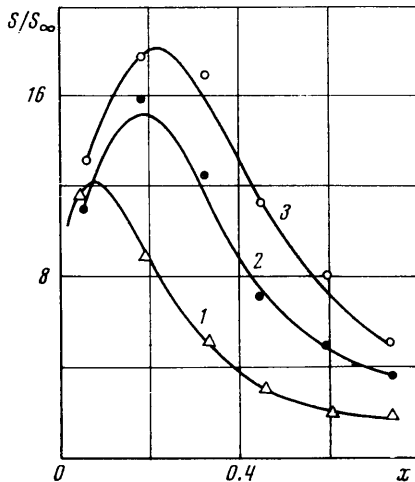
Было реализовано 2 режима:

1) $M_m=1.61$, $p'_{0m}=3.05$ атм, $p_\infty=0.8$ атм, $T_m=416^\circ\text{K}$, $T_w=360^\circ\text{K}$; 2) $M_m=1.48$, $p'_{0m}=0.95$ атм, $p_\infty=0.28$ атм, $T_m=380^\circ\text{K}$, $T_w=312^\circ\text{K}$.

На фиг. 2 точками нанесены результаты экспериментов по теплообмену. Определенная с помощью этих данных и формулы (1.8) величина коэффициента A ока-



Фиг. 2

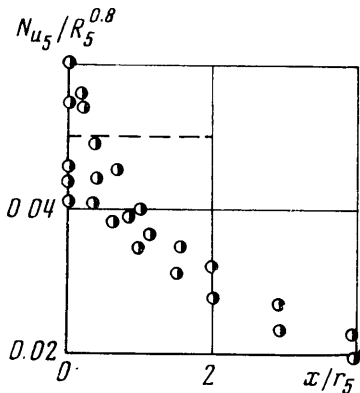


Фиг. 3

залась равной 0.02. На фигуре сплошные линии соответствуют расчету по формуле (1.7), пунктирные – по обычным формулам для турбулентного пограничного слоя и штрихпунктирные – по соотношениям для ламинарного пограничного слоя. Все расчеты α_w выполнены с учетом влияния на теплообмен поперечной неоднородности внешнего потока [3]. Для этого использовались профили $p_0'(\psi)$ и $H_0(\psi)$ в свободной струе, рассчитанные с помощью измеренных величин $p_0'(r)$, p_∞ , T_m и соотношения

$$(2.1) \quad \frac{u}{u_m} = \frac{T - T_\infty}{T_m - T_\infty}$$

где T_∞ , u_m – температура газа вне струи и скорость в центре струи соответственно. Скорость на внешней границе пограничного слоя рассчитывалась с помощью уравнений Бернулли и адиабаты



Фиг. 4

$$(2.2) \quad u(\psi, x) = \sqrt{2H_0(\psi) \left\{ 1 - \left[\frac{p(x)}{p_0'(\psi)} \right]^{(\gamma-1)/\gamma} \right\}}$$

Следует указать на удовлетворительное соответствие результатов эксперимента и расчетов по предлагаемым формулам для всей поверхности диска и всех режимов истечения из сопла.

На фиг. 3 даны результаты экспериментов по исследованию теплообмена в области отрыва турбулентного пограничного слоя перед цилиндром с радиусом $R=20$ мм и высотой h . В качестве исследуемой поверхности использовалась стенка сопла длиной 2 м с толщиной пограничного слоя в месте установки цилиндра $\delta=37$ мм.

Набегающий на цилиндр поток характеризовался следующими параметрами: $M_\infty=6$, $T_\infty=61^\circ\text{K}$, $p_\infty=0.027$ атм, $\gamma=1.4$. Согласно данным [4], на обтекаемой поверхности вблизи цилиндра реализуется течение с точкой торможения оторвавшегося от стенок

ки турбулентного потока. Результаты расчетов по формуле (1.7) представлены на фиг. 3 сплошными линиями. Здесь S_∞ — число Стантона на поверхности при отсутствии цилиндра. Кривые 1, 2, 3 относятся к высотам препятствия $h=20, 40$ и 80 мм соответственно. Координата x отсчитывается от передней кромки цилиндра вверх по потоку. Так же как и в случае обтекания диска струйным потоком, применение формул турбулентной критической точки для расчета теплообмена в отрывной зоне перед препятствием оказалось плодотворным.

На фиг. 4 даны результаты экспериментов по теплопередаче на диске, обтекаемом дозвуковой турбулентной струей 2. Здесь число $N_{us} = \alpha_w r_5 / \lambda$, $R_5 = \rho_0 a_0 r_5 / \mu_0$, r_5 — расстояние от оси струи до точки, где скорость $u = 0.5 u_m$, λ — коэффициент теплопроводности. Диск располагался на расстояниях x от среза сопла, равных 10, 20 и 30 его диаметрам. Пунктиром обозначено значение величины $N_{us}/R_5^{0.8}$, вычисленное по формуле (1.9) при $A=0.02$. Интересно отметить, что величины $R_5 \approx R_l$ и интенсивности пульсаций скорости $\varepsilon = \sqrt{(\bar{u}')^2} / u_m$ в указанных экспериментах оставались практически постоянными по длине струи. В настоящее время формула (1.9) подтверждена экспериментальными данными в диапазоне изменения чисел R_l от $5 \cdot 10^3$ до $2 \cdot 10^5$. Вопросы перехода ламинарного режима теплообмена в критической точке в турбулентный представляют собой самостоятельную задачу и в данной работе не рассматривались.

Автор благодарит В. В. Лулева за обсуждение работы и высказанные замечания.

Поступила 2 VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдусевский В. С. Метод расчета пространственного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 4.
2. Donaldson C. D., Snedeker R. S., Margolis D. P. A study of free jet impingement. Part 2. Free jet turbulent structure and impingement heat transfer. J. Fluid Mech., 1971, vol. 45, pt. 3.
3. Лулев В. В. Метод среднemasовых величин для пограничного слоя во внешнем потоке с поперечной неоднородностью. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
4. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.

УДК 533.69.048.011.8

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕМЕНТА ПОВЕРХНОСТИ, ОБТЕКАЕМОЙ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНЫМ ПОТОКОМ

Г. К. ВАРАКИН, В. Г. ФАРАФОНОВ

(Москва)

Проведен анализ зависимости локальных аэродинамических коэффициентов от угла атаки для поверхностей, загрязненных адсорбированным слоем, при скорости потока ≈ 10 км/сек. Анализ основан на сравнении коэффициентов, вычисленных по схеме диффузного отражения по экспериментальным данным об обмене импульсом между потоком и поверхностью и по предлагаемой квазизеркальной схеме, в которой скорость отраженных частиц зависит от угла атаки. Показано, что квазизеркальная схема по сравнению с диффузной является более точным приближением.

Рассмотрим зависимость локальных аэродинамических коэффициентов от угла атаки в условиях свободномолекулярного обтекания при скорости потока $v_0 \approx 10$ км/сек, когда разброс частиц по скоростям мал ($\Delta v/v_0 \ll 1$), а температура обтекаемой поверхности T такова, что средняя кинетическая энергия, уносимая частицей при равновесном отражении потока от поверхности, пренебрежимо мала по сравнению с кинетической энергией падающей частицы ($2kT \ll mv_0^2/2$, k — постоянная Больцмана, m — масса частицы). Кроме этого, поверхность загрязнена адсорбированным слоем, который защищает атомы твердого тела от соударений частицами потока, вследствие чего отношение масс соударяющихся частиц близко к единице. Такой режим